

Министерство образования и науки Российской Федерации

Федеральное государственное бюджетное образовательное
учреждение высшего профессионального образования
«Тамбовский государственный технический университет»

Ю.М. Головин, Ю.П. Ляшенко,
В.Н. Холодилин, В.М. Поликарпов

ОБЩАЯ ФИЗИКА

МОЛЕКУЛЯРНАЯ ФИЗИКА И ТЕРМОДИНАМИКА АТОМНАЯ, КВАНТОВАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА ФИЗИКА ТВЁРДОГО ТЕЛА

Допущено Научно-методическим советом по физике
Министерства образования и науки Российской Федерации
в качестве учебного пособия
для студентов высших учебных заведений, обучающихся
по техническим направлениям подготовки и специальностям



Тамбов
Издательство ФГБОУ ВПО «ТГТУ»
2013

УДК 530.145:539.21(075)
ББК В31я73-5
О-27

Рецензенты:

Доктор физико-математических наук, профессор
ФГБОУ ВПО «ТГУ им. Г.Р. Державина»
Ю.И. Тялин

Президент Международного Информационного Нобелевского Центра (МИНЦ),
директор Тамбовского филиала МГУ Ки, доктор технических наук, профессор
В.М. Тютюнник

О-27 Общая физика: Молекулярная физика и термодинамика.
Атомная, квантовая и ядерная физика. Физика твёрдого тела : ла-
бораторный практикум / Ю.М. Головин, Ю.П. Ляшенко, В.Н. Холо-
дилин, В.М. Поликарпов. – Тамбов : Изд-во ФГБОУ ВПО «ТГТУ»,
2013. – 96 с. – 150 экз. – ISBN 978-5-8265-1180-0.

Представлен цикл лабораторных работ, тематика которых охваты-
вает основные разделы курса общей физики: «Термодинамика и молеку-
лярная физика», «Элементы физики твёрдого тела, атомной, квантовой и
ядерной физики». К каждой лабораторной работе даны методические ука-
зания по их выполнению, описание установок и контрольные вопросы.
Соответствует требованиям образовательного стандарта по физике.

Предназначен для студентов 2 курса дневного и заочного отделений
инженерно-технических специальностей.

УДК 530.145:539.21(075)
ББК В31я73-5

ISBN 978-5-8265-1180-0

© Федеральное государственное бюджетное
образовательное учреждение высшего
профессионального образования
«Тамбовский государственный технический
университет» (ФГБОУ ВПО «ТГТУ»), 2013

ВВЕДЕНИЕ

В данный лабораторный практикум по физике вошли лабораторные задачи из следующих разделов курса физики: молекулярная физика и термодинамика, квантовая оптика, атомная и ядерная физика, физика твёрдого тела и полупроводников, которые выполняются студентами всех технических специальностей в третьем семестре.

Цель практикума – привить студентам навыки исследовательской работы, научить пользоваться современными измерительными приборами и методами обработки результатов эксперимента с применением персональных компьютеров.

Особое внимание уделено теоретическому описанию явления, наблюдаемого в лабораторной работе, которое должно подготовить студента к проведению эксперимента на установках. Подбор и содержание лабораторных работ авторы стремились формировать из двух и более заданий таким образом, чтобы студент на опыте мог проверить физические закономерности и следствия, вытекающие из них. На выполнение каждой работы отводится три академических часа. Подготовка, обработка результатов измерений и заключительный отчёт по работе студентом выполняется в часы самоподготовки.

Лабораторная работа 1

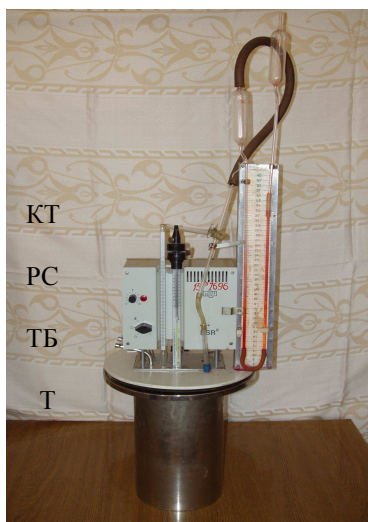
ИЗМЕРЕНИЕ РАБОТЫ РАСШИРЕНИЯ ГАЗА ПРИ ИЗОБАРНОМ ПРОЦЕССЕ, ОПРЕДЕЛЕНИЕ ГАЗОВОЙ ПОСТОЯННОЙ R И ПРОВЕРКА ПЕРВОГО НАЧАЛА ТЕРМОДИНАМИКИ

Цель работы: измерить работу расширения газа при изобарном процессе, определить газовую постоянную R , сделать проверку первого начала термодинамики.

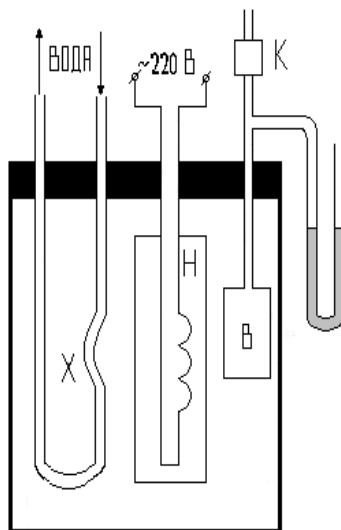
Оборудование: термостат с контактным термометром, колба, заполненная воздухом и совмещенная с водяным манометром для определения изменения объёма.

Описание установки и методические указания

На рисунке 1 показаны внешний вид установки (а) и принципиальная схема (б). Работу расширения в данной установке совершает воздух, заключённый в сосуде B , который соединён с U-образной трубкой.



а)



б)

Рис. 1

В этой трубке находится вода, играющая роль поршня. Сосуд помещён в термостат с водой. При нагревании воды воздух в колбе расширяется. Уровень воды в U-образной трубке перемещается. При этом совершается работа против внешнего давления. Это давление складывается из атмосферного давления p_0 и давления Δp , возникающего вследствие разности уровней воды в коленах U-образной трубки. Однако, если разность уровней не превосходит 20 см, то Δp составляет не более 2% от p_0 . Поэтому можно считать, что во время опыта давление остаётся почти постоянным, и использовать для расчёта величину атмосферного давления. В верхней части капилляра имеется кран К, соединяющий рабочий объём с атмосферой. Он позволяет фиксировать начальное положение мениска в U-образной трубке независимо от начальной температуры и атмосферного давления. Объём сосуда V значительно больше объёма капилляра и U-образной трубки, находящейся вне термостата. Поэтому можно считать, что практически весь газ находится при температуре термостата.

Термостат Т имеет нагреватель Н, включаемый тумблером ТБ, и регулятор скорости РС нагрева, а также холодильник Х (змеевик), охлаждаемый проточной водой. Кроме того, термостат имеет специальную систему, позволяющую с помощью контактного термометра КТ автоматически поддерживать температуру вблизи заданной величины. Температура измеряется термометром, с точностью 0,5 °С.

Контактный термометр КТ управляет работой электромагнитного реле, замыкающего и размыкающего цепь питания электронагревателя. Вращая головку регулировочного магнита РМ, изменяют положение проволоки, опущенной в капилляр. Пользуясь шкалой, устанавливают острие проволоки против соответствующего деления. При включении нагревателя загорается неоновая лампочка. По мере нагревания воды, ртуть в капилляре поднимается и, достигнув заданной температуры, соприкасается с проволокой. При этом замыкается цепь электромагнитного реле, которое, сработав, размыкает цепь, питающую электронагреватель. Электронагреватель автоматически отключается, неоновая лампочка гаснет.

Задание 1. Определение работы расширения газа при изобарном процессе

Расширяясь, газ совершает работу по перемещению поршня δA , равную $p dV$. Во время изобарного процесса работа газа, при увеличении объёма от V_1 до V_2 , равна

$$A = \int_{V_1}^{V_2} p dV = p(V_2 - V_1). \quad (1)$$

В данной работе нужно экспериментально определить работу A расширения воздуха при изобарном нагревании:

$$A = p\Delta V, \quad (2)$$

где p – атмосферное давление; $\Delta V = S\Delta h$ – приращение объёма газа;

$S = \frac{\pi D^2}{4}$ – площадь сечения манометрической трубки, диаметр D которой равен 4 мм; Δh – повышение уровня мениска по сравнению с начальным в правом колене манометрической трубки, соответствующее изменению температуры ΔT при нагревании газа в колбе.

Задание 2. Определение газовой постоянной R

Запишем уравнение Менделеева – Клапейрона:

$$pV = \frac{m}{M} RT, \quad (3)$$

где R – газовая постоянная; V – объём газа; m – масса газа; M – молярная масса газа; T – термодинамическая температура газа.

Пусть V_0 – объём воздуха в колбе вместе с подводящими трубками при комнатной температуре. Тогда V_0 легко вычислить, если рассмотреть уравнение Менделеева – Клапейрона для двух различных состояний газа:

1) при комнатной температуре T_0 :

$$pV_0 = \frac{m}{M} RT_0; \quad (4)$$

2) при температуре $(T_0 + \Delta T)$:

$$p(V_0 + \Delta V) = \frac{m}{M} R(T_0 + \Delta T). \quad (5)$$

Поделив уравнение (5) на уравнение (4), получим

$$\frac{\Delta V}{V_0} = \frac{\Delta T}{T_0},$$

откуда объём газа равен

$$V_0 = \frac{T_0 \Delta V}{\Delta T}. \quad (6)$$

Учитывая, что масса газа может быть найдена как произведение плотности воздуха ρ на объём V_0 , окончательно получим

$$m = \rho V = \rho \frac{T_0 \Delta V}{\Delta T} = \rho \frac{T_0 S \Delta h}{\Delta T}, \quad (7)$$

где $\rho = 1,29 \text{ кг/м}^3$; ΔT – приращение температуры, выбранное экспериментатором.

Так как нагрев воздуха происходит при постоянном давлении, то, продифференцировав уравнение Менделеева – Клапейрона по объёму, получим

$$pdV = \frac{m}{M} R dT. \quad (8)$$

Газовая постоянная R численно равна работе одного моля газа при изобарном нагревании его на один градус. Переходя в (8) к конечным приращениям ΔT и ΔV , получим

$$\Delta V = \frac{mR}{M p} \Delta T. \quad (9)$$

Выразим из (9) газовую постоянную R :

$$R = \frac{p \Delta V}{\frac{m}{M} \Delta T}. \quad (10)$$

Из выражения (9) следует, что при небольших ΔT зависимость приращения объёма от температуры должна быть линейной. Таким образом, зная экспериментальные значения приращения объёма ΔV и соответствующие им значения приращения температуры ΔT , можно из (10) оценить значение газовой постоянной R .

Задание 3. Проверка первого начала термодинамики

Согласно первому началу термодинамики, при изобарном нагревании газ поглощает некоторое количество тепла ΔQ , равное сумме:

$$\Delta Q = \Delta U + A, \quad (11)$$

где ΔU – изменение внутренней энергии газа, равное

$$\Delta U = \frac{im}{2M} R\Delta T, \quad (12)$$

где i – число степеней свободы молекул газа; ΔT – изменение температуры газа, $A = p\Delta V$ – работа расширения газа.

При постоянном давлении

$$\Delta Q = \frac{i+2}{2} \frac{m}{M} R\Delta T. \quad (13)$$

В данной работе по результатам измерений можно рассчитать величины работы A , изменения внутренней энергии ΔU , количества теплоты ΔQ и, подставив в выражение (11), сравнить левую и правую части.

Замечание: для вычисления ΔQ можно воспользоваться процентным соотношением между работой и количеством теплоты при изобарном процессе:

$$\Delta Q = \frac{A \cdot 100\%}{28,5\%}, \quad (14)$$

Выражение (14) легко получить, применив первое начало термодинамики к изобарному процессу для двухатомного газа.

Сравните полученное значение количества теплоты ΔQ с расчётным по формуле (1).

Порядок выполнения работы

1. Перед началом опыта приведите установку в исходное состояние, т.е. температура воды в термостате должна быть комнатной (порядка 19...25 °С). Запишите данную начальную температуру газа T_0 в табл. 1.

2. Открыв кран К, уравняйте давление воздуха в сосуде В с атмосферным, при этом положение менисков в левом и правом коленах U-образной трубке должно быть на одном уровне. Закройте кран К. Зафиксируйте начальное положение менисков воды в U-образной трубке по шкале.

3. Контактным термометром установите новую температуру на $\Delta t = 3...5$ °С выше предыдущей и включите тумблер «нагрев». Значение новой температуры запишите в таблицу. По окончании нагрева произведите измерение повышения уровня мениска Δh_i в правом колене U-образной трубки по сравнению с начальным и запишите в таблицу.

4. Повторите измерение в соответствии с пунктом 3, изменяя температуру с выбранным интервалом ΔT_i , до достижения температуры 50...60 °С; результаты занесите в таблицу.

5. После окончания работы выключите нагреватель.

Таблица

№ опыта	T, K	ΔT_i	$\Delta h_i, м$	$\Delta V_i, м^3$
1				
2				
...				

Обработка результатов измерений

1. Вычислите массу газа по формуле (7).
2. Постройте график зависимости приращения объёма ΔV от температуры T . Используя полученное в эксперименте максимальное значение ΔV и соответствующее ему приращение температуры ΔT по сравнению с начальной, по формуле (10) рассчитайте значение газовой постоянной R . Сравните полученное значение с табличным.
3. Используя максимальное значение ΔV , полученное в эксперименте, по формуле (2) рассчитайте значение работы A .
4. Вычислите сообщённое воздуху количество теплоты ΔQ , соответствующее изменению температуры ΔT за всё время эксперимента, используя выражения (13) и (14).
5. Вычислите изменение внутренней энергии ΔU , соответствующее изменению температуры ΔT за всё время эксперимента, используя выражение (12).
6. Проверьте выполнение равенства (11). Сделайте вывод.
Необходимые постоянные:

$$S = 12,5 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2; M = 29 \cdot 10^{-3} \frac{\text{кг}}{\text{моль}}; R = 8,32 \frac{\text{Дж}}{\text{К} \cdot \text{моль}}; p_0 = 10^5 \text{ Па.}$$

Контрольные вопросы

1. Сформулируйте первое начало термодинамики и примените его к различным процессам в идеальном газе.
2. Запишите в дифференциальной форме первое начало термодинамики для адиабатического процесса.
3. Выведите уравнение Пуассона.
4. Выведите уравнение Майера.
5. Степени свободы молекулы. Получите связь со степенями свободы теплоёмкостей C_p и C_v .
6. Объясните принцип работы установки. Получите расчётные формулы.

**ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОТНОШЕНИЯ C_p/C_v
(ДЛЯ ВОЗДУХА МЕТОДОМ КЛЕМАНА – ДЕЗОРМА)**

Цель работы: определить отношение C_p/C_v для воздуха методом Клемана – Дезорма.

Оборудование: заводская лабораторная установка.

Описание установки и методические указания

1. На передней панели (рис. 1) расположены: водяной U-манометр 1 с измерительной линейкой 2, кран K_1 напуска воздуха 3, клапан K_2 сброса давления 4, расположен пневмопровод 5 и тумблер включения микрокомпрессора «КОМПРЕССОР» с индикацией включения 6. U-образный манометр имеет переливной бачок 7. Сбоку сзади находится клемма заземления установки.

2. Установка содержит стеклянный баллон 8, наполняемый воздухом. Баллон 8 соединён с водяным U-манометром 1 и компрессором с помощью пневмопровода (рис. 2). Быстрое изменение давления в баллоне происходит практически без теплообмена с окружающей средой.



Рис. 1

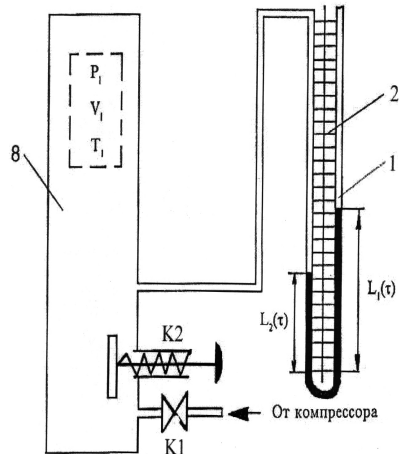


Рис. 2

Процесс, происходящий при открывании клапана 4, с достаточной точностью можно считать адиабатным. С помощью компрессора в баллон накачивают воздух, затем закрывают кран К₁ 3. Через несколько минут температура воздуха в баллоне станет равной температуре в лаборатории. Для получения наиболее точного экспериментального значения необходимо закрыть клапан точно в момент окончания адиабатного процесса. Так как время протекания адиабатного процесса неизвестно, значение разности уровней U-образного манометра определяется косвенным графическим методом (рис. 2).

В настоящей работе определение отношения C_p/C_v производится одним из классических методов – методом Клемана – Дезорма.

В предстоящем опыте полная масса газа в сосуде будет изменяться, поэтому будем оперировать удельным объёмом (объёмом единичной массы газа)

$$v = \frac{V}{m},$$

где m – масса газа; V – объём.

Рассмотрим последовательно процессы, происходящие с этой массой газа (рис. 3).

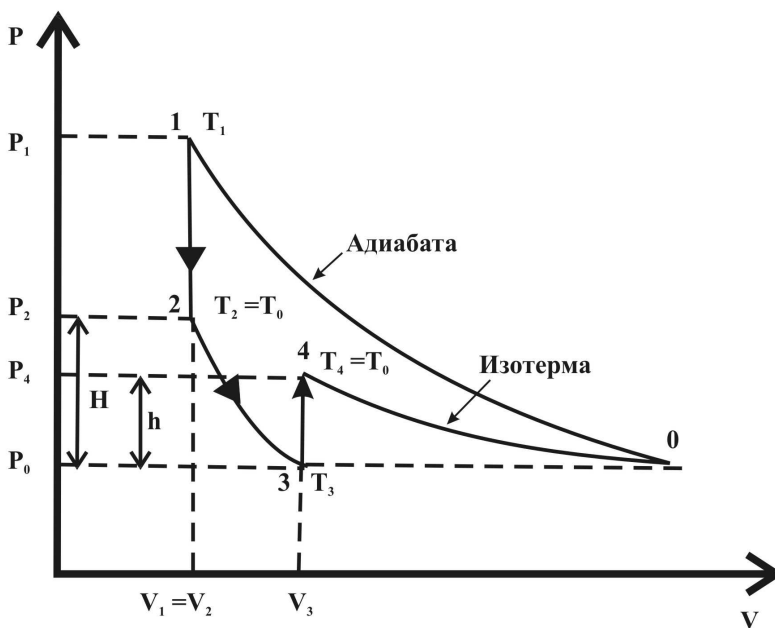


Рис. 3

Накачаем компрессором в сосуд воздух до тех пор, пока манометр не покажет разность давлений 200...250 мм вод. ст. и перекроем краном K_1 трубку, соединяющую баллон с компрессором.

Внимание! Кран K_1 открывать очень медленно при работающем компрессоре и по достижении нужной разности уровней в манометре выключить компрессор. Процесс соответствует адиабате 0–1. Через 2–3 мин давление снизится от p_1 до p_2 , а температура снизится от T_1 до $T_2 = T_0$, т.е. комнатной. Воздух изохорически перейдет из состояния (P_1, T_1, V_1) в состояние $(P_2, T_0, V_2 = V_1)$ – процесс 1–2.

Если соединить сосуд с атмосферой на 5 с, открыв кран K_2 , то воздух в сосуде будет расширяться адиабатически до тех пор, пока его давление не установится равным атмосферному p_0 , при этом температура понизится до $T_3 < T_0$ – процесс 2–3. Для него имеем

$$\frac{P_2^{\gamma-1}}{T_0^\gamma} = \frac{P_0^{\gamma-1}}{T_3^\gamma}. \quad (1)$$

После закрытия крана K_1 температура воздуха в баллоне через некоторое время (2–3 мин), определяемое теплопроводностью стенок сосуда сравняется с $T_0 = T_4$. Процесс 3–4 изохорический. Для него имеем

$$\frac{P_0}{T_3} = \frac{P_4}{T_4} = \frac{P_4}{T_0}. \quad (2)$$

Решая совместно (1) и (2), имеем

$$\left(\frac{P_4}{P_0}\right)^\gamma = \left(\frac{P_2}{P_0}\right)^{\gamma-1}. \quad (3)$$

Логарифмируя (3), получим

$$\gamma = \frac{\ln \frac{P_2}{P_0}}{\ln \frac{P_2}{P_4}} = \frac{\ln \frac{P_0 + H}{P_0}}{\ln \frac{P_0 + H}{P_0 + h}} = \frac{\ln \left(1 + \frac{H}{P_0}\right)}{\ln \left(1 + \frac{H-h}{P_0+h}\right)}. \quad (4)$$

Имея в виду то, что $H, h \ll p_0$, можно воспользоваться разложением функции $\ln(1+x)$ в ряд, т.е. $\ln(1+x) = x - \frac{x^2}{2} + \frac{x^3}{3} - \dots$, если $x \ll 1$ и, ограничившись первым членом разложения, получим

$$\gamma \approx \frac{H}{P_0} : \frac{H-h}{P_0} = \frac{H}{H-h}. \quad (5)$$

Следует заметить, что величина h существенно зависит от времени перекрывания крана K_2 . Если перекрывать раньше, то получим завышенное значение h . Если перекрывать кран K_2 позже момента выравнивания давления в сосуде, то получим заниженное значение h .

Поскольку момент окончания адиабатического процесса 2–3 не определён, найдём значения h_i в различные промежутки времени t_i между открыванием крана K_2 и его закрытием.

Опыт показывает, что между h_i , h , и τ_i выполняется соотношение

$$\lg h_i = \lg h - A\tau, \quad (6)$$

где A – константа, зависящая от многих факторов (параметров установки, условий проведения опыта).

Если построить график зависимости $\lg h_i = f(\tau)$, то путём экстраполяции можно найти $\lg h$ и, следовательно, h (рис. 4).

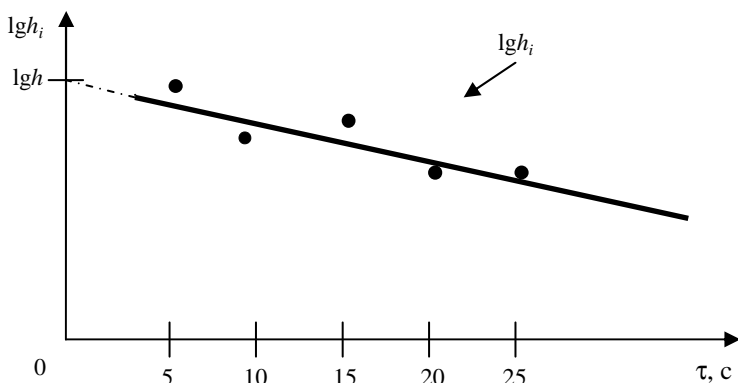


Рис. 4

Порядок выполнения работы и обработка результатов эксперимента

1. Включите электропитание компрессора.
2. Откройте кран K_1 и накачайте в баллон воздух так, чтобы разность уровней жидкости в манометре стала около 200...250 мм.

3. Закройте кран K_1 , выждите 2–3 мин до тех пор, пока температура воздуха в баллоне не станет равной температуре окружающей среды. Произведите дополнительную регулировку разностей уровней, медленно подкачивая компрессором (в дальнейших опытах начальную разность уровней нужно поддерживать постоянной). Запишите значения начальной разности уровней жидкости H в таблицу.

Таблица

t_i	$t_1 = 5 \text{ с}$	$t_2 = 10 \text{ с}$	$t_3 = 15 \text{ с}$	$t_4 = 20 \text{ с}$	$t_5 = 25 \text{ с}$
H					
h_i					
$\lg h_i$					

4. Резко нажмите на клапан K_2 , соединив баллон с атмосферой. Одновременно включите секундомер. Выдержите клапан K_2 открытым в течение заданного времени $t_1 = 5 \text{ с}$; после этого отпустите клапан. Через 3–4 мин, после того, как уровни жидкости в манометре стабилизируются, запишите значения разности уровней жидкости h_i в таблицу.

5. Повторите опыты (пункты 3 – 5) для других значений времени открытия t_i клапана K_2 (рекомендательно: 10, 15, 20, 25 с). Следите за тем, чтобы начальная разность уровней H была постоянной.

Примечание: накачивать воздух в баллон нужно осторожно, чтобы уровень жидкости не достиг расширительного баллона на манометре.

6. Постройте график зависимости $\lg h_i = f(t_i)$, аналогичный графику на рис. 4.

7. Используя полученный график, найдите $\lg h$ (путём экстраполяции графика до пересечения с осью ординат, время открытия клапана K_2 , $\tau = 0$), затем потенцированием определите соответствующее значение h и по формуле (5) рассчитайте значение t .

8. Повторите опыты и расчёты в соответствии с пунктами 2 – 7 ещё два раза для других значений начального уровня жидкости в манометре H (120...130 мм).

9. Найдите среднее значение t по результатам трёх опытов. Рассчитайте абсолютную и относительную погрешность. Полученное значение t сравните с табличным значением (воздух считать двухатомным идеальным газом).

Контрольные вопросы

1. Дайте определение молярной и удельной теплоёмкостей. Покажите связь между ними.
2. Выведите уравнения Майера и объясните физический смысл универсальной газовой постоянной.
3. Выведите расчётную формулу для постоянной адиабаты γ .
4. Выведите уравнение Пуассона.
5. Каковы источники ошибок в данной работе?
6. Каковы основные трудности классической теории теплоёмкости идеальных газов?

Что означает внутренняя энергия идеального газа с точки зрения молекулярно-кинетической теории?

Лабораторная работа 3

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОТНОШЕНИЯ МОЛЯРНЫХ ТЕПЛОЁМКОСТЕЙ C_p/C_v МЕТОДОМ ИЗМЕРЕНИЯ СКОРОСТИ ЗВУКА

Цель работы: определение отношения молярных теплоёмкостей C_p/C_v методом измерения скорости звука.

Оборудование: звуковой генератор ЗГ, электронный осциллограф, микрофон, телефон.

Описание установки и методические указания

Скорость распространения продольных волн в упругой среде вычисляется по формуле

$$U = \sqrt{\frac{E}{\rho}}. \quad (1)$$

Модуль Юнга E определяется по деформации упругого стержня длиной l :

$$E = -\frac{p_n}{\varepsilon} = -\frac{p_n}{\frac{\Delta l}{l}},$$

где p_n – упругое напряжение в стержне; $\frac{\Delta l}{l} = \varepsilon$ – относительное удлинение.

Однако для столба газа напряжение p_n заменим добавочным (избыточным) давлением Δp , вызывающим сжатие газа, а относительную линейную деформацию $\frac{\Delta l}{l}$ – относительной объёмной деформацией $\frac{\Delta V}{V}$, так как столб газа сжимается только вдоль своей длины (вдоль направления распространения волны). Таким образом, для газа имеем

$$E = -\frac{P_n}{\frac{\Delta V}{V}}. \quad (2)$$

По сравнению с твёрдыми телами газы обладают гораздо худшей теплопроводностью, и поэтому участки сжатия (где происходит нагрев) и участки разрежения (охлаждение) не успевают обменяться теплом, что приводит к увеличению упругости газа. Сжатие и разрежение происходит адиабатически, т.е. без обмена теплом. Найдём значение E по формуле (2) при адиабатическом сжатии газа. Запишем сначала (2) так:

$$E = -V \frac{\Delta p}{\Delta V}. \quad (3)$$

Заменяв приращение дифференциалами, получим

$$E = -V \frac{dp}{dV}. \quad (4)$$

Производную $\frac{dp}{dV}$ вычислим из уравнения Пуассона для адиабатического процесса:

$$pV^\gamma = \text{const}, \quad (5)$$

где $\gamma = \frac{c_p}{c_v}$ – отношение теплоёмкости при постоянном давлении к теплоёмкости при постоянном объёме.

Дифференцируя уравнение Пуассона по V , получим

$$\frac{dp}{dV} V^\gamma + p\gamma V^{\gamma-1} = 0;$$

отсюда

$$\frac{dp}{dV} = -\frac{\gamma p}{V}. \quad (6)$$

Подставляя это выражение в (4), получим

$$E = \gamma p .$$

Теперь формула (1) для скорости звука примет вид

$$U = \sqrt{\gamma \frac{p}{\rho}} . \quad (7)$$

Хотя в формуле присутствует давление p , тем не менее, скорость звука не зависит от давления газа. Действительно, подставляя в (7) вместо p выражение, полученное из уравнения состояния идеального газа $pV = RT$ (где V – объём одного моля газа; T – термодинамическая температура), и учитывая, что $\rho V = M$ есть молярная масса, приходим к следующей формуле для скорости звука в газе:

$$U = \sqrt{\gamma \frac{RT}{M}} ; \quad (8)$$

отсюда

$$\gamma = \frac{M}{RT} U^2 . \quad (9)$$

Из соотношения (8) видно, что скорость звука не зависит от давления газа, но пропорциональна \sqrt{T} (величины γ , R , M – постоянные для данного газа).

При условии, что плотность воздуха не слишком велика, то скорость (фазовая скорость U) звуковых волн практически не зависит от частоты (отсутствие дисперсии). Если представить себе, что в некоторой точке пространства давление меняется во времени по закону

$$P = P_0 \sin \omega t , \quad (10)$$

то на расстоянии X , в направлении распространения волны, такие же колебания будут наблюдаться по истечении времени $\tau = \frac{X}{U}$, т.е.

$$P = P_0 \sin \omega \left(t - \frac{X}{U} \right) . \quad (11)$$

Выражение (11) отражает характерное свойство волны, что фаза изменения давления линейно возрастает в направлении распространения волны

$$\varphi = \frac{\omega X}{U} . \quad (12)$$

Расстояние, на котором фаза изменяется на 2π , называется длиной волны λ . Согласно этому

$$\lambda = \frac{2\pi U}{\omega} = \frac{U}{\nu} , \quad (13)$$

где ν – частота, заданная звуковым генератором.

Метод измерения длины волны λ основывается на установлении минимального расстояния между точками пространства, в которых колебания давления происходят синфазно.

Воспользуемся установкой, состоящей из звукового генератора (ЗГ), телефона (Т), микрофона (М) и осциллографа (ЭО). Схема представлена на рис. 1.

Сигналы от звукового генератора и динамика подаются на вход пластин осциллографа, находящихся во взаимно перпендикулярном положении (X , Y). В результате суперпозиции взаимно перпендикулярных гармонических колебаний луч на экране осциллографа будет вычерчивать эллипс

$$\frac{X^2}{P_{0X}^2} + \frac{Y^2}{P_{0Y}^2} - \frac{2XY}{P_{0X}P_{0Y}} \cos \varphi = \sin^2 \varphi ,$$

форма и ориентация которого зависят от фазы сигнала микрофона.

Перемещая микрофон, фаза колебания звукового сигнала с микрофона будет изменяться согласно уравнению (12), в то время как фаза сигнала со звукового генератора не меняется.

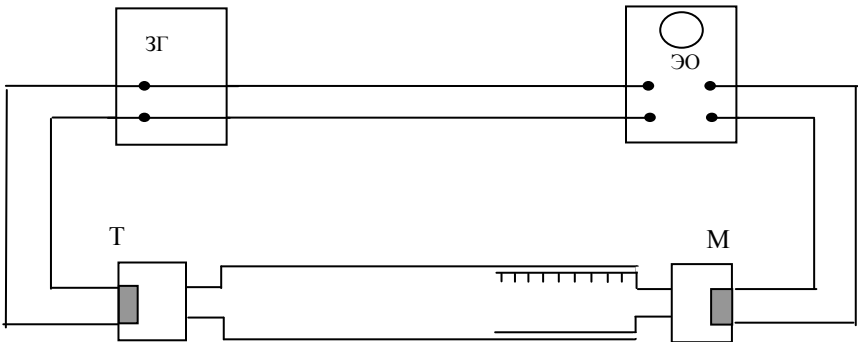


Рис. 1

Измерения производят в следующем порядке. Устанавливают микрофон на скамью так, чтобы на экране осциллографа была прямая линия, затем перемещают его до получения такой же прямой. Очевидно, величина перемещения равна длине волны.

Последовательность фигур, наблюдаемых на экране осциллографа при перемещении микрофона, изображена на рис. 2.

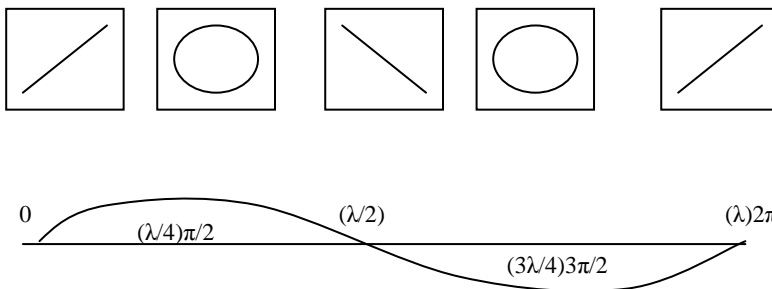


Рис. 2

Порядок выполнения работы и обработка результатов измерений

1. Начертите в рабочей тетради таблицу для внесения измеряемых величин.

Таблица

ν_i , Гц	900	950	1000	1050	1100
λ , м					

2. Измерьте длину волны λ , зная частоту ν звука, излучаемого генератором (ЗГ), вычислите скорость звука $U = \lambda\nu$. Измерения сделайте для различных частот в интервале 900...1100 Гц с шагом 50 Гц. Интервал обусловлен чувствительностью телефона.

3. Определите из формулы (9) адиабатическую постоянную. Оцените погрешность измерения. Среднее значение молярной массы примите равным $M = 29,0 \cdot 10^{-3}$ кг·моль⁻¹.

Результаты вычислений представьте в виде

$$\gamma = \gamma_{\text{ср}} \pm \Delta\gamma; \quad E = \dots\%$$

Контрольные вопросы

1. Дайте определение молярной и удельной теплоёмкостей. Покажите связь между ними.
2. Выведите соотношение между C_p и C_v через степени свободы.
3. Выведите уравнения Майера и объясните физический смысл универсальной газовой постоянной. Выведите расчётную формулу для γ .
4. Выведите уравнение Пуассона.
5. Каковы источники ошибок в данной работе?
6. Каковы основные трудности классической теории теплоёмкости идеальных газов?

Лабораторная работа 4

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПРИРАЩЕНИЯ ЭНТРОПИИ ПРИ НАГРЕВАНИИ И ПЛАВЛЕНИИ ОЛОВА

Цель работы: получение диаграммы нагревания и охлаждения олова, определение температуры плавления и приращения энтропии олова.

Оборудование: лабораторная установка для определения приращения энтропии при нагревании и плавлении олова, мультиметр Instek GDM-8246, градуировочная кривая термомпары, компьютер.

Описание установки и методические указания

1. На передней панели лабораторной установки (рис. 1, *а*) расположены: цифровой индикатор термометра 1, датчик термометра 2, устройство подъёма 3 ампулы с оловом 5 (рис. 1, *б*) из электрической печи 6, тумблер включения электропитания печи «НАГРЕВ» 7, тумблер включения электропитания термометра 8. Сзади справа находится клемма заземления установки.

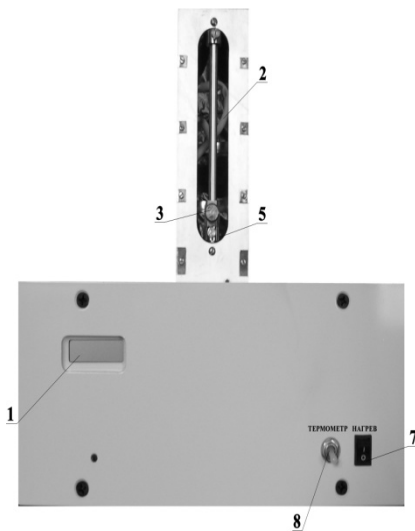
2. Ампула 5 с оловом нагревается в электрической печи 6, питающейся переменным током. Внутри ампулы находится металлическая трубка-чехол 9 для термодатчика 2. Датчик температуры соединён с цифровым индикатором температуры 1. В работе измеряется зависимость температуры олова от времени его нагревания, плавления и охлаждения $T = f(t)$.

Переход кристаллического твёрдого тела в жидкое (плавление) и обратно (кристаллизация) относятся к фазовым превращениям первого рода, при которых скачком изменяется плотность, внутренняя энергия, энтропия тела. При этом поглощается (при плавлении) или выделяется (при кристаллизации) энергия, называемая теплотой плавления (кристаллизации). Если давление не меняется, то температура тела во время фазового

перехода остаётся постоянной. *Энтропией* системы называется однозначная функция состояния, приращение которой равно количеству тепла, подводимому к системе обратимо, делённому на абсолютную температуру, при которой это тепло подводится: $dS = \frac{dQ}{T}$. Энтропия характеризует степень беспорядочности теплового движения частиц в системе.



а)

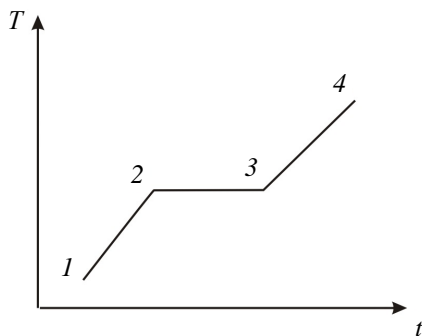
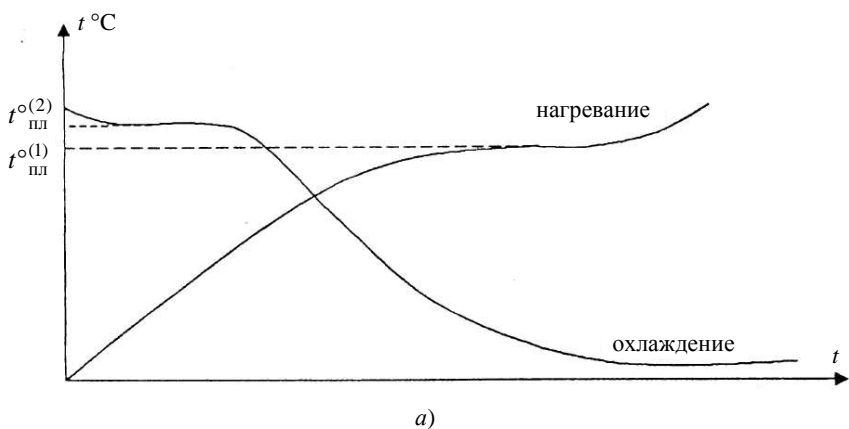


б)

Рис. 1

Олово, как известно, имеет кристаллическую структуру и характеризуется упорядоченным пространственным расположением частиц на большом расстоянии, т.е. в расположении атомов олова реализуется дальний порядок. Идеализированная кривая нагрева и плавления олова имеет вид, изображённый на рис. 2, б.

Участок 1–2 графика соответствует нагреванию олова до температуры плавления $T_{пл}$. С повышением температуры увеличивается интенсивность теплового хаотического движения атомов и амплитуда их колебаний. При дальнейшем нагревании начинается процесс плавления, в течение которого температура олова остаётся неизменной (участок 2–3). При $T = T_{пл}$ амплитуда колебаний атомов становится настолько большой, что начинается разрушение кристаллической решётки, на что расходуется вся подводимая извне теплота.



б)
Рис. 2

Увеличивается хаотичность в расположении атомов, исчезает дальний порядок, энтропия системы резко возрастает. Изменение энтропии ΔS при нагревании и плавлении олова складывается из изменения энтропии ΔS_1 при нагревании от начальной температуры T_n до температуры плавления $T_{пл}$ и изменения энтропии ΔS_2 при плавлении олова: $\Delta S = \Delta S_1 + \Delta S_2$, где

$$\Delta S_1 = \int_{T_n}^{T_{пл}} \frac{dQ}{T} = \int_{T_n}^{T_{пл}} \frac{cm dT}{T} = cm \ln \frac{T_{пл}}{T_n}, \quad \Delta S_2 = \int_2^3 \frac{dQ}{T} = \frac{\lambda m}{T_{пл}}.$$

Окончательно получаем

$$\Delta S = cm \ln \frac{T_{пл}}{T_n} + \frac{\lambda m}{T_{пл}}.$$

Здесь m – масса олова; c – удельная теплоёмкость олова; λ – удельная теплота плавления олова.

Градуировка термопары приведена в виде графика (должен быть приложен к работе).

Порядок выполнения работы

1. Включите компьютер и установку.
2. Запустите программу «Интерфейс Instek GDM-8246», нажав виртуальную кнопку: «DC +/-500 mv». После нажатия этой кнопки прибор перейдёт в режим измерения постоянного напряжения в диапазоне +/-500 мВ. По умолчанию интервал записи данных составляет 0,2 с, его можно увеличивать до 0,5 с шагом 0,1 с. Для записи экспериментальных данных следует ввести в обозначенное поле название файла данных (желательно указывать в названии фамилию, имя и номер группы, например: Иванов_И_ХТ-21_нагрев) и нажать виртуальную кнопку: «ЗАПИСАТЬ ФАЙЛ». Измерения продолжать до тех пор, пока не будут пройдены три области процесса: область нагревания, область полного расплава, область нагрета расплава.
3. Включите тумблер «НАГРЕВ». Время опыта – около 10...20 мин, напряжение на термопаре должно достигать ~14 мВ. По окончании записи данных следует нажать виртуальную кнопку «ОСТАНОВИТЬ».
4. Отключите «НАГРЕВ».
5. В программе, в поле для ввода имени файла задать новое имя (например: Иванов_И_ХТ-21_охлажд).
6. Нажмите виртуальную кнопку «ЗАПИСАТЬ ФАЙЛ». Измерения продолжать до тех пор, пока не будет пройден процесс кристаллизации и частичного охлаждения олова. Время опыта – около 15 мин.

7. По окончании записи данных следует нажать виртуальную кнопку «ОСТАНОВИТЬ».

8. В папке «Плавление олова» на «Рабочем столе» компьютера запишите созданный файл на съёмный носитель. Выключите установку.

Обработка результатов измерений

1. Определите по лабораторному термометру температуру окружающей среды – воздуха, представив её в кельвинах.

2. По данным постройте график в любой аналитической программе, например Excel, Origin, зависимости напряжения на термопаре от времени.

3. Откройте записанный файл в аналитической программе Excel или Origin, пользуясь градуировочным графиком; переведите значения напряжения термопары в температуру и постройте график зависимости температуры от времени.

4. Постройте графики зависимости температуры t °С от времени при нагревании, плавлении и охлаждении олова. Пользуясь графиками, найдите температуру плавления олова $t^{\circ}_{\text{пл}} = \frac{t^{\circ(1)}_{\text{пл}} + t^{\circ(2)}_{\text{пл}}}{2}$, где $t^{\circ(1)}_{\text{пл}}$ – температура плавления олова при нагревании, а $t^{\circ(2)}_{\text{пл}}$ – температура плавления олова при охлаждении. Примерный вид графиков показан на рис. 2, а.

5. Вычислите приращение энтропии ΔS при нагревании олова от 50 °С до температуры плавления $T_{\text{пл}}$ и при плавлении его по формуле

$$\Delta S = cm \ln \frac{T_{\text{пл}}}{T_{\text{н}}} + \frac{\lambda m}{T_{\text{пл}}},$$

где $T_{\text{пл}} = t^{\circ}_{\text{пл}} + 273$; $T_{\text{н}} = 323$ К; $m = 50$ г; $c = 230 \frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$; $\lambda = 5,86 \cdot 10^4 \frac{\text{Дж}}{\text{кг}}$.

Контрольные вопросы

1. Определение энтропии и её свойства, статистический смысл.
2. Второе начало термодинамики.
3. Понятие фазового перехода.
4. Кривая нагревания и плавления олова, кривая нагревания аморфного вещества.
5. Принцип действия термопары.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ ВОЗДУХА

Цель работы: экспериментально определить коэффициент теплопроводности воздуха.

Оборудование: заводская лабораторная установка.

Описание установки и методические указания

На передней панели расположены: корпус стеклянного баллона термостата 1 с вольфрамовой нитью, источник питания 2 и мультиметр (вольтметра) 3 , тумблер 4 для подключения мультиметра в режиме измерения тока – положение « I » и положение « U » в режиме измерения напряжения на нити, тумблер включения электропитания установки «СЕТЬ» 5 рис. 1.

Нагреваемая вольфрамовая проволока-нить 7 (рис. 2) находится в стеклянной цилиндрической трубке 8 . Между двойными стенками термостата залита вода. Температура воды в баллоне и, следовательно, температура стенки T трубки постоянна в течение опыта.

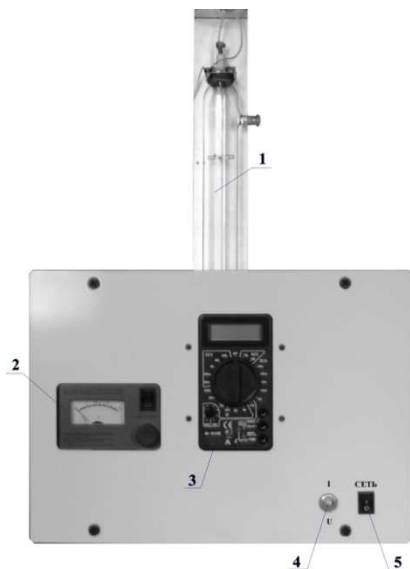


Рис. 1

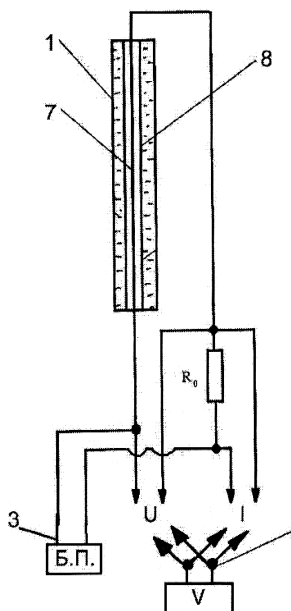


Рис. 2

Вольфрамовая проволока через соединительные провода подключается к источнику питания постоянного тока. Ток в нити определяется по падению напряжения U на балластном сопротивлении $R = 1$ Ом. Напряжение на проволоке U и падение напряжения на балластном сопротивлении U измеряется мультиметром при соответствующем положении переключателя 4 (рис. 2). При нагревании нити вдоль радиуса трубки создаётся градиент температуры. Площадь, через которую передаётся тепло, равна площади поверхности цилиндра, коаксиального с нагретой нитью.

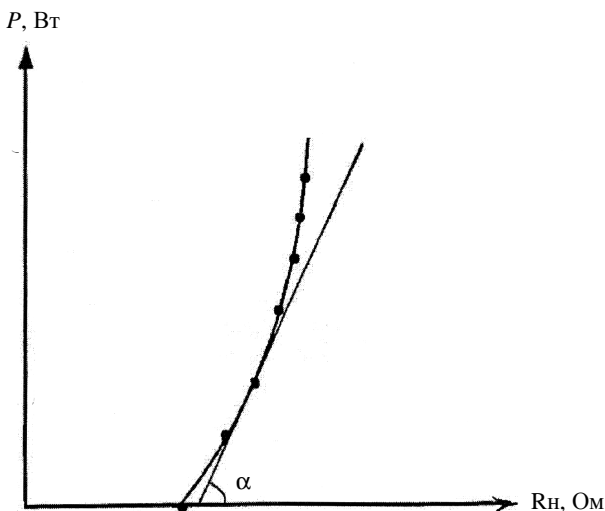


Рис. 3

Опыт проводится при постоянной температуре трубки 8 (рис. 2), равной T . При этом увеличение электрической мощности, выделяемой в нити, на величину dP приводит к возрастанию её температуры на dT . При расчёте коэффициента теплопроводности воздуха используется график зависимости $P = f(R_n)$ (рис. 3) для нахождения производной dP/dR_n .

Теплопроводность – один из видов переноса теплоты от более нагретых частей тела к менее нагретым. Обычно этот процесс приводит к выравниванию температуры. Если же поддерживать разность температур неизменной, получаем так называемый стационарный процесс, т.е. отсутствует конвекционный процесс. Для стационарного одномерного процесса (температура тела меняется лишь по оси X) имеем уравнение Фурье. В работе рассматривается именно такой механизм теплопередачи:

$$dQ = -\chi \frac{dT}{dx} dS dt . \quad (1)$$

Здесь dQ – количество теплоты, переносимое за время dt через dS , нормальную к оси OX ; dT/dx – градиент температуры; χ – коэффициент теплопроводности. Знак « \leftarrow » означает, что перенос теплоты происходит в сторону меньшей температуры.

При теплопроводности перенос энергии осуществляется в результате непосредственной передачи энергии от молекул, обладающих большей энергией, к молекулам, обладающим меньшей энергией. При малых значениях градиента температуры dT/dx (если температура мало меняется на расстоянии порядка длины свободного пробега молекул) коэффициент теплопроводности не зависит от градиента температуры, а зависит лишь от агрегатного состояния вещества, его атомно-молекулярного строения, температуры, давления.

Из молекулярно-кинетической теории идеального газа следует, что теоретическое значение коэффициента теплопроводности может быть рассчитано по формуле

$$\chi = \frac{1}{3} \rho \langle v \rangle \langle \ell \rangle C_V . \quad (2)$$

Здесь ρ – плотность газа; $\langle v \rangle$ – средняя статистическая скорость беспорядочного теплового движения молекул; $\langle \ell \rangle$ – средняя длина свободного пробега молекул; C_V – удельная теплоёмкость газа при постоянном объёме.

Применим уравнение (1) к задаче с осевой симметрией, иными словами, рассмотрим два длинных коаксиальных (соосных) цилиндра, пространство между которыми заполнено газом, коэффициент теплопроводности которого χ необходимо измерить. Температура поверхности внутреннего цилиндра T_1 , его радиус r_1 ; внешнего цилиндра – соответственно T_2 и r_2 . На рисунке 4 показано поперечное сечение этих цилиндров. В качестве внутреннего цилиндра может служить натянутая металлическая нить.

Так как цилиндр считается длинным, т.е. радиус цилиндра много меньше его длины, то утечкой тепла через торцы цилиндра пренебрегаем по сравнению с утечкой тепла через боковую стенку цилиндра.

Тогда уравнение (1) принимает вид

$$dQ = -\chi \frac{dT}{dx} L 2\pi r dt , \quad (3)$$

поскольку площадь, через которую передаётся тепло, равна площади поверхности цилиндра, коаксиального с нагретой нитью: $S = 2\pi r L$, где L – длина нити; радиус r произволен.

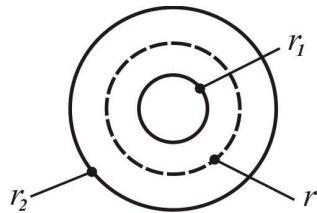


Рис. 4

Обычно на практике рассматривают поток тепла, т.е. $\frac{dQ}{dt} = q$; тогда уравнение (3) запишем в виде

$$q = -\chi 2\pi r L \frac{dT}{dr}, \quad (4)$$

подчеркнув тот факт, что χ – зависит от r .

Уравнение (4) справедливо для любого $r_1 < r < r_2$, причём его левая часть не зависит от радиуса и является постоянной величиной. Уравнение (4) можно решить методом разделения переменных:

$$\frac{dr}{r} = -\frac{2\pi\chi L}{q} dT. \quad (5)$$

Интегрируя левые и правые части уравнения, получаем

$$\int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{r} = -\frac{2\pi\chi L}{q} \int_{T_1}^T dT; \quad (6)$$

откуда

$$\ln \frac{r_2}{r_1} = -\frac{2\pi\chi L(T_{\text{ст}} - T_{\text{н}})}{q}, \quad (7)$$

т.е.

$$q = \chi 2\pi L \frac{(T_{\text{н}} - T_{\text{ст}})}{\ln \frac{r_2}{r_1}}. \quad (8)$$

Заметим, что эксперимент проводится при постоянной температуре трубки (3), равной $T_{\text{ст}}$. Увеличение электрической мощности, выделяемой в нити, приводит к увеличению мощности теплового потока: $dq = dP$; при этом температура нити возрастает на величину $dT_{\text{н}}$. Из (8) следует (при условии, что температура трубки с водой (3) $T_{\text{ст}}$ считаем постоянной):

$$dq = \chi \frac{2\pi L}{\ln \frac{r_2}{r_1}} dT. \quad (9)$$

Так как вблизи нити теплопроводность воздуха определяется температурой $T_{\text{н}}$, то в (9) значение $\chi(T_{\text{н}})$ относится к этой температуре. При возрастании температуры нити на $dT_{\text{н}}$ дополнительный перенос тепловой мощности dP от нити к стенке трубки определяется только теплопроводностью слоя воздуха вблизи нити.

Из соотношения (9) получим

$$\chi(T_n) = \frac{\ln \frac{r_2}{r_1}}{2\pi L} \frac{dP}{dT_n}. \quad (10)$$

Для определения производной $\frac{dP}{dT_n}$ необходимо знать зависимость $P = f(T_n)$, которую находят по экспериментальным данным. Мощность теплового потока $P = I_n U_n$ находят по напряжению на нити U_n и току I_n , протекающему через образцовое сопротивление $R_{обр}$ и нить:

$$I_n = \frac{U_n}{R_{обр}}. \quad (11)$$

Для этого определяют напряжение на образцовом сопротивлении U_n . Температура нити определяется из соотношений

$$t_n = \frac{R_n - R_0}{aR_0}; \quad T_n = 273,15 + t_n.$$

Здесь R_0 – электрическое сопротивление нити при $t_n = 0$; R_n – сопротивление при температуре опыта; a – температурный коэффициент сопротивления для материала нити.

Формула (11) позволяет по найденной экспериментальной зависимости $P = f(T_n)$ определить $\chi(T_n)$.

Отметим, что используемая методика измерения коэффициента теплопроводности не учитывает ряд побочных физических явлений, сопровождающих процесс теплопередачи, а именно:

- 1) тепловые потери через концы нити;
- 2) конвективный перенос тепла от нити к стене трубки.

Эти процессы приводят к методической погрешности определения коэффициента теплопроводности воздуха; оценка этой погрешности показала, что она не превосходит 7%.

Порядок выполнения работы

1. Изучите устройство лабораторной установки (рис. 1) и получите допуск к выполнению.
2. Включите электропитание тумблером «СЕТЬ», мультиметр включается одновременно (источник постоянного напряжения). Включите предел измерения напряжений мультиметра 20 В.

3. Убедитесь в том, что на входе источника питания отсутствует напряжение. При этом регулятор напряжения необходимо повернуть против часовой стрелки до упора.

4. Переключите тумблер 4 в положение «U» для измерения напряжения на вольфрамовой проволоке.

5. Определите значения напряжений, подаваемые на вольфрамовую проволоку, при которых производятся измерения. Рекомендуемые значения напряжений, устанавливаемые на источнике питания: 2, 3, 4, 5, 6 В.

6. Установите первое значение напряжения на источнике питания, следя за показаниями мультиметра. Произведите отсчёт напряжения на вольфрамовой проволоке. Результат запишите в таблицу.

7. Переключите тумблер 4 в положение «I» для измерения падения напряжения на балластном сопротивлении, пропорциональном силе тока в цепи вольфрамовой нити.

8. Переключите предел измерения напряжения мультиметра на 200 мВ. Произведите отсчёт падения напряжения на балластном сопротивлении. Результат запишите в таблицу.

9. Переключите предел измерения напряжения мультиметра (вольтметра) на 20 В. Пункты 5 – 9 повторите для следующих значений напряжения на вольфрамовой проволоке.

Обработка результатов измерений

1. Постройте на миллиметровой бумаге график зависимости $P = f(R_n)$ (рис. 3). Проведите с помощью лекал аппроксимирующую кривую через совокупность экспериментальных точек.

Примечание: масштаб графика согласовать с преподавателем.

2. Выберите три точки кривой и графически определите производную dP/dR_n в этих точках, для чего проведите в выбранных точках касательные к кривой и определите тангенс угла наклона каждой из них.

3. Рассчитайте коэффициент теплопроводности по формуле (10), используя технические характеристики.

Технические характеристики

1. Длина вольфрамовой проволоки, 420 ± 5 мм.

2. Диаметр вольфрамовой проволоки, 0,1 мм.

3. Температурный коэффициент сопротивления вольфрамовой проволоки (справочное), $(3,9...4,5) \cdot 10^{-1} \text{ K}^{-1}$.

4. Максимальное значение напряжения, подаваемого на вольфрамовую проволоку, 8 ± 1 В.

5. Номинальное значение сопротивления для определения тока в проволоке, 1 Ом.

6. Внутренний диаметр стеклянной трубки, в которой находится вольфрамовая проволока, 6,0 мм.
7. Масса воды, заливаемой в термостат, не более 600 г.
8. Погрешность поддержания постоянной температуры термостата в опыте, $\pm 0,5$ К.

Контрольные вопросы

1. Запишите уравнение Фурье для одномерного случая и поясните физический смысл всех величин, входящих в это уравнение.
2. Выведите выражение для коэффициента теплопроводности идеального газа.
3. Объясните принцип работы установки и метода измерения коэффициента теплопроводности в данной работе.

Лабораторная работа 6

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ВНУТРЕННЕГО ТРЕНИЯ ВОЗДУХА

Цель работы: знакомство с одним из экспериментальных методов коэффициента внутреннего трения в газах.

Оборудование: заводская лабораторная установка.

Описание установки и методические указания

На передней панели (рис. 1) расположены: клапан K_1 (1) перепуска воды из вспомогательного бачка в мерную ёмкость 6, клапан K_2 (2) напуска воздуха в мерную ёмкость для перепуска воды из этой ёмкости во вспомогательную, водяной U-манометр 3, уровнемер с измерительными шкалами 4, капилляр 5 и тумблер «КОМПРЕССОР» 12 включения микрокомпрессора с индикацией.

Схема установки (рис. 2) включает капилляр 5, соединённый одним концом через систему пневмопровода с мерной ёмкостью 6 и U-манометром 3. Другой конец капилляра сообщается с атмосферой. Мерная ёмкость соединена трубкой 8 со вспомогательным сосудом 9, в котором находится вода. С помощью трубки 10 бачок 9 соединён с микрокомпрессором. При закрытом клапане K_2 и открытом клапане K_1 вода из вспомогательной ёмкости 9 через трубку перетекает в мерную ёмкость 6. При закрытом клапане K_1 и открытом клапане K_2 вода вытесняет воздух из вспомогательной ёмкости через капилляр в атмосферу. Так как сечение капилляра мало, то возникает разность давлений воздуха на его концах, которая измеряется водяным U-манометром. С помощью секундомера измеряется

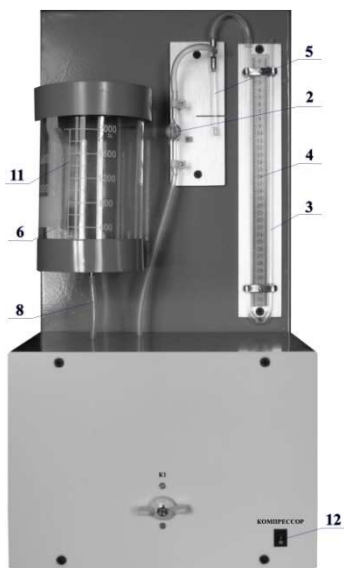


Рис. 1

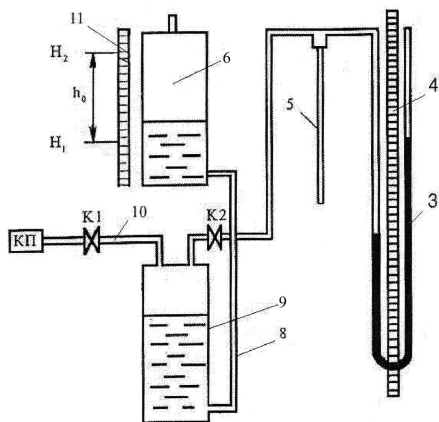


Рис. 2

время истечения заданного объёма воздуха из мерной ёмкости и указанный объём с помощью уровнемера 11. Для повторения опыта закрывают клапан K_2 и, включив компрессор, открывают клапан K_1 . При этом вода перетекает из вспомогательной ёмкости 9 в мерную ёмкость 6. Уровень воды в мерной ёмкости определяется по уровнемеру 11.

Поскольку разность давлений на концах капилляра в момент включения секундомера и в момент его выключения различна, то необходимо взять среднюю разность давлений за время проведения опыта.

Силы вязкости, или силы внутреннего трения, возникают при относительном движении слоёв жидкости (газа). Они приложены к слоям жидкости и действуют по касательной к ним. Два слоя, движущихся друг относительно друга, взаимодействуют вдоль поверхности раздела с равными по модулю и противоположными по направлению силами внутреннего трения. Физические причины появления таких сил различны для жидкостей и газов. В жидкостях эти силы обусловлены главным образом сцеплением между молекулами, принадлежащими разным слоям. В газах сцепление между молекулами мало, а их подвижность, наоборот, велика. Поэтому возникновение сил внутреннего трения в газах происходит в основном за счёт обмена молекулами между движущимися слоями.

Выделим в потоке два параллельных, равных по площади слоя, отстоящих друг от друга на Δr (рис. 3, а). Изменение скорости от слоя к слою с увеличением координаты r происходит по линейному закону (рис. 3, б).

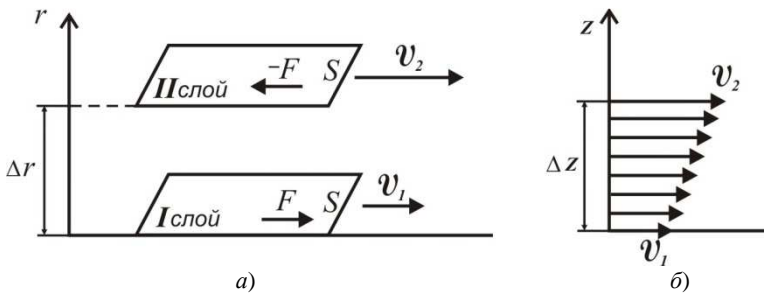


Рис. 3

Между слоями воздуха, движущимися с различными скоростями, происходит обмен молекулами, обусловленный беспорядочным тепловым движением молекул. В результате на слой газа 2 мысленно выбранной плоскости S (рис. 3, а) действует тормозящая сила, направленная против скорости упорядоченного движения. Этот процесс описывают, используя термин силы трения, возникающей между слоями воздуха, движущимися с разными скоростями. Сила трения F , действующая на участок поверхности плоского слоя площадью S , выражается феноменологическим (полученным путём обобщения опытных данных) соотношением

$$F = \eta \frac{dv}{dr} S. \quad (1)$$

Соотношение называют законом Ньютона для сил вязкого трения. Здесь η – коэффициент внутреннего трения (вязкости); $\frac{dv}{dr}$ – градиент скорости упорядоченного движения. В СИ размерность $[\eta] = \text{Па}\cdot\text{с}$.

Единица измерения вязкости устанавливается из соотношения

$$\eta = \frac{F}{S \frac{dv}{dr}}. \quad (2)$$

Отсюда определение: за единицу вязкости в системе СИ принимается вязкость газа, в которой между двумя слоями площадью $S = 1 \text{ м}^2$ при градиенте скорости $\frac{dv}{dz} = 1 \frac{1}{\text{с}}$ возникает сила внутреннего трения F , равная 1 Н. Это динамическая вязкость.

Для вывода формулы Пуазейля вначале выведем формулу распределения скорости течения воздуха по сечению капилляра, а затем найдём объём воздуха, протекающего за время t через капилляр.

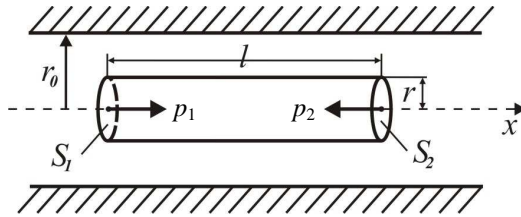


Рис. 4

Пусть радиус капилляра r_0 , длина l (рис. 4). Воздух протекает слева направо вследствие разности давлений на концах капилляра $p_1 - p_2$. Вырежем мысленно в газе цилиндрический слой с внутренним радиусом r . На этот слой со стороны окружающего воздуха действуют силы нормального давления и силы внутреннего трения, касательные к боковой поверхности цилиндра. При стационарном течении сумма действующих сил равна нулю:

$$\bar{F}_{1\text{давл}} + \bar{F}_{2\text{давл}} + \bar{F}_{\text{вязк}} = 0. \quad (3)$$

Это равенство в скалярном виде принимает вид

$$p_1 \pi r^2 - p_2 \pi r^2 - \tau 2\pi r l = 0, \quad (4)$$

где p_1 и p_2 — давление в сечении 1 и 2 (нормальное давление); τ — сила вязкости, приходящаяся на единицу поверхности.

Учитывая, что $F_{\text{вязк}} = \eta S \frac{dv}{dr}$ или $\frac{F_{\text{вязк}}}{S} = \tau$, а $\tau = -\eta \frac{dv}{dr}$ (знак минус взят потому, что скорость течения слоя уменьшается с увеличением радиуса r), можно уравнение (4) записать так:

$$r(p_1 - p_2) + 2l\eta \frac{dv}{dr} = 0. \quad (5)$$

Отсюда

$$dv = -\frac{(p_1 - p_2)}{2l\eta} r dr, \quad (6)$$

что после интегрирования даёт

$$v = -\frac{(p_1 - p_2)}{4l\eta} r^2 + C. \quad (7)$$

Исходя из граничного условия, состоящего в том, что около стенок капилляра ($r = r_0$) скорость частиц воздуха равна нулю, получаем для постоянной интегрирования следующее выражение:

$$C = -\frac{p_1 - p_2}{4l\eta} r_0^2. \quad (8)$$

Таким образом, распределение скорости по сечению капилляра будет определяться формулой

$$v = \frac{p_1 - p_2}{4l\eta} (r_0^2 - r^2). \quad (9)$$

Отсюда видно, что изменение скорости вдоль радиуса сечения происходит по параболическому закону (рис. 5). Скорость воздуха максимальна на оси капилляра, где она имеет значение

$$v_{\max} = \frac{p_1 - p_2}{4l\eta} r_0^2. \quad (10)$$

Из формулы (9) и графика распределения скорости (рис. 5) видно, что градиент скорости имеет наибольшее значение у стенок капилляра и наименьшее (нулевое) на оси. В соответствии с этим будут распределяться и силы вязкости τ (рис. 5).

Выделим в потоке воздуха цилиндрический слой радиуса r и толщиной dr (рис. 6). Найдём объём протекающего воздуха за время t :

$$dV = vtdS = vt2\pi r dr. \quad (11)$$

Для всего сечения объём можно найти путём интегрирования:

$$V = \int_0^{r_0} dV = \frac{2\pi(p_1 - p_2)}{4l\eta} t \int_0^{r_0} (r_0^2 - r^2) r dr; \quad (12)$$

$$V = \frac{\pi(p_1 - p_2)t}{8l\eta} r_0^4. \quad (13)$$

Это и есть известная формула (закон) Пуазейля.

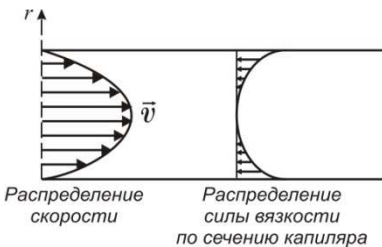


Рис. 5

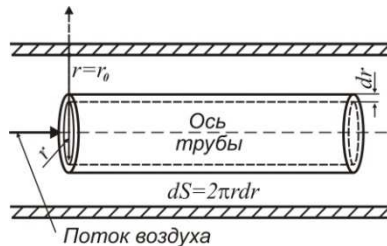


Рис. 6

Заметим, что объём протекающего за время t газа очень сильно зависит от радиуса капилляра. Отметим также, что для газов ламинарное (слоистое) течение возможно лишь при малых скоростях течения и в весьма тонких капиллярах. Из формулы Пуазейля выразим коэффициент внутреннего трения (вязкость) воздуха η :

$$\eta = \frac{\pi(p_1 - p_2)t}{8lV} r_0^4. \quad (14)$$

Разность давлений

$$p_1 - p_2 = \rho_v g (h_1 - h_2), \quad (15)$$

где $h_1 - h_2$ – разность уровней воды в манометре; ρ_v – плотность воды; g – ускорение силы тяжести.

Объём воздуха, протекающего через капилляр за время t , равен объёму вытесненной из измерительного сосуда 3 воды. На стенках сосуда нанесены метки, объём воды между метками известен.

Порядок выполнения работы

1. Изучите устройство лабораторной установки и получите допуск к выполнению.

2. Включите электропитание микрокомпрессора тумблером «КОМПРЕССОР».

3. Откройте кран K_1 и установите уровень воды в мерной ёмкости на отметке уровнемера около 170 мм. Закройте кран K_1 .

4. Откройте кран K_2 и в момент прохождения уровня воды мерной ёмкости верхней отметки уровнемера H_2 включите секундомер и произведите отсчёт разности уровней жидкости в водяном U-манометре h_1 . Результат запишите в журнал наблюдений.

5. В момент прохождения уровня воды в мерной ёмкости нижней отметки уровнемера H выключите секундомер и произведите отсчёт разности уровней жидкости в водяном U-манометре h_2 . Результаты запишите в журнал наблюдений. Закройте кран K_2 .

6. Пункты 3 – 5 повторите три раза.

7. Через равные промежутки времени произведите отсчёты разностей уровней воды в коленях манометра, начиная от h и кончая h . Результаты запишите в журнал наблюдений.

Обработка результатов измерений

1. По формуле (13) определите разность давлений.

2. Рассчитайте коэффициент внутреннего трения воздуха по формуле (12).

3. Необходимые данные возьмите из технических характеристик.

Технические характеристики

1. Длина капилляра (справочное), 150...200 мм.
2. Радиус капилляра (справочное), 0,35...0,70 мм.
3. Объём мерной ёмкости, $2 \pm 0,2$ л.
4. Объём вспомогательной ёмкости, $2 \pm 0,2$ л.
5. Площадь сечения мерной ёмкости, 70 ± 3 см.
6. Пределы измерений уровнемера, 0...180 мм.
7. Цена деления шкалы уровнемера, 1 мм водн. ст.
8. Пределы измерения уровней жидкости в коленах U-манометра, не более, 400 мм
9. Цена деления шкалы U-манометра, 1 мм.
10. Табличное значение коэффициента внутреннего трения воздуха, при 20 °С, $181 \cdot 10^{-7}$ Па·с.

Контрольные вопросы

1. Силы внутреннего трения. Закон Ньютона для сил вязкого трения.
2. Выведите формулу Пуазейля.
3. Принцип работы установки и методика определения коэффициента внутреннего трения воздуха.

Лабораторная работа 7

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОСТОЯННОЙ В ЗАКОНЕ СТЕФАНА – БОЛЬЦМАНА

Цель работы: изучение метода оптической пирометрии, проверка закона Стефана – Больцмана и определение постоянной Стефана – Больцмана.

Оборудование: оптический пирометр типа ОППИР-09, кинолампа, автотрансформатор, источник питания пирометра, ваттметр.

Описание установки и методические указания

Установка включает лампу накаливания и защитный кожух, ваттметр, ЛАТР, пирометр с исчезающей нитью (рис. 1).



Рис. 1

Оптическая система пирометра (рис. 2) включает в себя: 1) объектив O_1 ; 2) окуляр O_2 ; 3) монохроматический (красный светофильтр K_1), ослабляющий светофильтр K_2 . Объектив O_1 закреплён в подвижном тубусе T_2 , который может скользить внутри объективной трубки T_1 . Конец тубуса T_2 снабжён кольцом 2 с накаткой, позволяющим легко перемещать объектив O_1 для получения резкости изображения раскалённого тела. Окуляр O_2 помещён в конце тубуса T_3 , который легко перемещается в направляющей трубке T_4 , составляющей одно целое с крышкой 3 кольцевого реостата. Наружный конец тубуса T_3 (головка тубуса) выполнен в виде кольца с накаткой, с помощью которого можно перемещать всю окулярную систему вдоль оптической оси прибора. В головке окулярного тубуса помещён монохроматический (красный) светофильтр, укрепленный в оборотной обойме 5. Поворотом обоймы красный светофильтр можно вводить и выводить из поля зрения. Фотометрическая лампочка расположена между объективом и окуляром пирометра и служит эталоном яркости. Лампочка имеет дугообразную нить накала, расположенную в плоскости, перпендикулярной оптической оси пирометра.

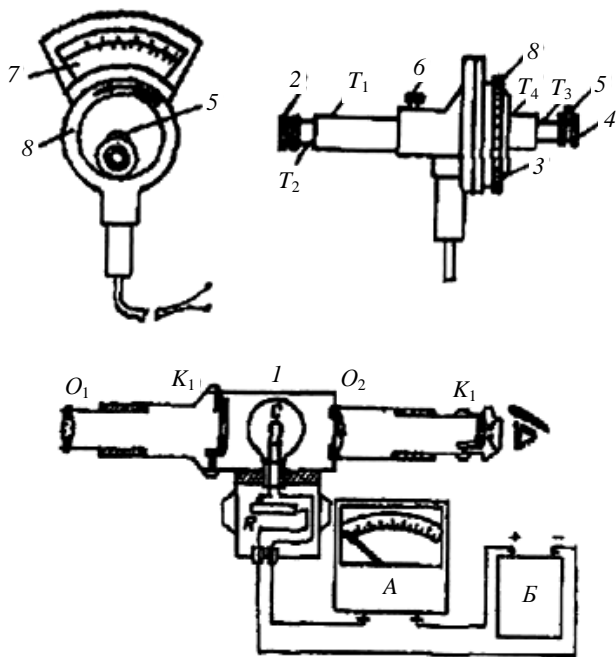


Рис. 2

Лампочка питается от аккумуляторной батареи B и предназначена для работы при температурах, не превышающих 1400° . Нагрев нити выше $1400\dots 1500^\circ$ влечёт за собой распыление нити, она становится тоньше и на стенках баллончика лампочки осаждается тонкий налёт, что приводит к искажению показаний пирометра и к быстрому разрушению нити.

Для расширения предела измерения температуры раскалённого тела, а именно для измерения температур, превышающих 1400° , между объективом и лампочкой вводят ослабляющий (дымчатый) светофильтр K_2 . Дымчатый светофильтр поглощает часть световой энергии, идущей от исследуемого тела. Введение этого фильтра позволяет измерять температуру раскалённого тела в интервале от 1200 до 2000°C . Для установки дымчатого светофильтра служит поворотная головка $б$, на которой нанесена белая указательная точка: для включения дымчатого светофильтра следует повернуть головку $б$ по часовой стрелке. Выключение светофильтра осуществляется поворотом головки против часовой стрелки на 90° .

Измерительный прибор 7 , проградуированный в градусах Цельсия, вмонтирован в общую оправу пирометра и находится над окуляром. Измерительный прибор снабжён двумя шкалами: от 800 до 1400° (верхняя шкала) и от 1200 до 2000° (нижняя шкала). Последовательно с измерительным прибором включён реостат, служащий для регулировки тока накала фотометрической лампочки, которая производится поворотом кольца 8 .

Градуировка пирометра по абсолютно чёрному телу производится при красном светофильтре, поэтому измерять температуры тел следует при включённом красном светофильтре. Лишь температуры, заключённые в интервале от 800 до 900° , измеряются без красного светофильтра. Яркости изображений объекта и нити фотометрической лампочки при этих температурах настолько малы, что введение светофильтра сильно затрудняет производство измерений.

Энергетическая светимость абсолютно чёрного тела, т.е. энергия, излучаемая в одну секунду единицей поверхности абсолютно чёрного тела, определяется законом Стефана – Больцмана:

$$R_0 = \sigma T^4, \quad (1)$$

где T – истинная температура излучающей поверхности, К; σ – постоянная Стефана – Больцмана.

Если излучающее тело не является абсолютно чёрным и излучение происходит в среде, имеющей температуру T_0 , то поток энергии, излучаемый телом со всей поверхности площадью S , равен

$$\Phi_0 = A\sigma S(T^4 - T_0^4), \quad (2)$$

где A – коэффициент нечерноты ($A < 1$), зависящий от материала излучающей поверхности.

В данной работе в качестве излучающей поверхности используют раскалённую вольфрамовую спираль N кинолампы (здесь и далее см. описание установки), для нагрева которой её включают в цепь переменного напряжения. Полагая, что электрическая мощность $P_{эл}$, которую потребляет спираль кинолампы, расходуется не только на лучеиспускание, но часть её отводится в виде тепла, вследствие теплопроводности через держатели спирали, на переизлучение между витками спирали и т.д., мощность, расходуемую на излучение можно вычислить как $P = kP_{эл}$ (где $k < 1$ коэффициент, учитывающий потери мощности, определяемый опытным путём). Приравнявая эту мощность и поток энергии, излучаемый спиралью, в соответствии с выражением (2), получим

$$P = k P_{эл} = A\sigma S(T^4 - T_0^4). \quad (3)$$

Отсюда постоянная Стефана – Больцмана равна

$$\sigma = \frac{kP_{эл}}{AS(T^4 - T_0^4)}. \quad (4)$$

Определение температуры раскалённой вольфрамовой спирали N кинолампы в данной работе производится с помощью оптического пирометра, путём сравнения яркости раскалённой спирали кинолампы в некотором спектральном интервале длин волн $\Delta\lambda$ (красный светофильтр $\lambda = 650$ нм) с яркостью спирали фотометрической лампы пирометра. Регулируя реостатом величину тока фотометрической лампы пирометра L , можно добиться исчезновения видимости её нити на фоне вольфрамовой спирали N кинолампы, т.е. совпадения их яркостей.



Рис. 3

Шкала прибора предварительно проградуирована по температуре искусственного абсолютно чёрного тела. Если бы излучаемая поверхность (вольфрамовая спираль кинолампы) была поверхностью абсолютно чёрного тела, а не серого, то отсчитываемая по шкале пирометра температура T_λ была бы истинной её температурой T . Так как наблюдаемый объект не абсолютно чёрный, то T_λ представляет собой температуру такого абсолютно чёрного тела, при которой его испускательная способность равна испускательной способности исследуемого тела в наблюдаемом спектральном участке $\Delta\lambda$, температура которого T истинная ($r_\lambda^*(T_\lambda) = r_\lambda(T)$). T_λ носит название яркостной температуры. Связь между яркостной T_λ и истинной T температурами даётся соотношением

$$T = \frac{aT_\lambda}{\lambda T_\lambda \ln A + 1}. \quad (5)$$

Коэффициент нечёрноты A для вольфрама в области температур от 900 до 2000 °С равен $0,45 \pm 0,005$ для $\lambda = 650$ нм средней длины волны спектрального участка, пропускаемого при введении красного светофильтра пирометра. Подставляя в формулу (5) эти постоянные и проводя соответствующие преобразования и вычисления, получаем более удобное выражение для расчёта истинной температуры в нашем случае:

$$T = \frac{T_\lambda}{BT_\lambda + 1}, \quad (6)$$

где $B = -0,36 \cdot 10^{-4}$.

Порядок выполнения работы

1. Ознакомьтесь с устройством установки на рабочем месте.
2. Поверните кольцо реостата до совмещения нулевых отметок на нём и корпусе измерительного прибора.
3. Установите пирометр на расстоянии 90...100 см от кинолампы.
4. Включите источник питания фотометрической лампы пирометра и поворотом кольца реостата по часовой стрелке постепенно доведите накал до 1000...1300 °С (отсчёт ведите по шкале с пределом 1400 °С).
5. Включите источник питания кинолампы.
6. Определите цену деления ваттметра.
7. Вращая ручку ЛАТРа, доведите показания ваттметра до 40...45 Вт.
8. Введите в поле зрения красный светофильтр.
9. Плавно перемещая подвижную часть окуляра, добейтесь чёткого изображения нити фотометрической лампы на фоне спирали кинолампы. Это изображение должно быть в той же плоскости что и нить фотометрической лампы пирометра.

10. Поворотом кольца реостата пирометра добейтесь, чтобы яркость нити фотометрической лампы пирометра и кинолампы стали одинаковыми, т.е. чтобы средний участок нити фотометрической лампы сливался с фоном раскалённой спирали кинолампы (рис. 3). Произведите отсчёт температуры t °С три раза. Значения мощности и температуры занесите в таблицу.

11. Произведите ещё три измерения, увеличивая мощность каждый раз на 5...10 Вт. Результаты зафиксируйте в таблице.

12. Выразите яркостную температуру по формуле

$$T_{\lambda} = t, \text{ }^{\circ}\text{C} + 273 \text{ K.}$$

Результаты занесите в таблицу.

13. Рассчитайте истинную температуру T спирали кинолампы по формуле (6).

Таблица

№ п/п	P_i , Вт	t_i , °С	$T_{\lambda i}$, К	T_i , К	T^4 , К ⁴
1					
2					
3					
4					

Обработка результатов измерений

Задание 1. Проверка закона Стефана – Больцмана

Согласно (3) электрическая мощность $P_{эл}$, которую потребляет спираль кинолампы, и её температура связаны соотношением

$$P_{эл} = \frac{A\sigma S}{k} (T^4 - T_0^4). \quad (7)$$

Выражение (7) является обобщением закона Стефана – Больцмана в наших условиях и, следовательно, зависимость $P_{эл} = f(T^4)$ должна быть линейной. Поэтому для проверки закона Стефана – Больцмана по данным опыта (см. таблицу) постройте график зависимости $P_{эл} = f(T^4)$ и убедитесь в его линейности с учётом погрешностей.

Задание 2. Определение постоянной в законе Стефана – Больцмана

1. Рассчитайте величину постоянной Стефана – Больцмана по формуле (4), для каждого из четырёх значений мощности в таблице. Найдите среднее значение постоянной. При расчётах используйте значения S , A , k

из таблицы параметров, прилагаемой к той или иной лабораторной установке, а значение комнатной температуры (T_0) из показаний термометра. Сравните получившееся значение с табличным.

2. Для исключения комнатной температуры целесообразно использовать формулу (7), записанную для различных мощностей; тогда значение σ равно

$$\sigma = \frac{k_4 P_4 - k_1 P_1}{As(T_4^4 - T_1^4)}. \quad (8)$$

3. Оцените погрешность результата.

Контрольные вопросы

1. Основные характеристики теплового излучения различных тел и соотношения между ними.

2. Какое тело называется абсолютно чёрным?

3. Сформулируйте закон Кирхгофа для теплового излучения.

4. Как распределяется энергия в спектре абсолютно чёрного тела?

5. Дайте формулировку закона Стефана – Больцмана.

6. Сформулируйте закон Вина.

7. Что называют «ультрафиолетовой катастрофой»? Формула Релея – Джинса.

8.

9. Напишите формулу Планка для лучеиспускательной способности абсолютно чёрного тела.

10. Какие законы теплового излучения вытекают из формулы Планка?

11. Принцип действия и устройство яркостного пирометра.

Лабораторная работа 8

ИЗУЧЕНИЕ ВНЕШНЕГО ФОТОЭФФЕКТА

Цель работы: получение вольтамперных и световых характеристик вакуумного фотоэлемента.

Оборудование: установка, позволяющая перемещать источник света относительно фотоэлемента, источник тока, микроамперметр, вольтметр.

Описание установки и методические указания

Данная установка (показана в разрезе на рис. 1) позволяет перемещать источник света (лампочку накаливания) относительно фотоэлемента. Для этого подвижный штوك, на конце которого находится лампочка, снабжён сантиметровыми делениями.

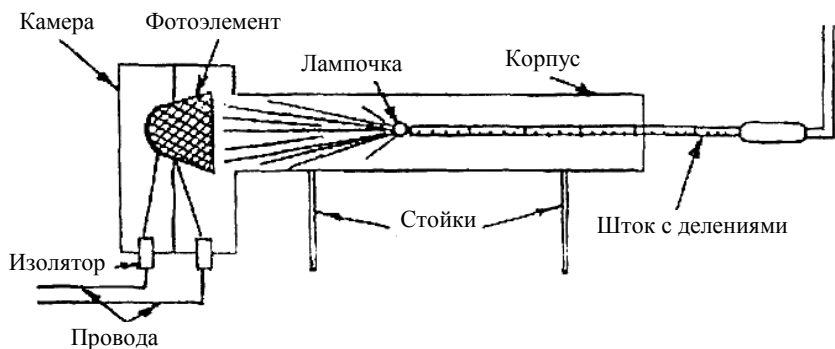


Рис. 1

Отсчёт расстояния от лампочки до фотоэлемента производится относительно корпуса установки. Светонепроницаемые камера и корпус защищают внутреннюю часть установки от попадания туда постороннего света.

Световой поток, падающий от лампочки на поверхность фотоэлемента, определяется формулой

$$\Phi = I_{\text{св}} \Omega, \quad (1)$$

где $I_{\text{св}}$ – $(1,0 \pm 0,1)$ – сила света лампочки, кд; Ω – телесный угол, образованный конусом лучей, падающих на фотоэлемент.

Так как

$$\Omega = \frac{S}{l^2}, \quad (2)$$

где $S = (23 \pm 0,5) \text{ см}^2$ – площадь катода, то

$$\Phi = \frac{I_{\text{св}} S}{l^2}. \quad (3)$$

Электрическая схема установки приведена на рис. 2.

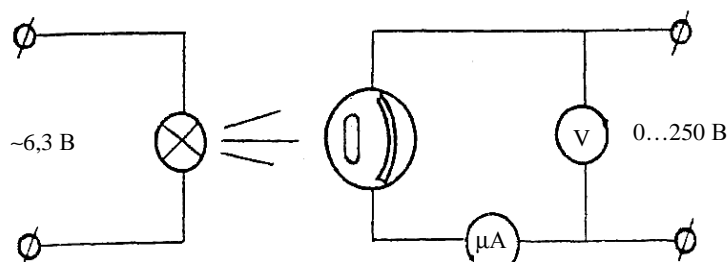


Рис. 2

Внешним фотоэффектом называется испускание электронов веществом под действием света. Это явление впервые было обнаружено Г. Герцем в 1887 г. и детально исследовано в 1888 г. А.Г. Столетовым, который установил основные законы фотоэффекта:

- 1) максимальная скорость фотоэлектронов определяется частотой света и не зависит от его интенсивности;
- 2) фототок насыщения пропорционален световому потоку;
- 3) для каждого металла существует минимальная частота ν_0 – красная граница фотоэффекта, при которой ещё возможен внешний фотоэффект; при $\nu < \nu_0$ фотоэффект отсутствует.

Эйнштейн в 1905 г. показал, что все закономерности фотоэффекта легко объясняются с помощью представлений о квантовой природе света, в соответствии с которой свет излучается, распространяется в пространстве и поглощается веществом в виде потока особых частиц – фотонов. При этом энергия фотона пропорциональна частоте света и равна $\epsilon = h\nu$. Часть энергии фотона затрачивается на то, чтобы электрон мог покинуть облучённую поверхность вещества. Эта величина, называемая работой выхода A , является характерной для каждого металла и зависит от состояния его поверхности. Остальная часть энергии идёт на сообщение электрону максимальной кинетической энергии.

Если пренебречь потерями энергии в результате неупругих столкновений электрона с атомами вещества, то должно выполняться соотношение, называемое формулой Эйнштейна (закон сохранения энергии):

$$h\nu = A + \frac{mV^2}{2}, \quad (4)$$

где V – максимальная скорость фотоэлектрона, вырванного из металла.

Из формулы (4) вытекает, что для выполнения фотоэффекта необходимо, чтобы выполнялось условие $h\nu_0 = A$ (красная граница фотоэффекта).

Приборы, действие которых основано на явлении фотоэффекта, называются фотоэлементами. Различают вакуумные и газонаполненные фотоэлементы. Схема, поясняющая действие вакуумного фотоэлемента, приведена на рис. 2.

Свет от источника проникает через кольцеобразный анод и попадает на поверхность катода. Испущенные электроны ускоряются электрическим полем и достигают анода. В результате в цепи возникает постоянный фототок, который может быть измерен микроамперметром.

Зависимость тока I от напряжения U между катодом и анодом (вольтамперная характеристика) представлена на рис. 3.

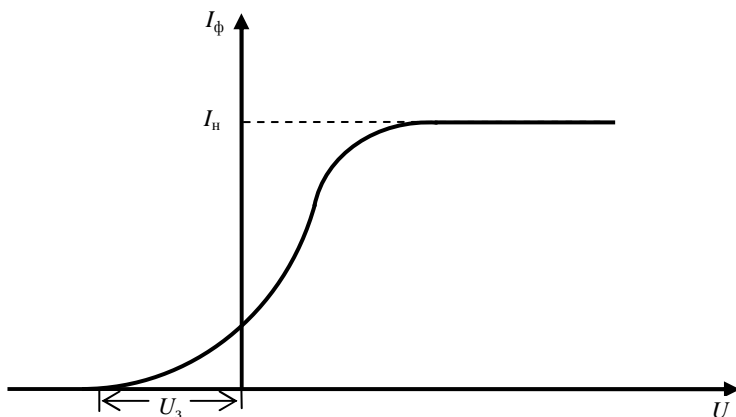


Рис. 3

При некотором напряжении фототок достигает насыщения (горизонтальный участок характеристики). Это означает, что все электроны, испущенные катодом, попадают на анод. При $U = 0$ фототок не исчезает, так как электроны покидают катод со скоростью, отличной от нуля.

Для того чтобы фототок стал равным нулю, необходимо приложить напряжение U_3 обратной полярности (задерживающий потенциал).

Так как световой поток Φ определяется количеством квантов света, падающих на поверхность в единицу времени, то при неизменном спектральном составе сила тока насыщения I_n (т.е. количество испускаемых электронов в секунду) прямо пропорционально световому потоку:

$$I_n = \gamma\Phi, \quad (5)$$

где γ – интегральная световая чувствительность материала фотокатода, мкА/люмен; Φ – световой поток, люмен.

Вакуумные фотоэлементы изготавливаются в виде стеклянного баллона, внутренняя поверхность которого покрыта слоем чувствительного к свету вещества, являющегося эмиттером фотоэлектронов. Для работы в видимой части спектра особенно широко применяются сурьмяно-цезиевые фотокатоды. Вакуумные фотоэлементы практически безинерционны.

Фотоэлементы находят широкое применение в науке и технике: счёт и сортировка деталей на конвейере, различные автоматические устройства, использование в военной технике, звуковом кино, фотометрии, спектроскопии и т.д.

Задание 1. Снятие вольтамперной характеристики фотоэлемента

1. Включите питание установки. Как микроамперметр, так и вольтметр могут иметь несколько пределов измерений. Предел измерений тока устанавливается преподавателем, исходя из типа и состояния фотоэлемента. Предел измерений напряжения выбирается студентом так, чтобы ток насыщения достигался при напряжении, составляющем 50...80 % от выбранного предела.

2. Определите цену деления микроамперметра и вольтметра. Рассчитайте шаг ΔU изменения напряжения при условии, что для качественного построения графика необходимо иметь в данном случае не менее 15 – 20 точек.

3. Расстояние l_1 от источника света до фотоэлемента выбирается так, чтобы ток насыщения составлял 90...95% от I_{\max} (максимального значения шкалы). Изменяя напряжение U с шагом ΔU , измерьте соответствующие значения тока I . Результаты измерений занесите в табл. 1.

Таблица 1

l , см	U , В	
l_1	$I \cdot 10^{-6}, A$	
l_2	$I \cdot 10^{-6}, A$	
l_3	$I \cdot 10^{-6}, A$	

4. Повторите измерения при двух других значениях расстояния l_2 и l_3 . Рекомендуется выбирать их так, чтобы I_n составлял в этих случаях около 60 и 30% от I_{\max} соответственно.

5. Постройте семейство вольтамперных характеристик $I = f(U)$ на одном листе миллиметровой бумаги с учётом требований, предъявляемых к построению графиков.

Задание 2. Снятие световой характеристики и определение интегральной чувствительности фотоэлемента

Световой характеристикой фотоэлемента называется зависимость фототока от величины светового потока, падающего на элемент при постоянном напряжении на аноде.

Отношение величины фототока к величине светового потока, падающего на катод, называется чувствительностью фотоэлемента.

Интегральная чувствительность определяется по формуле

$$\gamma = \frac{I}{\Phi}. \quad (6)$$

1. Установите напряжение U , при котором ток достигает насыщения при малых расстояниях (5...10 см) между лампочкой и фотокатодах. Изменяя расстояние l , снимите зависимость фототока $I_{\text{нас}}$ от величины светового потока Φ . Так как убывание тока с увеличением расстояния l происходит нелинейно, то изменять величину l следует нарастающим шагом. Диапазон варьирования l выберите так, чтобы фототок изменялся от максимального до минимального значения, а число измерений составляло не менее 10 ... 15. Полученные результаты занесите в табл. 2.

Таблица 2

l , см	
$I_{\text{нас}}$, мкА	
Φ , лм	
γ , мкА/лм	

2. По формуле (3) рассчитайте значения Φ для каждого l . Постройте график зависимости $I_{\text{нас}}(\Phi)$ (световая характеристика) и найдите интегральную чувствительность.

3. Для каждой точки характеристики по формуле (6) рассчитайте значения интегральной чувствительности γ_i .

4. Оцените погрешность результата.

Контрольные вопросы

1. Объясните явление насыщения фототока.
2. Законы внешнего фотоэффекта.
3. Уравнение Эйнштейна для фотоэффекта.
4. Что такое задерживающий потенциал?
5. Что такое красная граница фотоэффекта?
6. Типы фотоэлементов. Типы фотоэффектов.
7. Практическое использование фотоэффекта.
8. Принцип работы фотоумножителя.
9. Интегральная и дифференциальная чувствительности фотоэлемента.
10. Почему не наблюдается прямолинейная зависимость фототока от светового потока в газонаполненных фотоэлементах?
11. Объясните поведение построенных графиков.

НАБЛЮДЕНИЕ СПЕКТРА АТОМАРНОГО ВОДОРОДА И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОСТОЯННОЙ РИДБЕРГА

Цель работы: наблюдение спектров ртути и водорода с помощью спектрального аппарата; определение постоянной Ридберга.

Оборудование: монохроматор УМ-2, ртутная лампа ДРШ с блоком питания, водородная трубка или дейтериевая лампа с блоком питания, оптическая скамья.

Описание установки и методические указания

В соответствии с теорией Бора энергия электрона на стационарных орбитах может принимать дискретные значения:

$$E_n = -\frac{1}{n^2} \frac{Z^2 m e^4}{8 h \epsilon_0^2}, \quad (1)$$

где знак минус означает, что система электрон–ядро является связанной, а $n = 1, 2, 3 \dots \infty$ – главное квантовое число, определяющее энергию электрона на орбите.

При переходе из состояния с большим значением n_i с энергией E_i в состояние с меньшим значением n_j с энергией E_j испускается фотон (квант света) с частотой, рассчитанной по формуле Бора:

$$\nu = \frac{E_i - E_j}{h}, \quad (2)$$

Однако в спектроскопии принято характеризовать спектральные линии не частотой, а величиной, обратной длине волны, называемой волновым числом. Тогда, воспользовавшись уравнением для энергии (1), формула (2) примет вид

$$\frac{1}{\lambda} = R \left[\frac{1}{n_j^2} - \frac{1}{n_i^2} \right], \quad (3)$$

где $R = \frac{m e^4}{8 h^3 \epsilon_0^2 c}$ – постоянная Ридберга, справочное значение которой равно $R = 109\,737,309 \pm 0,012 \text{ см}^{-1}$.

Все линии спектра водорода могут быть объединены в серии (совокупности линий, отвечающих переходу на орбиту с данным значением n_j) для видимой области спектра $n_j = 2$. В видимой области расположены четыре линии серии Бальмера: H_α ($n_i = 3$), H_β ($n_i = 4$), H_γ ($n_i = 5$), H_δ ($n_i = 6$). Остальные линии этой серии лежат в ультрафиолетовой области спектра.

Используя формулу Бальмера (3), постоянную Ридберга можно определить как

$$R = \frac{1}{\lambda} \cdot \left[\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n_i^2} \right]. \quad (4)$$

Таким образом, зная длину волны хотя бы одной линии и соответствующее ей значение n_i , можно рассчитать постоянную Ридберга.

Установка представляет собой призмный монохроматор УМ-2, который выделяет монохроматические участки спектра в видимой и ближней инфракрасной областях (рис. 1).

Свет от источника излучения освещает входную щель монохроматора 3. Ширина щели регулируется микрометрическим винтом 5, а её высота – фигурной диафрагмой 4.

Через коллиматор 2 параллельный пучок света подаётся на диспергирующую призму 1, которая вращается с помощью барабана 7, выводя в центр фокальной плоскости окуляра 9 излучение разных длин волн. Связь между длиной волны излучения и делениями барабана определяется по градусочному графику.

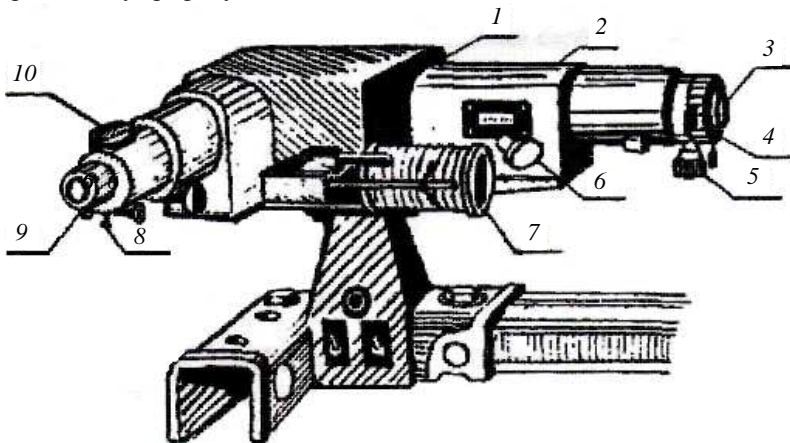


Рис. 1

В фокальной плоскости окуляра имеется указатель с головкой 8, освещаемый лампочкой через сменные светофильтры в револьверной оправе 10; таким образом, при работе в любой области спектра указатель может быть освещён светом той же длины волны. Окуляр поворотом головки устанавливается так, чтобы резко был виден указатель. Затем маховичком объектива коллиматора 6 фокусируется изображение спектра в плоскости указателя. Пульс питания монохроматора питает ртутную лампу. Пульс включается в сеть 220 В. На рейтере укреплён держатель водородной трубки, которая питается от источника питания.

Оптическая схема монохроматора, изображённая на рис. 2, состоит из трёх основных частей: коллиматора 2 – 4, служащего для получения параллельного пучка лучей, системы диспергирующих призм 5, разлагающей немонахроматический свет в спектр, и зрительной трубы 6 – 8 для наблюдения спектра. Свет от источника проходит через конденсор 2 и освещает щель 3, которая расположена в фокальной плоскости объектива 4 коллиматора. Из объектива параллельный пучок лучей направляется на призму 5.

Если источник испускает немонахроматический свет, то поскольку лучи различных длин волн по-разному преломляются в призме (явление дисперсии), произойдёт разложение света на монохроматические составляющие, соответствующие волнам определённой длины. Они соберутся в фокальной плоскости объектива 6 зрительной трубы в виде спектрального изображения щели 3, т.е. в виде отдельных линий разного цвета. Спектр может наблюдаться через окуляр 8, при этом спектральные линии выводятся (путём поворота призмы) на выходную щель 7 зрительной трубы.

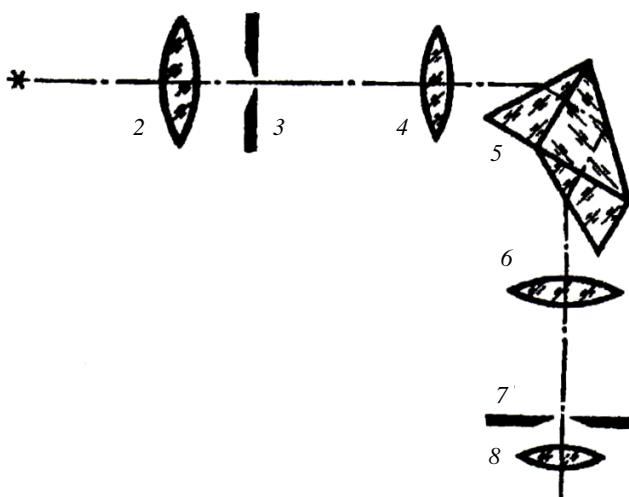


Рис. 2

Ширина входной щели регулируется микрометрическим винтом так, чтобы были видны даже слабые линии спектра и, в то же время, наиболее яркие линии не резали глаз. В процессе измерений величину входной щели не рекомендуется трогать.

Отчётным устройством прибора является барабан, проградуированный в относительных единицах, который механически соединён с системой диспергирующих призм. При повороте барабана на одно деление (2°) система призм поворачивается на 20^{11} (угловых секунд).

Ртутно-кварцевая лампа сверхвысокого давления типа ДРШ является мощным источником излучения в видимой и ультрафиолетовой частях спектра. В данной работе она предназначена для градуировки монохроматора (длины волн основных линий спектра паров ртути считаются известными).

Водородная трубка содержит водород в молекулярном виде. При разряде вследствие диссоциации появляются атомы водорода. Поэтому кроме характерных для атомарного водорода линий могут быть видны более слабые по интенсивности и близко расположенные друг от друга линии молекулярного водорода. Вместо водородной трубки может быть использована дейтериевая лампа, обладающая аналогичным спектром.

Внимание! Ознакомьтесь с описанием экспериментальной установки.

Задание 1. Построение градуировочного графика

1. Установите ртутную лампу на оптической скамье на расстоянии 20...30 см от входной щели коллиматора и включите её.

2. Отрегулируйте с помощью микрометрического винта ширину входной щели. При этом жёлтый дублет линий спектра ртути должен быть чётко виден.

3. Вращая рифлёное регулировочное кольцо окуляра, получите резкое изображение вертикального отсчётного индекса. При этом в поле зрения окуляра, наряду со спектральными линиями, виден вертикально расположенный индекс в виде стрелки чёрного цвета, который совмещается при выполнении работы со спектральной линией.

4. После этого с помощью винта, расположенного на корпусе монохроматора, добейтесь резкого изображения линий спектра и ещё раз проверьте ширину входной щели.

5. Вращая барабан, поочередно совмещайте измеряемые линии с индексом и делайте отсчёт для каждой линии. Рекомендуется подводить линии спектра к индексу всегда с одной стороны. Полученные данные внесите в таблицу.

Таблица

№ линии спектра	Цвет	λ_i	φ_i , град
1			
...			
16			

В приложении к работе указаны длины волн и приблизительные значения (в %) относительных интенсивностей наиболее ярких линий спектра ртути. Интенсивность зелёной линии (5461 А) принята за 100%. Чтобы не ошибиться в идентификации наблюдаемых линий, обратите внимание на взаимное расположение, цвет и интенсивность линий.

По данным таблицы постройте на миллиметровой бумаге график зависимости φ_i от λ_i , соблюдая правила построения графиков.

**Задание 2. Наблюдение спектра атомарного водорода.
Определение длин волн в видимой его части
и расчёт значения постоянной Ридберга**

1. Замените ртутную лампу на водородную трубку (дейтериевую лампу), которую можно приблизить вплотную к входной щели и включите её. В процессе замены оба источника, естественно, должны быть выключены. Так как их интенсивность значительно уступает интенсивности ртутных линий, то измерения следует проводить при минимальной внешней освещённости, а лампы дневного света желательно выключить. Измерьте углы для всех наблюдаемых линий.

2. По градуировочному графику определите значения длин волн этих линий.

3. По табличным данным, предложенным на рабочем месте, и атласу спектров определите примеси газов, присутствующих в трубке.

4. Идентифицируйте линии, соответствующие атому водорода H_α , H_β , H_γ и по формуле (4) рассчитайте значения постоянной Ридберга R для каждой линии, а также среднее значение $R_{\text{ср}}$. Попытайтесь оценить абсолютную погрешность $R_{\text{ср}}$, исходя из того, что в данной работе точность отсчёта угла φ_i для каждой линии реально составляет около 5° . Расчёт проведите не менее, чем с тремя значащими цифрами.

Контрольные вопросы

1. Почему движущийся электрон в атоме, согласно электродинамике, должен упасть на ядро?
2. Сформулируйте постулаты Бора.
3. Что означает слово «спектр»?

4. Объясните природу спектральных линий водорода с точки зрения электронных энергетических уровней.
5. По какому принципу спектральные линии объединяются в серии?
6. Почему из бесконечного числа спектральных линий наблюдаются только 4 (или 3)?
7. В чём состояла революционность теории Бора и каковы её недостатки?

Лабораторная работа 10

ОПЫТ ФРАНКА И ГЕРЦА

Цель работы: определение первого резонансного потенциала возбуждения атомов ртути и расчёт длины волны соответствующего перехода; исследование процессов взаимодействия электронов с атомами ртути и расчёт вероятности упругого и неупругого взаимодействий.

Оборудование: учебный лабораторный комплекс «Опыт Франка и Герца».

Описание установки и методические указания

Учебный лабораторный комплекс «Опыт Франка и Герца» представляет собой действующую модель «Опыта Франка и Герца», полностью соответствующую своему лабораторному прототипу. Комплекс состоит из приборного блока и персонального компьютера (возможен и бескомпьютерный вариант). Компьютер управляет приборным блоком, выводит на экран по команде вольтамперные характеристики в динамическом режиме, производит запись результатов эксперимента, предлагает пользователю математический инструмент для обработки данных и математический аппарат для выявления физических закономерностей, полученных в результате эксперимента (рис. 1).

Приборный блок состоит из двух модулей: модуля трёхэлектродной лампы и модуля управления.

Модуль трёхэлектродной лампы (рис. 1, а) представляет собой бокс, внутри которого находится трёхэлектродная лампа. На передней панели бокса имеется окно для наблюдения работы лампы, стандартная схема трёхэлектродной лампы с гнездами для кабельных соединений с блоком управления (катод, сетка, анод, земля) и кнопки нагрева баллона лампы ($t = 20, 80, 150$ °С).



а)



б)

Рис. 1

Модуль управления (рис. 1, б) представляет собой систему связи с компьютером и управления работы трёхэлектродной лампы.

На передней панели расположены:

1. Ручки потенциометров («грубо», «точно»), изменяющих разность потенциалов катод-сетка V_y (ускоряющий потенциал) и сетка-анод V_z (задерживающий потенциал).

2. Кнопки включения блоков питания: БН – блока накала; БУ – блока ускорения (катод-сетка); БЗ – блока задержки (сетка-анод); Сеть – включение прибора.

3. Индикатор: в верхней строке индикатора фиксируется анодный ток, а в нижней V_y и V_z соответственно.

4. Электрическая схема установки и гнезда подключения к модулю лампы.

Проведение эксперимента и обработка результатов в данной лабораторной работе осуществляется с использованием управляющей компьютерной программы. После задания режима работы компьютерная программа сама осуществляет изменение ускоряющего или задерживающего напряжения и запись анодной характеристики или характеристики задержки соответственно. Значение ускоряющего или задерживающего напряжения может быть установлено на электронном блоке с помощью специальных регуляторов. При необходимости ускоряющее и задерживающее напряжения можно менять вручную и снимать значения тока с электронного индикатора непосредственно без использования компьютера.

Описание экрана. В верхней строке расположены значки различных процедур, выполняемых на текущем экране, так называемая панель инструментов. В нижней части экрана расположена подсказка.

Список инструментов представлен в таблице.

Таблица

Значок	Пояснения
Гиперссылка	Вход в оглавление текущего раздела программы
Светофор	Установка параметров и начало записи вольтамперной характеристики
Дискета	Сохранение набранной характеристики
Папка	Открыть один файл в окне
Две папки	Открыть второй файл в окне
Принтер	Печать
Стрелка	Возврат в предыдущее окно
Знак вопроса	Контекстно-зависимая справка
Молоток	Настройка параметров вывода на экран сохраненных характеристик

Электрическая схема опыта Франка и Герца представлена на рис. 2. Основным устройством является здесь наполненный парами ртути триод. Первый электрод (нить накаливания) является источником электронов. Разность потенциалов между нитью и сеткой V_y (ускоряющее напряжение) сообщает электронам заданную энергию eV_y . Задерживающее напряжение V_z между сеткой и анодом служит для фильтрации электронов с энергией, меньшей чем eV_z , направляя медленные электроны, потерявшие скорость после неупругих столкновений на сетку, делая более контрастную вольтамперную характеристику триода. Здесь e – заряд электрона.

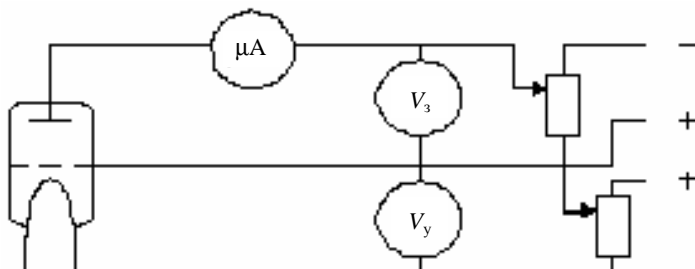


Рис. 2

Это значит, что если известна энергия электрона до (eV_y) и после (eV_x) столкновения с атомом ртути, то можно установить величину энергии, переданной атому в процессе столкновения.

Микроамперметр μA измеряет силу тока в цепи. Собственно в опытах Франка и Герца измерялась зависимость силы тока от ускоряющего напряжения V_v при фиксированном (постоянном) задерживающем. Для успеха опыта необходимо тщательно изолировать сосуд от внешней среды, обеспечить отсутствие газовых примесей внутри лампы, а также удалить со стенок лампы и электродов примеси и загрязнения. Зависимость силы тока от ускоряющего напряжения носит название *анодной характеристики*.

В настоящей работе также изучается зависимость силы тока от задерживающего напряжения при постоянном ускоряющем напряжении. Такая зависимость называется *характеристикой задержки*. По характеристике задержки можно судить о функции распределения электронов по энергиям и определить вероятность упругих и неупругих взаимодействий.

Суть опытов, предложенных и проведённых Франком и Герцем в 1913 г., состояла в нахождении потенциалов ионизации атомов ртути, т.е. определении энергии ускоренного электрона в наполненной парами ртути трёхэлектродной лампе, который, сталкиваясь с атомом ртути, мог отщипнуть слабосвязанный с ним внешний (валентный) электрон. Заметим, что в том же году Н. Бор сформулировал свои постулаты.

Согласно идеям Бора, энергия электрона в атоме может принимать произвольные значения, а лишь значения из определённого дискретного набора. Эти значения получили впоследствии название энергетических уровней и показаны на рис. 3. Эти энергетические уровни иногда называют оптическими уровнями, так как при любых переходах между ними поглощаются или излучаются фотоны, длины волн которых лежат в видимой или соседней частях спектра. Из рисунка видно, что энергия валентного электрона атома ртути в основном состоянии I равна $E_1 = -10,42 \text{ эВ}$. Другие энергетические уровни соответствуют возбуждённым состояниям 2, 3, 4 и т.д. Энергия первого возбуждённого состояния 2 равна $E_2 = -5,54 \text{ эВ}$. Энергия, которая требуется для перехода электрона из основного состояния в возбуждённое состояние (линия I на рис. 3), равна

$$\Delta E = E_2 - E_1 = -5,54 \text{ эВ} - (-10,42 \text{ эВ}) = 4,88 \text{ эВ};$$

$$\lambda = \frac{hc}{E_e} = 253,6 \text{ нм.}$$

Эту энергию называют первым критическим потенциалом атома ртути. Если по какой-то причине атом ртути перейдёт в первое возбуждённое состояние, то электрон затем возвратится в исходное состояние (линия II) за очень короткое время ($\approx 10^{-8}$ с). Такой переход будет сопровождаться излучением фотона (стрелочка III) с энергией $E_e = 4,88 \text{ эВ}$ и длиной волны.

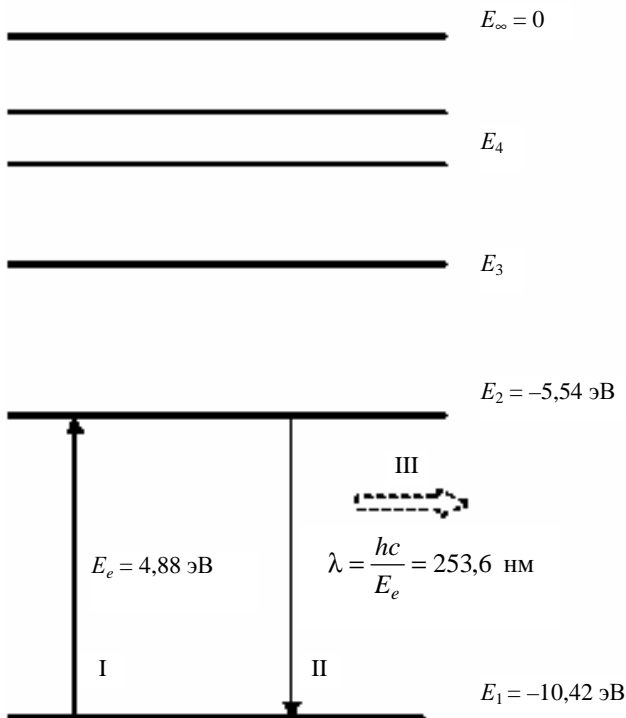


Рис. 3

Из рисунка 3 так же видно, что энергия ионизации атома ртути равна 10,42 эВ.

В работе:

1) анодная характеристика регистрируется при постоянном значении напряжения задержки $V_3 = 0,5 \dots 2 \text{ В}$ путём изменения ускоряющего напряжения V_y в пределах $0 \dots 24 \text{ В}$ при температуре $t = 80 \dots 150 \text{ }^\circ\text{C}$;

2) характеристика задержки регистрируется при постоянном значении ускоряющего напряжения $V_y = 8 \dots 12 \text{ В}$ путём изменения напряжения задержки V_3 в пределах $0 \dots 24 \text{ В}$ при температуре $t = 80 \text{ }^\circ\text{C}$.

Анодная характеристика при наличии паров ртути. В данной лабораторной установке пары ртути внутри триода создаются испарением капли жидкой ртути при увеличении температуры специального нагревательного элемента посредством увеличения проходящего через него электрического тока. Возможны режимы работы при температуре паров ртути 80 и 150 $^\circ\text{C}$.

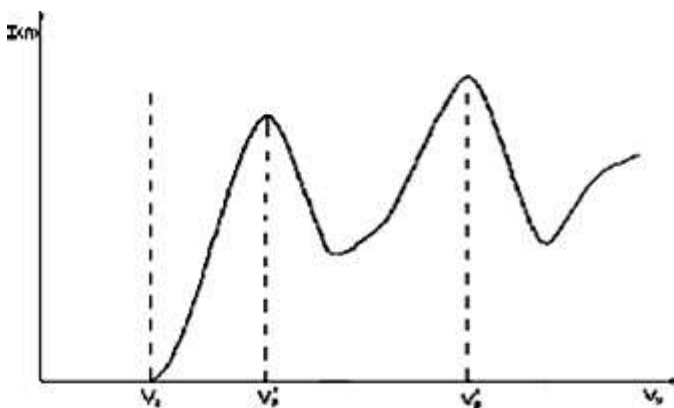


Рис. 4

При наличии паров ртути внутри триода (например, паров ртути) вид анодной характеристики существенно меняется. Возникает один или несколько максимумов и минимумов прежде, чем ток выходит на насыщение (см. рис. 4). Можно заметить, что расстояние между максимумами по оси напряжений одно и то же и равно для паров ртути 4,9 В. Говоря иначе, первый максимум наблюдается при ускоряющем напряжении 4,9 В, второй максимум – при $V_v = 9,8$ В. Разумеется, данные значения будут наблюдаться при значении задерживающего напряжения $V_3 = 0$. При V_3 не равном нулю значение V_3 будет добавляться к соответствующим значениям V_1 , т.е. первый максимум будет наблюдаться при $4,9$ В + V_3 и т.д. Причина возникновения максимумов на анодной характеристике состоит в резонансном взаимодействии электронов, ускоренных напряжением V_v , с атомами ртути.

Взаимодействие электронов с атомами ртути бывает преимущественно в условиях данного опыта двух типов. Первый тип – это упругое рассеяние электрона на атоме. Напомним, что удар называется *абсолютно упругим*, если кинетическая энергия электронов, участвующих в столкновении, не изменяется, а лишь перераспределяется между ними. Напротив, в случае неупругого удара, часть первоначального запаса кинетической энергии электронов переходит в другие формы, частично идёт на возбуждение внутренних степеней свободы – колебаний ядер относительно положений равновесия и переходов электронов с одних энергетических уровней на другие.

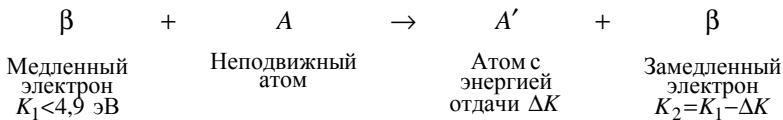
Возвращаясь к нашему случаю, отметим, что электрон, ускоренный напряжением 4,9 В, приобретает энергию в 4,9 эВ, что соответствует энергии электронного перехода $\Delta E = E_2 - E_1$ в атоме ртути. При меньших ускоряющих напряжениях электронных переходов с уровня на уровень в атомах ртути не происходит, и все столкновения электронов с атомами носят упругий характер.

При этом, поскольку масса атома много больше массы электрона, скорость электрона меняется только по направлению, но не меняется по величине. Это означает, что электроны практически не теряют свою энергию, и зависимость тока от ускоряющего напряжения имеет характер растущей кривой.

Рассмотрим случай, когда пучок медленных электронов проходит через пары ртути, находящиеся под низким давлением. Если кинетическая энергия электронов меньше 4,9 В, то столкновение таких электронов будут упругими, т.е. кинетическая энергия поступательного движения электронов будет оставаться неизменной. Потеря электронами некоторой части кинетической энергии может быть найдена по формуле (вывод можно сделать самостоятельно)

$$\Delta K = \frac{4mM}{(m+M)^2} K = \frac{4m}{M} K,$$

где m – масса электрона; M – масса атома ртути; $K = \frac{1}{2}mv^2$ – кинетическая энергия налетающего электрона. Поскольку $m \ll M$, то потеря кинетической энергии ΔK весьма мала. Энергия ΔK передаётся атому ртути и проявляется как его энергия отдачи, что схематически может быть представлено следующим образом:



Значение ΔK настолько мало, что электрон до полной остановки испытывает значительное число столкновений, двигаясь при этом по зигзагообразной траектории, достигая анода.

Однако, если кинетическая энергия электрона превышает $E_2 - E_1 = 4,9$ эВ (см. рис. 3), то возможны неупругие столкновения, сопровождающиеся передачей части его кинетической энергии атому ртути с переходом электрона в атоме ртути из основного состояния в первое возбуждённое с энергией E_2 . Кинетическая энергия K_2 электрона после неупругого столкновения равна

$$K_2 = K_1 - (E_2 - E_1) = K_1 - 4,9 \text{ эВ},$$

и если она (K_2) меньше энергии задержки (eV_3), то электроны не долетят до анода.

Поскольку время жизни атома в возбуждённом состоянии очень мало ($\approx 10^{-8}$ с), то практически сразу же после столкновения возбуждённый атом A' вернётся в основное состояние, испустив при этом фотон с энергией $E_2 - E_1 = 4,9$ эВ и длиной волны $\lambda = 253,6$ нм.

При достижении резонансного значения ускоряющего напряжения большое количество электронов отдаёт свою энергию атомам ртути. Они уже не могут достичь анода и не участвуют в формировании тока. Поэтому за максимумом следует минимум (провал) по току.

Дальнейшее увеличение ускоряющего напряжения вновь приводит к росту тока. Тем самым при значении $V_p = 9,8$ В электроны, которые один раз потеряли свою энергию в резонансном неупругом столкновении, снова набирают энергию, достаточную для повторного резонансного взаимодействия. Мы наблюдаем второй максимум.

С увеличением температуры паров ртути вид анодной характеристики изменяется. Положения максимумов по оси напряжений, разумеется, измениться не могут, однако сами величины максимумов и особенно минимумов тока претерпевают изменения. С ростом температуры они уменьшаются. Напомним, что начало характеристики не совпадает с началом координат из-за контактной разности потенциалов между катодом и сеткой, а также задерживающего напряжения V_3 , поэтому измерение резонансного потенциала следует проводить по разности $(V_p^2 - V_p^1)$ (рис. 4).

Характеристика задержки и функция распределения электронов по энергиям. Вид характеристики задержки с параметрами установки $t = 20$ °С, $V_y = 4$ В, $V_3 - 0 \rightarrow 24$ В представлен на рис. 5. При такой температуре концентрация атомов ртути в триоде очень маленькая.

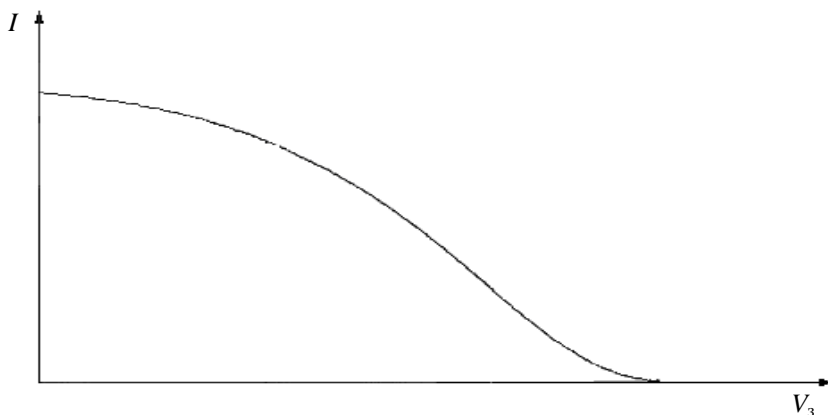


Рис. 5

Как видно из рисунка 5, ток не падает до нуля непосредственно сразу после превышения напряжения задержки над ускоряющим напряжением, объясняется существованием распределения электронов по энергиям. Не все электроны имеют одну энергию, и чем уже распределение их по энергиям, тем круче будет падение тока на характеристики задержки. При данном фиксированном V_y напряжение задержки $V_3 > V_y$ отсекает электроны с энергией, меньшей либо равной

$$E = e(V_3 - V_y).$$

Пусть количество таких электронов, пролетающих через триод в единицу времени (и не достигающих анода по причине действия задерживающего потенциала), равно $N(E)$. По определению функция распределения электронов по энергиям равна

$$f(E) = -dN(E)/dE.$$

С другой стороны, значение тока при данном значении задерживающего напряжения пропорционально $N_0 - N(E)$, где N_0 – полное количество электронов, формирующих ток при равном нулю напряжении задержки. Кроме того, $dE \sim e dV$, следовательно $f(E) = dN(E)/dE = -dI/dV$. Говоря иначе, функция распределения электронов по энергиям равна производной тока по напряжению задержки.

Напомним, что при записи характеристики задержки ускоряющее напряжение V_y является параметром. В зависимости от его соотношения с резонансным напряжением вид характеристики задержки при наличии паров ртути будет различным. При $V_y < V_p$ неупругих соударений очевидно нет и характеристика задержки будет такой же, как в случае вакуумного триода, т.е. ток в триоде определяем только электронами, которые испытывают упругие столкновения $i_a = i_y$ (см. рис. 5).

Если же $V_y > V_p$, то на графике характеристики задержки появляется дополнительная ступенька (см. рис. 6). Запись характеристики, произведённая при $t = 80$ °С, $V_y = (8...10)$ В, $V_3 = (0...24)$ В, даёт наглядную картину.

Это изменение в сравнении с вышерассмотренным случаем также может быть объяснено с привлечением модели полного тока электронов как суммы «упругого» и «неупругого» токов, т.е. если весь ток электронов условно разделить на две компоненты, то $i_a = i_y + i_n$.

При превышении определённого значения напряжения задержки электроны неупругой компоненты тока i_n , потерявшие свою энергию в результате соударения с атомами ртути, не попадут на сетку.

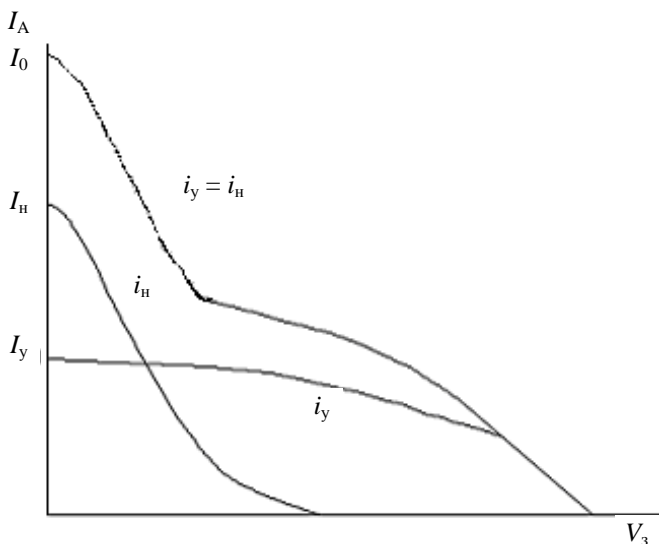


Рис. 6

В результате этого их вклад в анодный ток резко уменьшится, и значение анодного тока станет равно значению тока упругой компоненты.

При повышении давления паров ртути с повышением температуры «неупругий» ток будет значительно больше «упругого», вероятность взаимодействия увеличится, в результате чего «плато» на графике характеристики задержки будет отсутствовать. Даже малое напряжение задержки в этом случае будет отправлять практически весь ток электронов на сетку, и характеристика задержки будет иметь вид падающей кривой.

Порядок выполнения работы и обработка результатов эксперимента

Подготовительный этап.

1. Загрузите компьютер.
2. Выберите на рабочем столе ярлык «Опыт Франка и Герца».
3. Включите установку (сеть и три кнопки слева на панельной доске).
4. Введите имя и группу.

Задание 1. Настройка и запись вольтамперных характеристик

1. Выберите настройку вольтамперных характеристик. Вращая ручки потенциометров, установите задерживающий потенциал $V_3 = 8$ В, ускоряющий потенциал $V_y = 8$ В и температуру $T = 80$ °С. Получите на экране анодные характеристики. Убедитесь, что они имеют вид кривой насыщения; сравните с рис. 4.

2. Используя гиперссылку, выйдите в основное меню, выберите запись вольтамперной характеристики и сохраните получившуюся анодную характеристику (светофор), не изменяя шаг, выбрав значок установки параметров; запишите анодную характеристику.

3. Выбрав значок сохранения набранной характеристики, сохраните данные.

4. Вернитесь в предыдущее окно (стрелка), а затем в основное меню (гиперссылка).

5. Повторите пункты 1 – 4 для настройки и записи вольтамперной характеристики при задерживающем потенциале $V_3 = 2$ В, ускоряющем потенциале $V_y = 0$ В и температуре $T = 80$ °С.

6. Повторите пункты 1 – 4 для настройки и записи вольтамперной характеристики при задерживающем потенциале $V_3 = 0$ В, ускоряющем потенциале $V_y = 8$ В и температуре $T = 80$ °С .

Задание 2. Исследование и печать вольтамперных характеристик

1. В основном меню выберите исследование вольтамперных характеристик.

2. Загрузите анодную характеристику при температуре $T = 80$ °С.

3. Выбрав значок настройки параметров вывода, выберите два окна с характеристиками.

4. Откройте вторую папку, выберите анодную характеристику при температуре $T = 150$ °С.

5. Выбрав соответствующий значок, распечатайте анодные характеристики.

6. В файле выберите команду вернуться.

7. В настройках выберите окно с характеристикой и производной, загрузите вольтамперную характеристику задержки, выведите на печать.

Задание 3. Определение первого резонансного потенциала возбуждения атомов ртути и расчёт длины волны соответствующего перехода

1. По полученным данным определите резонансный потенциал V_p :

$$V_p = V_p^2 - V_p^1.$$

2. Рассчитайте длину волны обратного перехода

$$\lambda = (hc)/(eV_p)$$

Сравните с табличным значением равным $\lambda = 253,6$ нм .

Задание 4. Расчёт вероятности упругого и неупругого взаимодействий электронов с атомами ртути

1. Рассчитайте площадь под кривыми производной задерживающей характеристики и получите значение тока, определяемого количеством электронов, участвующих в упругом и неупругом взаимодействиях.

2. Полученные значения тока разделите на общее значение тока, определяемого из характеристики задержки по графику рис. 6 при $V_3 = 0$ В.

Заметим, что такая методика имеет право на существование.

Функция распределения электронов по энергиям нам не известна, она представлена лишь графиком первой производной

$$f(E) = \frac{dI}{dV}.$$

Тогда, если известен график, например производной для неупругих взаимодействий, можно написать

$$I_n = \int_{V_1}^{V_2} \left(\frac{dI_n}{dV} \right) dV,$$

что определяется площадью под графиком $f(E_n)$ (площадь определяется графически).

Контрольные вопросы

1. Сформулируйте постулаты Бора.
2. Суть опытов Франка и Герца.
3. Объясните различие анодной характеристики вакуумного триода и при наличии паров ртути.
4. Выведите соотношение для расчёта потери энергии электрона в результате неупругого удара с атомом ртути.
5. Характеристика задержки и функция распределения электронов по энергиям.

Лабораторная работа 11

ИЗУЧЕНИЕ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Цель работы: проанализировать фотографии треков заряженных частиц, участвующих в ядерных реакциях; вычислить массу покоя дочернего ядра.

Оборудование: транспортер, миллиметровая линейка, калька, карандаш, фотография треков.

Общие сведения и методические указания

Для регистрации ядерных реакций и измерения физических величин, характеризующих состояние частиц, в них участвующих, используют камеру Вильсона.

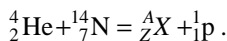
Эта камера, как правило, заполнена перенасыщенными парами воды и этилового спирта. Такие пары легко конденсируют в виде маленьких капелек на ионах, образующихся при пролёте быстрых частиц. Водяной пар конденсируется преимущественно на отрицательных ионах, пары этилового спирта – на положительных; вдоль всего пути частицы возникает трек – тонкий след из капелек, благодаря чему её траектория движения становится видимой. Треки частиц фотографируют при дополнительной подсветке паров в камере Вильсона.

Толщина трека зависит от величины заряда частицы. Чем больше заряд пролетающей частицы, тем больше толщина трека частицы. Длина трека зависит от энергии частицы. Чем больше энергия частицы, тем медленнее она расходует энергию на ионизацию паров, тем длиннее трек частицы.

При движении частицы в среде её энергия постепенно убывает в основном из-за взаимодействия с атомами среды. Следовательно, длина трека определяется запасом энергии частицы. При прочих равных условиях трек тем длиннее, чем большей энергией обладала частица в начальный момент своего движения.

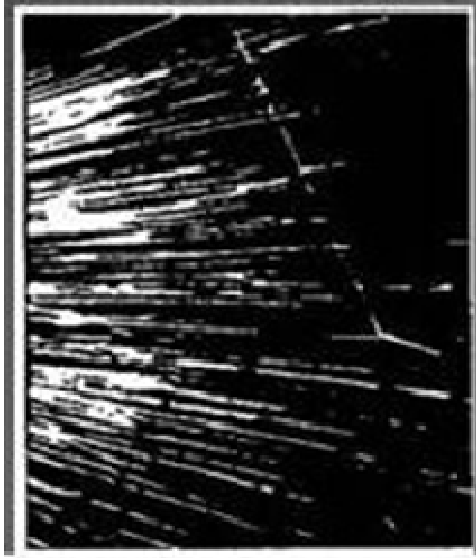
Для выполнения первого задания в данной работе используют рис. 1, *а*, на котором в реальном масштабе (60×70 мм) представлена фотография треков α -частиц, вылетающих из радиоактивного препарата. Как видно из снимка, в подавляющем большинстве следы α -частиц прямолинейны и исходят веером из препарата. Однако след одной из частиц на некотором расстоянии от конца пробега образует «вилку» – разветвляется на два нервных следа, из которых длинный тоньше (трек протона), а короткий (трек ядра атома неизвестного элемента) толще следа α -частицы. Образование такой «вилки» является результатом соударения α -частицы с ядром атома азота.

В результате реакции образуется протон ${}^1_1\text{p}$ и дочерняя частица ${}^A_Z\text{X}$:

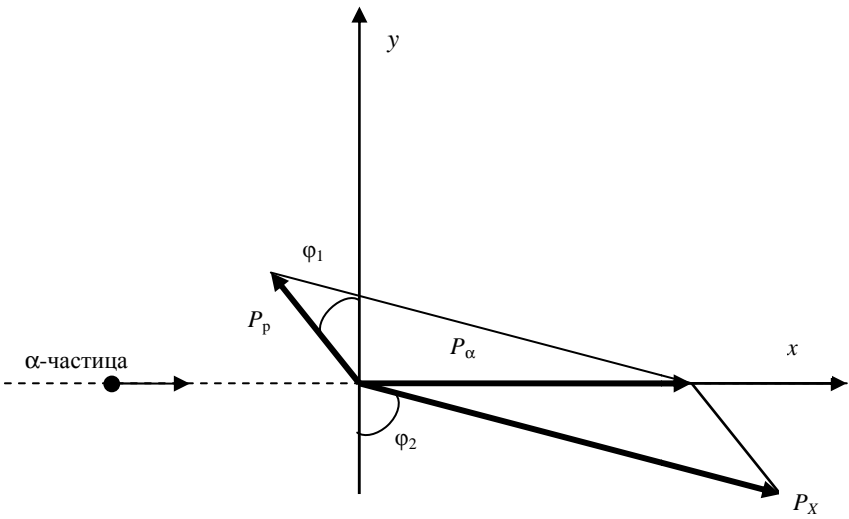


Зарядовое число Z этой частицы можно найти из законов сохранения электрического и барионного заряда.

На рисунке 1, *б* показана диаграмма импульсов взаимодействующих частиц и расположение прямоугольной системы координат OXY с началом отсчёта в точке разветвления треков частиц, участвующих в реакции. Ось OX направлена вдоль продолжения линии полёта α -частицы (пунктирная линия на рис. 1, *б*), а векторы импульсов протона P_p и дочернего ядра P_X вдоль их треков, в соответствии с со снимком на рис. 1, *а*.



a)



б)

Рис. 1

Запишем для указанной реакции закон сохранения импульса в виде

$$\vec{P}_\alpha = \vec{P}_X + \vec{P}_p, \quad \vec{P}_N = 0 \quad (1)$$

или в проекциях:

$$\begin{cases} 0y: 0 = P_p \cos \varphi_1 - P_X \cos \varphi_2; \\ 0x: P_\alpha = P_X \sin \varphi_2 - P_p \sin \varphi_1, \end{cases} \quad (2)$$

где P_α – величина импульса α -частицы; P_X и P_p – величины импульсов продуктов распада; φ_1 и φ_2 – углы разлёты продуктов распада.

Закон сохранения энергии для такой реакции распада имеет вид

$$E_\alpha + E_N = E_X + E_p, \quad (3)$$

где E_α – полная энергия α -частицы, МэВ.

Согласно теории относительности полная энергия может быть выражена через энергию покоя частицы $E_0 = m_0 c^2$ и её импульс:

$$E = \sqrt{(m_0 c^2)^2 + (Pc)^2} \quad \text{или} \quad E = \sqrt{E_0^2 + (Pc)^2}, \quad (4)$$

где c – скорость света в вакууме.

Из равенства

$$\sqrt{E_{0\alpha}^2 + P_\alpha^2 c^2} + \sqrt{E_{0N}^2} = \sqrt{E_{0p}^2 + P_p^2 c^2} + \sqrt{E_{0X}^2 + P_X^2 c^2}, \quad (5)$$

где $E_{0\alpha} = 3728,4$ МэВ; $E_{0N} = 13\,044,9$ МэВ, можно определить энергию покоя E_{0X} ядра ${}^A_Z X$.

Тогда масса покоя дочернего ядра будет равна

$$m_{0(X)} = \frac{E_{0X}}{c^2}. \quad (6)$$

Поскольку в данной реакции участвуют заряженные частицы, то их импульс изменяется во время полёта в результате потерь энергии на ионизацию окружающих атомов и молекул. Между этими потерями и длиной пробега заряженных частиц до остановки имеется определённая взаимосвязь. Зависимость длины пробега l от начальной кинетической энергии протона T известна и представлена в виде графика на рис. 2. Зная длину пробега протона l_p , по графику можно определить значение начальной кинетической энергии протона T_p и по известной формуле (7) можно рассчитать значение импульса протона:

$$P = \frac{1}{c} \sqrt{T(2m_0 c^2 + T)} = \frac{1}{c} \sqrt{T(2E_0 + T)}. \quad (7)$$

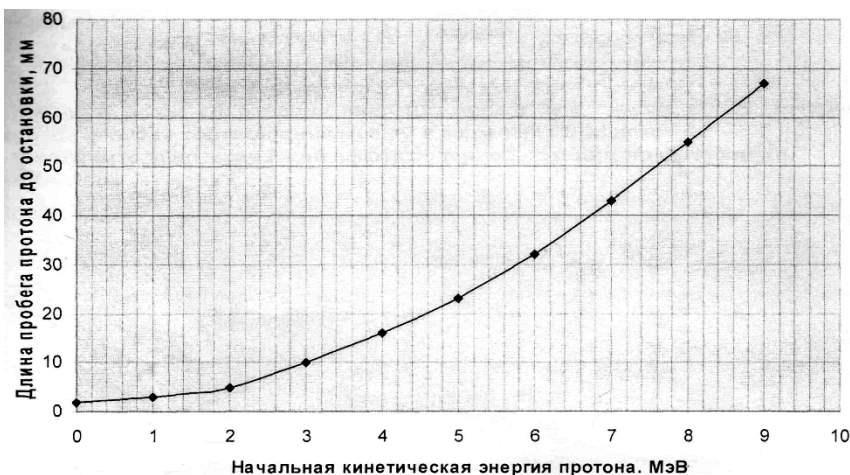


Рис. 2

В расчётах необходимо учитывать, что в экспериментальной ядерной физике энергию частиц E измеряют в МэВ, импульс частицы $P = \frac{E}{c}$, а масса $m = \frac{E}{c^2}$. Здесь $c = 1$ – размерность внесистемной единицы скорости. При переводе в систему СИ необходимо использовать следующие соотношения $c = 3 \cdot 10^8$ м/с; МэВ = $1,6 \cdot 10^{-13}$ Дж. Энергия покоя протона $E_{0p} = m_{0p}c^2 = 983,3$ МэВ.

Энергетическим эффектом (Q) ядерной реакции называется энергия, выделяемая в реакции за счёт разности суммы масс частицы – снаряда и ядра-мишени и суммы масс получаемой частицей и ядром отдачи. Поскольку мы имеем низкоэнергетическую ядерную реакцию, т.е. нерелятивистский эффект, то

$$Q = T_{\alpha} - (T_X + T_p), \quad (8)$$

где $T_{2\alpha} = \frac{P_2^2}{2m_{0\alpha}}$; $T_p = \frac{P_2^2}{2m_{0p}}$; $T_X = \frac{P_2^2}{2m_{0X}}$.

Если $Q > 0$ – реакция экзоэнергетическая (за счёт потери масс);
 $Q < 0$ – реакция эндоэнергетическая (за счёт превращения).

Порядок выполнения работы

1. Перенесите рис. 1, а на кальку, сохранив масштаб. Нарисуйте и совместите систему координат Ox с «вилкой» треков частиц так, как показано на рис. 1, б.

2. Измерьте углы транспортиром между осью Oy и треками протона и дочернего ядра.

3. Измерьте длину трека протона и определите по графику (рис. 2) значение его кинетической энергии.

4. Вычислите импульс протона по формуле (7).

5. Спроектировав на ось Oy импульсы протона P_p и дочернего ядра P_X , из равенства проекций получим, что $P_p \cos \varphi_1 = P_X \cos \varphi_2$.

Определите импульс дочернего ядра как $P_X = \frac{P_p \cos \varphi_1}{\cos \varphi_2}$.

6. Рассчитайте импульс P_α частицы по формуле (2).

7. Значение рассчитанных импульсов и энергий всех частиц, участвующих в реакции, занесите в таблицу.

Таблица

№	l_p	T_p	T_α	T_X	P_p	P_α	P_X
1							

8. Записав закон сохранения энергии (5), рассчитайте значение энергии покоя дочернего ядра E_{0X} и по формуле (6) определите массу покоя дочернего ядра (учитывая соотношение: 1 а.е.м. = 931,5 МэВ).

9. Вычислите энергетический эффект ядерной реакции по формуле (8).

10. Сделайте выводы.

ФИЗИКА ТВЁРДОГО ТЕЛА

Лабораторная работа 12

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОЁМКОСТИ ТВЁРДЫХ ТЕЛ В ИНТЕРВАЛЕ ТЕМПЕРАТУР 350...900 К

Цель работы: определить теплоёмкость металлов и коэффициент теплоотдачи методом охлаждения, провести проверку выполняемости закона Дюлонга и Пти.

Оборудование: набор образцов, электропечь, ЛАТР, термомпара, потенциометр КСП-4 или милливольтметр градуированный по хромель-копелевой термомпаре МПП-154М, секундомер.

Описание установки и методические указания

Согласно классической теории теплоёмкости молярная теплоёмкость кристаллических тел при высоких температурах одинакова и равна

$25 \frac{\text{Дж}}{\text{моль} \cdot \text{К}}$ (закон Дюлонга и Пти). Этот закон может быть выведен теоретически.

В классической теории теплоёмкости кристалл рассматривается как совокупность атомов (молекул), совершающих колебания с одной и той же частотой около положения равновесия, совпадающего с узлами кристаллической решётки. Каждый атом обладает тремя колебательными степенями свободы. По закону равномерного распределения энергии по степеням свободы на каждую степень свободы приходится энергия U_0 ,

равная $\frac{1}{2}kT$, где k – постоянная Больцмана. Полная энергия колеблющейся

частицы складывается из периодически меняющихся потенциальной $E_{\text{п}}$ и кинетической энергий $E_{\text{к}}$, средние значения которых равны друг другу $\langle E_{\text{к}} \rangle = \langle E_{\text{п}} \rangle$. Поскольку средняя энергия, приходящаяся на одну колеба-

тельную степень свободы колеблющейся частицы равна $U_1 = 2 \frac{1}{2}kT = kT$.

На все три колебательные степени свободы приходится энергия $U_3 = 3U_1 = 3kT$. В одном моле содержится $N_{\text{А}}$ атомов ($N_{\text{А}}$ – число Авогадро), тогда внутренняя энергия моля кристалла равна $U = 3kTN_{\text{А}} = 3RT$, где

$kN_{\text{А}} = R$; $R = 8,31 \frac{\text{Дж}}{\text{моль} \cdot \text{К}}$ – газовая постоянная.

Поскольку твёрдые тела обладают малым коэффициентом термического расширения и, следовательно, мало увеличиваются в объёме при нагревании, для них часто не различают теплоёмкость при постоянном объёме от теплоёмкости при постоянном давлении, а говорят просто о теплоёмкости твёрдого тела C , которая численно равна первой производной от внутренней энергии тела по температуре:

$$C = C_v = \frac{dU}{dT}. \quad (1)$$

Подставляя в выражение (1) для теплоёмкости значение внутренней энергии твёрдого тела, найдём

$$C = 3R. \quad (2)$$

Подставляя значение газовой постоянной R , получим $C = 25 \frac{\text{Дж}}{\text{моль} \cdot \text{К}}$.

Таким образом, при достаточно высокой температуре атомная теплоёмкость всех твёрдых тел слабо зависит от температуры и равна $3R$ (см. табл. 1).

Таблица 1

Вещество	Атомная теплоёмкость
Алюминий	3,07 R
Железо	3,18 R
Медь	2,95 R
Кремний	2,34 R

В случае твёрдых соединений, элементарная ячейка которых состоит из двух атомов, например KCl , PbO и т.д., молекулярная теплоёмкость согласно этому правилу должна равняться $6R$, а для твёрдых соединений, с ячейкой из трёх атомов, например $CaCl_2$, $PbCl_2$ и т.д., соответственно $9R$. В таблице 2 приведены величины молекулярных теплоёмкостей некоторых соединений, подтверждающие сформулированное правило.

Таблица 2

Соединение	Молекулярная теплоёмкость
PbO	5,78 R
$AgCl$	6,29 R
$BaCl_2$	9,3 R

Как показывает опыт, постоянство теплоёмкости твёрдых тел нарушается при понижении температуры. Теплоёмкости твёрдых тел уменьшаются при понижении температуры, стремясь к нулю при приближении температуры к абсолютному нулю. Вблизи абсолютного нуля молярная теплоёмкость всех тел пропорциональна T^3 .

В настоящей работе для определения молярной теплоёмкости различных веществ использован закон охлаждения Ньютона.

Всякое тело, имеющее температуру выше окружающей среды, будет охлаждаться, причём скорость охлаждения зависит от величины теплоёмкости тела и коэффициента теплоотдачи.

Если взять два металлических стержня идентичной формы, то, сравнивая кривые охлаждения (температуры как функции времени) этих образцов, один из которых служит эталоном (его теплоёмкость и скорость охлаждения должны быть известны), можно определить теплоёмкость другого, определив скорость его охлаждения.

Количество тепла dQ , теряемого объёмом V металла за время dt , по уравнению теплового баланса при остывании на dT градусов можно выразить как

$$dQ = -CmdT = -C\rho \frac{dT}{dt} Vdt, \quad (3)$$

где C – теплоёмкость металла; ρ – его плотность; dT – понижение температуры образца (можно считать температуру одинаковой во всех точках образца, так как линейные размеры тела малы, а теплопроводность металла велика). Величину количества теплоты dQ можно подсчитать, кроме того, из закона охлаждения Ньютона:

$$dQ = \alpha(T - T_0)Sdt, \quad (4)$$

где S – площадь поверхности образца; T_0 – температура окружающей среды; α – коэффициент теплоотдачи.

Приравняем выражения (3) и (4), получим

$$-C\rho \frac{dT}{dt} Vdt = \alpha(T - T_0)Sdt. \quad (5)$$

Полагая, что $\frac{dT}{dt}$, C , ρ , α , T и T_0 не зависят от координат точек поверхности образца, напишем соотношение (5) для двух образцов (эталон – медь и любого другого по выбору исследователя), у которых $S_1 = S_2$,

$\alpha_1 = \alpha_2$ в малом интервале температур, нагретых до одинаковой температуры $T_1 = T_2 = T_n$. Делением одного выражения на другое получим

$$C_1 = C_2 \frac{m_2 \left(\frac{dT}{dt} \right)_2}{m_1 \left(\frac{dT}{dt} \right)_1}, \quad (6)$$

где m_1 – масса стального (алюминиевого) образца; m_2 – масса медного образца.

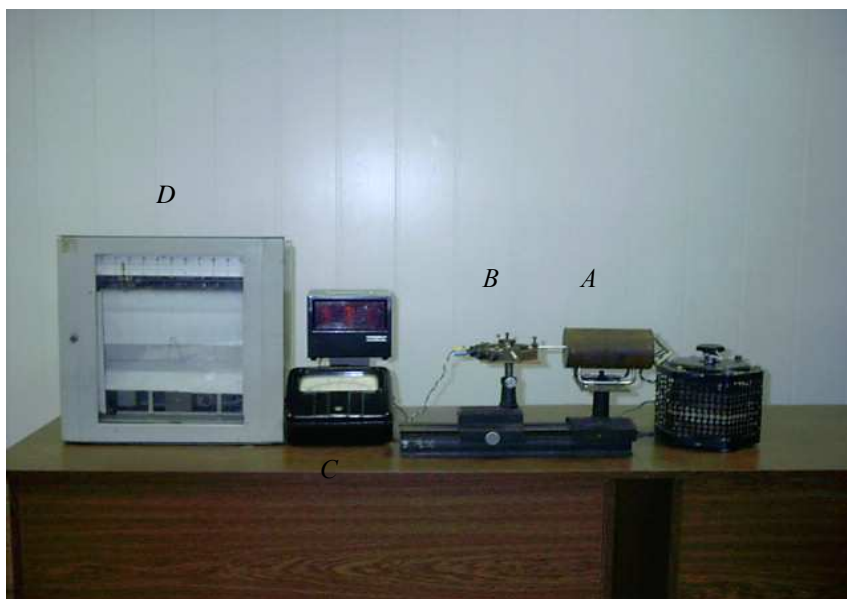


Рис. 1

В данной работе определение теплоёмкости металлов производится на установке, представленной на рис. 1. Электродуховка *A* смонтирована на скамье, по которой она может перемещаться вправо и влево. Образец *B* (тоже может перемещаться) представляет собой цилиндр длиной 30 мм и диаметром 5 или 10 мм с высверленным каналом с одного конца, в который вставлена термопара. Концы термопары подведены к милливольтметру *C* или потенциометру *D*.

Задание 1. Получение экспериментальных данных по температуре (T) и времени (t) охлаждения образца

1. Включите печь через лабораторный автотрансформатор (ЛАТР), установите напряжение 100...110 В и выждите, пока печь нагреется (10...15 мин).

2. **Внимание!!!** Все манипуляции проводите осторожно.

Вдвиньте эталонный (медный) образец в печь и нагрейте до 500...600 °С, контролируя температуру по показаниям милливольтметра или потенциометра, проградуированного на показания температуры. Затем образец быстро выдвиньте из печи. С этого момента фиксируйте температуру (по показаниям милливольтметра она может быть 500...580 °С) и одновременно включить механизм протяжки диаграммы ленты в момент выдвигания образца из печи.

Примечание: для работы с потенциометром необходимо: включить его в сеть, установить скорость протяжки ленты.

После выдвигания образца из печи на диаграмме потенциометра отметьте момент начала записи охлаждения образца и значение начальной температуры. После охлаждения до 100 °С тоже сделайте отметку на диаграмме. Диаграмму охлаждения вклейте в свой отчёт и произведите дополнительную обработку результатов эксперимента. Зная скорость протяжки ленты V , определите длину отрезка Δl диаграммы, соответствующему промежутку времени $\Delta t = 10\text{с}$: $\Delta l = V\Delta t$.

Задание 2. Нахождение производных $\frac{dT}{dt}$ в окрестностях температур

Для того чтобы найти отношение $\frac{dT}{dt}$, необходимо на кривой $T = f(t)$ выбрать точку, соответствующую температуре 500 °С, отложить от неё вправо и влево временные отрезки, равные $\frac{\Delta t}{2} = 5\text{с}$. Проведите через их крайние точки вертикальные прямые до пересечения с кривой $T = f(t)$. Определите значения температур, соответствующих данным точкам пересечения по оси температур (T_1 и T_2). Повторите данную процедуру для температур 400, 300, 200, 100 °С и соответствующих кривых остывания железа или алюминия. Отношения $\left(\frac{dT}{dt}\right)_1 = \frac{T_1 - T_2}{\Delta t_1} = \frac{\Delta T}{\Delta t}$ характеризуют скорость охлаждения или производную в данной точке кривой и, следовательно, скорость охлаждения, которая соответствует некоторой температуре. Данные занесите в табл. 3.

Таблица 3

$T_i, ^\circ\text{C}$	$\frac{\Delta T}{\Delta t}$		$C, \frac{\text{Дж}}{\text{кг } ^\circ\text{C}}$		$C_\mu, \frac{\text{Дж}}{\text{моль } ^\circ\text{C}}$	
	Медь	Железо (алюминий)	Медь	Железо (алюминий)	Медь	Железо (алюминий)
100			380			
200			390			
300			395			
400			397,5			
500			400			

**Задание 3. Определение удельной теплоёмкости железа и алюминия.
Построение графика зависимости молярной теплоёмкости от температуры**

Определите теплоёмкость C_1 железа или алюминия C_3 для температур 100, 200, 300, 400, 500 $^\circ\text{C}$. Для этого в формулу (6) подставьте значения $\frac{dT}{dt}$ для каждого образца при этих температурах. За эталонный образец принимают медный. Зависимость теплоёмкости меди от температуры дана в табл. 3.

Молярная теплоёмкость C_μ связана с удельной теплоёмкостью C известным соотношением

$$C_\mu = C\mu, \quad (7)$$

где C – удельная теплоёмкость, μ – молярная масса.

Используя формулу (7), переведите удельные теплоёмкости меди, железа или алюминия в молярные теплоёмкости.

Молярная масса: меди $\mu_{\text{Cu}} = 64 \cdot 10^{-3} \text{ Дж} \cdot \text{моль}^{-1}$; железа $\mu_{\text{Fe}} = 56 \cdot 10^{-3} \text{ Дж} \cdot \text{моль}^{-1}$; алюминия $\mu_{\text{Al}} = 27 \cdot 10^{-3} \text{ Дж} \cdot \text{моль}^{-1}$.

Для вышеуказанных температур постройте график зависимости молярной теплоёмкости от температуры.

Задание 4. Определение коэффициента теплоотдачи

Теплоотдача происходит между поверхностью нагретого тела и средой, которая окружает эту поверхность. Теплоотдача осуществляется конвекцией, лучистым теплообменом и характеризуется коэффициентом теп-

лоотдачи. Коэффициент теплоотдачи – количество теплоты, переданное в единицу времени через единицу поверхности при разности температур между поверхностью-теплоносителем и поверхностью-средой в 1 К, т.е.

$$\alpha = \frac{\Delta Q}{S\Delta t(T_n - T_0)}, \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{К}}. \quad (8)$$

Примечание: при больших температурах более 300 °С преобладает лучистый теплообмен, а низких температурах – конвекционный теплообмен.

Для определения коэффициента теплоотдачи следует:

1. По графику зависимости температуры охлаждения образца $T = f(t)$ (определяет преподаватель) для начальных значений температур T_n , равных 500, 300 и 150 °С и соответствующих им начальных моментов времени t_n определите через промежуток времени $\Delta t = 10$ с конечные температуры $T_{1(2,3)}$ остывания.

2. По комнатному термометру определите температуру T_0 окружающей среды. Площадь S рассчитайте из геометрических размеров образца. Все данные внесите в табл. 4.

3. Из закона охлаждения Ньютона (см. примечание)

$$\alpha_{1(2,3)} = -\frac{mc}{S\Delta t_{1(2,3)}} \ln \frac{T_{1(2,3)} - T_0}{T_{n(1,2,3)} - T_0} \quad (9)$$

вычислите коэффициент теплоотдачи α в разных температурных интервалах. Объясните полученный результат.

Таблица 4

$T_{n1}, \text{ }^\circ\text{C}$	$T_1, \text{ }^\circ\text{C}$	$T_{n2}, \text{ }^\circ\text{C}$	$T_2, \text{ }^\circ\text{C}$	$T_{n3}, \text{ }^\circ\text{C}$	$T_3, \text{ }^\circ\text{C}$	$T_0, \text{ }^\circ\text{C}$	$S, \text{ м}^2$	$\frac{\alpha_1, \text{ Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{К}}$	$\frac{\alpha_2, \text{ Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{К}}$	$\frac{\alpha_3, \text{ Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{К}}$

Примечание: вывод закона охлаждения Ньютона. Приравняем (4) и (5):

$$-cmdT = \alpha S(T - T_0)dt, \quad (10)$$

разделим переменные и произведём интегрирование от T_n до какой-либо T_1 – конечной температуры, получим

$$\int_{t_1}^t dt = -\frac{cm}{\alpha S} \int_{T_H}^T \frac{dT}{T - T_0}; \quad (11)$$

$$t - t_H = \Delta t = -\frac{cm}{\alpha S} \ln \frac{T_1 - T_0}{T_H - T_0}, \quad (12)$$

из которого следует выражение (9).

Контрольные вопросы

1. Понятия: теплоёмкость, молярная теплоёмкость, удельная теплоёмкость, коэффициент теплопередачи.
2. Классическая теория теплоёмкости твёрдых тел.
3. Закон Дюлонга – Пти.
4. Сущность метода, используемого в данной лабораторной работе, для определения теплоёмкости и коэффициента теплопередачи металлов.

Лабораторная работа 13

ИЗУЧЕНИЕ ЗАВИСИМОСТИ СОПРОТИВЛЕНИЯ ПРОВОДНИКА И ПОЛУПРОВОДНИКА ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ АКТИВАЦИИ ПОЛУПРОВОДНИКА.

Цель работы: исследование зависимости удельной проводимости проводника и полупроводника от температуры и определение ширины его запрещённой зоны (энергии активации).

Оборудование: нагревательный элемент, источник питания, полупроводник, проводник, термопара, цифровой вольтметр В7-32, INSTEK_GDM-8246.

Описание установки и методические указания

Схема установки приведена на рис. 1. Нагрев образца осуществляется резистором ПЭВ-25 (проволочный эмалированный влагостойкий), внутри которого помещён полупроводниковый образец, проводник и термопара для измерения температуры. ЭДС термопары замеряется с помощью цифрового вольтметра В7-32 и сопротивление образца замеряется с помощью цифрового вольтметра INSTEK_GDM-8246. Переключение между исследуемыми образцами осуществляется переключателем, расположенным на передней панели установки. В положении 1 к омметру подключается полупроводник, в положении 2 – проводник.

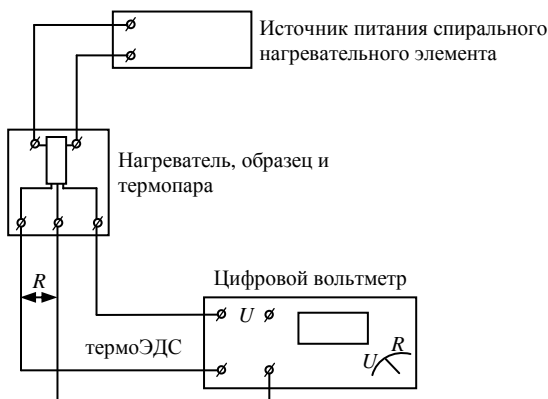


Рис. 1

В работе применена термопара типа ХА (хромель–алюмель), температурный коэффициент которой в интервале от 0 до 90 °С составляет 0,054 мВ/К. Пример расчёта температуры: комнатная температура $T_k = 293$ К; показания вольтметра – 0,82 мВ; температура образца – $T = 293 + 0,82/0,054 = 308$ К.

При объединении атомов в кристаллическое тело структура энергетических уровней электронов претерпевает важные изменения. Эти изменения почти не затрагивают наиболее глубоких уровней, образующих внутренние заполненные оболочки. Зато наружные уровни коренным образом перестраиваются. Указанное различие связано с разным пространственным распределением электронов, находящихся на глубоко лежащих и на верхних энергетических уровнях. Атомы в кристалле тесно прижаты друг к другу. Волновые функции наружных электронов в существенной мере перекрываются, что приводит к обобществлению этих электронов; они принадлежат уже не отдельным атомам, а всему кристаллу. В то же время волновые функции внутренних электронов друг с другом практически не перекрываются. Положение этих уровней в кристалле мало отличается от их положения у изолированных атомов. У одиночных атомов одного и того же элемента энергии соответствующих уровней в точности одинаковы. При сближении атомов эти энергии начинают расходиться. Вместо одного, одинакового для всех N атомов уровня, возникает N очень близких, но не совпадающих уровней энергии. Таким образом, каждый уровень изолированного атома расщепляется в кристалле на N часто расположенных уровней. Системы расщеплённых уровней образуют в кристалле разрешённые энергетические зоны, разделённые запрещёнными зонами (рис. 2).

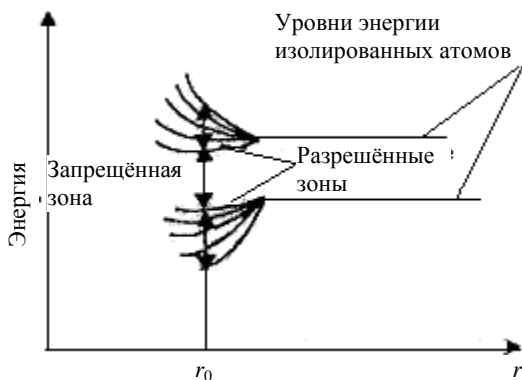


Рис. 2

Проводимость кристаллов определяется распределением электронов по уровням. В диэлектриках электроны полностью заполняют последнюю из занятых зон (так называемую валентную зону). Следующая разрешённая зона (зона проводимости) не содержит электронов (рис. 3. а) при $T = 0 \text{ К}$), где E_c – уровень энергии, соответствующий дну зоны проводимости; E_v – верхний уровень валентной зоны. Ширина запрещённой зоны, разделяющей валентную зону и зону проводимости, велика (свыше 3 эВ), и электроны в обычных условиях не могут её «перепрыгнуть». Недостаточной оказывается и энергия электрического поля вплоть до пробоя диэлектрика. В металлах электроны лишь частично заполняют последнюю из занимаемых зон, и в ней имеются свободные состояния (рис 3, б) при $T = 0 \text{ К}$). В присутствии электрического поля электронам сообщается дополнительная энергия, достаточная для их перевода на эти свободные состояния. Такой кристалл будет проводить ток. К полупроводникам относятся вещества, имеющие, в отличие от диэлектриков, небольшую ширину запрещённой зоны δE (до 2 эВ).

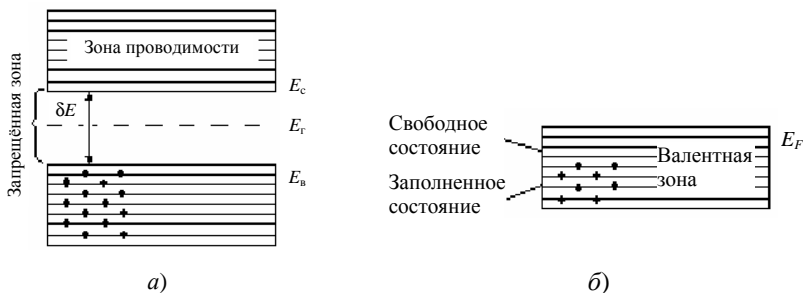


Рис. 3

В собственных полупроводниках (без примесей) для переброса электронов из занятой валентной зоны в зону проводимости необходима энергия активации, равная ширине запрещённой зоны. Она может быть получена за счёт увеличения энергии теплового движения электронов, либо при наложении внешнего электрического поля. Величина проводимости в собственных полупроводниках определяется равным числом электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне. Число электронов в зоне проводимости равно произведению числа имеющихся уровней энергии на вероятность их заполнения. Вероятность заполнения уровней подчиняется распределению Ферми – Дирака:

$$f(E) = \frac{1}{\left(e^{\frac{E-E_F}{kT}} + 1 \right)}, \quad (1)$$

где E – энергия уровня; k – постоянная Больцмана; T – термодинамическая температура; E_F – энергия Ферми.

При $T = 0$ К уровень Ферми определяет уровень энергии, вероятность заполнения которого $f(E) = 0,5$. Для металлов это уровень энергии, отделяющий заполненную электронами зону от зоны свободных состояний. В собственных полупроводниках он расположен вблизи середины запрещённой зоны (рис. 3, а). При обычных температурах величина $kT \ll E - E_F$, тогда

$$f(E) = e^{-\frac{(E-E_F)}{kT}}. \quad (2)$$

При этом электронами занимают главным образом уровни, находящиеся у дна зоны проводимости, так что в качестве энергии E в формулу (2) можно подставить энергию E_c , соответствующую дну зоны проводимости. Вместо полного числа уровней в зоне следует принимать некоторое эффективное их число $N_{\text{эфф}}$ вблизи дна зоны. Таким образом, концентрация электронов в зоне проводимости будет равна

$$n_{\text{э}} = N_{\text{эффэ}} e^{-\frac{(E_c-E_F)}{kT}}. \quad (3)$$

Аналогично можно получить, что концентрация дырок в валентной зоне равна

$$n_{\text{д}} = N_{\text{эффд}} e^{-\frac{(E_F-E_B)}{kT}}. \quad (4)$$

Перемножая формулы (3) и (4) и принимая во внимание, что $n_{\text{Э}} = n_{\text{Д}} = n$, получим

$$n_{\text{Д}} n_{\text{Э}} = N_{\text{эффД}} N_{\text{эффЭ}} e^{\frac{-(E_{\text{С}} - E_{\text{В}})}{kT}}. \quad (5)$$

Разность $E_{\text{С}} - E_{\text{В}} = \delta E$ – ширина запрещённой зоны. Обозначим $N_{\text{эффД}} N_{\text{эффЭ}} = A^2$; тогда, извлекая квадратный корень из выражения (5), получим

$$n_{\text{Э}} = n_{\text{Д}} = n = A e^{\frac{(-\delta E)}{2kT}}. \quad (6)$$

Определим проводимость δ полупроводника. Плотность тока равна:

$$j = |e| (n_{\text{Э}} V_{\text{срЭ}} + n_{\text{Д}} V_{\text{срД}}), \quad (7)$$

где e – элементарный заряд; $V_{\text{срЭ}}$ и $V_{\text{срД}}$ – средние скорости упорядоченного движения электронов и дырок соответственно. С другой стороны,

$$j = \sigma E, \quad (8)$$

где E – напряжённость электрического поля; σ – удельная электропроводность. Подставляя (8) в (7), находим

$$\sigma = \frac{j}{E} = |e| (n_{\text{Э}} \mu_{\text{Э}} + n_{\text{Д}} \mu_{\text{Д}}), \quad (9)$$

где $\mu_{\text{Э}} = \frac{V_{\text{срЭ}}}{E}$ и $\mu_{\text{Д}} = \frac{V_{\text{срД}}}{E}$ – подвижности электронов и дырок.

Учитывая, что $n_{\text{Э}} = n_{\text{Д}} = n$ и выражение (6), получим

$$\sigma = |e| A (\mu_{\text{Э}} + \mu_{\text{Д}}) e^{\frac{-\delta E}{2kT}} \quad (10)$$

или
$$\delta = B e^{\frac{-\delta E}{2kT}}. \quad (11)$$

Так как удельное сопротивление полупроводника $\rho = \frac{1}{\sigma}$, то зависимость его сопротивления от температуры можно представить в виде

$$R = C e^{\frac{\delta E}{2kT}}, \quad (12)$$

A, B, C – некоторые константы.

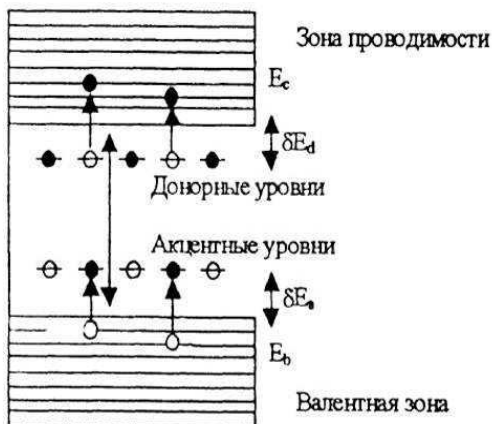


Рис. 4

Если в состав химически чистого полупроводника ввести нужные (донорные или акцепторные) примеси, то можно получить полупроводники, либо только с электронным типом проводимости (n-полупроводники), либо только с дырочным (р-полупроводники). Это связано с появлением в запрещённой зоне соответственно донорных или акцепторных уровней (рис. 4).

Величины δE_d и δE_a носят название энергии активации доноров и акцепторов. Их значения меньше ширины запрещённой зоны. Логарифмируя выражение (12), получим уравнение

$$\ln R = \ln C + \frac{\delta E}{2kT}. \quad (13)$$

Это уравнение является уравнением прямой линии в координатах $\ln R = f\left(\frac{1}{T}\right)$, по углу наклона которой можно определить энергию активации δE .

Задание 1. Изучение зависимости полупроводника от температуры и определение его энергии активации

1. Измерьте сопротивление полупроводникового образца при комнатной температуре. Включите электронагреватель и измерьте сопротивление через каждые 0,4 мВ вплоть до значений термоЭДС 5,5...5,7 мВ с вольтметра В7-32 «U» и сопротивления с INSTRON_GDM-8246 «R».

2. Температуру образца рассчитайте по формуле

$$T_i = T_0 + \frac{U_i(\text{мВ})}{0,054}.$$

В работе применена термопара типа ХА (хромель–алюмель), температурный коэффициент которой в интервале 0...90 °С составляет 0,054 мВ/К. Пример расчёта температуры: комнатная температура $T_0 = 293$ К; показания вольтметра – 0,82 мВ; температура образца – $T = 293 + 0,82/0,054 = 308$ К.

Результаты измерений сопротивления полупроводника, ЭДС термопары (U , мВ) и значения соответствующих рассчитанных температур запишите в табл. 1.

3. По полученным данным постройте график зависимости $\ln R = f\left(\frac{1}{T}\right)$ и оцените энергию активации данного полупроводникового образца.

Таблица 1

№ опыта	R , Ом	$\ln R$	U , мВ	T	$1/T$
1					
2					
...					
n					

Энергию активации можно оценить менее точными расчётами. Для двух температур нагрева образца T_1 и T_2 , согласно уравнению (13), можно записать

$$\delta E = 2k \frac{\ln \frac{R_1}{R_2}}{\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2}}. \quad (14)$$

T_1 и T_2 желательно выбирать отличающимися на 40...50 К друг от друга.

4. Рассчитайте δE , сделать вывод (собственный или примесный проводник).

Задание 2. Определение температурного коэффициента сопротивления проводника (ТКС)

1. Необходимо провести охлаждение установки до комнатной температуры (перевести переключатель в положение ОХЛАЖДЕНИЕ) до значения на приборе В7-32 примерно равным 0,5...1,1 мВ. Повторите пункт 1 предыдущего задания для проводника. 0,4 мВ вплоть до значений термо ЭДС 5.5...5.7 мВ.

2. Рассчитайте по формуле $t_i \text{ }^\circ\text{C} = t_0 \text{ }^\circ\text{C} + \frac{U_i(\text{мВ})}{0,054}$ температуру проводника. Значения измеренных R , U и соответствующих им температур занесите в табл. 2.

3. Как известно, омическое сопротивление большинства металлов линейно увеличивается с ростом температуры: $R = R_0(1 + \alpha t)$, где α температурный коэффициент сопротивления, а R_0 – сопротивление при 0 °С. По полученным данным построить график зависимости R от температуры.

4. Методом экстраполяции по полученному графику найдите значение R_0 .

По формуле $\alpha = \frac{R - R_0}{R_0(t_H - t_0)}$ рассчитайте температурный коэффициент сопротивления (ТКС) α , который равен относительному изменению сопротивления металла при увеличении его температуры на 1 °С. Рекомендательно: для расчётов выбрать R из табл. 2 при высоких температурах. Следует отметить, что для всех чистых металлов температурный коэффициент сопротивления близок к $1/273 = 0,00367$.

Таблица 2

№ опыта	R , Ом	U , мВ	t °С
1			
2			
...			
n			

Контрольные вопросы

1. Энергетические зоны в кристаллах и механизм их образования. Металлы, полупроводники и диэлектрики.

2. Зависимость сопротивления металла и полупроводника от температуры.

3. Собственная и примесная проводимость полупроводников. Полупроводники p и n типа.

4. Применение полупроводников.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛУПРОВОДНИКА С ПОМОЩЬЮ ЭФФЕКТА ХОЛЛА

Цель работы: определить постоянную Холла в полупроводниковом образце и концентрацию носителей заряда

Оборудование: лабораторная установка заводского изготовления.

Описание установки и методические указания

Если по проводнику (ось Y) прямоугольной формы (размеры проводника и расположение осей указаны на рис. 1) пропустить электрический ток I , а вектор индукции магнитного поля B направить по оси X , то в направлении, перпендикулярном I и B (ось Z), возникает электрическое поле, называемое полем Холла с напряжённостью $E_{\text{Холла}}$.

На практике, как правило, поле Холла характеризуют разностью потенциалов, которую измеряют между симметричными точками C и D на боковых поверхностях образца (рис. 1).

Эта разность потенциалов называется холловской разностью потенциалов $U_{\text{Холл}}$ или ЭДС Холла. В классической теории проводимости эффект Холла объясняется тем, что в магнитном поле на движущиеся

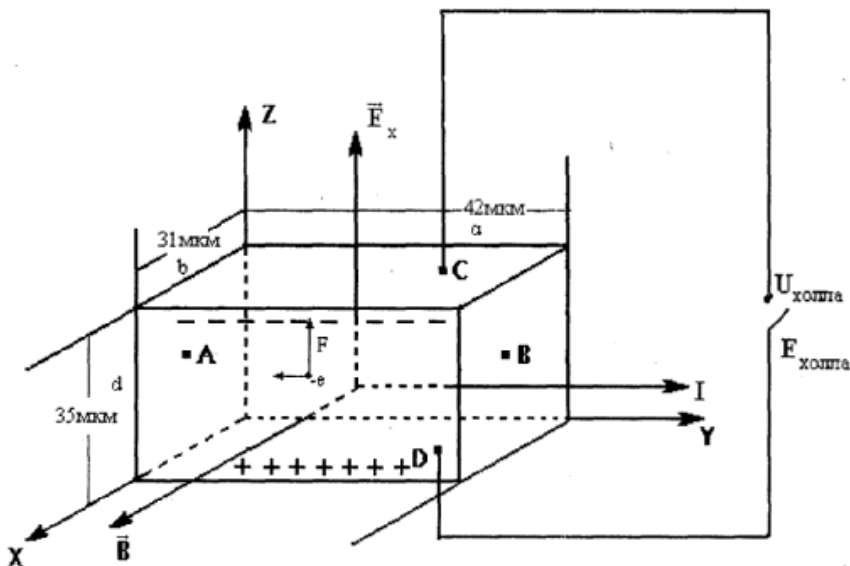


Рис. 1

электрические заряды действует сила Лоренца, величина и направление которой определяется векторным уравнением

$$\vec{F} = e(\vec{v}_D \vec{B}), \quad (1)$$

где B – индукция магнитного поля; \vec{v}_D – дрейфовая скорость движения зарядов; e – заряд носителей тока с учётом знака, «+e» – для дырочной проводимости, «-e» – для электронной проводимости.

Таким образом, дрейф электронов будет иметь составляющую не только по оси Y , но и по оси Z . При этом дрейф электронов вдоль оси Z будет продолжаться до тех пор, пока возникающее электрическое поле E не уравновесит силу Лоренца.

Электрическое поле Холла

$$E_{\text{холл}} = \vec{v}_D B \quad (2)$$

связано с холловской разностью потенциалов $U_{\text{холл}}$ следующим образом:

$$U_{\text{холл}} = E_{\text{холл}} d = v_D B d. \quad (3)$$

Сила тока, протекающего через единицу поверхности образца, т.е. плотность тока равна

$$j = en v_D, \quad (4)$$

где n – число носителей тока в единице объёма образца (концентрация носителей тока), то сила тока

$$I = jbd = en v_D bd, \quad (5)$$

что позволяет записать:

$$v_D = \frac{I}{enbd}; \quad (6)$$

$$U_{\text{холл}} = \frac{Ib}{enb}. \quad (7)$$

Таким образом, ЭДС Холла пропорциональна силе тока через образец I и обратно пропорциональна толщине образца b .

Экспериментальное определение ЭДС Холла проводят в образце с заданной толщиной b при фиксированном токе через образец.

Формула (7) может быть записана в виде

$$U_{\text{холл}} = \frac{IB}{b}, \quad (8)$$

где коэффициент пропорциональности

$$R = \frac{I}{en} \quad (9)$$

является характеристикой изучаемого вещества и называется коэффициентом Холла или постоянной Холла. Из уравнения (9) хорошо видно, что коэффициент Холла обратно пропорционален концентрации носителей заряда и его знак совпадает со знаком заряда. Измеряя в ходе эксперимента разность потенциалов $U_{\text{холл}}$, индукцию магнитного поля B , ток I и толщину образца b , можно исходя из формулы (8), вычислить постоянную Холла:

$$R = U_{\text{холл}} \frac{b}{IB}. \quad (10)$$

В качестве примера в табл. 1 приведены значения коэффициентов Холла для наиболее используемых материалов (металлов и полупроводников). В таблице 1 указаны также толщины d , которые обеспечивает современная промышленная технология при изготовлении пластин и пленок для различных технических устройств, работающих на основе эффекта Холла.

Таблица 1

Материал	$R_x, \text{м}^3/(\text{А}\cdot\text{с})$	$d, \text{мм}$	Материал	$R_x, \text{м}^3/(\text{А}\cdot\text{с})$	$d, \text{мм}$
Кристаллические полупроводники			Плёночные полупроводники		
Кремний	$2,6 \cdot 10^{-2}$	0,1	Селенид ртути	$1,07 \cdot 10^{-5}$	$4 \cdot 10^{-3}$
Германий	$4,2 \cdot 10^{-3}$	0,1	Теллурид ртути	$1,3 \cdot 10^{-5}$	$1,3 \cdot 10^{-3}$
Сурьмистый индий	$3 \cdot 10^{-4}$	0,1	Сурьмистый индий	$4 \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^{-3}$
Арсенид индия	$1 \cdot 10^{-4}$	0,1	Арсенид индия	$1 \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^{-3}$
Металлы					
Алюминий	$-3,3 \cdot 10^{-11}$	0,1	Золото	$-7,3 \cdot 10^{-11}$	0,1
Молибден	$18 \cdot 10^{-11}$	0,1	Вольфрам	$11 \cdot 10^{-11}$	0,1

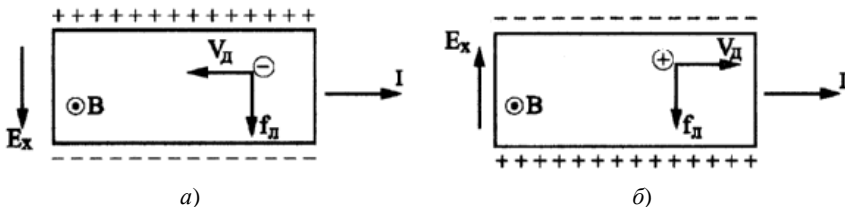


Рис. 2

Далее рассмотрим, как меняется знак $U_{\text{холл}}$ в зависимости от знака носителей заряда. На рисунке 2, *а* (полупроводник *n*-типа) проводящая пластина изображена в плоскости листа, магнитное поле B направлено к нам, перпендикулярно листу, ток I течёт по стрелке.

Если носители тока – электроны, то направление их дрейфовой скорости будет противоположно направлению тока. При таком направлении скорости в указанном магнитном поле на электрон будет действовать сила Лоренца, направленная вниз. Верхняя грань проводящей пластины должна заряжаться положительно, а нижняя – отрицательно.

На рисунка 2, *б* (полупроводник *p*-типа) видно, что в случае положительных носителей заряда (при том же направлении тока) меняется направление дрейфовой скорости зарядов, а направление силы Лоренца остаётся той же, т.е. в этом случае вниз будут отклоняться положительные заряды. Именно это и позволяет экспериментально определить знак носителей заряда в проводящей пластине.

Направление поля Холла зависит от знака носителей заряда. В нашем случае в полупроводниковой пластине *n*-типа поле Холла направлено вверх, а в случае полупроводника *p*-типа – вниз. Таким образом, по знаку холловской разницы потенциалов определяется знак постоянной Холла и, соответственно, знак носителей заряда.

Теперь, исходя из формулы (9), можно вычислить концентрацию носителей заряда в полупроводнике:

$$n = \frac{1}{eR}, \quad (11)$$

где $e = 1.6 \cdot 10^{-19}$ Кл – заряд электрона.

Рассмотренный эффект Холла, причиной которого является действие силы Лоренца на движущиеся в магнитном поле заряды, называется классическим эффектом Холла.

Общий вид установки, состоящей из датчика Холла и блока управления с двумя дисплеями, показан на рис. 3.



Рис. 3

Задание 1. Определение зависимости «холловского» напряжения от магнитной индукции

1. Включите кнопку «Сеть». Должны высветиться индикаторы, указывающие на наличие напряжения и тока. Если этого не произошло, проверьте контакты и питание.

2. Задайте постоянное значение управляющего тока, указанное преподавателем (рис. 3). Для этого необходимо установить на позицию 2 (датчик Холла), и при помощи ручки 3 установить значение управляющего тока на дисплее 5. Затем необходимо установить на позицию 1 (электромагнит) при помощи ручки 4, при различных по знаку значениях магнитной индукции (мТл); измерьте ЭДС Холла («холловское» напряжение) не менее 10 раз в прямом и обратном направлении. С дисплея 6 снимите показания при каждом измерении тока, как в прямом, так и в обратном направлении. Данные занесите в табл. 2.

Таблица 2

$I, \text{mA} =$				
№ опыта	$B+, \text{mTл}$	$U_{\text{холла}}, \text{В}$	$B-, \text{mTл}$	$U_{\text{холла}}, \text{В}$
1				
2				
:				
10				

Задание 2. Определение зависимости «холловского» напряжения от тока в исследуемой пластине

1. Оставьте прибор на позиции 1 (электромагнит), при помощи ручки 4 поменяйте отображаемые на дисплее 5 показания постоянного значения магнитной индукции поля, указанные преподавателем.

2. Поставьте прибор на позицию 2 (датчик Холла), и при помощи ручки 3 (ДХ) на дисплее 5 поменяйте значения управляющего тока (мА), не менее 10 раз, в прямом и обратном направлении. С дисплея 6 снимите показания при каждом измерении тока, как в прямом, так и в обратном направлении. Данные занесите в табл. 3.

Таблица 3

$I, \text{ мА} =$				
№ опыта	В+, мТл	$U_{\text{Холла}}, \text{ В}$	В-, мТл	$U_{\text{Холла}}, \text{ В}$
1				
2				
:				
10				

Обработка результатов измерений

1. По данным таблиц постройте графики зависимости холловской разности потенциалов от тока $U_x = f(I)$ при $B = \text{const}$. (табл. 3) и от индукции магнитного поля $U_x = f(B)$ при $I = \text{const}$ (табл. 2). В соответствии с выражением (8) эти графики должны быть линейны.

2. По графикам определите угловые коэффициенты наклона прямых, которые будут равны $\frac{RI}{b}$ при $I = \text{const}$ (табл. 2) и $\frac{RB}{b}$ при $B = \text{const}$. (табл. 3).

3. Используя найденные угловые коэффициенты, рассчитайте постоянную Холла в этих двух случаях. При расчётах принять b , равным 31 мкм.

4. Сравните полученное значение постоянной Холла R с табличным (см. табл. 1) и определите материал пластины, из которого изготовлен датчик Холла, основных носителей заряда и их концентрацию.

5. По формуле (11) оцените концентрацию носителей заряда n .

Контрольные вопросы

1. В чём заключается эффект Холла?
2. Какие условия необходимы для наблюдения явления Холла?
3. Укажите причину появления напряжения Холла.
4. Как направлена сила Лоренца, действующая на движущийся электрон?
5. Выведите формулы (6) и (8).
6. Покажите на рисунке направление векторов E и B для электрического и магнитного полей в пластинке полупроводника при наблюдении эффект Холла.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Савельев, И.В. Курс общей физики : учеб. пособие для студентов вузов : в 5 т. / И.В. Савельев. – 5-е изд., стер. – СПб. : Лань, 2011.
2. Трофимова, Т.И. Курс физики : учеб. пособие для вузов / Т.И. Трофимова. – 7-е изд., стер. – М. : Высшая школа, 2001. – 542 с.
3. Лабораторный практикум по физике : учеб. пособие для студентов вузов / А.С. Ахматов, В.М. Андреевский, А.И. Кулаков и др. ; под ред. А.С. Ахматова. – М. : Высшая школа, 1980. – 360 с.
4. Лабораторный практикум по физике / под ред. К.А. Барсукова и Ю.И. Уханова. – М. : Высшая школа, 1988.
5. Зисман, Г.А. Курс общей физики : учеб. пособие : в 3 т. / Г.А. Зисман, О.М. Тодес. – 7-е изд., стер. – СПб. : Лань. 2007.
6. Грабовский, Р.И. Курс физики / Р.И. Грабовский. – М. : Лань, 2004.
7. Физика. Механика. Колебания и волны. Гидродинамика. Электростатика : практикум / В.Б. Вязовов и др. – Тамбов : Изд-во ФГБОУ ВПО «ТГТУ», 2012.

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	3
МОЛЕКУЛЯРНАЯ ФИЗИКА И ТЕРМОДИНАМИКА	4
<i>Лабораторная работа 1.</i> Измерение работы расширения газа при изобарном процессе, определение газовой постоянной R и проверка первого начала термодинамики	4
<i>Лабораторная работа 2.</i> Определение отношения C_p/C_v (для воздуха методом Клемана – Дезорма)	10
<i>Лабораторная работа 3.</i> Определение отношения молярных теплоёмкостей C_p/C_v методом измерения скорости звука	15
<i>Лабораторная работа 4.</i> Определение приращения энтропии при нагревании и плавлении олова	20
<i>Лабораторная работа 5.</i> Определение коэффициента теплопроводности воздуха	25
<i>Лабораторная работа 6.</i> Экспериментальное определение коэффициента внутреннего трения воздуха	31
АТОМНАЯ, КВАНТОВАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА	38
<i>Лабораторная работа 7.</i> Определение постоянной в законе Стефана – Больцмана	38
<i>Лабораторная работа 8.</i> Изучение внешнего фотоэффекта	44
<i>Лабораторная работа 9.</i> Наблюдение спектра атомарного водорода и определение постоянной Ридберга	50
<i>Лабораторная работа 10.</i> Опыт Франка и Герца	55

<i>Лабораторная работа 11.</i>	
Изучение ядерных реакций	66
ФИЗИКА ТВЁРДОГО ТЕЛА	72
<i>Лабораторная работа 12.</i>	
Исследование теплоёмкости твёрдых тел в интервале температур 350...900 К	72
<i>Лабораторная работа 13.</i>	
Изучение зависимости сопротивления проводника и полупроводника от температуры. Определение энергии активации полупроводника	79
<i>Лабораторная работа №14.</i>	
Исследование полупроводника с помощью эффекта Холла	87
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	93

Учебное издание

ГОЛОВИН Юрий Михайлович,
ЛЯШЕНКО Юрий Петрович,
ХОЛОДИЛИН Валерий Николаевич,
ПОЛИКАРПОВ Валерий Михайлович

ОБЩАЯ ФИЗИКА
МОЛЕКУЛЯРНАЯ ФИЗИКА И ТЕРМОДИНАМИКА
АТОМНАЯ, КВАНТОВАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА
ФИЗИКА ТВЁРДОГО ТЕЛА

Учебное пособие

Редактор З.Г. Чернова
Инженер по компьютерному макетированию Т.Ю. Зотова

Подписано в печать 19.03.2013
Формат 60 × 84/16. 5,58 усл. печ. л. 150 экз. Заказ № 128
Издательско-полиграфический центр ФГБОУ ВПО «ТГТУ»
392000, г. Тамбов, ул. Советская, д. 106, к. 14