

**МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ**

**Федеральное государственное автономное образовательное
учреждение высшего образования**

**САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
АЭРОКОСМИЧЕСКОГО ПРИБОРОСТРОЕНИЯ**

КВАНТОВАЯ ФИЗИКА
Лабораторный практикум



УДК 530.145
ББК 32.86
К32

Рецензенты:
доктор физико-математических наук *В. Г. Фарафонов*;
кандидат технических наук *А. Е. Комлев*

Утверждено
редакционно-издательским советом университета
в качестве лабораторного практикума
Протокол № 5 от 24 августа 2021 г.

Авторы: В. М. Андреев, М. Ю. Егоров, И. И. Коваленко,
А. В. Копыльцов, Е. Н. Котликов,
И. П. Кректунова, Н. П. Лавровская,
Ю. А. Новикова, Д. А. Попов, В. К. Прилипко,
Г. В. Терещенко, Ю. Н. Царев, Б. Ф. Шифрин

К32 Квантовая физика: лаб. практикум / Под общ. ред.
А. В. Копыльцова. – СПб.: ГУАП, 2021. – 90 с.

Содержит лабораторные работы по квантовой физике в курсе физики для высшей школы и методические указания по их выполнению. Указания ко всем лабораторным работам переработаны и дополнены.

Предназначен для студентов 1–2 курсов.

УДК 530.145
ББК 32.86

Учебное издание

**Андреев Владимир Михайлович,
Егоров Михаил Юрьевич,
Коваленко Иван Иванович и др.**

КВАНТОВАЯ ФИЗИКА

Лабораторный практикум

Публикуется в авторской редакции
Компьютерная верстка *А. Н. Колешко*

Подписано к печати 15.10.21. Формат 60 × 84 1/16.
Усл. печ. л. 5,2. Уч.-изд. л. 5,4. Тираж 50 экз. Заказ № 443.

Редакционно-издательский центр ГУАП
190000, Санкт-Петербург, Б. Морская ул., 67

© Санкт-Петербургский государственный
университет аэрокосмического
приборостроения, 2021

Лабораторная работа № 1

ПРОВЕРКА ЗАКОНОВ ТЕПЛОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Цель работы: проверка основных законов теплового излучения, определение постоянной Стефана – Больцмана, постоянной Планка, удельной мощности лампы накаливания.

Методические указания

Излучение электромагнитных волн, возникающее за счет внутренней (тепловой) энергии излучающего объекта, называется тепловым излучением. Все остальные виды излучения, возбуждаемые за счет любого другого вида энергии, кроме тепловой, объединяются под общим названием «люминесценция». Понятие «тепловое излучение» применимо только к излучению объекта (тела), состоящего из большого числа атомов или молекул, т. е. когда это тело является макрообъектом. Тепловое излучение присуще нагретым телам вне зависимости от их природы и агрегатного состояния.

Тепловое излучение характеризуется сплошным спектром, положение максимума которого зависит от температуры (рис. 1).

Если тело путем излучения теряет столько же энергии, сколько поглощает, то процесс излучения называется равновесным. При этом нагретое тело находится в термодинамическом равновесии с окружающей средой, а его состояние может быть охарактеризовано определенной температурой.

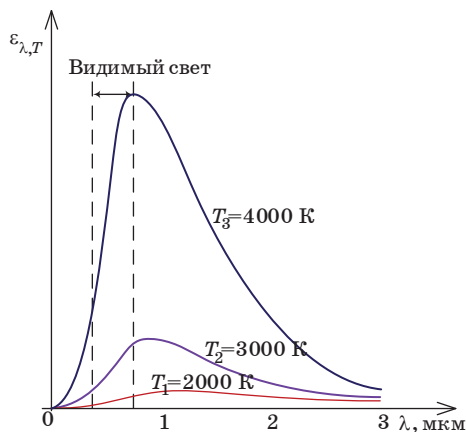


Рис. 1

Мощность R , излучаемую с единицы поверхности нагретого тела во всех направлениях во всем диапазоне частот, называют интегральной энергетической светимостью или интегральной излучательной способностью тела. Мощность dR , испускаемая с единицы поверхности нагретого тела в интервале частот от ν до $\nu+d\nu$, пропорциональна величине интервала $d\nu$

$$dR = r_{\nu,T} d\nu, \quad r_{\nu,T} = \frac{dR}{d\nu}, \quad (1.1)$$

где $r_{\nu,T}$ – спектральная плотность энергетической светимости или спектральная излучательная способность тела.

Интегральная энергетическая светимость связана со спектральной излучательной способностью тела соотношениями

$$R = \int_0^{\infty} r_{\nu,T} d\nu$$

или

$$R = \int_0^{\infty} r_{\lambda,T} d\lambda, \quad r_{\lambda,T} = \frac{dR}{d\lambda}. \quad (1.2)$$

Все тела в той или иной степени поглощают энергию падающих на них электромагнитных волн. Спектральной характеристикой поглощения является спектральная поглощательная способность тела $a_{\nu,T}$, которая определяет долю поглощенной энергии в интервале частот от ν до $\nu+d\nu$

$$a_{\nu,T} = \frac{dW'_{\nu}}{dW_{\nu}}, \quad (1.3)$$

где dW_{ν} – энергия излучения, падающего на тело в интервале частот от ν до $\nu+d\nu$; dW'_{ν} – часть этой энергии, поглощенная телом.

Законы, которым подчиняется тепловое излучение

Закон Кирхгофа. Отношение излучательной способности тела к его поглощательной способности одинаково для всех тел и является универсальной функцией частоты и температуры $f(\nu,T)$:

$$\left(\frac{r_{\nu,T}}{a_{\nu,T}} \right)_1 = \left(\frac{r_{\nu,T}}{a_{\nu,T}} \right)_2 = \dots = f(\nu,T), \quad (4)$$

где индексы 1, 2,... относятся к разным телам.

Тело, которое поглощает все падающее на него излучение, называют абсолютно черным (АЧТ). В природе не существует абсолютно чёрных тел. Тела, покрытые сажей или платиновой чернью, приближаются по своим свойствам к абсолютно черным лишь в ограниченном интервале

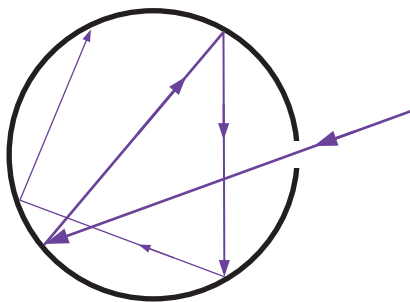


Рис. 2

длин волн. Наиболее совершенной моделью черного тела может служить небольшое отверстие в непрозрачной стенке замкнутой полости (рис. 2).

Луч света, попадающий внутрь через отверстие, претерпевает многократные отражения от стенок полости, прежде чем он выйдет обратно. При каждом отражении происходит частичное поглощение энергии света стенками. Поэтому независимо от материала стенок интенсивность света, выходящего из полости через отверстие, во много раз меньше интенсивности падающего извне первичного излучения. Эта модель тем ближе по характеристикам к чёрному телу, чем больше отношение площади поверхности полости к площади отверстия.

Поглощательная способность абсолютно черного тела равна единице при любой частоте и температуре, $a_{v,T}=1$.

Из (4) следует, что функция Кирхгофа $f(v,T)$ равна излучательной способности абсолютно черного тела

$$f(v,T) = (r_{v,T})_{\text{АЧТ}} = \varepsilon_{v,T}. \quad (5)$$

Закон Стефана – Больцмана. Интегральная энергетическая светимость абсолютно черного тела пропорциональна четвертой степени его абсолютной температуры

$$R = \sigma T^4, \quad (6)$$

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

Реальные тела не являются абсолютно черными и их поглощательная способность меньше единицы. Поэтому энергетическая светимость нечерного тела R меньше энергетической светимости абсолютно черного тела

$$R = \int_0^{\infty} a_{v,T} \varepsilon_{v,T} dt = a \int_0^{\infty} \varepsilon_{v,T} dt = a \sigma T^4, \quad (7)$$

где a – среднее значение поглощательной способности тела по всему спектральному интервалу.

Закон Вина. Длина волны излучения λ_m , соответствующая максимуму спектральной излучательной способности абсолютно черного тела, обратно пропорциональна абсолютной температуре тела

$$\lambda_m = \frac{b}{T}, \quad (8)$$

где $b = 2,9 \cdot 10^{-3} \text{ м} \cdot \text{К}$.

Значение излучательной способности абсолютно черного тела в максимуме $\varepsilon_{\lambda m}$ пропорционально пятой степени абсолютной температуры

$$\varepsilon_{\lambda m} = CT^5, \quad (9)$$

где $C = 1,29 \cdot 10^{-5} \text{ Вт}/(\text{м}^3 \cdot \text{К}^5)$.

В 1900 году М. Планк, исходя из квантовых представлений о природе излучения, нашел аналитическое выражение для функции излучательной способности АЧТ

$$\varepsilon_{\nu, T} = \frac{2\pi h}{c^2} \cdot \frac{\nu^3}{e^{h\nu/kT} - 1}, \quad \varepsilon_{\lambda, T} = \frac{2\pi h c^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{hc/\lambda kT} - 1}, \quad (10)$$

где h – постоянная Планка ($h = 6,625 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}$); c – скорость света в вакууме, k – постоянная Больцмана ($k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ Дж} \cdot \text{К}$).

Зависимость $\varepsilon_{\lambda, T}$ от длины волны для разных температур приведена на рис. 1.

Зная функцию распределения Планка, можно получить закон Стефана – Больцмана, подставив функцию (10) в формулу (2), и найти значение постоянной σ . Закон смещения Вина легко получить из формулы Планка, исследуя функцию $\varepsilon_{\lambda, T}$ на экстремум.

Описание лабораторной установки

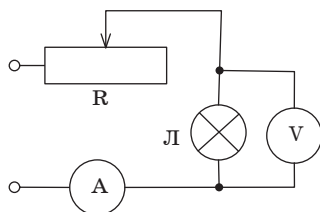


Рис. 3

В работе исследуется тепловое излучение вольфрамовой нити лампы накаливания. Электрическая схема включения лампы приведена на рис. 3, где L – исследуемая лампа; A – амперметр; V – вольтметр; R – реостат.

Измерения температуры нити лампы производят неконтактным способом с помощью оптического пиро-

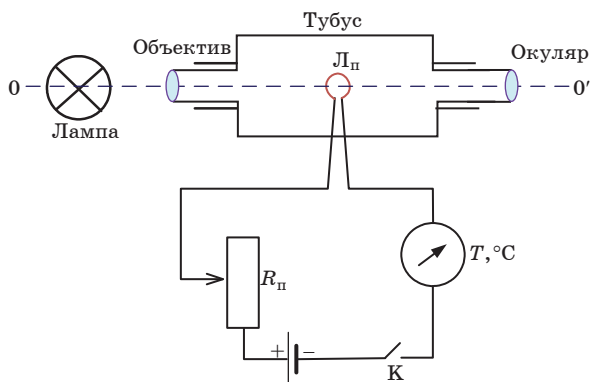


Рис. 4

метра, схема которого представлена на рис. 4. Прибор состоит из тубуса, внутри которого находится лампа накаливания $Л_{п}$ с тонкой вольфрамовой нитью, и двух оптических систем – объектива и окуляра. Нить лампы пирометра $Л_{п}$ нагревается электрическим током. Величина тока, а, следовательно, и температура нити лампы $Л_{п}$ регулируется реостатом $R_{п}$. Пирометр имеет прибор, который измеряет силу тока, протекающего через нить. Он проградуирован в шкале температур в градусах Цельсия.

Нить лампы расположена в плоскости, перпендикулярной оси прибора $00'$. С помощью объектива в той же плоскости можно получить изображение нити исследуемого источника излучения. Наблюдая оба источника излучения, внешний и внутренний, через окуляр со светофильтром красного цвета ($\lambda = 0,65$ мкм) и регулируя силу тока нити лампы пирометра (при нажатой кнопке K в цепи накала лампы), можно добиться одинаковой яркости свечения нити исследуемой лампы и нити лампы пирометра. При достижении одинаковой яркости прибор пирометра покажет значение яркостной температуры $T_{я}$ исследуемого объекта. Истинная (термодинамическая) температура T нити исследуемой лампы связана с яркостной температурой $T_{я}$ соотношением

$$\frac{1}{T} = \frac{1}{T_{я}} + \frac{\lambda}{c} \ln a, \quad (11)$$

где $c = 1,44 \cdot 10^{-2}$ м·К; $\lambda = 0,65$ мкм; $a = 0,4$ – поглощательная способность вольфрама.

Порядок выполнения работы

1. Проверка закона Стефана – Больцмана

Для вольфрамовой нити лампы накаливания, не являющейся абсолютно черным телом, закон Стефана – Больцмана дается выражением (7). При протекании электрического тока в цепи накала лампы имеются потери тепловой энергии нити на теплоотвод и из-за наличия активного сопротивления токоведущих проводов. Поэтому в тепловое излучение преобразуется лишь некоторая часть α электрической мощности P , расходуемой на накал нити. С учетом потерь выражение (7) может быть переписано в виде

$$\alpha P = a\sigma T^4 S, \quad (12)$$

где S – площадь излучающей поверхности.

Проверка закона состоит в получении опытного значения показателя степени температуры в формуле (12) и значения постоянной Стефана – Больцмана. Для этого:

1.1. Собирают электрическую схему (рис. 2). Устанавливают наименьшее значение напряжения, при котором наблюдается свечение нити лампы.

1.2. При неизменном значении тока и напряжения измеряют яркостную температуру $T_{\text{я}}$ нити лампы. Измерение яркостной температуры проводят пять раз при каждом значении силы тока. Затем увеличивают силу тока в цепи накала лампы и измеряют снова пять раз соответствующую яркостную температуру. Всего значений тока, при которых производятся измерения $T_{\text{я}}$, должно быть не менее 4–5.

Результаты измерений U , I и $T_{\text{я}}$ заносят в табл. 1.

Таблица 1

№ п/п	U , В	I , А	P , Вт	$\ln P$	$T_{\text{я}}$, К	T , К	$\ln T$	T^4 , К ⁴	σ , Вт/(м ² ·К ⁴).
1									
2									
3									

1.3. Для каждого значения мощности накала лампы $P=UI$ определяют среднее значение яркостной температуры $T_{\text{я}}$ и термодинамическую температуру T нити (11).

1.4. По формуле (12) для каждой пары значений P и T определяют σ и находят ее среднее значение. Величины a , S и α указаны на лабораторном столе.

1.5. Строят график зависимости $\ln P$ от $\ln T$ и определяют тангенс угла наклона полученной прямой к горизонтальной оси (с учетом масштаба). Сравнивают полученное значение с показателем степени в законе Стефана – Больцмана.

1.6. Оценивают систематическую Θ_{σ} , случайную S_{σ} и полную погрешности Δ_{σ} .

2. Определение постоянной Планка

Постоянную Планка можно найти, используя формулу (10) для $\varepsilon_{\lambda T}$, если измерить спектральную плотность излучения лампы при различных температурах нити накала. Монохроматический поток можно выделить, используя светофильтр. При облучении фотоприемника (ФП) монохроматическим световым потоком в цепи приемника возникает фототок i_{Φ} , величина которого пропорциональна величине падающего потока $\Delta\Phi_{\lambda}$ и спектральной чувствительности γ_{λ} приемника:

$$i_{\Phi} = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \gamma_{\lambda} d\Phi_{\lambda} = A \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} k_{\lambda} \gamma_{\lambda} a_{\lambda T} \varepsilon_{\lambda T} d\lambda, \quad (13)$$

где k_{λ} – коэффициент пропускания светофильтра; A – доля излучения лампы, попадающая в фотоприемник.

Воспользовавшись теоремой о среднем и учитывая слабое изменение величин γ_{λ} , $a_{\lambda T}$, $\varepsilon_{\lambda T}$ в узком спектральном интервале, можно получить следующее выражение для i_{Φ} :

$$i_{\Phi} = \frac{B}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1}, \quad (14)$$

где $B = 2\pi hc^2 \Delta\lambda A \tilde{k}_{\lambda} \tilde{\gamma}_{\lambda} \tilde{a}_{\lambda T}$, $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$ – спектральный интервал, выделяемый светофильтром.

Для температур, которые обычно имеет накаливаемая нить, $\frac{hc}{\lambda kT} \gg 1$. Логарифмируя (14), получим

$$\ln i_{\Phi} = \delta - \frac{hc}{\lambda kT},$$

где $\delta = \ln(B\lambda^{-5})$. Используя это соотношение для двух значений температур T_k и T_m , можно найти h

$$h = \frac{\Delta(\ln i_{\Phi})}{\frac{c}{\lambda k} \Delta\left(\frac{1}{T}\right)}. \quad (15)$$

Для выполнения второй части работы поступают следующим образом:

2.1. Измеряют, темновой ток $i_{\text{тем}}$ ФП. Дело в том, что даже при отключенной лампе накаливания в ФП может существовать некоторый ток, который обуславливается его внутренними свойствами и наличием рассеянного света.

2.2. Для тех же значений мощности накала лампы, а, следовательно, и температур (первая часть работы) измеряют значения фототока $i_{\text{изм}}$ с использованием светофильтра перед ФП и без него. Определяют значения фототока $i_{\text{ф}} = i_{\text{изм}} - i_{\text{тем}}$ для всех значений температуры нити. Результаты измерений заносят в табл. 2.

Таблица 2

T	$1/T$	$i_{\text{тем}}$	$i_{\text{изм}}$	$i_{\text{ф}}$	$\ln i_{\text{ф}}$	$i_{\text{БФ}}$

2.3. Строят график зависимости $\ln i_{\text{ф}}$ от $1/T$.

2.4. Из тангенса угла наклона графика (с учетом масштаба) определяют по формуле (15) значение h . λ – длина волны, соответствующая максимуму пропускания светофильтра. Сравнивают полученное значение с табличным значением постоянной Планка.

3. Определение удельной мощности лампы накаливания.

Под удельной мощностью источника излучения понимают мощность электрического тока P , которая затрачивается на каждую единицу силы света источника I

$$\eta = \frac{P}{I}. \quad (16)$$

Для точечных источников (каковым является нить лампы, наблюдаемая со сравнительно большого расстояния l) сила света I определяется световым потоком Φ , излучаемым источником в единичном телесном угле

$$I = \Phi / \Omega, \quad (17)$$

где $\Omega = \frac{S_{\text{пр}}}{l^2}$ – телесный угол, в котором регистрируется излучение.

Измерения фототока при освещении ФП белым светом (без фильтра) позволяют рассчитать силу света лампы при различных мощностях накала. Учитывая выражения (13) и (17) получим

$$i_{\text{БФ}} = \gamma \Phi = \gamma I \frac{S_{\text{пр}}}{l^2}, \quad (18)$$

где γ – интегральная чувствительность ФП; $S_{\text{пр}}$ – площадь освещаемой поверхности ФП; l – расстояние от ФП до нити лампы.

Используя результаты измерений $i_{\text{БФ}}$, полученные без применения светофильтра, можно рассчитать по формулам (17) и (16) силу света и удельную мощность лампы накаливания при различных температурах и мощностях накала. Значения величин γ и $S_{\text{пр}}$ указаны на лабораторном столе. Результаты расчетов представляют в виде табл. 3.

Таблица 3

P	T	$i_{\text{БФ}}$	I	

Строят и анализируют график зависимости удельной мощности лампы накаливания от силы света.

Контрольные вопросы

1. От чего зависят энергетическая светимость и поглощательная способность нагретого тела?
2. В чём состоит основное различие между чёрным и серым телами?
3. Напишите закон Кирхгофа в интегральном виде и объясните его физический смысл.
4. Объясните механизм теплового излучения.
5. От чего зависит коэффициент излучения? Какие значения принимает коэффициент для чёрного тела; серого тела; для тела с зеркальной поверхностью?
6. Напишите формулу Планка. Сформулируйте гипотезу Планка.
7. Почему модель теплового излучения, построенная на основе классической физики, оказалась несостоятельной?
8. Объясните характер экспериментальной зависимости $A_T = f(T)$.

Лабораторная работа № 2

ИЗУЧЕНИЕ СПЕКТРА АТОМА ВОДОРОДА С ПОМОЩЬЮ ДИФРАКЦИОННОГО СПЕКТРОМЕТРА

Цель работы: изучение основных приёмов работы с дифракционными оптическими приборами, изучение спектра атома водорода с помощью учебного дифракционного спектроскопа, определение постоянной Ридберга и постоянной Планка по спектру атома водорода.

Методические указания

Энергетические уровни атома водорода.

Эрнест Резерфорд и его коллеги проводили опыты по изучению внутреннего строения атомов (1911 год). На основании опытов Резерфорд предположил, что атом состоит из ядра, имеющего положительный заряд, равный Ze , где Z – число электронов в атоме и $e = 1,602177 \times 10^{-19}$ Кл $\approx 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл – элементарный электрический заряд. Вокруг ядра совершают движение электроны, занимая весь остальной объем атома. Но при вращении электронов происходит движение с ускорением, и, соответственно, электроны будут излучать электромагнитные волны. В конце концов, электрон должен упасть на ядро. То есть атом Резерфорда с точки зрения классической механики и классической электродинамики неустойчив, не может существовать. Из опыта же известно, что атом не только существует, но и имеет ядро.

Выход из этой ситуации предложил в 1913 году датский физик Нильс Бор. Он, так же, как и А. Эйнштейн в части теории относительности, сформулировал систему постулатов. Постулаты Бора:

1. Из бесконечного множества электронных орбит, возможных с точки зрения классической механики, осуществляются только некоторые дискретные стационарные орбиты, удовлетворяющие определенным квантовым условиям. Электрон, находящийся на одной из этих орбит, несмотря на то, что он движется с ускорением, не излучает электромагнитных волн.

2. Излучение испускается или поглощается в виде светового кванта с энергией $\varepsilon = h\nu$ при переходе электрона из одного стационарного (устойчивого) состояния в другое. Величина светового кванта равна разности энергий тех стационарных состояний, между которыми совершается квантовый скачок электрона.

$$h\nu = E_2 - E_1, \quad (1)$$

где h – постоянная Планка.

Среди состояний атома имеется такое, в котором его энергия минимальна — это состояние устойчивого равновесия, или основное состояние атома. Атом, выведенный из подобного состояния, т. е. находящийся в возбужденном состоянии, будет стремиться возвратиться в исходное состояние, например, путем излучения одного или нескольких квантов.

Совокупность возможных переходов между энергетическими состояниями атома определяет спектр излучения или поглощения вещества. При переходе из энергетического состояния с энергией E_2 в состояние с меньшей энергией E_1 система отдает энергию, испуская квант света, частота ν которого определяется из уравнения (1), что и приводит к возникновению линейчатых спектров атомов.

Совокупность возможных энергетических состояний атома и переходов между ними принято изображать графически в виде диаграммы, подобной приведенной на рис. 1.

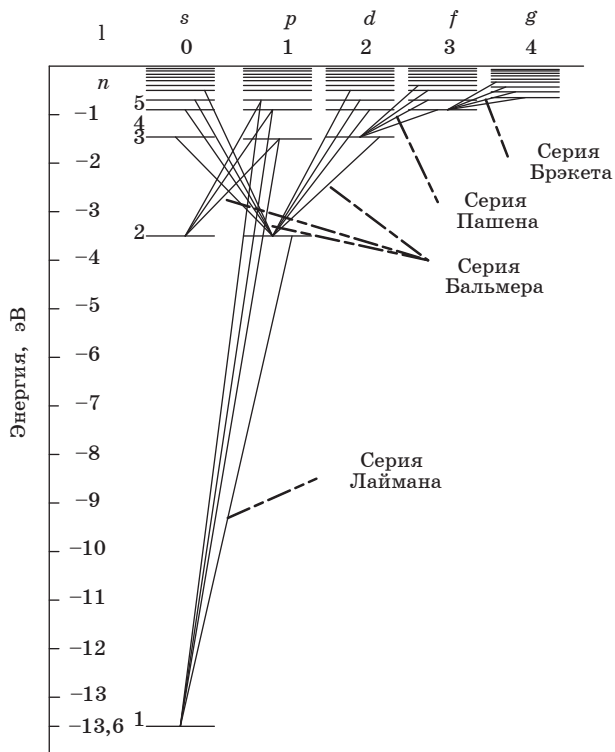


Рис. 1

Наиболее проста схема энергетических уровней атома водорода, так как в этом атоме имеется только один электрон. Спектральные закономерности атома водорода хорошо объясняются теорией Бора, в соответствии с которой можно рассчитать энергии возможных квантовых состояний электрона в атоме.

В 1924 году французский физик Луи де Бройль высказал следующую гипотезу: дуализм не является особенностью только оптических явлений, но имеет универсальный характер. По аналогии с фотоном, который имеет импульс

$$p_{\text{ф}} = \frac{h}{\lambda} \Rightarrow \lambda = \frac{h}{p_{\text{ф}}},$$

электрон (или любая другая микрочастица) тоже может быть описан как волна с длиной волны

$$\lambda = \frac{h}{p}, \text{ где } p = \begin{cases} mv, & v \ll c \\ \frac{m_0 v}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, & v \leq c. \end{cases} \quad (2)$$

Развивая идею де Бройля о волновых свойствах частицы, австрийский физик Эрвин Шредингер в 1926 году предложил для описания движения микрочастиц уравнение, играющее в квантовой механике такую же роль, какую в классической механике играет второй закон Ньютона.

Уравнение Шредингера для стационарных состояний атома водорода имеет вид

$$\Delta\psi + \frac{2m}{\hbar^2} \left(E + \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \right) \psi = 0, \quad (3)$$

где Δ – оператор Лапласа, $m = 9,11 \cdot 10^{-31}$ кг – масса покоя электрона, $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл – заряд электрона и $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м – электрическая постоянная системы СИ, $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ – приведенная постоянная

Планка; E – энергии стационарных состояний; ψ – координатная часть волновой функции электрона в атоме водорода, r – расстояние электрона от ядра.

Квадрат модуля волновой функции $|\psi|^2$ определяет вероятность нахождения электрона в заданном элементе объема пространства.

Можно показать, что уравнение (3) имеет однозначные, конечные и непрерывные решения при любых положительных значениях $E > 0$, а также при дискретных отрицательных значениях энергии

$$E_n = -\frac{Rhc}{n^2}, \quad n = 1, 2, 3, \dots, \quad (4)$$

где R – постоянная Ридберга; $c = 3 \cdot 10^8$ м/с – скорость света в вакууме; n – главное или энергетическое квантовое число. Эти дискретные значения энергии определяют систему энергетических уровней атома водорода. Расчеты с помощью уравнения Шредингера и подход Бора в части энергии дают совпадающие значения.

Волновые функции ψ , являющиеся решениями уравнения (3), описывают возможные квантовые состояния электрона.

Состояние электрона в атоме водорода, кроме главного или энергетического квантового числа n , характеризуется еще двумя целыми квантовыми числами l и m .

Орбитальное (или азимутальное) квантовое число l определяет момент импульса электрона:

$$L = \hbar \sqrt{l(l+1)}, \quad l = 0, 1, 2, \dots, (n-1). \quad (5)$$

Состояния, соответствующие различным значениям орбитального числа l , обозначаются соответственно: $s(l=0)$, $p(l=1)$, $d(l=2)$, $f(l=3)$ и т. д.

Магнитное квантовое число m определяет проекцию момента импульса электрона на выделенное направление (ось OZ)

$$M = \hbar m, \quad m = -l, (-l+1), \dots, -1, 0, 1, \dots, (l-1), l. \quad (6)$$

Если заданы квантовые числа n , l , m состояния электрона в атоме, то могут быть определены энергия, момент импульса и проекция момента импульса электрона в этом состоянии. Энергия электрона в атоме водорода зависит только от главного квантового числа n . Следовательно, каждому значению энергии E_n (кроме E_1) соответствует несколько квантовых состояний, отличающихся значениями квантовых чисел l и m . Состояния с одинаковой энергией называются вырожденными, а число различных квантовых состояний с одинаковым значением энергии называют кратностью вырождения g соответствующего энергетического уровня.

Поскольку l всегда меньше n , возможны следующие состояния электрона в атоме в зависимости от n и l :

$n=1,$	$l=0$	$1s;$
$n=2,$	$l=0,1$	$2s,2p;$
$n=3,$	$l=0,1,2$	$3s,3p,3d;$
$n=4,$	$l=0,1,2,3$	$4s,4p,4d,4f.$

При обозначении квантового состояния главное квантовое число указывается перед условным (буквенным) обозначением квантового числа l .

Схема энергетических уровней атома водорода и соответствующих переходов представлена на рис. 1. Горизонтальными отрезками линий изображены уровни энергий, которые здесь разбиты на пять рядов уровней, соответствующих различным значениям орбитального квантового числа электрона l . Цифра около линий, изображающих уровни энергий, дает значение главного квантового числа. Расстояние между уровнями по вертикали пропорционально разности энергий между ними в электрон-вольтах. На рис. 1 показаны переходы, разрешенные правилом отбора для орбитального квантового числа l ($\Delta l = \pm 1$).

Правило отбора является следствием выполнения закона сохранения момента импульса при испускании кванта. Фотон обладает собственным моментом – спином, равным $s=1$ (в единицах $\hbar$). При испускании фотон уносит из атома этот момент импульса, вследствие чего орбитальное квантовое число электрона l меняется на единицу.

В спектре атома водорода одна из групп спектральных линий соответствует переходам электрона на второй энергетический уровень ($n=2$) с более удаленных от ядра уровней ($n=3, 4, \dots$). Эти линии образуют серию Бальмера и имеют частоты, соответствующие видимой области оптического спектра. Энергии и длины волн в спектре излучения атома водорода можно рассчитать, учитывая соотношения (1) и (4). Для линий серии Бальмера:

$$h\nu = Rhc\left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2}\right), \text{ где } n = 3, 4, 5, \dots \quad (7)$$

Тогда длины волн λ в серии Бальмера можно записать следующим образом:

$$\frac{1}{\lambda} = R\left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2}\right). \quad (8)$$

По теории Бора постоянная Ридберга равна

$$R = \frac{e^4 m}{8\epsilon_0^2 h^3 c}. \quad (9)$$

Из (2.8) и (2.9) можно найти h :

$$h = 3 \sqrt[3]{\frac{e^4 m \lambda}{8 \epsilon_0^2 c} \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right)} \quad \text{при } n = 3, 4, 5, \dots \quad (10)$$

Обозначим постоянный множитель через A , который удобнее вычислить заранее

$$A = 3 \sqrt[3]{\frac{e^4 m}{8 \epsilon_0^2 c}}. \quad (11)$$

Тогда постоянная Планка будет иметь вид:

$$h = A \cdot 3 \sqrt[3]{\lambda \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right)} \quad \text{при } n = 3, 4, 5, \dots \quad (12)$$

Из формулы (12) видно, что для определения постоянной Планка можно использовать длины волн спектра излучения атомов водорода, соответствующих переходам электрона:

- с уровня 3 на уровень 2 (красная линия спектра);
- с уровня 4 на уровень 2 (голубовато-зеленая линия);
- с уровня 5 на уровень 2 (фиолетовая линия).

Дифракционная спектроскопия

Открытие Ньютоном явления дисперсии света положило начало новому направлению в физике – исследованию спектров различного вида излучений, или спектральному анализу.

Современные спектрометры позволяют проводить исследования не только в видимой, но и в инфракрасной и ультрафиолетовой частях спектра. Применение дифракционных решеток для получения спектров резко повысило их разрешающую способность $R = \frac{\lambda}{\Delta \lambda}$, которая достигает величины 10^5 и позволяет различать спектральные линии, если их длины волн отличаются на $\Delta \lambda = 5 \cdot 10^{-3}$ нм.

Изучая с помощью оптических приборов спектры паров металлов (натрия, калия, лития, стронция) и других атомов, ученые обнаружили, что они состоят из отдельных линий. Было обнаружено, что каждый химический элемент излучает только ему свойственный спектр. К настоящему моменту исследованы и занесены в особый атлас спектры всех известных химических элементов.

Анализируя спектры сложных смесей и сплавов, можно установить, из каких элементов состоит вещество. Спектральный анализ широко применяется в медицине, биологии, криминалистике, промышленности.



Рис. 2

Основным элементом дифракционного спектрометра является дифракционная решетка.

Прозрачная дифракционная решетка (рис. 2) – это стеклянная тонкая пластинка или пластинка из прозрачного пластика, на которую нанесены штрихи. Штрихи дифракционной решетки являются препятствием для света, через них он не может пройти. Оставшиеся между штрихами прозрачные зазоры играют роль щелей.

Схема прохождения параллельного светового потока через дифракционную решетку приведена на рис. 3. Расстояние между серединами соседних щелей называется периодом или постоянной дифракционной решетки d . Размер щели равен b .

Колебания от всех щелей – когерентные. В точке на экране под углом φ складываются колебания от большого числа N щелей. Условие наблюдения главных максимумов имеет вид:

$$d \sin \varphi = k\lambda, \quad k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (13)$$

где φ – угол дифракции; k – порядок спектра; λ – длина волны монохроматического света.

Положение главных максимумов зависит от длины волны λ в соответствии с выражением (13), поэтому при помощи дифракционной решетки можно раскладывать свет в спектр.

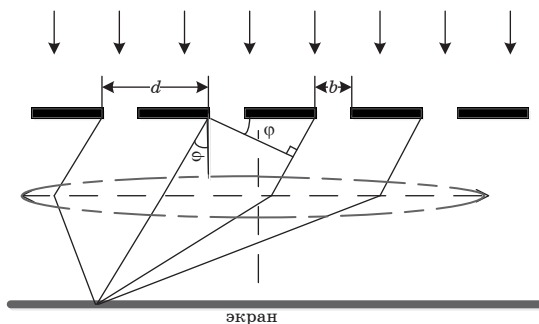


Рис. 3

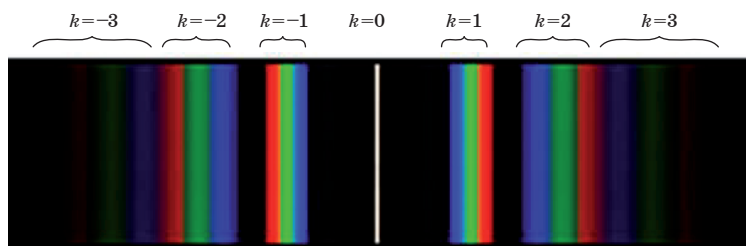


Рис. 4

Вид спектра, полученного с помощью дифракционной решетки, приведен на рис. 4.

Чтобы измерить длины волн спектральных линий неизвестного спектра, необходимо знать постоянную дифракционной решетки d . Для этого надо измерить углы дифракции, под которыми будут наблюдаться спектральные линии известного спектра, например, в нашей работе – спектра излучения ртутной лампы. Длина волны наиболее ярких спектральных линий атома ртути в видимом диапазоне спектра приведена в табл. 1

Таблица 1

Цвет линии	Длина волны, нм
Красная 1	708,2
Красная 2	690,7
Красная 3	623,4
Красная 4	612,8
Желтая 1	579,1
Желтая 2	577,0
Зеленая	546,1
Голубая	491,6
Синяя	435,8
Фиолетовая 1	407,8
Фиолетовая 2	404,7

После этого надо измерить углы дифракции в исследуемом спектре и по формуле (13) рассчитать длины волн.

Описание лабораторной установки

Устройство лабораторной установки представлено на рис. 5.

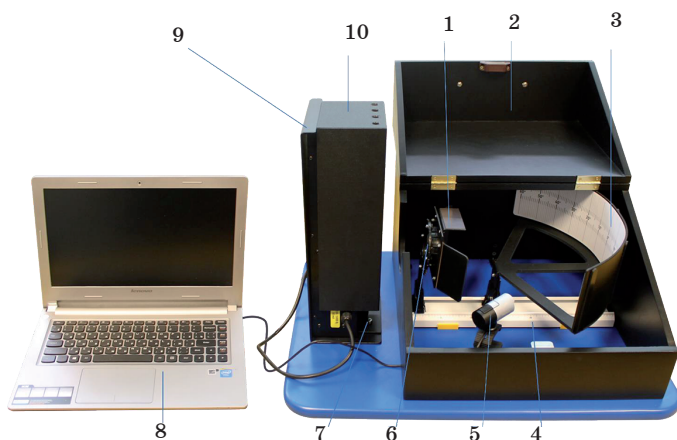


Рис. 5

1. Дифракционная решетка в съемной оправе со шторками и монтажной полкой.

2. Откидная крышка оптического бокса.

3. Мерный экран на подвижных рейтерах.

4. Скамья оптическая с мерной линейкой.

5. Видеокамера для визуализации спектральной картины.

6. Линза в оправе на подвижном рейтере. Оправа имеет присоединительное кольцо для сопряжения с оправой дифракционной решетки. Присоединение и отсоединение оправы необходимо производить с помощью монтажной полки, не касаясь поверхности решетки и линзы во избежание загрязнения и повреждения штрихов.

7. Блок питания спектральных трубок.

8. Ноутбук.

9. Кронштейн крепления блока питания.

10. Защитный экран (надевается на блок питания вертикально вниз, снимается вертикально вверх, фиксация за счет магнитной пластины на крышке экрана).

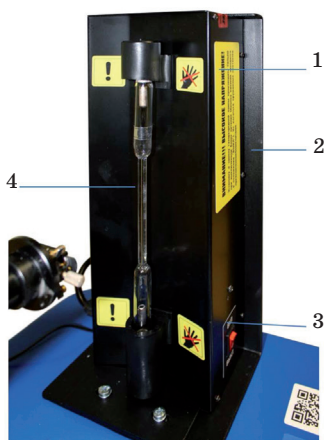


Рис. 6

Блок питания со спектральной трубкой представлен на рис. 6.

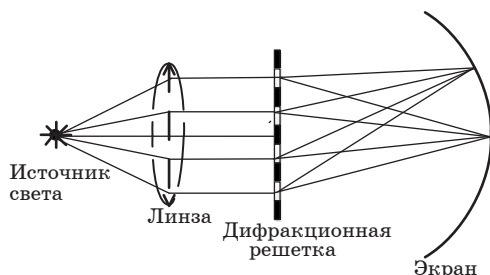


Рис. 7

1. Блок питания.
2. Крепежный кронштейн.
3. Кнопка включения/выключения.
4. Спектральная трубка.

Оптическая схема установки приведена на рис. 7

Порядок выполнения работы

Перед началом работы внимательно ознакомьтесь с руководством по эксплуатации и методическими рекомендациями.

ВНИМАНИЕ! Все работы с блоком питания и газоразрядной трубкой выполняются только преподавателем. Кнопка включения/выключения при проведении работ с газоразрядными трубками должна находиться в положении «Выкл». Шнур питания блока отключен от сетевого фильтра.

Для замены газоразрядной трубки необходимо:

1. Снять пластиковый защитный кожух с блока питания.
2. Вставить газоразрядную трубку в контактные модули блока питания.

3. Отцентрировать положение трубки по оси.

4. Установить защитный кожух на блок питания.

Задание 1. Определение углов дифракции и периода дифракционной решетки с помощью ртутной газоразрядной лампы.

Установите газоразрядную ртутную спектральную трубку.

Включите блок питания, при этом соединительный шнур должен быть подсоединен к сетевому фильтру, кнопку включения переведите в положение «Вкл».

Перемещая по оптической скамье мерный экран и сборку линза-решетка в оправе, добейтесь четкого изображения лампы в центре экрана и линий первого порядка на соответствующих углах. Ре-

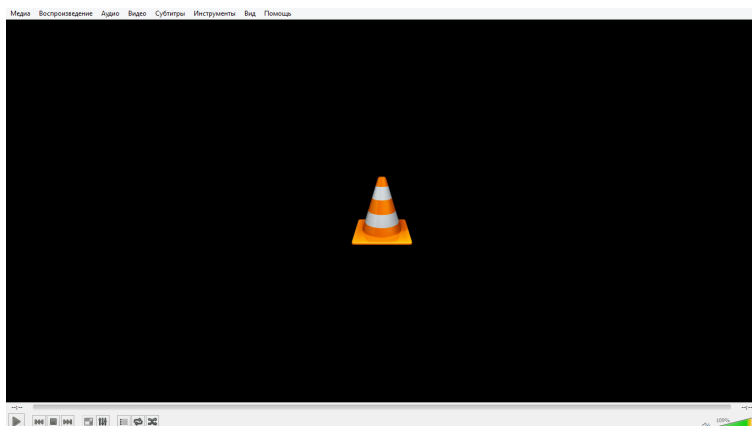


Рис. 8

комендованное расстояние между плоскостью решетки и центром экрана – 200 мм. Контроль можно осуществлять с помощью мерной шкалы на оптической скамье. Рекомендуется выполнять данную операцию при низкой освещенности в помещении.

Закройте крышку оптического бокса.

Включите ноутбук, подключите шнур USB видеокамеры к соответствующему порту. Кликните ярлык программы «VLC media player» на рабочем столе. Откроется окно, вид которого представлен на рис. 8.

На клавиатуре ноутбука наберите **Ctrl 1**, при этом на экране ноутбука появится изображение элементов внутри оптического бокса. Камера позволяет визуализировать спектры при закрытой крышке бокса.

Определите углы дифракции спектральных линий ртути в первом порядке $k = \pm 1$. Точность отсчета должна быть не менее 0,1. Результаты измерений проводятся независимо каждым из двух наблюдателей и записываются в две табл. 2а и 2б.

Таблица 2а

Цвет линии	$\varphi(k=1)$	d , мкм	$\varphi(k=-1)$	d , мкм
Красная 1				
Красная 2				
Красная 3				
Красная 4				
Желтая 1				

Окончание табл. 2а

Цвет линии	$\varphi(k=1)$	d , мкм	$\varphi(k=-1)$	d , мкм
Желтая 2				
Зеленая				
Голубая				
Синяя				
Фиолетовая 1				
Фиолетовая 2				

Таблица 2б

Цвет линии	$\varphi(k=1)$	d , мкм	$\varphi(k=-1)$	d , мкм
Красная 1				
Красная 2				
Красная 3				
Красная 4				
Желтая 1				
Желтая 2				
Зеленая				
Голубая				
Синяя				
Фиолетовая 1				
Фиолетовая 2				

Найдите среднее арифметическое значение d и погрешность по разбросу измерений.

Задание 2. Определение углов дифракции в спектре атома водорода.

Установите газоразрядную **водородную** спектральную трубку. Настройте оптические элементы для наблюдения нового спектра, повторив действия из задания 1.

Точность отсчета должна быть не менее 0,1. Результаты измерений проводятся независимо каждым из двух наблюдателей и записываются в две табл. 3а и 3б.

Таблица 3а

Цвет линии	$\varphi(k=1)$	λ , нм	$\varphi(k=-1)$	λ , нм	R , м ⁻¹	h , Дж·с
Красная						
Зелено-голубая						
Фиолетово-синяя						
Фиолетовая						

Таблица 3б

Цвет линии	$\varphi(k=1)$	λ , нм	$\varphi(k=-1)$	λ , нм	R , м^{-1}	h , Дж·с
Красная						
Зелено-голубая						
Фиолетово-синяя						
Фиолетовая						

Задание 3. Определение периода дифракционной решетки и длин волн в спектре атома водорода.

По формуле (13) для каждой линии в спектре ртути, определите период дифракционной решетки, пользуясь измерениями задания 1 и данными табл. 2а,б. Рассчитайте среднее арифметическое значение периода решетки $d_{\text{ср}}$, которое в дальнейшем используйте в расчетах.

Рассчитайте длины волн спектра излучения атома водорода по формуле (13), пользуясь измерениями задания 2 и полученным значением $d_{\text{ср}}$.

Задание 4. Определение постоянной Ридберга и постоянной Планка.

Рассчитайте постоянную Ридберга R по формуле (7) для различных линий серии Бальмера. Полученные для различных длин волн значения усредните. Постоянная Планка h рассчитывается по формуле (11).

Задание 5. Определение погрешности определения постоянной Ридберга и постоянной Планка.

Полученные для различных длин волн значения постоянной Ридберга и постоянной Планка усредните и найдите систематические и случайные погрешности определения постоянной Ридберга и постоянной Планка.

Сравните полученные значения постоянной Ридберга и постоянной Планка с табличными значениями.

Сделайте выводы о проделанной работе.

Контрольные вопросы

1. Какова суть модели атома Резерфорда? В чем заключаются ее проблемы?

2. О чем идет речь в постулатах Бора?

3. В чем заключается гипотеза де Бройля?

4. Каков физический смысл волновой функции?

5. Какие квантовые числа описывают состояние электрона в атоме водорода? Какие характеристики электронов они описывают?

6. Что собой представляет дифракционная решетка? Каков принцип работы?

7. Приведите основное уравнение спектра дифракционной решетки.

8. Какова цель использования дифракционной решетки в этой лабораторной работе?

9. Как в этой работе определяется длина волны линий серии Бальмера?

10. Как определяется в этой работе постоянная Планка?

Лабораторная работа № 3

ИЗУЧЕНИЕ ЗАВИСИМОСТИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ МЕТАЛЛОВ И ПОЛУПРОВОДНИКОВ ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ

Цель работы: Исследование зависимости электрического сопротивления металлических проводников и полупроводников от температуры; расчет температурного коэффициента сопротивления металла, определение ширины запрещенной зоны полупроводника.

Методические указания

Электропроводность (электрическая проводимость, проводимость) – способность тела пропускать электрический ток под действием электрического поля. Количественной стороной этого явления служат удельная проводимость σ или обратная ей величина $\rho = 1/\sigma$, называемая удельным сопротивлением.

Удельное сопротивление вещества – это физическая величина, которая показывает, каким сопротивлением обладает изготовленный из этого вещества проводник единичной длины и единичной площади поперечного сечения.

Вещества, у которых $\rho = 10^{-6} \div 10^{-8}$ Ом·м, относятся к проводникам. Низкое удельное сопротивление проводников обусловлено высокой концентрацией свободных электронов. У диэлектриков удельное сопротивление $\rho = 10^8 \div 10^{13}$ Ом·м. Промежуточное положение занимают вещества, для которых удельное сопротивление $\rho = 10^{-5} \div 10^8$ Ом·м и быстро убывает с температурой. Эти вещества являются полупроводниками.

Квантовая теория электропроводности металлов основана на квантовой механике (уравнении Шредингера) и квантовой статистике Ферми-Дирака.

Согласно этой теории, свободные электроны можно рассматривать как электронный газ, находящийся в «потенциальной яме». Полная энергия электрона, находящегося в такой «потенциальной яме», квантуется. Заполнение разрешенных состояний происходит в соответствии с принципом Паули, согласно которому в каждом квантовом состоянии с энергией E , может находиться не более двух электронов, отличающихся направлениями спинов.

Электроны проводимости в металле можно рассматривать как идеальный газ, подчиняющийся распределению Ферми-Дирака:

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

где E_F – энергия Ферми, $k=1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К – постоянная Больцмана, T – абсолютная температура.

График при $T=0$ имеет вид ступеньки (рис. 1). Это означает, что все состояния с энергией меньше энергии Ферми, заполнены (вероятность заполнения равна 1). Все состояния с энергиями, больше энергии Ферми, свободны (вероятность заполнения равна 0).

Следовательно, E_F есть не что иное, как максимальная кинетическая энергия, которую могут иметь электроны проводимости в металле при 0 К.

Наивысший энергетический уровень, занятый электронами при 0 К, называется уровнем Ферми. Работу выхода электрона из металла нужно отсчитывать не от дна «потенциальной ямы», как это делалось в классической теории, а от уровня Ферми.

Для металлов при не слишком высоких температурах выполняется неравенство $kT \ll E_F$, лишь незначительная часть свободных электронов изменяет свою энергию при нагревании металла. Это объясняет, почему электронный газ практически не вносит вклада в теплоемкость металла.

При температурах, отличных от 0 К функция распределения Ферми-Дирака плавно изменяется от 1 до 0 в узкой области порядка kT в окрестности E_F (рис. 2). Здесь же пунктиром показана функция при $T=0$ К.

При $E - E_F \gg kT$, т. е. при больших значениях энергий, к электронам в металле применима классическая статистика, в тоже вре-

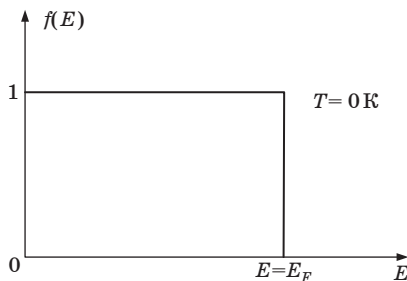


Рис. 1

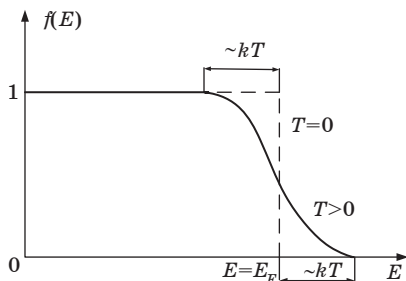


Рис. 2

мя, когда $E - E_F \ll kT$, к ним применима только квантовая статистика Ферми-Дирака.

Для того, чтобы в металле существовал электрический ток, необходимо, чтобы у электронов появилась скорость направленного движения. Это означает, что энергия электронов должна увеличиться, т. е. они должны перейти на более высокие энергетические уровни. Согласно квантовой теории электропроводности металлов увеличиться может энергия у тех электронов, которые находятся вблизи уровня Ферми. То есть в направленном движении может участвовать лишь небольшая часть свободных электронов.

Квантовая теория рассматривает направленное движение электронов как распространение в металле волны де Бройля. Рассеяние этой волны происходит на нарушениях периодичности кристаллической решетки металла. С увеличением температуры, амплитуда тепловых колебаний решетки также увеличивается, электроны чаще сталкиваются с ионами решетки, длина свободного пробега уменьшается и растет сопротивление.

Квантовая теория позволила объяснить многие эффекты, связанные с электропроводностью металлов. Но она не смогла ответить на вопрос, почему вещества делятся на металлы, диэлектрики и полупроводники. Различие в электропроводности металлов, полупроводников объясняется зонной теорией. С точки зрения зонной теории деление веществ на проводники, полупроводники и диэлектрики определяется различным заполнением разрешенных зон. Более подробные сведения о зонной теории, о физическом смысле понятий зонной теории можно найти в описании лабораторной работы № 6.

Электрический ток в металле происходит под действием приложенного электрического поля.

Из закона Ома в дифференциальной форме $\vec{j} = \sigma \vec{E}$, где плотность тока $j = v_{др} ne$, получим формулу удельной проводимости:

$$\sigma = |e| n u. \quad (2)$$

Здесь n – концентрация свободных носителей, их заряд e , u – подвижность носителей – физическая величина, численно равная средней (дрейфовой) скорости $v_{др}$, приобретенной носителями в поле единичной напряженности:

$$u = \frac{v_{др}}{E}. \quad (3)$$

В классической теории электропроводности в электрическом поле на заряд действует сила $\vec{F} = e\vec{E}$, под действием которой электрон получает ускорение $\vec{a} = e\vec{E}/m$, где m – масса электрона. Решетка реальных кристаллов всегда содержит дефекты, столкновение с которыми приводит к тому, что приобретенная скорость электрона в направлении электрического поля падает до нуля. Среднее расстояние, пролетаемое электроном до столкновения λ , называется длиной свободного пробега, ему соответствует время τ . Таким образом, скорость, сообщаемая электрону электрическим полем, не превышает значения $v = eE\tau/m$. Средняя скорость, которую приобретают носители заряда при равноускоренном движении из состояния покоя $v_{др} = 0,5eE\tau/m$. Более строгий вывод, учитывающий распределение свободных электронов в кристалле по энергиям, приводит к выражению

$$v_{др} = \frac{eE\tau}{m}. \quad (4)$$

Если для потери электроном приобретенной скорости достаточно одного столкновения, то

$$\tau = \frac{\lambda}{v}, \quad (5)$$

где $v = v_m + v_{др}$ – полная скорость электрона, складывающаяся из тепловой v_m и дрейфовой скорости $v_{др}$.

Следуя классической теории электропроводности проводимость обратно пропорциональна средней скорости теплового движения. Так как скорость теплового движения можно считать равной среднеквадратичной $v_m \approx v_{KB}$, а $v_{KB} = \sqrt{\frac{3kT}{m}}$, можно на основании уравнений (2)–(5) записать

$$\rho = \frac{\sqrt{3kTm}}{e^2 n \lambda}. \quad (6)$$

Поскольку $R \sim \rho$, из соотношения (6) следует, что R должно быть прямо пропорционально корню квадратному из температуры: $R \sim \sqrt{T}$, что не подтверждается экспериментом. На практике зависимость $R(t)$ для металлов имеет вид

$$R = R_0 (1 + \alpha t), \quad (7)$$

где R_0 и R – сопротивление металла при $t_0 = 0^\circ\text{C}$ и при данной температуре t соответственно, α – температурный коэффициент сопро-

тивления. Очевидно, что зависимость (7) отличается от той, которую предсказывает классическая теория.

В случае полупроводников разница между теорией и экспериментом оказывается еще более разительной. Так, опытные данные показывают, что для собственных (не содержащих примесей) полупроводников

$$R \approx A \exp\left[E/(2kT)\right], \quad (8)$$

где A – величина, определяемая свойствами конкретного материала, слабо изменяющаяся с температурой, её можно считать константой для данного полупроводника; E – характерная энергия, величина которой определяется природой полупроводника.

Объяснить наблюдаемые в эксперименте зависимости $R(T)$ для металлов и полупроводников можно с помощью квантовой теории электропроводности. В основе, которой лежит анализ температурного поведения сомножителей, входящих в формулу (2): концентрации свободных носителей заряда n и их подвижности u .

Металлы

Как мы уже говорили, в металле ускориться электрическим полем способны лишь электроны, имеющие максимальные значения энергии (максимальная энергия E_F , которую имеют электроны в металле при 0 К называется энергией Ферми). Число таких электронов (и, следовательно, их концентрация n) в металле практически не меняется вплоть до температуры плавления, и именно поэтому на вид зависимости $R(T)$ главное влияние оказывает то, каким образом изменение температуры сказывается на подвижности электронов u .

Характер поведения функции $u(T)$ определяется разными факторами, одни из которых способствуют увеличению подвижности, а другие – её уменьшению. Наиболее существенными из них являются рассеяние носителей заряда (в металлах – электронов, в полупроводниках – электронов и дырок) на заряженных точечных дефектах кристаллической решетки проводника (в частности – на ионах примесей) и рассеяние на колеблющихся атомах самой кристаллической решетки. Поскольку подвижность определяется скоростью $v_{др}$ направленного движения носителей заряда, любое отклонение направления вектора скорости от направления силовых линий означает уменьшение u .

Следовательно, температурная зависимость электропроводности металлов будет полностью определяться подвижностью u электронов. И в области высоких температур

$$u \sim T^{-1}, \quad (9)$$

а в области низких температур

$$u \approx \text{const}(T). \quad (10)$$

Степень подвижности носителей заряда будет определяться процессами рассеяния, т. е. взаимодействием электронов с периодическим полем решетки. Так как поле идеальной решетки строго периодическое, а состояние электронов – стационарное, то рассеяние (возникновение электрического сопротивления металла) может быть вызвано только дефектами (примесными атомами, искажениями структуры и т. д.) и тепловыми колебаниями решетки (фононами).

Вблизи 0 К, где интенсивность тепловых колебаний решетки и концентрация фононов близка к нулю, преобладает рассеяние на примесях. Проводимость при этом практически не меняется, удельное сопротивление ρ имеет постоянное значение, которое называется удельным остаточным сопротивлением $\rho_{\text{ост}}$ или удельным примесным сопротивлением $\rho_{\text{прим}}$, т. е. $\rho_{\text{прим}} = \text{const}(T)$.

В области высоких температур у металлов преобладающим является фононный механизм рассеяния. При таком механизме рассеяния проводимость обратно пропорциональна температуре (9), а удельное сопротивление прямо пропорционально температуре:

$$\rho_{\text{ф}} \sim T. \quad (11)$$

График зависимости удельного сопротивления от температуры приведен на рис. 3.

При температурах отличных от 0 К и достаточно большом количестве примесей могут иметь место как электрон – фононное, так и электрон – примесное рассеяние; суммарное удельное сопротивление имеет вид:

$$\rho = \rho_{\text{прим}} + \rho_{\text{ф}}. \quad (12)$$

Выражение (12) представляет собой правило Матиссена об аддитивности сопротивления. Следует отметить, что как электрон-фононное, так и электрон-примесное рассеяние носит хаотический характер.

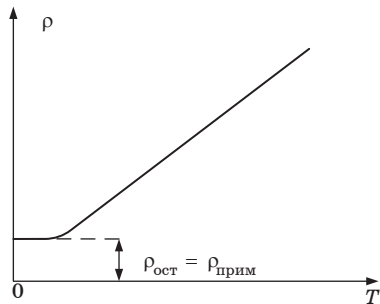


Рис. 3

Для металла в области высоких температур из формул (2)–(9) следует, что $\sigma \sim T^{-1}$ или $R \sim T$, т. е. линейная зависимость сопротивления металлов от температуры, что согласуется с экспериментом.

Существенно иной, нежели в металлах, является зависимость $n(T)$ в случае полупроводников.

Полупроводники

В полупроводниках электропроводность наблюдается при комнатных температурах. Характерной особенностью полупроводников является сильная зависимость их электрических свойств от ряда физических факторов: температуры, освещенности, электрического поля, наличия и характера примесей. Под примесями понимают атомы и ионы других элементов, различные дефекты и искажения в кристаллической решетке. Наличие в полупроводнике тысячной доли процента примесей способно в сотни тысяч раз уменьшить его сопротивление. Проводимость химически чистых полупроводников называется собственной. Проводимость, обусловленная наличием примесей в полупроводнике, называется примесной.

Главным признаком полупроводников является активационная природа проводимости, т. е. резко выраженная зависимость концентрации носителей от внешних воздействий (температуры, облучения и т. д.). Это объясняется узостью запрещенной зоны ($\Delta E < 1$ эВ) у собственных полупроводников и наличием дополнительных уровней в запрещенной зоне у примесных полупроводников.

В создании собственной электропроводности полупроводников участвуют два вида носителей заряда – электроны и дырки. Величина удельной электропроводности σ собственного полупроводника зависит от их концентрации n и подвижности u , под которой понимается средняя дрейфовая скорость, приобретаемая электронами и дырками в электрическом поле единичной напряженности. Очевидно, что в собственном полупроводнике концентрация дырок равна концентрации электронов в зоне проводимости, и собственная электропроводность полупроводника

$$\sigma = |e|n(u_p + u_n), \quad (13)$$

так как в собственном полупроводнике концентрации электронов и дырок одинаковы, а подвижности u_p и u_n их различны. Но u_p и u_n зависят от температуры слабее, чем концентрация n носителей заряда каждого знака. В соответствии с выражением (13) основной вклад в изменение электропроводности полупроводников должно вносить изменение концентрации n носителей заряда.

Поэтому для полупроводника приближенно можно считать $\sigma \sim n$.

В соответствии с зонной теорией, при увеличении температуры число электронов, способных перейти запрещенную зону, увеличивается, и поэтому их концентрация в зоне проводимости собственного полупроводника возрастает:

$$n \sim \exp\left(-\frac{\Delta E}{2kT}\right), \quad (14)$$

где ΔE – ширина запрещенной зоны.

Следовательно, в соответствии с (13) аналогично возрастает и собственная удельная проводимость полупроводника:

$$\sigma = \sigma_0 \exp\left(-\frac{\Delta E}{2kT}\right), \quad (15)$$

где σ_0 – коэффициент (в действительности зависящий от температуры, но существенно слабее, чем экспоненциальный множитель), его можно считать примерно постоянным.

Поэтому, зависимость сопротивления полупроводника от температуры можно описать формулой

$$R = R_0 \exp\left(\frac{\Delta E}{2kT}\right), \quad (16)$$

где R_0 – коэффициент, определяемый свойствами конкретного материала и слабо зависящий от температуры. Его можно считать постоянным для данного полупроводника.

В целом в полупроводнике осуществляется и собственная и примесная проводимость. При низких температурах основную роль играет примесная проводимость. Но с повышением температуры концентрация примесных носителей тока быстро достигает насыщения. При дальнейшем увеличении температуры начинает играть роль собственная проводимость полупроводника.

В данной работе исследование сопротивления полупроводника производится при высоких температурах. В зависимости от степени чистоты образца и температуры примесная проводимость может вносить больший или меньший вклад и искажать температурный ход собственной проводимости. Чтобы правильно определить ширину запрещенной зоны, надо проделать измерения в широком диапазоне температур и выбрать участок, где зависимость $\ln R$ от $1/T$ имеет линейный характер.

Методика эксперимента

Электрическое сопротивление химически чистых металлов в большом интервале температур растет прямо пропорционально температуре: С большой степенью точности можно считать, что зависимость сопротивления металлов от температуры является линейной:

$$R_M = R_{M0}(1 + \alpha \Delta T), \quad (16)$$

где R_{M0} и R_M – сопротивление металла при $T_0 = 273 \text{ К}$ и при данной температуре T соответственно; α – температурный коэффициент сопротивления.

Температурный коэффициент электрического сопротивления α – величина, равная относительному изменению сопротивления проводника при изменении температуры на 1°К :

$$\alpha = \frac{1}{R_{M0}} \cdot \frac{\Delta R}{\Delta T}, \quad (17)$$

где $\Delta R = R_M - R_{M0}$, $\Delta T = T - T_0$.

Из формулы (17) следует, что для расчета α необходимо знать сопротивление при 0°C ($273,15 \text{ К}$), которое, как правило, неизвестно. Поэтому для определения α можно воспользоваться различными методами. Один из методов, заключается в нахождении темпера-

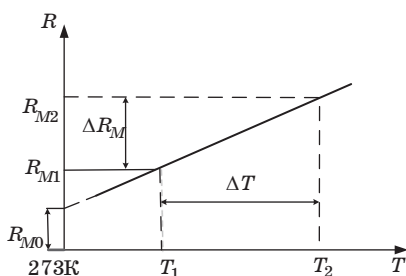


Рис. 4

турного коэффициента сопротивления с помощью графика зависимости сопротивления проводника от температуры. Вначале на график наносятся экспериментальные точки. При этом следует убедиться, что в пределах погрешности измерений, экспериментальные точки ложатся на прямую линию (рис. 4). Для определения R_{M0} прямую продолжают до пересечения с осью ординат, которой соответствует $T = 273 \text{ К}$.

По графику можно найти по R_{M0} и угловой коэффициент линейной зависимости $\Delta R / \Delta t$ (рис. 4),

$$\frac{\Delta R_M}{\Delta T} = \frac{R_M - R_{M0}}{T - T_0} = \frac{R_{M2} - R_{M1}}{T_2 - T_1}, \quad (18)$$

а по формуле (17) рассчитать температурный коэффициент сопротивления.

Сопротивление проводников в широком интервале температур экспоненциально убывает с ростом температуры:

$$R_{II} = R_{II0} \exp\left(\frac{\Delta E}{2kT}\right), \quad (19)$$

где R_{II0} – коэффициент (в действительности зависящий от температуры, но существенно слабее, чем экспоненциальный множитель), его можно считать постоянным.

Логарифмирование выражения (19) дает:

$$\ln(R_{II}/R_{II0}) = \Delta E/2kT. \quad (20)$$

Пусть при T_1 сопротивление полупроводника R_{II1} ; а при температуре T_2 – R_{II2} . В соответствии с формулой (20)

$$\ln(R_{II1}/R_{II0}) = \Delta E/2kT_1 \quad (21)$$

$$\ln(R_{II2}/R_{II0}) = \Delta E/2kT_2. \quad (22)$$

Откуда

$$\Delta E = 2k \cdot \frac{\Delta \ln(R_{II})}{\Delta\left(\frac{1}{T}\right)}. \quad (23)$$

Отношение $\Delta \ln R_{II}/\Delta(1/T)$ представляет собой угловой коэффициент линейной зависимости $\ln R_{II} = f(1/T)$ (рис. 5), определив который можно по формуле (23) рассчитать ширину запрещенной зоны ΔE .

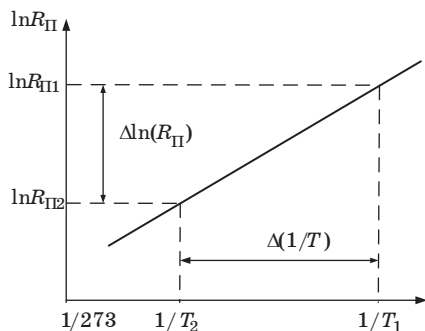


Рис. 5

Для определения углового коэффициента вначале наносят на график экспериментальные точки. Далее проводится прямая, наилучшим образом согласующаяся с этими точками в той области температур, где собственная проводимость значительно превышает примесную ($50 \div 100$ °С).

При расчетах на компьютере рекомендуется использовать метод наименьших квадратов.

Описание установки

В состав установки для изучения зависимости электрического сопротивления от температуры входят полупроводниковое и металлическое сопротивление, которые размещаются в камере нагревателя-термостата. Значения сопротивлений фиксируются мультиметром, который настроен на измерение соответствующих величин.

Порядок выполнения работы

1. Подключить установку к сети при помощи сетевого шнура.
2. Включить установку тумблером «СЕТЬ».
3. Подключить исследуемый образец к клеммам «мВ» установки.
4. Выставить начальную температуру на измерителе-регуляторе «Температура» (значения устанавливаемой температуры отображаются на нижнем индикаторе), нажимая кнопки «вверх-вниз».
5. Включить печь тумблером «НАГРЕВ».
6. Дождаться установившегося режима. Показания верхнего индикатора (измеритель – регулятор «ТЕМПЕРАТУРА») будут близки к показаниям нижнего индикатора.
7. Замерьте сопротивления полупроводника и металла при изменении температуры от 30° до 100 °С с интервалом в 10 °С. Запишите в табл. 1 и 2 полученные результаты.
8. По результатам измерений постройте график зависимости сопротивления металлического элемента от температуры. Точка пересечения координатных осей по оси абсцисс равна 273 К.
9. Продолжите график $R_M = f(T)$ до пересечения с осью ординат и определите значение R_{M0} .
10. По графику (рис. 4) в соответствии с формулой (18) определите угловой коэффициент $\Delta R/\Delta T$ и по формуле (17) рассчитайте температурный коэффициент сопротивления исследуемого образца металла.
11. Для полупроводника рассчитайте значения $\ln R_D$ и $1/T$.

12. Постройте график зависимости логарифма сопротивления полупроводника $\ln R_{II}$ от обратной температуры $1/T$. Точка пересечения координатных осей соответствует по оси абсцисс значению $1/273 \text{ K}^{-1}$

13. По графику зависимости $\ln R_{II} = f(1/T)$ (рис. 5) определите угловой коэффициент $\Delta(\ln R_{II})/\Delta(1/T)$ и рассчитайте по формуле (23) ширину запрещенной зоны ΔE исследуемого полупроводника.

14. Сделайте выводы по проделанной работе.

Таблица 1

Температура		$R_M, \text{ Ом}$	$R_{M0}, \text{ Ом}$	$\Delta R_M/\Delta T, \text{ Ом/К}$	$\alpha, \text{ K}^{-1}$
$t, ^\circ\text{C}$	$T, \text{ K}$				
$t_{\text{комн}} = \dots ^\circ\text{C}$					
30					
40					
...					
100					

Таблица 2

Температура		$1/T, \text{ K}^{-1}$	$R_{II}, \text{ Ом}$	$\ln R_{II}$	$\Delta(\ln R_{II})/\Delta(1/T)$	ΔE	
$t, ^\circ\text{C}$	$T, \text{ K}$					Дж	эВ
$t_{\text{комн}} = \dots ^\circ\text{C}$							
30							
40							
...							
100							

Контрольные вопросы

1. В чем состоит различие температурного коэффициента сопротивления металлов и полупроводников?

2. В чем состоит отличие электрических свойств полупроводников и металлов?

3. Запишите выражение, показывающее зависимость сопротивления металлов от температуры.

4. Запишите выражение для температурного коэффициента сопротивления металла и укажите его размерность в системе единиц СИ.

5. Почему в полупроводниках с увеличением температуры происходит уменьшение электрического сопротивления?

6. Какие энергетические зоны называют запрещенными и разрешенными? От чего зависит их энергетическая ширина?

Лабораторная работа № 4

ОПРЕДЕЛЕНИЕ УДЕЛЬНОГО ЗАРЯДА ЭЛЕКТРОНА

Цель работы: определение удельного заряда электрона при помощи электронно-лучевой трубки и электронной лампы.

Методические указания

Удельным зарядом называется величина, измеряемая отношением электрического заряда электрона к его массе q/m .

На движущийся в магнитном поле заряд действует магнитная сила Лоренца

$$\vec{F}_L = q[\vec{v}, \vec{B}], \quad (1)$$

где q – заряд; $\vec{v}$ – его скорость; $\vec{B}$ – индукция магнитного поля.

В случае движения электрона ($q=e$) перпендикулярно магнитному полю уравнение (1) в скалярной форме имеет вид:

$$F_L = evB \quad (2)$$

или

$$F_L = \mu_0 evH,$$

так как $B = \mu_0 H$. В вакууме и в воздухе относительная магнитная проницаемость $\mu = 1$.

Поскольку сила $\vec{F}_L$ перпендикулярна $\vec{v}$ и $\vec{H}$, то движение электрона будет происходить по дуге окружности в плоскости, перпендикулярной $\vec{H}$.

Сила Лоренца играет роль центростремительной силы $\vec{F}_L = \vec{F}_Ц$ и, следовательно,

$$\mu_0 evH = \frac{mv^2}{R}, \quad (3)$$

где m – масса электрона; R – радиус дуги окружности.

Скорость электрона можно определить, зная ускоряющую разность потенциалов U и работу электрического поля A , в котором электрон разгоняется, приобретая кинетическую энергию:

$$A = eU = \frac{mv^2}{2}.$$

Тогда скорость электрона

$$v = \sqrt{\frac{2eU}{m}}. \quad (4)$$

Из формул (3) и (4) получаем

$$\frac{e}{m} = \frac{2U}{\mu_0^2 H^2 R^2}. \quad (5)$$

Формула (5) может быть использована для расчета удельного заряда электрона.

Описание лабораторной установки

Определение удельного заряда электрона производится с помощью электронной лампы, помещенной в магнитное поле.

Схема установки представлена на рис. 1. Внутри соленоида находится вакуумная электронная лампа с катодом цилиндрической формы, расположенным коаксиально аноду и параллельно магнитным силовым линиям; БП_С, БП_А, БП_{нити накала} – источники питания соленоида, анода и накала соответственно; А – амперметр для контроля тока в соленоиде; мкА – микроамперметр для измерения тока в баллоне электронной лампы. Он включен в схему под панелью, наружные клеммы отсутствуют. Изменения токов и подаваемого напряжения производится с помощью рукояток на панелях источников питания. Источник питания соленоида имеет две рукоятки для точной и грубой установки силы тока.

При наличии разности потенциалов между анодом и катодом в анодной цепи устанавливается некоторый ток (ток насыщения). Ток насыщения обусловлен электронами, летящими от катода

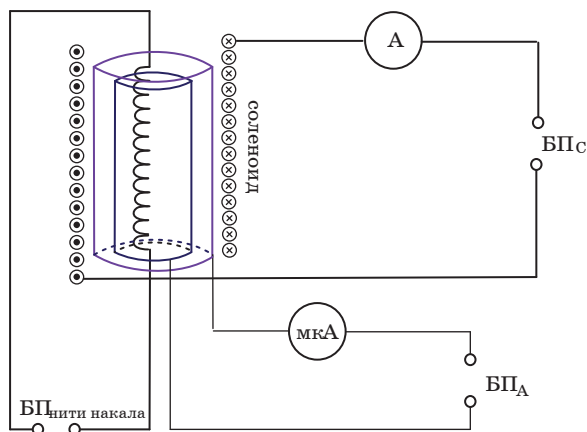


Рис. 1

к аноду по радиальным направлениям. При включении тока в цепи соленоида электроны оказываются в магнитном поле, вектор напряженности которого $\vec{H}$ перпендикулярен вектору скорости движения электрона $\vec{v}$. Напряженность магнитного поля H пропорциональна величине тока соленоида I_C . Траектории движения каждого электрона искривляются и при некоторой силе тока в соленоиде I_C превращаются в замкнутые окружности. Электроны в этом случае на анод не попадают, и анодный ток резко уменьшается (теоретически до нуля). Зная расстояние от катода до анода, можно определить радиус кривизны R траектории электрона (радиус лоренцевой орбиты)

$$R = \frac{r_a - r_k}{2}. \quad (8)$$

Определив экспериментально силу тока в соленоиде I_C , при которой анодный ток резко уменьшается, можно рассчитать критическое значение напряженности магнитного поля H_K

$$H_K = n_0 I_C, \quad (9)$$

где n_0 – число витков на единицу длины соленоида. Подставляя значения R и H_K в (5), получим расчетную формулу

$$\frac{e}{m} = \frac{8U}{\mu_0^2 (r_A - r_K)^2 n_0^2 I_C^2}. \quad (10)$$

Порядок выполнения работы

1. Изучить электрическую схему (рис. 3) и сопоставить ее с лабораторной установкой. Проверить, правильно ли она собрана.
2. Включить источники питания накала B_H , анода B_A , и соленоида B_C и дать им прогреться 1–2 минуты.
3. Установить на B_A анодное напряжение U_{A1} .
4. Изменяя ток в соленоиде I_C с помощью переключателей, ручки которых выведены на лицевую панель источника тока B_C , снять зависимость тока анода I_A от тока в соленоиде (8–10 точек)

$$I_A = f(I_C).$$

Результат занести в табл.2

Таблица 2

$U_a = 9 \text{ В}$		$U_a = 10 \text{ В}$		$U_a = 11 \text{ В}$	
$I_C, \text{ А}$	$I_A, \text{ мА}$	$I_C, \text{ А}$	$I_A, \text{ мА}$	$I_C, \text{ А}$	$I_A, \text{ мА}$

5. Повторить измерения при другом напряжении на аноде лампы U_{A2} . Напряжение изменить на $\pm(1-2)$ В (не больше!).

6. Построить графики зависимости $I_A = f(I_C)$ (сбросовые характеристики) для каждого значения U_A . Определить по точкам резкого спада кривой критические значения токов в соленоиде I_C .

7. По формуле (10) определить e/m для каждого опыта в критических точках.

8. Вычислить погрешности измерения e/m .

Контрольные вопросы

1. Назовите какие силы, действуют на движущуюся заряженную частицу в электрическом и магнитном полях?

2. Как вычисляется сила Лоренца?

3. Как определяется направление силы Лоренца?

4. Выведите формулы для радиуса R и периода T при движении заряженной частицы по окружности.

5. Выведите формулы для радиуса R , периода T и шага спирали h при движении заряженных частиц по спирали.

6. Сформулируйте теорему о циркуляции вектора B .

7. Выведите формулу для магнитной индукции B соленоида.

8. Объясните принцип действия цилиндрического магнетрона.

9. Выведите формулу для определения e/m методом магнетрона.

Лабораторная работа № 5

ЭФФЕКТ ХОЛЛА В ГЕРМАНИИ

Цель работы: определение концентрации носителей тока и их подвижности в полупроводниковом материале – германии – с помощью эффекта Холла.

Методические указания

В 1880 г. Холл обнаружил, что если пропускать электрический ток через металлическую пластину, помещенную во внешнее магнитное поле, направленное перпендикулярно току (см. рис. 1), то в поперечном направлении возникает разность потенциалов, пропорциональная произведению величины силы тока и индукции магнитного поля.

Объяснение эффекта Холла может быть дано на основании простых соображений. Рассмотрим пластину вещества, по которой протекает ток I (см. рис. 1). На отдельный заряд q , движущийся с дрейфовой скоростью $\vec{v}$ в присутствии постоянных электрического $\vec{E}$ и магнитного $\vec{B}$ полей действуют сила Кулона и сила Лоренца:

$$\vec{F} = q\vec{E} + q[\vec{v}, \vec{B}]. \quad (1)$$

Как видно из рис. 1, скорость заряда $\vec{v}$ направлена перпендикулярно $\vec{B}$ и вдоль оси проводника. Это означает, что составляющая силы $\vec{F}$, равная $q[\vec{v}, \vec{B}]$ отклоняет заряд к боковой грани проводника. Заряженная таким образом грань создает внутри пластины электрическое поле $\vec{E}_x$, направленное перпендикулярно $\vec{v}$ и $\vec{B}$. Это поле действует на заряд q в направлении, противоположном силе $q[\vec{v}, \vec{B}]$, и препятствует их дальнейшему накоплению на грани. Когда силы уравнивают друг друга ($qE_x = qvB$), то дальнейший приток зарядов прекратится; отсюда следует, что

$$E_x = vB. \quad (2)$$

Учтём, что плотность тока равна

$$j = \frac{I}{S} = nqv, \quad (3)$$

где S – площадь поперечного сечения образца, $S = bd$; b – толщина пластины; d – ее ширина; n – концентрация носителей заряда.

Умножив и разделив (2) на величину nq , получим

$$E_x = \frac{IBR}{S}, \quad (4)$$

где R – постоянная Холла, равная

$$R = \frac{1}{nq}. \quad (5)$$

Если речь идёт об электронах, то заряд q равен e . Более тщательный расчет, учитывающий распределение Максвелла электронов по скоростям, приводит к значению постоянной Холла, равной

$$R = -\frac{3\pi}{8} \cdot \frac{1}{ne}. \quad (6)$$

С напряженностью электрического поля E_x , связана холловская разность потенциалов:

$$\varepsilon_x = E_x d = R \frac{IBd}{S} = R \frac{IB}{b}.$$

Отсюда следует, что, измерив ε_x , I и B , можно определить R :

$$R = \frac{\varepsilon_x b}{IB} \quad (7)$$

Для большинства веществ величина R , как следует из (6), отрицательна, хотя в некоторых случаях значения R оказались положительными, что привело в свое время к представлению о дырочной проводимости. Эффект Холла дает очень важную информацию о проводящих веществах, – он позволяет определить концентрацию носителей тока и знаки их зарядов.

Для изучения полупроводников эффект Холла еще более важен, чем для металлов. Полупроводники обладают небольшим количеством носителей зарядов, следовательно, постоянная Холла у них значительно больше, чем в металлах, и ее легче определить.

Существуют три эффекта, дающие нежелательный вклад в ЭДС Холла, которые можно исключить, организовав надлежащую процедуру измерений. Наиболее существенным является эффект несимметричного расположения холловских зондов. Он состоит в возникновении дополнительной к ε_x разности потенциалов между зондами A и B на рис. 2, если они подведены к точкам, не лежащим на одной эквипотенциальной поверхности. Этот эффект можно исключить, производя в каждом случае пару измерений для противоположных направлений магнитного поля $\vec{B}$. Исправленное значение ЭДС будет

$$\varepsilon_{\text{ХИСПР}} = \frac{|\varepsilon_x(B)| + |\varepsilon_x(-B)|}{2}. \quad (8)$$

Существуют довольно слабые эффекты, которые в конечном итоге связаны с неизбежным присутствием градиента температуры в образце. Поэтому для их исключения нужно произвести серию из 4-х измерений: менять направление тока через пластинку и направление магнитного поля. Тогда истинное значение холловской разности потенциалов будет

$$\varepsilon_{\text{ХИСПР}} = \frac{|\varepsilon_x(B, I)| + |\varepsilon_x(-B, I)| + |\varepsilon_x(-B, -I)| + |\varepsilon_x(B, -I)|}{4}. \quad (9)$$

Важной характеристикой вещества является подвижность в нем носителей тока, под которой подразумевается средняя скорость, приобретаемая носителем в электрическом поле, напряженность которого равна единице

$$u_0 = \frac{v}{E}. \quad (10)$$

Подвижность можно связать с проводимостью σ , и концентрацией носителей n . Для этого разделим соотношение (3) на напряженность электрического поля E и воспользуемся законом Ома в дифференциальной форме: $\vec{j} = \sigma \vec{E}$. В результате деления получим:

$$\frac{j}{E} = \sigma = \frac{nqv}{E} = nqu_0. \quad (11)$$

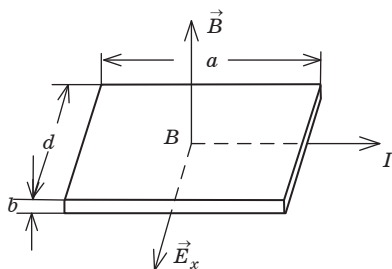


Рис. 1

Величину σ можно определить в опыте, измеряя омическое сопротивление исследуемой пластинки вдоль направления протекания тока I (рис. 1). Действительно, из закона Ома для участка однородной цепи, обладающего удельным сопротивлением ρ , падение напряжения U равно

$$U = I\rho \frac{a}{S},$$

где a – длина пластины.

Так как $\rho = \frac{1}{\sigma}$, то из последней формулы с учетом (11) для u_0 получаем следующую практическую формулу:

$$u_0 = \frac{IaR}{Ubd}. \quad (12)$$

Для измерения постоянной Холла (7) помимо измерения ε_x и силы тока I нужно знать величину магнитной индукции B . В настоящей работе для измерения индукции магнитного поля B используется метод флюксметра. Принцип работы флюксметра основан на явлении электромагнитной индукции, выражаемом законом Фарадея:

$$\varepsilon = -\frac{d\Phi}{dt}, \quad (13)$$

где ε – ЭДС индукции; $\Phi = BS$ – поток магнитной индукции через контур площадью S .

Если в магнитном поле поместить проволочную катушку и присоединить ее концы к баллистическому гальванометру, то при изменении магнитного потока через катушку в цепи возникает импульс тока, мгновенное значение которого будет

$$I = -\frac{1}{r} \cdot \frac{d\Phi}{dt}, \quad (14)$$

где r – суммарное сопротивление катушки и баллистического гальванометра. Измеряемой величиной является изменение потока магнитной индукции, которое получается интегрированием выражения (14). Поскольку магнитный поток через катушку меняется за счет изменения направления тока через электромагнит от значения – до +, то из (14) получим:

$$\int_0^t I(t)dt = \frac{1}{r} \int_{-\Phi_0}^{\Phi_0} d\Phi = \frac{2\Phi_0}{r}. \quad (15)$$

Величина интеграла, стоящего в левой части выражения (15), представляет собой заряд Q , протекающий через гальванометр и измеряемый по отбросу светового зайчика. Если пренебречь сопротивлением катушки, то величина r – это сопротивление гальванометра, равное 9,0 Ом. Шкала прибора с учетом внутреннего сопротивления гальванометра, разбита на деления, соответствующие магнитному потоку Φ_0 , то есть равному, в соответствии с (15), $Q \cdot r$. Отброс зайчика гальванометра на N делений соответствует величине

$$Q \cdot r = C_\Phi N = 2\Phi_0, \quad (16)$$

где C_Φ – баллистическая постоянная прибора, равная $5 \cdot 10^{-6}$ Вб/дел.

Так как $\Phi_0 = kBS$, где k – число витков катушки, то для искомой величины B получаем окончательно:

$$B = \frac{C_{\Phi} N}{2kS}. \quad (17)$$

В настоящей работе методом флюксометра получена кривая зависимости $B=f(I_{\text{эм}})$, представленная на стенде установки. Значения B следует определять по этому графику.

Описание лабораторной установки

Исследуемый образец представляет собой тонкую прямоугольную пластинку из полупроводникового материала – германия (см. рис. 1). На рис. 2 представлена схема электрической установки. Между зондами C и D прикладывается небольшая разность потенциалов. Пластинка помещается в сильное магнитное поле. При этом между зондами A и B возникает разность потенциалов – холловская ЭДС, величину которой и требуется измерить. Основной частью является электромагнит ЭМ , между полюсными наконечниками которого смонтирован неразъемный узел, содержащий исследуемую пластину из германия (размеры пластин указаны на установке) и проволоочную катушку K для измерения индукции магнитного поля. Оба элемента закреплены в рамке из оргстекла, перемещение которой ограничено вертикальными пазами. Рамка фиксируется стопорным винтом. Питание ЭМ осуществляется от выпрямителя с контролем тока $I_{\text{эм}}$, по миллиамперметру $\text{МА}2$. Ток через ЭМ варьируется в пределах (50 – 380) мА.

На переднюю панель установки выведены следующие электрические клеммы; две клеммы K – для подключения измерительной катушки к баллистическому гальванометру $\text{М}197$; клеммы C и D –

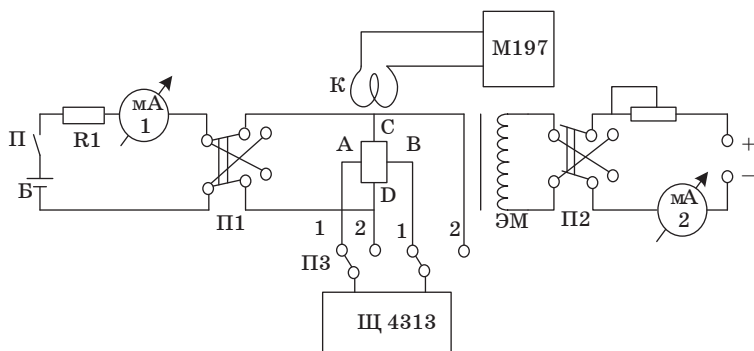


Рис. 2

для подачи напряжения на полупроводниковую пластину. Величина напряжения для данной пластины не должна превышать 1,5 В, а величина силы тока через образец должна быть меньше 0,9 мА, так как в противном случае пластина разрушится. Источником напряжения служит батарея *В*. Ток через пластину регулируется с помощью потенциометра R_1 , ось которого выведена на переднюю панель установки. С клемм *А* и *В* снимается холловская ЭДС, которая измеряется цифровым прибором *Щ4313*. В установке предусмотрена возможность переключения *Щ4313* на клеммы *С* и *Д* (переключатель ПЗ).

Направления токов через пластину и обмотку ЭМ меняются с помощью переключателей *П1* и *П2* соответственно. Эти переключатели смонтированы на установке и с элементами схемы соединяются студентом самостоятельно.

Порядок выполнения работы

В работе определяется постоянная Холла R , а затем подвижность u_0 носителя заряда и их концентрация n .

1. Для выполнения работы между полюсными наконечниками ЭМ необходимо установить германиевую пластину.

2. Клеммы *А* и *В* через ПЗ соединить с вольтметром *Щ4313*. По миллиамперметру *МА1* установить ток через пластину не более 0,9 мА. Меняя ток $I_{\text{эм}}$ через обмотки ЭМ и измеряя его с помощью *МА2*, определить ЭДС Холла ε_x , меняя всякий раз направления токов через пластину и через обмотки ЭМ. Вычислить среднее значение ЭДС Холла. Измерения и вычисления произвести для пяти различных значений тока $I_{\text{эм}}$ через электромагнит, результат занести в таблицу. Значения магнитной индукции B следует определять по графику $B = f(I_{\text{эм}})$.

Таблица 1

I_c	B	$\varepsilon(B, I)$	$\varepsilon(-B, I)$	$\varepsilon(B, -I)$	$\varepsilon(-B, -I)$	$\varepsilon_{\text{ср}}$

3. Для определения подвижности носителей тока измеряется проводимость пластины вдоль направления *CD*. Для этого клеммы *С* и *Д* через ПЗ соединить с прибора *Щ4313*, измерить падение напряжения U на пластине при пяти значениях силы тока I через пластину (но не более 0,9 мА). Полученные значения падения напряжения и рассчитанные значения проводимости занести в табл. 2.

Таблица 2

I	U	σ

Оформление отчета

1. Вычислить по формулу (7) постоянную Холла.
2. Вычислить по формуле (12) подвижность носителей тока.
3. Вычислить по формуле (6) концентрацию носителей тока.
4. Рассчитать погрешности определения постоянной Холла, подвижности и концентрации носителей заряда. Полученные данные сравнить с табличными величинами и прокомментировать причины расхождения.

Контрольные вопросы

1. В чем заключается эффект Холла?
2. Чем объясняется эффект Холла?
3. Чему равна и как направлена сила Лоренца?
4. Для каких целей практически используется эффект Холла?
5. Выведите формулу для Холловской разности потенциалов.
6. Как расположены эквипотенциальные поверхности при прохождении постоянного тока через образец: а) в отсутствие магнитного поля; в) при включенном магнитном поле?
7. Что такое подвижность носителей тока? Какова её размерность?
8. Что такое постоянная Холла? Чему равна её размерность?
9. Как связана подвижность носителей тока с постоянной Холла? С удельной электропроводимостью?

Лабораторная работа № 6

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ШИРИНЫ ЗАПРЕЩЕННОЙ ЗОНЫ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Цель работы: определение ширины запрещенной зоны германия на основании измерений температурной зависимости электропроводности.

Методические указания

Рассмотрим N одинаковых атомов, удаленных друг от друга настолько, что взаимодействием между ними можно пренебречь. Электроны в каждом из этих атомов расположены на определенных энергетических уровнях, одинаковых во всех атомах. Начнем сближать атомы до тех пор, пока они не образуют кристаллическую решетку. Этот процесс эквивалентен непосредственному образованию кристалла при конденсации пара, минуя жидкое состояние. По мере сближения атомов между ними появляется взаимодействие тем большее, чем меньше расстояние между атомами. Это взаимодействие сильнее всего скажется на внешних, валентных электронах атома, возмущая их движение, в то время как возмущение внутренних электронов будет сравнительно слабым. Уровни энергии внешних электронов по мере сближения атомов будут смещаться и расширяться (рис. 1). При достаточно малом расстоянии между атомами возмущение внешних электронов будет столь велико, что они потеряют связь с определенными ядрами и в металлах, например, получат возможность двигаться по всему кристаллу.

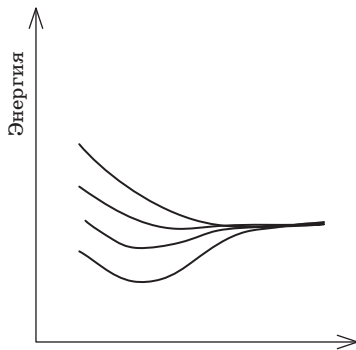


Рис. 1

Из квантовой механики известно, что если число атомов, образовавших кристалл, равно N , то каждый из энергетических уровней электрона расщепится на N близко расположенных подуровней. При большом числе атомов расстояние между подуровнями столь мало, что они образуют одну квазинепрерывную зону. Чем глубже расположен энергетический уровень электрона в атоме, тем меньше для него расщепление, и для внутренних электронов это рас-

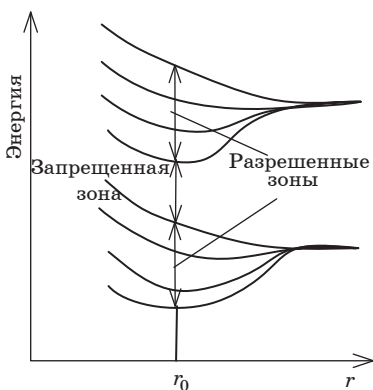


Рис. 2

щепление практически равно нулю. Системы расщепленных уровней образуют в кристалле разрешенные энергетические зоны, разделенные запрещенными зонами (рис. 2). Ширина зоны определяется величиной связи между атомами и не зависит от числа атомов в кристалле, количество же уровней в зоне равно числу атомов в кристалле.

Проводимость кристаллов определяется распределением электронов по уровням. В изоляторах электроны доверху заполняют последнюю из занятых зон (валентную зону).

Следующая – разрешенная зона (зона проводимости) не содержит электронов. Ширина запрещенной зоны, разделяющей валентную зону и зону проводимости, велика, так что электроны в обычных условиях не могут ее преодолеть и стать электронами проводимости, электрический ток возникнуть не может.

В металлах электроны лишь частично заполняют последнюю из занимаемых зон, и в ней имеются свободные состояния. В присутствии поля электроны могут занимать эти состояния, и кристалл проводит ток.

К полупроводникам относятся вещества, которые при низких температурах являются изоляторами. Они отличаются от обычных изоляторов небольшой шириной запрещенной зоны. Уже при комнатной температуре тепловое движение перебрасывает часть электронов из валентной зоны в зону проводимости. При этом электропроводность возникает как в зоне проводимости, так и в валентной зоне. В зоне проводимости она определяется присутствующими там электронами (электронная проводимость). В валентной зоне проводимость становится возможной из-за появления свободных состояний, часть из которых может быть занята электронами зоны (дырочная проводимость).

Величина проводимости в полупроводниках определяется числом электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне. Эти числа в чистых полупроводниках равны друг другу.

Число электронов, находящихся в зоне проводимости, равно произведению числа имеющихся уровней N на вероятность их за-

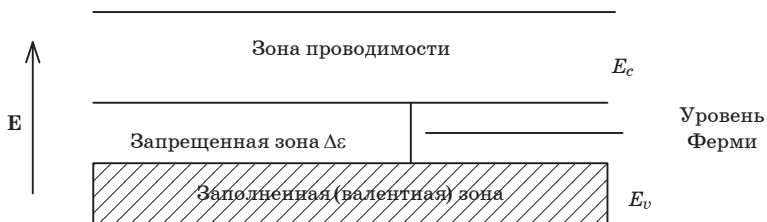


Рис. 3

полнения $f(E)$. Вероятность заполнения уровней определяется функцией Ферми – Дирака, которая в случае невысоких температур мало отличается от экспоненты:

$$f(E) = \frac{1}{\exp[(E - \varepsilon_F) / kT] + 1} \approx \exp\left(-\frac{E - \varepsilon_F}{kT}\right), \quad (1)$$

т. к. $E - \varepsilon_F \gg kT$. В формуле (1) E – энергия уровня в зоне проводимости; k – постоянная Больцмана, ε_F – некоторая константа, называемая энергией Ферми. В собственных полупроводниках энергия Ферми лежит вблизи середины запрещенной зоны (рис. 3).

При обычных температурах заняты главным образом уровни, находящиеся у дна зоны проводимости, так что в качестве энергии E можно подставить энергию E_C , соответствующую дну зоны проводимости. При этом вместо полного числа уровней в зоне нужно принимать некоторое эффективное число уровней $N_{\text{эфф}}$, находящихся вблизи дна зоны. Таким образом, число электронов в зоне проводимости:

$$n_{\text{э}} = N_{\text{эфф.э}} \exp[(E_C - \varepsilon_F) / kT]. \quad (2)$$

Строго говоря, число $N_{\text{эфф.э}}$ выбирается так, чтобы равенство (2) давало правильное число электронов при подстановке энергии дна зоны E_C вместо E .

Вероятность появления дырки в валентной зоне определяется разностью $(1 - f(E))$. Поэтому число дырок равно:

$$n_{\text{д}} = N_{\text{эфф.д}} \left(1 - \frac{1}{\exp[(E_v - \varepsilon_F) / kT] + 1}\right) \approx N_{\text{эфф.д}} \exp\left(-\frac{E_v - \varepsilon_F}{kT}\right), \quad (3)$$

где E_v – энергия, соответствующая верху валентной зоны.

При преобразованиях формулы (3) было принято во внимание, что энергия E_v меньше ε_F и дробь $(E_v - \varepsilon_F) / kT$ является большим отрицательным числом.

Перемножим формулы (2) и (3) и примем во внимание, что число электронов равно числу дырок:

$$n_{\text{э}} n_{\text{д}} = N_{\text{эфф.э}} \cdot N_{\text{эфф.д}} \cdot \exp[-(E_{\text{с}} - E_{\text{в}})/kT]. \quad (4)$$

Разность $E_{\text{с}} - E_{\text{в}}$ равна ширине запрещенной зоны ΔE .

Обозначая произведение

$$N_{\text{эфф.э}} \cdot N_{\text{эфф.д}} = C^2 \quad (5)$$

и извлекая квадратный корень из (4), получим

$$n = C \exp(-\Delta E / 2kT). \quad (6)$$

Найдем теперь проводимость полупроводника. При наличии электрического поля большая часть электронов в зоне проводимости начинает двигаться в сторону, противоположную полю. Средняя скорость электронов отлична от нуля и направлена вдоль поля. При этом вплоть до самых сильных полей (практически до пробоя) выполняется формула:

$$v_{\text{ср}} = \mu_{\text{э}} E, \quad (7)$$

где $v_{\text{ср}}$ – среднее значение скорости электронов; E – напряженность электрического поля; $\mu_{\text{э}}$ – подвижность электронов.

Из закона Ома в дифференциальной форме $j = \sigma E$, где плотность тока $j = v_{\text{ср}} n e$; n – концентрация носителей тока; и из формулы (7) следует, что проводимость полупроводника

$$\sigma = \frac{j}{E} = e | (n_{\text{э}} \mu_{\text{э}} + n_{\text{д}} \mu_{\text{д}}). \quad (8)$$

Подставляя в (8) значение $n_{\text{э}} = n_{\text{д}}$ из (6), получим:

$$\sigma = e | c (\mu_{\text{э}} + \mu_{\text{д}}) \exp(-\Delta E / 2kT) = A \exp(-\Delta E / 2kT), \quad (9)$$

где предэкспоненциальный множитель заменен константой A . Точные расчеты показывают, что величина A слабо зависит от температуры. Однако этой зависимостью можно пренебречь по сравнению с быстро изменяющейся экспонентой.

Температурная зависимость проводимости собственного полупроводника, представленная выражением (9), лежит в основе одного из самых распространенных методов определения ширины запрещенной зоны полупроводниковых материалов. Если уравнение (9) прологарифмировать и построить график в координатах $\ln \sigma$ от $1/T$

$$\ln \sigma = \ln A - \frac{\Delta E}{2kT}, \quad (10)$$

то ширина запрещенной зоны $-\Delta E$ может быть определена из наклона этой линейной зависимости (рис. 4). Действительно, тангенс угла наклона этой прямой равен

$$\operatorname{tg} \alpha = \left| \frac{d \ln \sigma}{d \left(\frac{1}{T} \right)} \right| = \frac{\Delta E}{2k}. \quad (11)$$

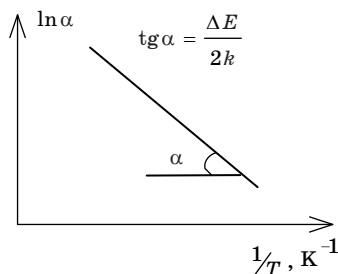


Рис. 4

Используя соотношение (10) для двух температур, также можно найти ΔE :

$$\Delta E = 2k \cdot \left| \frac{\Delta \ln \sigma}{\Delta \left(\frac{1}{T} \right)} \right|. \quad (12)$$

Приведенные соображения верны лишь для случая, когда основной вклад в проводимость вносит собственная проводимость полупроводника, т. е. переходы электронов из валентной зоны в зону проводимости. При небольших температурах это обычно не имеет места, так как полупроводники всегда содержат примеси. Примесная проводимость полупроводников происходит из-за внедрения в кристалл донорных и акцепторных атомов. Для типичных полупроводников: кремния и германия – элементов IV группы таблицы Менделеева, донорами являются атомы V группы. Элементы V группы содержат в наружной оболочке лишний по сравнению с германием и кремнием электрон.

У атома, вошедшего в состав кристаллической решетки полупроводника, связь этого электрона с атомом ослабляется. Внутри запрещенной зоны у самого дна зоны проводимости (рис. 5) вследствие этого появляется небольшое количество дополнительных уровней (их число равно числу атомов примеси). Уже при комнатной температуре эти уровни оказываются практически незанятыми: электроны уходят с них в зону проводимости.

Акцепторами для германия и кремния служат обычно элементы III группы таблицы Менделеева. Создаваемые ими локальные уровни также располагаются в запрещенной зоне, но вблизи верхнего

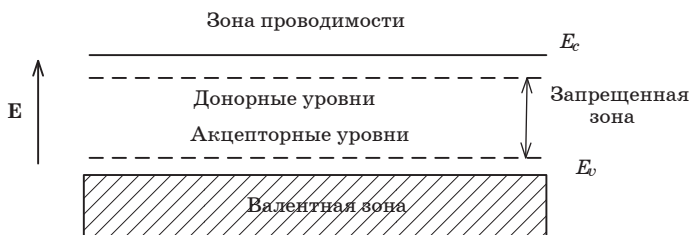


Рис. 5

края валентной зоны. Эти уровни заполняются электронами из валентной зоны, а в валентной зоне появляются дырки.

В зависимости от степени чистоты полупроводника примесная проводимость может вносить больший или меньший вклад. Она искажает температурный ход собственной проводимости. Чтобы правильно определить ширину запрещенной зоны, нужно сделать измерения в широком интервале температур и выбрать участок, где зависимость $\ln \sigma$ от $1/T$ имеет линейный характер.

Описание лабораторной установки

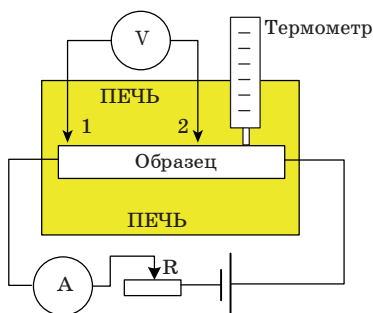


Рис. 6

Схема установки показана на рис. 6. Исследуемый полупроводниковый (германиевый) образец в специальном зажиме помещается в электронагревательную печь *П*. Через образец пропускается постоянный электрический ток *I*, контролируемый миллиамперметром *А*. Необходимая величина тока устанавливается с помощью реостата *Р*. При помощи зондовых электродов 1 и 2 со средней части образца снимается падение напряжения U_x ,

которое измеряется цифровым вольтметром *В*. Зная площадь поперечного сечения образца *S* и расстояние между зондами *l*, можно вычислять удельную проводимость исследуемого полупроводника по формуле

$$\sigma_x = \frac{I \cdot l}{U_x S}. \quad (13)$$

Нагрев образца в электропечи регулируется реостатом, расположенным на основании печи. Температура в печи измеряется термометром. Цена деления термометра составляет 2°C.

Порядок выполнения работы

1. Образец находится в электропечи.
2. Включите в сеть источник постоянного тока (типа АГАТ) и установите с помощью регулятора блока питания ток в цепи равный 20 мА. Сила тока измеряется миллиамперметром.
3. С помощью цифрового вольтметра измерьте падение напряжения между зондами при комнатной температуре.
4. Включите электронагревательную печь в сеть переменного тока и измерьте падение напряжения между зондами через каждые 10° вплоть до температуры 150°C. Величина силы тока контролируется миллиамперметром.
5. Постройте график зависимости $\sigma(T)$.
6. Постройте график $\ln \sigma = f\left(\frac{1}{T}\right)$ и по наклону его прямолинейной части (при высоких температурах) определите ширину запрещенной зоны по формуле (12). Результат приведите в электрон-вольтах.
7. Рассчитайте погрешность полученного результата. Сравните результат с табличным значением.

Контрольные вопросы

1. Как объясняет зонная теория деление твердых тел на металлы, полупроводники и диэлектрики?
2. Что такое валентная зона? Зона проводимости? Запрещенная зона? Как они образуются?
3. Сформулируйте принцип Паули.
4. Запишите формулу статистического распределения Ферми-Дирака. Как из неё можно получить зависимость сопротивления полупроводника от температуры?
5. Объясните механизм собственной проводимости в полупроводниках.
6. Как зависит сопротивление полупроводника от температуры и почему?
7. Объясните механизм примесной проводимости в полупроводниках. Как образуются донорные полупроводники? Акцепторные полупроводники?

8. Нарисуйте схему энергетических зон для примесных полупроводников n-типа и p-типа. Где расположен примесный уровень у тех и у других?

9. Что такое уровень Ферми? Энергия Ферми? Как изменяется положение уровня Ферми с изменением температуры?

10. Что такое энергия активации?

11. Объясните методику определения ширины запрещенной зоны (энергии активации) полупроводника.

Лабораторная работа № 7

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОТЕНЦИАЛОВ ВОЗБУЖДЕНИЯ АТОМОВ

Цель работы: Определение потенциалов возбуждения атомов и демонстрация существования дискретных уровней энергии.

Методические указания

1. Согласно теории Бора, атому присущ ряд стационарных состояний, каждому из которых соответствует определенная энергия E_n ($n = 1, 2, 3, \dots$). Находясь в стационарном состоянии, атом не излучает. Уровни энергии $E_1, E_2, E_3, \dots$ образуют энергетический спектр. Энергия атома может изменяться лишь скачком, прерывисто.

Наиболее устойчивым является состояние с минимально возможным уровнем энергии. Это состояние называется основным. Остальные стационарные состояния называются возбужденными.

В результате соударения с заряженной частицей или при поглощении фотона атом может перейти из одного стационарного состояния в другое, с более высоким уровнем энергии. Наглядно дискретность уровней энергии проявляется при ионизации и возбуждении атомов за счет электронного удара. В этом случае атомы газа испытывают соударения с электронами, разгоняемыми с помощью электрического поля.

Первые опыты были проведены Франком и Герцем в 1913 году. Пучок электронов проходил через пары ртути. Столкновения электронов с атомами могут быть двух типов. Первый тип – упругие соударения, в результате которых энергия и скорость электронов не меняется, меняется лишь направление векторов их скоростей. Второй тип столкновений – неупругие соударения, при которых электроны теряют свою энергию и передают ее атомам ртути. Дискретность уровней энергии атома обнаруживается в том, что электрон не может испытать неупругое столкновение, за исключением отдельных случаев (особых значений кинетической энергии). Атом способен принимать энергию лишь порциями

$$\Delta E_1 = E_2 - E_1, \quad \Delta E_2 = E_3 - E_2, \quad \text{и т.д.} \quad (1)$$

Кинетическая энергия электрона без труда определяется и контролируется в опыте, поскольку задается ускоряющее напряжение U

$$\frac{mv^2}{2} = A_{эл} = eU,$$

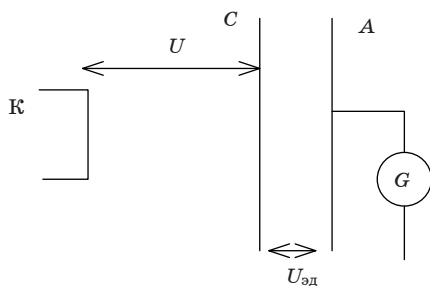


Рис. 1

где m — масса электрона, v — его скорость, $A_{\text{эл}}$ — работа электрического поля, e — заряд электрона.

Таким образом, величины скачков энергии ΔE становятся доступными измерению. Эти величины (выраженные в электрон-вольтах) называются энергиями возбуждения. В соответствии с этим, первый потенциал возбуждения ϕ_1 определяется формулой

$$\Delta E = eU = e\phi_1. \quad (2)$$

2. Рассмотрим принципиальную схему опыта (рис. 1). Установка включает в себя катод K , испускающий электроны при накаливании, сетчатый электрод C и анод A , помещенные в стеклянный сосуд. Сосуд содержит инертный газ или иное газообразное вещество. Между катодом и сеткой приложена разность потенциалов $U_{\text{уск}}$, ускоряющая электроны. Между сеткой и анодом приложена небольшая задерживающая разность потенциалов $U_{\text{зд}}$. В опыте с парами ртути использовалось $U_{\text{зд}} = 0,5$ В. Таким образом, промежуток между сеткой и анодом оказывается непроходимым для тех электронов, которые, подлетая к сетке, не имеют достаточного запаса энергии.

Исследованию подлежит зависимость анодного тока I от ускоряющего напряжения $U_{\text{уск}}$ (вольтамперная характеристика, рис. 2). На начальном участке с ростом $U_{\text{уск}}$ возрастает и ток I . Это означает, что все большее количество электронов оказывается в состоянии долететь до анода. Затем наблюдается максимум тока и резкое последующее падение.

В отсутствие побочных эффектов (в «идеальном» опыте) первый резкий спад тока наблюдается для ртути при значении $U_1 \approx 4,9$ В. Это значение совпадает с потенциалом возбуждения атома ртути ϕ_1 . Наблюдаемый эффект объясняется следующим образом. До тех

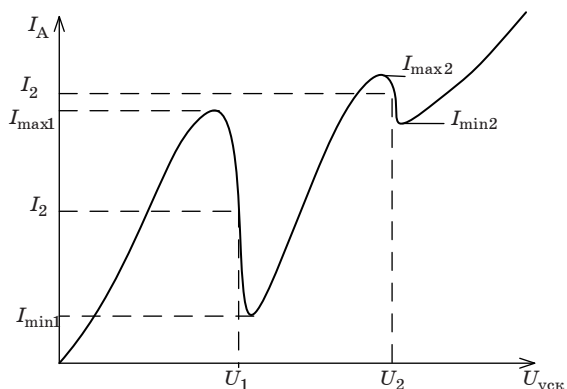


Рис. 2

пор, пока электроны, ускоряемые полем, не приобретут энергию $e\phi_1 \approx 4,9$ эВ, они испытывают лишь упругие столкновения, и анодный ток возрастает. Как только кинетическая энергия электрона достигает 4,9 эВ, начинают происходить неупругие столкновения. Электрон с таким значением энергии имеет возможность отдать энергию атому ртути, в результате чего происходит переход атома из основного энергетического состояния на возбужденный уровень. В свою очередь электрон, испытавший подобное столкновение, теряет энергию и не может преодолеть задерживающего электрического поля. То есть электрон не достигает анода, наблюдается падение анодного тока.

При дальнейшем увеличении ускоряющего напряжения $U_{\text{уск}}$ ток начинает возрастать вновь. Затем он опять достигает максимума и снова резко падает. Это новое падение тока наблюдается при значении $U_2 = 2U_1 \approx 4,9 \cdot 2 = 9,8$ В, а затем $U_3 = 3U_1 \approx 4,9 \cdot 3 = 14,7$ В.

Электроны с энергией eU_2 имеют возможность почти полностью растерять энергию на пути к сетке. Это произойдет с теми из них, которые дважды испытают столкновения с атомами.

Уточнение. В реальном опыте вольт – амперная характеристика оказывается смещенной влево по сравнению с идеальной кривой. В случае ртути $U_1 \approx 4,1$ В. Дело в том, что в ускоряющих трубках с горячим катодом катод и анод выполнены из различных металлов, и поэтому между ними существует некоторая контактная разность потенциалов. Эта разность ускоряет электроны даже при отсутствии приложенного внешнего напряжения. Ясно, что сдвиг кривой не изменяет расстояния $U_2 - U_1$ между точками спада тока.

Следовательно, мы можем корректно найти потенциал возбуждения φ_1 на основе формулы

$$\varphi_1 = U_2 - U_1. \quad (3)$$

Описание лабораторной установки

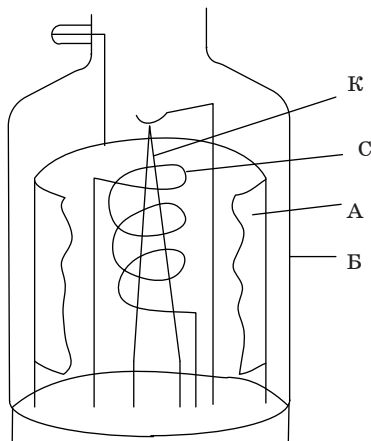


Рис. 3

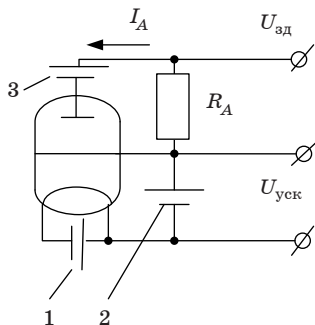


Рис. 4

Установка для определения потенциалов возбуждения атомов позволяет изучать характеристики газа, наполняющего трехэлектродную лампу. Устройство лампы показано на рис. 3.

Нить накала K одновременно является катодом лампы. Сетка C выполнена в виде спирали, навитой вокруг нити накала. Вокруг сетки расположен цилиндрический анод A . Электроды находятся в стеклянном баллоне B , заполненном газом.

Схема включения лампы приведена на рис. 4. Регулируемый источник тока накала 1 позволяет установить ток, при котором получается удобная для измерений вольт – амперная характеристика лампы.

Между катодом и сеткой включен источник 2 ускоряющего напряжения $U_{\text{уск}}$. Установка дает возможность снятия вольтамперной характеристики (ВАХ) вручную и с помощью осциллографа. При снятии характеристик вручную (по точкам) напряжение источника $U_{\text{уск}}$ регулируется ручками на лицевой панели.

Для получения характеристик на экране осциллографа этот источник переводится в режим, при котором его напряжение изменяется по пилообразному закону (развертка) с частотой 15–20 Гц.

Потенциал анода относительно сетки $U_{\text{зд}}$ устанавливается отрицательным с помощью источника задерживающего напряжения 3. Значение этого напряжения регулируется ручкой со шкалой на панели установки.

Для измерения анодного тока измеряют падение напряжения на резисторе R_A .

Отметим, что измеряемые величины, как правило, определяют приборами не непосредственно, а после их обработки электронной схемой. Однако наиболее важное для конечного результата ускоряющее напряжение $U_{\text{уск}}$ выводится напрямую.

Вид передней панели приведен на рис. 5. В установке размещены две лампы, наполненные различными газами. Выбор лампы производится тумблером «Л1/Л2» на передней панели блока. Исследуемые лампы видны в окне 8.

Стрелочный измерительный прибор 3 измеряет анодный ток I_A , предел шкалы прибора – 100 мкА.

Ручка 4 устанавливает значение задерживающего напряжения $U_{\text{зд}}$ в соответствии со шкалой, расположенной вокруг ручки. Его можно измерить мультиметром, подключенным к гнездам 9 и 11.

Ускоряющее напряжение $U_{\text{уск}}$ регулируется ручками 5 и 6, выведено на гнездо 13 и измеряется мультиметром между гнездами 13 и 11. Под мультиметром находятся предохранители 1.

Ток накала регулируется ручкой 7 и контролируется измерением напряжения на резисторе $R_n = 1,00$ Ом между гнездами I_n и $U_{\text{уск}}$. Значение измеренного напряжения в вольтах равно значению тока в амперах.

Тумблер «= / Л» управляет режимом измерений. В положении «=» производится снятие характеристики по точкам, с помощью мультиметра. В положении «Л» измерение производится с помощью осциллографа. С гнезд «Х» и «У» установки сигналы подаются на соответствующие входы осциллографа. На гнездо 10 (У) выведено напряжение, пропорциональное анодному току I_A . Максимальное напряжение 10 В соответствует току 100 мкА. На гнездо 12 (Х) выведено напряжение, пропорциональное напряжению $U_{\text{уск}}$. Максимальному напряжению 10 В соответствует ускоряющее напряжение 100 В. Рекомендуемые коэффициенты отклонения по обоим осям осциллографа – 1 В/деление.

Порядок выполнения работы

1. Исходное состояние установки.

До включения установки положение ручек и переключателей должно быть следующим:

– регулятор тока накала 7 – на минимальной отметке (крайнее положение при повороте против часовой стрелки);

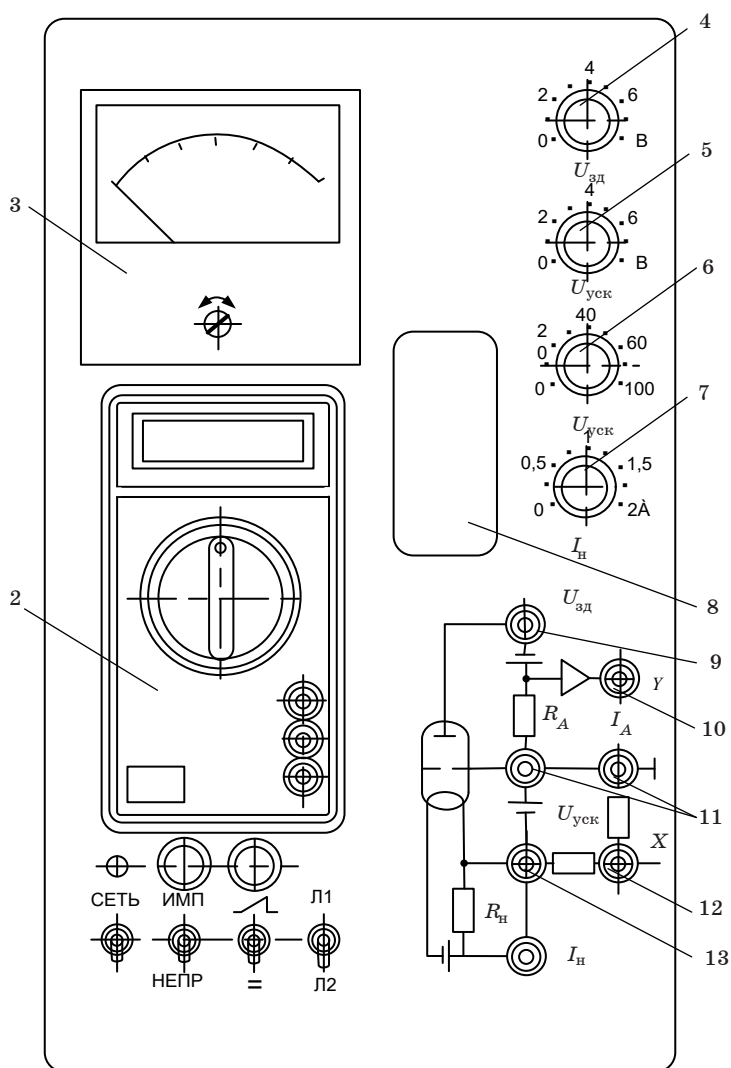


Рис. 5

– регуляторы ускоряющего напряжения 5 и 6 в аналогичном положении;

– в мультиметре 2 указатель стоит в секторе DCV на отметке 200 В;

– три нижних тумблера слева на панели прибора направлены вниз;

– четвертый тумблер, переключатель ламп, установлен в соответствии с указанием преподавателя: положение *Л1* – гелиевая лампа, *Л2* – неоновая.

Установку следует включать тумблером «сеть» только после проверки правильности исходного состояния.

2. Предварительная подготовка опыта

2.1 Регулятор 4 (задерживающий потенциал) поставить примерно на отметку 4 В.

2.2. Регулятор 6 (грубая регулировка ускоряющего напряжения) расположить в диапазоне (25–30) В.

2.3. Регулятор тока накала 7 поставить на отметку 1 А и затем, плавно вращая, повышать ток до тех пор, пока на верхней шкале 3 стрелка займет среднее положение, т. е. (40–60) мкА. Прибор 3 используется в качестве микроамперметра, максимальное значение шкалы прибора 100 мкА.

2.4. Регулятор 6 вернуть в исходное (крайнее) положение.

Попросить преподавателя проверить готовность установки к работе.

3. Изучение вольтамперной характеристики (ВАХ)

3.1. Предварительный просмотр ВАХ производится в основном с помощью «грубого» регулятора 6. Увеличивая $U_{\text{уск}}$ и следя за показаниями микроамперметра 3, удастся приблизительно определить положение экстремумов.

3.2. При подробном исследовании на первом участке возрастания следует определить 5–6 точек (используя по напряжению шаг порядка 2 В).

3.3. Область от 1-го экстремума до 2-го (участок убывания) следует проходить с мелким шагом, порядка 0,5 В, привлекая для этого «плавный» регулятор 5.

3.4. Аналогичным образом исследуется второй участок возрастания и следующий за ним участок убывания.

4. Выключение установки

4.1. Регулятор тока накала 7 вернуть в исходное положение (крайнее положение при повороте против часовой стрелки).

4.2. Регуляторы ускоряющего напряжения 5 и 6 перевести в аналогичное положение.

4.3. Отключить прибор от сети тумблером «СЕТЬ».

Порядок обработки результатов измерений

1. По полученным точкам строится вольтамперная характеристика.

2. Значения ускоряющего напряжения U_1 и U_2 , соответствующие первому и второму спаду анодного тока, находятся из графика по значениям тока I_1, I_2 . Целесообразно выбирать эти значения посередине участков спада, то есть:

$$I_1 = (I_{1\max} + I_{1\min})/2, I_2 = (I_{2\max} + I_{2\min}). \quad (4)$$

Первый (резонансный) потенциал возбуждения атомов газа, заполняющего лампу, определяется как разность значений U_1 и U_2 по формуле (3).

Мультиметр позволяет измерить значения $U_{\text{уск}}$ с погрешностью порядка 0,1 В.

Считая участок спада ВАХ приблизительно прямой линией, мы можем принять

$$U_1 \approx (U(I_{\max 1}) + U(I_{\min 1}))/2, U_2 \approx (U(I_{\max 2}) + U(I_{\min 2}))/2. \quad (5)$$

Отсюда можно получить погрешности $\theta_{U_1}, \theta_{U_2}$, а затем оценить θ_1 .

Контрольные вопросы

1. Что такое стационарное состояние атома? Почему наличие таких состояний противоречит классической электродинамике?

2. Объясните смысл понятия *энергетический спектр*. Почему дискретность уровней энергии противоречит классической электродинамике?

3. Сформулируйте постулаты Н. Бора. Какие из этих постулатов нашли подтверждение в опытах Франка-Герца?

4. В чем состоит феномен возбуждения энергетических уровней? Что такое потенциал возбуждения?

5. Какова принципиальная схема лабораторной установки?

6. Какова роль ускоряющего напряжения?

7. Какова роль задерживающего напряжения в опыте Франка-Герца?

8. Как определяется потенциал возбуждения по данным измерений?

9. а) Покажите, что при упругом прямом столкновении частицы массы m (электрон) с частицей массы M (атом) относительная потеря

кинетической энергии первой частицы $\Delta T_1/T_1$ равна $4mM/(m+M)^2$.
б) С учетом того, что $m \ll M$ покажите, что $\Delta T_1/T_1 \approx 4m/M$

Лабораторная работа № 8 ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ АЛЬФА-ЧАСТИЦ ПО ПРОБЕГУ В ВОЗДУХЕ

Цель работы: исследование зависимости интенсивности потока альфа-частиц от расстояния до источника; определение величины пробега и энергии α -частиц.

Методические указания

Альфа-частицы представляют собой дважды ионизованные атомы гелия ${}^4_2\text{He}$, имеют заряд $2e$, где e – абсолютная величина заряда электрона. Альфа-частицы состоят из четырех нуклонов – двух протонов (p) и двух нейтронов (n). Спин и магнитный момент равен нулю.

Многие фундаментальные открытия в ядерной физике связаны с изучением альфа-частиц. Именно при изучении рассеяния α -частиц на металлической фольге Э. Резерфорд в 1911 году сделал вывод о наличии в атоме ядра. Резерфорд экспериментально убедился, что масса атома практически целиком сосредоточена в положительно заряженном ядре, имеющем размер порядка 10^{-13} см.

Первая ядерная реакция



была также осуществлена с использованием α -частиц в 1919 году.

Существует несколько способов получения альфа-частиц. Альфа – частицы большой энергии возникают при радиоактивном распаде атомных ядер:



где A – масса ядра, выраженная в атомных единицах массы, Z – заряд ядра, выраженный в единицах заряда электрона.

Энергия альфа-частиц E и период полураспада $T_{1/2}$ испускающих их ядер связаны соотношением Гейгера – Петтола:

$$\lg T_{1/2} = C + DE_{\alpha}^{-0,5}, \quad (3)$$

где C и D – константы, зависящие от излучающего вещества. Энергия α -частиц, испускаемых тяжелыми радиоактивными ядрами, имеет значение в пределах (4–9) МэВ. Известно более двухсот α – радиоактивных ядер, расположенных в периодической системе элементов в основном после ${}^{207}_{82}\text{Pb}$ (свинец).

Альфа-частицы могут возникать также и в других реакциях. Частицы с относительно небольшой энергией можно получить путем ионизации атомов гелия



Основными силами взаимодействия альфа-частиц с атомами вещества являются электрические силы, так как это – заряженные частицы. Основные процессы взаимодействия – упругое рассеяния и ионизационное торможение.

А. Упругое рассеяние – процесс взаимодействия двух тел, при котором суммарная кинетическая энергия сохраняется, происходит лишь перераспределение ее между телами. Тела при этом изменяют направление своего движения.

Проходя через вещество, α -частицы на электронах среды почти не рассеиваются из-за своей большой массы по сравнению с массой электрона. Масса α -частицы примерно в 7350 раз больше массы электрона. Опыты показывают, что отклонение от направления движения за счет электронов составляет не более 30°. Взаимодействие с ядрами, напротив, приводит к значительному рассеянию. Встречаются α -частицы с углами рассеяния более 90°.

Б. Ионизационное торможение – процесс, при котором энергия заряженной частицы расходуется на ионизацию и возбуждение атомов среды, через которую она проходит. При этом постепенно уменьшается скорость движения частицы. Для полной потери энергии α -частицам требуется очень большое число столкновений ($10^4 - 10^5$). В среднем все α -частицы данной энергии проходят примерно одинаковые пути. Так как взаимодействие тяжелой альфа-частицы с легким электроном не может заметно изменить направление её движения, пробег большинства α -частиц прямолинеен.

Квантово-механическое рассмотрение процесса ионизационного торможения при скоростях v , много меньших скорости света, приводит к следующему выражению для потери энергии dE/dx частицей на единице длины пути:

$$\frac{dE}{dx} = -\frac{A}{v^2} \ln Bv^2, \quad (5)$$

где A и B – константы, зависящие от вещества, в котором происходит торможение.

График зависимости потери энергии от пути называется кривой Брэгга и имеет вид, приведенный на рис. 1. Максимум ионизацион-

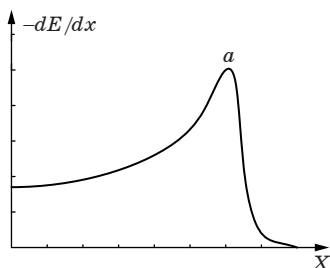


Рис. 1

ной способности, которого достигает частица в конце пробега (точка *a*), называется пиком Брэгга.

Пробег частицы *R* можно определить, как путь, который она проходит до момента полной потери энергии. Энергии α -частиц, испускаемых естественно-радиоактивными источниками, имеют значения (4–9) МэВ, и, соответственно, скорости $(1\text{--}2,5)10^7$ м/с. Для таких частиц выполняется закон

Гейгера, являющийся следствием выражения (5):

$$R = \frac{v_0^3}{3b}, \quad (6)$$

где v_0 – начальная скорость частицы; *b* – константа, зависящая от заряда рассеиваемой частицы и концентрации электронов в среде.

Между энергией α -частицы *E* и ее скоростью *v* в нерелятивистском случае имеет место соотношение:

$$E_\alpha = \frac{M_\alpha v^2}{2}, \quad (7)$$

где *M* – масса α -частиц.

Учитывая это, можно получить выражение, связывающее энергию и средний пробег α -частиц:

$$R_{cp} = 0,318 E_\alpha^{3/2}. \quad (8)$$

Здесь константа 0,318 получена в предположении, что движение частиц происходит в воздухе при нормальном атмосферном давлении и температуре 15С. При этом пробег выражен в сантиметрах, а энергия α -частицы – в МэВ.

При исследовании интенсивности пучка α -частиц в зависимости от пройденного расстояния обнаруживается, что число частиц в пучке остается приблизительно постоянным вплоть до определенного расстояния, а затем убывает до нуля (рис. 2, кривая 1).

Если эту кривую продифференцировать и построить график зависимости величины dN/dx от толщины слоя *x*, пройденного альфа-частицами, то получится кривая 2 на рис. 2. Эта функция имеет резкий максимум при $x=R_{cp}$, показывающий, что подавляющее

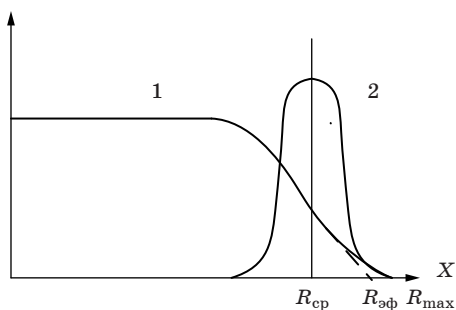


Рис. 2

большинство α -частиц имеет определенный средний пробег с некоторым разбросом в ту и другую сторону.

Разброс пробега называется страгглингом и обусловлен несколькими причинами. Первая причина заключается в том, что даже изначально одинаковые по энергии α -частицы встречают на своем пути различное количество атомов воздуха, в зависимости от траектории движения. Второе обстоятельство связано с тем, что при движении через среду происходит перезарядка частиц. Вследствие захвата электронов из окружающей среды могут возникнуть однозарядные ионы гелия или нейтральные атомы, характер движения которых отличается от движения α -частиц.

Кроме среднего пробега α -частиц существует понятие эффективного пробега. Кривая, подобная кривой 1 (рис. 2), прямолинейна на значительном расстоянии, и лишь вблизи конца пробега имеется быстрый спад. Величину эффективного пробега $R_{эф}$ можно получить путем продления линии спада до пересечения ее с осью абсцисс по прямой линии. Этот пробег всегда больше, чем средний.

Описание лабораторной установки

Лабораторная установка состоит из источника излучений 1, счетчика излучений 2 (счетчик Гейгера – Мюллера), формирователя импульсов 3 и измерительного устройства 4 (рис. 3).

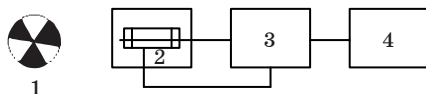


Рис. 3

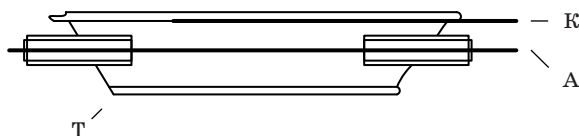


Рис. 4

Для регистрации ядерного излучения используются различные детекторы: ионизационные камеры, пропорциональные счетчики, счетчики Гейгера – Мюллера. В данной работе применяется счетчик Гейгера – Мюллера (рис. 4).

Счетчик Гейгера представляет собой заполненную газом трубку, в которой создается очень неоднородное электрическое поле. Чаще всего применяются счетчики с коаксиально расположенными цилиндрическими электродами: внешний цилиндр – катод K – является обычно частью оболочки счетной трубки. Стенки трубки T стеклянные, ее внутреннюю поверхность покрывают проводящим слоем (медь, вольфрам, сталь, нихром). Внутренний, или собирающий электрод (анод) A представляет собой тонкую прямую вольфрамовую проволоку диаметром порядка 0,1 мм. Оба конца проволоки укреплены на изоляторах.

Электроды располагаются в замкнутом резервуаре, наполненном газом. Давление газа составляет порядка 10 кПа. Газы, используемые для наполнения счетчиков, должны обладать малым коэффициентом прилипания электронов (гелий, аргон и т. п.).

Действие счетчика основано на ударной ионизации. Заряженная частица (электрон, α -частица и т. д.), пролетая в газе, создает положительные ионы и свободные электроны. Сильно неоднородное электрическое поле между анодом и катодом ускоряет электроны до энергий, при которых начинается ударная ионизация. Возникает лавина ионов, и ток через счетчик резко возрастает, создавая импульс. Импульс подается в регистрирующее устройство.

Основными достоинствами счетчиков, обусловившими их широкое применение, являются высокая чувствительность и простота использования.

В корпусе формирователя импульсов 3 размещено устройство для преобразования сигналов счетчика ионизирующих излучений в нормированные импульсы. Там же находится высоковольтный преобразователь для питания счетчика.

Источник излучения *I* закреплен в держателе. Держатель может перемещаться относительно счетчика. Для измерения расстояния между счетчиком и образцом установлена измерительная линейка, а на держателе образца нанесена риска, которая отмечает положение источника излучения.

Измерительное устройство 4 позволяет производить подсчет количества поступающих импульсов и определять время измерения. Кроме того, устройство выполняет следующие функции управления установкой:

- предварительная установка времени измерения;
- начало и окончание измерений;
- остановка процесса измерения;
- сброс результатов;
- автоматическая остановка при переполнении счетчика.

На передней панели измерительного устройства размещены:

- кнопка СБРОС – предназначена для установки в исходное состояние перед началом измерений или для прерывания измерений со сбросом результата;

- кнопки ИЗМЕРЕНИЕ и СТОП – предназначены для включения режима измерения и для прерывания измерения без установки в начальное состояние;

- кнопка УСТАНОВКА – предназначена для включения и выключения режима установки времени измерений;

- кнопки «+» и «-» – предназначены для установки времени измерений (при кратковременном нажатии происходит установка единиц секунд, а при длительном – установка десятков секунд);

- жидкокристаллический индикатор – предназначен для индикации количества частиц и времени измерений, а также режимов работы.

На задней панели измерительного устройства находится выключатель СЕТЬ.

Погрешность измерения прибора:

- количество импульсов ± 2 импульса;
- время $\pm 1\%$;
- расстояние $\pm 0,5$ мм.

Порядок выполнения работы

1. Подключите сетевой шнур лабораторной установки к сети.
2. Включите измерительное устройство тумблером СЕТЬ на его задней панели.

3. Дайте установке прогреться в течение 5 минут.
4. Ослабьте винт защитной шторки счетчика и отодвиньте ее в сторону, открыв рабочую поверхность счетчика.
5. В окружающем нас пространстве всегда присутствует фоновое излучение, которое регистрируется счетчиком. Кроме того, сам источник испускает не только α -излучение, но и сопутствующее β - и γ -излучение. При выполнении работы необходимо предварительно определить уровень фонового излучения и сопутствующего излучения источника, с тем, чтобы в дальнейшем учесть эту величину. Для этого установите между источником и счетчиком лист бумаги и проведите измерение числа фоновых импульсов $N_{\text{ф}}$ при различных положениях источника излучений в диапазоне (1–8) см. Измерения следует проводить с шагом 5 мм. Время измерения подберите, исходя из уровня излучения источника в пределах (30–50) с.
6. Проведите измерение зависимости числа N импульсов от расстояния x между источником и приемником излучения в полном потоке излучения. Режим счета аналогичен пункту 5.
7. По окончании работы необходимо нажать кнопку СБРОС, после чего выключить питание установки выключателем СЕТЬ и закрыть рабочую поверхность счетчика защитной шторкой.

Обработка результатов измерений

1. Рассчитайте число импульсов N , приходящееся на долю альфа-частиц $N = N - N_{\text{ф}}$.
2. Постройте график зависимости $N = f(x)$ и определите по нему значение эффективного и максимального пробега α -частиц.
5. Выполните численное дифференцирование функции $N = f(x)$ и постройте график функции dN/dx . Результаты измерений и вычислений занесите в таблицу 1.

Таблица 1

x	N	$N_{\text{ф}}$	N	dN/dx

6. По максимуму функции dN/dx определите средний пробег $R_{\text{ср}}$ альфа-частиц. Сравните среднее, эффективное и максимальное значение величины пробега.
7. По среднему пробегу определите энергию α -частиц в соответствии с формулой (8).

Контрольные вопросы

1. Основные характеристики α -частиц?
2. Какие процессы приводят к торможению α -частиц в веществе? Какую роль играют при этом электроны и ядра атомов среды?
3. Что называется, средним пробегом α -частиц в поглотителе?
4. Как связаны длина пробега и энергия α -частиц в любом веществе?
5. Что такое параметр разброса и чем он определяется?
6. Какой детектор применяется для регистрации α -частиц.
7. В чём состоит закон Гейгера – Нэттола?

Лабораторная работа № 9

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭНЕРГИИ β -ИЗЛУЧЕНИЯ

Цель работы: определение эффективного пробега β -частиц в алюминии, исследование зависимости потока β -частиц от толщины слоя алюминиевых фильтров, определение граничной энергии β -спектра двумя методами.

Методические указания

Бета-распадом называется самопроизвольный радиоактивный процесс, в котором исходное ядро превращается в другое ядро с тем же массовым числом A , но с зарядовым числом Z , отличающимся от исходного на ± 1 . При этом из ядра выбрасывается электрон или позитрон.

Характерной особенностью спонтанного β -распада является непрерывное распределение электронов по энергиям. Это обстоятельство вызвано тем, что в результате распада ядра кроме электрона ${}^0_{-1}\beta$ (или позитрона ${}^0_{+1}\beta$) образуется еще одна элементарная частица – антинейтрино $\bar{\nu}$ (или нейтрино ν), которая уносит часть энергии. В настоящей работе в дальнейшем рассматривается распад с образованием электронов.

Реакция β -распада с вылетом электрона выражается общей формулой



Распределение энергии между двумя частицами – электроном β и антинейтрино $\bar{\nu}$ – и приводит к непрерывному спектру. Детальное исследование энергетического спектра требует применения сложной аппаратуры, например, магнитного спектрометра, однако, определение граничной энергии E_0 в спектре может быть прове-

дено сравнительно простыми измерениями пробега β -частиц в веществе.

Пучки электронов β -распада имеют в своем составе много электронов с низкой энергией E (рис. 1). Так как такие электроны особенно эффективно рассеиваются веществом и быстро выбывают из потока частиц, то распределение электронов β -распада по толщине слоя вещества оказывается сложным.

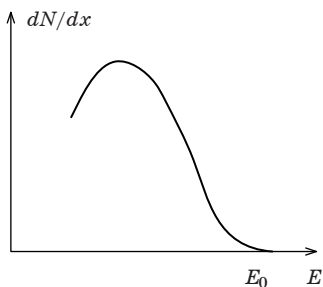


Рис. 1

При увеличении толщины поглотителя x , находящегося между источником и приемником излучения, число регистрируемых счетчиком электронов будет уменьшаться. Величина $x_{\max}$, при которой поглотятся самые быстрые электроны, испускаемые источником, называется *эффективным пробегом R* .

Величина R определяется максимальной *граничной энергией E_0* и материалом поглотителя. Связь между этими величинами удобнее определять, введя *эффективный массовый пробег*

$$R = R/\rho, \quad (2)$$

который почти не зависит от рода поглотителя. Здесь ρ – плотность вещества поглотителя, выраженная в г/см³, R – в см. Эффективный массовый пробег R связан с максимальной энергией E_0 β -спектра следующими эмпирическими соотношениями:

$$R = (0,54 \cdot E_0 - 0,13) \text{ при } 0,8 < E_0 < 3 \text{ МэВ}, \quad (3)$$

и

$$R = 0,41 \cdot E_0^{1,4} \text{ при } 0,15 < E_0 < 0,8 \text{ МэВ}, \quad (4)$$

где E_0 измеряется в МэВ, R – в г/см².

Однако определение энергии E_0 осложняется тем, что вблизи граничного значения спектр не имеет резкой границы. К тому же величина $x_{\max}$, а значит, и R могут существенно зависеть от интенсивности применяемого источника и времени измерения (табл. 1).

Таблица 1

Значения слоев половинного поглощения $x_{1/2}$ β -частиц в алюминии при различных максимальных значениях энергии E_0 (МэВ) β -спектра

E_0 , МэВ	$x_{1/2}$, см	E_0 , МэВ	$x_{1/2}$, см	E_0 , МэВ	$x_{1/2}$, см
0,02	$1,1 \cdot 10^{-4}$	0,30	$2,59 \cdot 10^{-3}$	2,6	$6,67 \cdot 10^{-2}$
0,04	$2,3 \cdot 10^{-4}$	0,40	$4,33 \cdot 10^{-3}$	2,8	$7,22 \cdot 10^{-2}$
0,06	$3,7 \cdot 10^{-4}$	0,50	$6,48 \cdot 10^{-3}$	3,0	$7,78 \cdot 10^{-2}$
0,08	$5,6 \cdot 10^{-4}$	0,60	$8,89 \cdot 10^{-3}$	3,2	$8,26 \cdot 10^{-2}$
0,10	$6,7 \cdot 10^{-4}$	0,80	$1,37 \cdot 10^{-2}$	3,4	$8,82 \cdot 10^{-2}$
0,12	$8,4 \cdot 10^{-4}$	1,0	$1,96 \cdot 10^{-2}$	3,6	$9,26 \cdot 10^{-2}$
0,14	$9,3 \cdot 10^{-4}$	1,2	$2,59 \cdot 10^{-2}$	3,8	$9,82 \cdot 10^{-2}$
0,16	$1,04 \cdot 10^{-3}$	1,4	$3,22 \cdot 10^{-2}$	4,0	$1,04 \cdot 10^{-1}$
0,18	$1,22 \cdot 10^{-3}$	1,6	$3,96 \cdot 10^{-2}$	4,2	$1,07 \cdot 10^{-1}$
0,20	$1,44 \cdot 10^{-3}$	1,8	$4,48 \cdot 10^{-2}$	4,4	$1,13 \cdot 10^{-1}$
0,22	$1,67 \cdot 10^{-3}$	2,0	$5,19 \cdot 10^{-2}$	4,6	$1,19 \cdot 10^{-1}$
0,24	$1,85 \cdot 10^{-3}$	2,2	$5,56 \cdot 10^{-2}$	4,8	$1,24 \cdot 10^{-1}$
0,26	$2,07 \cdot 10^{-3}$	2,3	$5,89 \cdot 10^{-2}$	5,0	$1,30 \cdot 10^{-1}$
0,28	$2,33 \cdot 10^{-3}$	2,4	$6,62 \cdot 10^{-2}$		

Такого рода задача обычно решается методом экстраполяции: искомая величина определяется не по одной точке, соответствующей уменьшению скорости счета β -частиц до нуля, а по ряду точек.

Практически хорошие результаты получаются при построении графика $N(x)$ в полулогарифмическом масштабе, т. е., $\lg N = f(x)$. При значениях толщины поглотителя, больших R , величина логарифма постоянна и равна $\lg N_\Phi$ (N_Φ – скорость счета, соответствующая фону). При значениях x , меньших R , изменение $\lg N$ с ростом значения x происходит практически линейно. Точка пересечения двух экстраполяционных прямых и дает величину R . Затем можно рассчитать по формуле (2) значение эффективного массового пробега R и по соответствующим формулам (3) и (4) найти значение граничной энергии спектра E_0 .

Из графиков зависимости $N(x)$ и $\lg N = f(x)$ можно получить еще одну характеристику процесса взаимодействия потока электронов с веществом поглотителя – величину слоя половинного поглощения энергии $x_{1/2}$. Значения слоев половинного поглощения $x_{1/2}$ (см) β -частиц в алюминии при различных максимальных значениях энергии E_0 (МэВ) электронов представлены в табл. 1.

Более точный метод был разработан Блейером и Цюнти. Они предложили измерять толщину поглотителя, при которой интенсивность падает в 2^n раз, где $n=1, 2, 3, 4, 5$ и т. д. Граничная энергия определяется с помощью кривых, изображенных на рис. 2. По оси абсцисс откладывается толщина слоя поглотителя (алюминия), приводящая к уменьшению потока β -частиц в $2^1, 2^2, 2^3, \dots, 2^n$ раз, а по оси ординат – граничная энергия β -частиц E_0 . Кривые обозна-

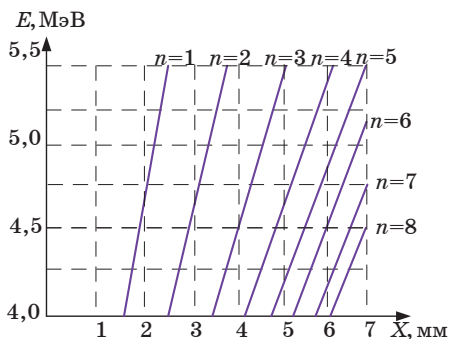


Рис. 2

чены цифрами, соответствующими показателю степени n членов ряда.

Для определения граничной энергии этим методом надо сначала найти по кривой поглощения значения толщины поглотителя, при которых интенсивность потока частиц уменьшается в $2^1, 2^2, 2^3, \dots$ раз. Затем по графику, представленному на рис. 2, находят ряд значений E_0 , которые наносят на график $E_{0n} = f(n)$ и получают кривую с горизонтальной асимптотой. Предельное значение E_0 и дает искомое значение граничной энергии β -спектра.

Описание лабораторной установки

Принцип действия установки основан на регистрации β -частиц при помощи счетчика ионизирующего излучения (счетчик Гейгера). Электроны ионизуют газ, которым наполнен счетчик и вызывают кратковременные разряды (импульсы), регистрируемые установкой. Блок-схема установки представлена на рис. 3.

Объект исследования представляет собой конструктивно законченный блок, подключаемый к измерительному устройству с помощью кабеля. Он состоит из источника β -частиц 1, счетчика Гейгера 2, высоковольтного преобразователя для питания счетчика 3, устройства формирования импульсов, поступающих со счетчика, по амплитуде и длительности 4, измерительного устройства 5, а также механизма регулирования расстояния и набора алюминиевых фильтров разной толщины. Диапазон расстояний от источника β -частиц до счетчика составляет от 5 до 90 мм, погрешность установки расстояний не превышает 0,5 мм. Источник β -частиц помещен в держателе источника. Набор алюминиевых фильтров (выдается преподавателем) предназначен для изменения толщины фильтра при изучении поглощения β -частиц.

Установка состоит из двух основных частей: объекта исследования и измерительного устройства, соединяемых кабелем.

Измерительное устройство 5, в свою очередь, включает: блок питания, блок управления и индикации, таймер и узел пересчета

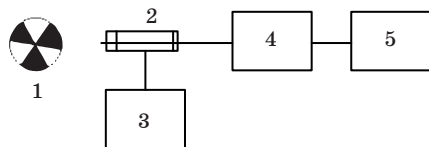


Рис. 3

импульсов. На его передней панели размещены кнопки управления «СТОП», «СБРОС», «ИЗМЕРЕНИЕ», «ВРЕМЯ», «+», «-», «УСТАНОВКА» и табло «КОЛИЧЕСТВО ЧАСТИЦ» и «СЕКУНДЫ». Погрешность измерения времени таймером составляет не более 1 %, погрешность измерения импульсов не превышает 2%. На задней панели расположены выключатель СЕТЬ.

Порядок выполнения работы

До начала измерений необходимо ознакомиться с установкой, изучить принцип действия счетного устройства для β -частиц и научиться им пользоваться.

Поскольку источник испускает не только β -излучение, но и α - и γ -излучение, не следует снимать защитную шторку счетчика, поскольку этот элемент установки пропускает практически только исследуемое β -излучение.

1. Включите установку и дайте ей прогреться в течение 1 мин. При этом загорится табло «время 10.0 сек».

2. Нажмите кнопку «СБРОС», при этом во всех разрядах индикатора количества частиц должны загореться нули.

3. Нажмите кнопку «УСТАНОВКА» и при помощи кнопок «+» и «-» установите необходимое время измерения t (20 с, 30 с или 50 сек – по указанию преподавателя).

4. Нажмите кнопку «ИЗМЕРЕНИЕ», при этом должны появиться и нарастать показания количества частиц и времени (в секундах). По истечении времени экспозиции счет импульсов автоматически прекращается. При необходимости остановки измерения необходимо нажать кнопку «СТОП», при этом изменение показаний счетчиков должно прекратиться. После окончания измерений нажмите кнопку «СБРОС».

5. Измерьте количество регистрируемых β -частиц в течение заданного времени t :

1) без поглотителя ($x=0$) на среднем расстоянии (4×5 см) от источника частиц до счетчика;

2) с поглотителями различной толщины (алюминиевыми фильмами), вводя в кассету алюминиевые пластины в необходимом количестве, постепенно увеличивая их число. Каждое измерение произвести на среднем (4×5 см) расстоянии от источника до счетчика не менее 5 раз.

Замечание. Для определения величин R и E_0 целесообразно в начале эксперимента приближенно найти значение $x_{\max}$, а затем

точно исследовать функцию $N(x)$ вблизи этого значения. Поэтому весь цикл измерения следует разбить на два этапа. На первом этапе изменение толщины поглотителя проводится скачками, с использованием поглощающих пластин алюминия большей толщины, и определяется примерное значение R , а на втором этапе используется тонкая фольга.

6. По окончании работы отключите установку от сети.

Результаты измерений количества β -частиц с алюминиевыми поглотителями различной толщины x и без них следует занести в табл. 2.

Таблица 2

1 этап			2 этап		
t , с	x , см	N , импульсы	t , с	x , мм	N , импульсы

Порядок обработки результатов измерений

1. Постройте график зависимости числа регистрируемых β -частиц от толщины алюминиевого поглотителя x в линейном $N=f(x)$ и полулогарифмическом масштабе $\lg N=f(x)$. По второму графику определите эффективный линейный пробег R β -частиц и по формулам (2)–(4) рассчитайте эффективный массовый пробег R и значение граничной энергии E_0 . Плотность алюминия $\rho=2,7$ г/см³.

2. По графикам $N=f(x)$ и $\lg N=f(x)$ определите значение слоя половинного поглощения энергии электронов в алюминии $x_{1/2}$ (см) и сравните его с табличным значением при соответствующем ему значении граничной энергии E_0 (МэВ) (табл. 1).

3. С помощью метода Блейера и Цюнти получите уточненное значение граничной энергии E_0 . Найдите по кривой поглощения значения толщин поглотителя, при которых интенсивность частиц уменьшается в $2^1, 2^2, 2^3, \dots, 2^n$ раз. Затем по рис. 2 найдите ряд значений E_0 и постройте график $E_{0n}=f(n)$. Определите из графика уточненное значение граничной энергии.

4. Сравните полученное значение E_0 с результатом, полученным в пункте 1.

Контрольные вопросы

1. Какие частицы испускает атомное ядро при β_- -распаде? β_+ -распаде?

2. Как изменяется соотношение между числом нейтронов и протонов в ядре в результате его β_- -распада? β_+ -распада? К-захвата?

3. Как согласуется непрерывность энергетического бета-спектра с дискретной энергетической структурой атомного ядра?

4. Объясните принцип действия счетчика Гейгера.

Лабораторная работа № 10

ОПЫТЫ А. Г. СТОЛЕТОВА ПО ИЗУЧЕНИЮ ФОТОЭФФЕКТА

Цель работы: изучение законов фотоэффекта, экспериментальная проверка уравнения Эйнштейна, определение постоянной Планка и работы выхода материала фотокатода.

Методические указания

Внешний фотоэффект – воздействие электромагнитного излучения на вещество, в результате которого происходит испускание электронов с поверхности облучаемого тела. Вырывающиеся с поверхности металла электроны (фотоэлектроны) создают фототок во внешнем электрическом поле.

Зависимость фототока от напряжения $I(U)$ на фотоэлементе, называемая вольтамперной характеристикой, является нелинейной. С ростом U фототок сначала растет, а затем достигает насыщения $I_{\text{нас}}$ (рис. 1).

При неизменном спектральном составе света, падающего на фотоэлемент, фототок насыщения пропорционален интенсивности излучения (закон Столетова).

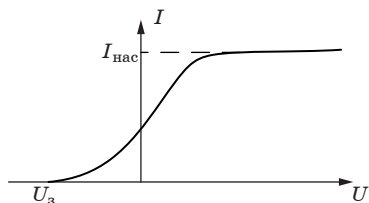


Рис. 1

Фототок наблюдается и при подаче на фотоэлемент отрицательного задерживающего напряжения. Этот факт говорит о наличии у вылетающих фотоэлектронов некоторой начальной кинетической энергии. При росте задерживающего напряжения фототок убывает, а затем обращается в нуль. Величина соответствующего запирающего напряжения U_z связана с максимальной скоростью v_{max} вылета фотоэлектронов соотношением

$$mv_{\text{max}}^2/2 = eU_z, \quad (1)$$

где e и m – заряд и масса электрона.

Фотоэффект имеет закономерности, не объяснимые с точки зрения волновой теории света:

1. Фототок возникает только если частота падающего на фотоэлемент света больше некоторого значения $\nu_{\text{гр}}$. Эта граничная минимальная частота зависит только от материала катода фотоэлемента и состояния его поверхности. Соответствующую длину волны $\lambda_{\text{гр}} = c/\nu_{\text{гр}}$ называют красной границей фотоэффекта.

2. Максимальная кинетическая энергия $E_{\text{кин}}$ фотоэлектронов не зависит от интенсивности света. Для фотокатода эта энергия определяется частотой падающего света. Иными словами, задерживающее напряжение U_3 зависит от частоты света и не зависит от интенсивности.

Закономерности фотоэффекта получили объяснение в рамках представления о квантах света (А. Эйнштейн, 1905 год). Падающий на поверхность фотокатода фотон поглощается, отдавая энергию $h\nu$ электрону. Часть этой энергии затрачивается на то, чтобы вырвать электрон из вещества, то есть совершить работу выхода $A_{\text{вых}}$. Другая часть преобразуется в кинетическую энергию электрона. Уравнение Эйнштейна для внешнего фотоэффекта имеет вид

$$h\nu = A_{\text{вых}} + mv^2/2. \quad (2)$$

Из (2) следует, что фотоэффект возможен лишь при $h\nu \geq A_{\text{вых}}$, то есть эффект имеет красную границу

$$\nu_{\text{гр}} = A_{\text{вых}}/h. \quad (3)$$

С учетом выражения (1) уравнение (2) можно переписать в виде

$$U_3 = h\nu/e - A_{\text{вых}}/e. \quad (4)$$

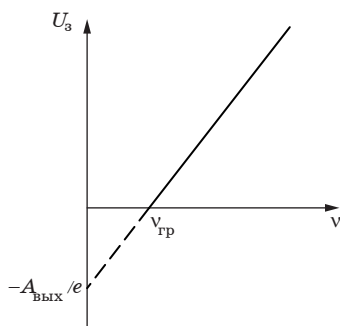


Рис. 2

Итак, для фотоэлектронов запирающее напряжение линейно зависит от частоты падающего света (рис. 2).

В силу условия (1) реальному явлению соответствует не весь график функции $U_3 = U_3(\nu)$, а только верхняя часть прямой, т. е. значения $U_3 \geq 0$. График пересекает ось абсцисс ($U=0$) как раз при значении частоты $\nu = A_{\text{вых}}/h$, соответствующем красной границе эффекта. Экстраполируя график до пересечения с осью ординат, можно графически определить величину $A_{\text{вых}}/e$ (тем самым и работу выхода $A_{\text{вых}}$). Тангенс угла наклона прямой равен $\Delta U_3/\Delta \nu = h/e$, что позволяет найти по графику значение постоянной Планка

$$h = e(\Delta U_3/\Delta \nu). \quad (5)$$

Описание лабораторной установки

В состав установки входит осветитель 1 (ртутная лампа) с вентилятором, блок интерференционных фильтров 2, устройство регу-

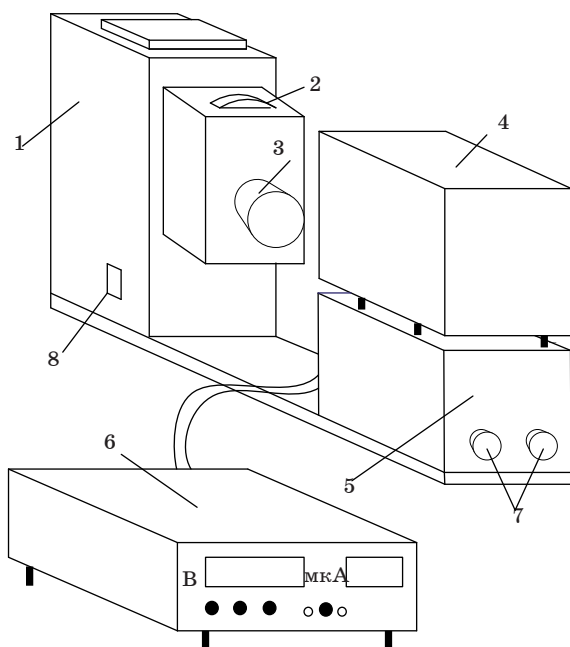


Рис. 3

лировки освещенности 3, фотоприемник 4, усилитель фототока 5, комбинированный измерительный прибор 6 (рис. 3).

Блок светофильтров имеет четыре положения «1, 2, 3, 4», соответствующих четырем светофильтрам с заданными длинами волн и особые положения «0» и «5». Положение «0» соответствует прохождению света без светофильтра. Положение «5» перекрывает световой поток и используется для установки ноля фототока.

На блоке усилителя фототока расположены регуляторы баланса усилителя 7 «Грубо» и «Точно».

Устройство регулировки интенсивности 3 при измерениях должно находиться в положении максимального пропускания.

Измерительный прибор позволяет:

а) устанавливать и измерять напряжение U , управляющее фототоком: ускоряющее в *прямом режиме* измерения, задерживающее – в *обратном режиме*;

б) измерять фототок.

На передней панели размещены:

– кнопка «Прямая- Обратная» с соответствующими индикаторами, позволяющая включать (переключать) режим измерения;

– кнопки «+», «-» и «СБРОС», предназначенные для регулирования напряжения на фотоэлементе. Напряжение удаётся изменять только скачкообразно, с некоторым минимальным шагом; скачок можно сделать более крупным, если задержать кнопку в нажатом состоянии;

– индикаторы «В» и «мкА», предназначенные для измерения величины напряжения на фотоэлементе и фототока.

Измерительный прибор рассчитан на диапазон измерений (0–40) В.

Включатель измерительного устройства «Сеть» находится на задней панели. Устройство с помощью шнура подключают к сети напряжением 220 В, 50 Гц.

Порядок выполнения работы

До начала измерений следует внимательно ознакомиться с установкой.

Длина волны λ пропускания светофильтров:

1 – 407 нм – фиолетовая;

2 – 435 нм – синяя;

3 – 546 нм – зелёная;

4 – 578 нм – жёлтая.

Приведение установки в рабочее состояние

1. Подключите сетевые шнуры лабораторной установки к сети. При этом включается вентилятор ртутной лампы.

2. Включите измерительное устройство тумблером на его задней панели. При этом должны загореться индикаторы «Обратная», «В» и «мкА». На индикаторе «В» должны установиться нули.

3. Дайте прибору прогреться около 5 минут.

4. С помощью ручек «Грубо» и «Точно» установите нулевое значение на индикаторе «мкА». Кнопка «Прямая – Обратная» при этом должна быть в положении «Обратная».

5. Включите тумблер 8 «Сеть», расположенный на корпусе осветителя.

6. Дайте лампе осветителя прогреться около 15 минут.

При длительной работе установки требуется 15-минутные перерывы после 45 минут работы.

Задание 1. Исследование прямой ветви вольтамперной характеристики (ВАХ) фотоэлемента.

1.1. Установите режим «прямого» (ускоряющего) напряжения с помощью кнопки «Прямая – Обратная».

1.2. Выберите положение «1» блока светофильтров. Изменяя значения напряжения с помощью кнопок «+» и «-» и считывая соответствующие показания фототока с цифрового микроамперметра (индикатор «мкА»), получите данные для построения вольтамперной характеристики.

При наблюдении эффекта насыщения фототока следует ограничиться значениями U не более (25–30) В, поскольку насыщение наступает при меньших значениях U . Критерием насыщения можно считать стабилизацию значений фототока с точностью до (1–2)%.

1.3. Подготовьте установку к проведению аналогичных измерений с другим светофильтром. Для этого диск со светофильтрами надо установить в положение «5» и проверить установку нуля тока при нулевом значении напряжения. Обязательно убедитесь, что индикатор на панели измерительного устройства находится в режиме «Обратная». При необходимости с помощью ручек «Грубо» и «Точно» установите нулевое значение на индикаторе «мкА».

1.4. Указанные измерения следует провести для всех четырех светофильтров.

Задание 2. Исследование вольтамперной характеристики фотоэлемента при обратном напряжении.

2.1. Установите режим обратного напряжения с помощью кнопки «Прямая- Обратная».

2.2. Установите необходимый светофильтр из набора «1–4».

2.3. Изменяя значения напряжения с помощью кнопок «+» и «-» и считывая соответствующие показания фототока с цифрового микроамперметра, получите данные для анализа вольтамперной характеристики. При этом надо увеличивать абсолютную величину напряжения от нуля до предельного значения, при котором ток обращается в нуль. Это значение и есть U_3 .

2.4. Указанные измерения следует провести для всех четырех светофильтров.

Выключение установки.

По окончании работы обязательно отключить питание лабораторной установки.

Обработка результатов измерений

1. Построить ВАХ (графики $I = f(U)$) для каждого из исследованных светофильтров.

2. Представить в виде таблицы данные о зависимости запирающего напряжения U_3 от длины волны λ светофильтра и от частоты ν .

3. Используя известные значения постоянных h и e , вычислить работу выхода $A_{\text{вых}}$ и частоту красной границы $\nu_{\text{гр}}$ по формулам

$$A_{\text{вых}} = h\nu - eU_3 \quad (6)$$

и

$$\nu_{\text{гр}} = \nu - eU_3/h. \quad (7)$$

Оценить погрешность найденных значений. Относительная ошибка измерения U_3 и I – 4%.

4. Построить график зависимости U_3 от частоты ν (рис. 2). Найти по графику угловой коэффициент этой прямой, а затем вычислить значение постоянной Планка h по формуле (5). Используя тот же график, определить работу выхода, граничную частоту $\nu_{\text{гр}}$ и красную границу материала фотокатода $\lambda_{\text{г}}$.

5. Сравнить результаты, полученные в пп. 3 и 4.

Контрольные вопросы

1. Что такое внешний фотоэлектрический эффект?
2. Объясните устройство и принцип работы фотоэлемента.
3. Нарисуйте вольтамперную характеристику фотоэлемента.
4. Сформулируйте основные законы фотоэффекта.
5. В чём состоит невозможность объяснения законов внешнего фотоэффекта в волновой оптике? Изложите гипотезу Эйнштейна о фотонах.
6. Получите уравнение Эйнштейна для фотоэффекта; объясните его смысл.
7. Что такое «красная граница» фотоэффекта? Запишите выражение для красной границы.
8. Что показывает интегральная чувствительность фотоэлемента?

СПРАВОЧНАЯ ИНФОРМАЦИЯ

1. Значения фундаментальных физических постоянных

Постоянная Стефана – Больцмана	$\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}^4)$
Постоянная Вина	$b = 2,90 \cdot 10^{-3} \text{ м} \cdot \text{К}$
Постоянная Планка	$\hbar = 1,0546 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}$ $h = 2\pi\hbar = 6,626 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}$
Скорость света в вакууме	$c = 2,998 \cdot 10^8 \text{ м/с}$
Постоянная Больцмана	$k_B = 1,3807 \cdot 10^{-23} \text{ Дж/К}$
Заряд электрона	$e = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$
Масса покоя электрона	$m_e = 9,11 \cdot 10^{-31} \text{ кг}$
Масса покоя протона	$m_p = 1,6726 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$
Масса покоя нейтрона	$m_n = 1,6750 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$
Нормальные условия	$t = 0\text{С}, p = 760 \text{ мм. рт. ст.}$
Комптоновская длина волны электрона	$\lambda_c = 2,43 \cdot 10^{-12} \text{ м}$
Гравитационная постоянная	$G = 6,6726 \cdot 10^{-11} \text{ м}^3/(\text{кг} \cdot \text{с}^2)$
Электрическая постоянная	$\varepsilon_0 = 8,8510 \cdot 10^{-12} \text{ Ф/м}$
Число Авогадро	$N_A = 6,022 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1}$
Универсальная газовая постоянная	$R = 8,314 \text{ Дж}/(\text{К} \cdot \text{моль})$

2. внесистемные единицы измерения

Электрон-вольт: $1 \text{ эВ} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$.

Килоэлектрон-вольт: $1 \text{ кэВ} = 10^3 \text{ эВ}$.

Мегаэлектрон-вольт: $1 \text{ МэВ} = 10^6 \text{ эВ}$.

Миллиметр ртутного столба 1 мм рт. ст. (1 Торр) = 133,0 Па.

Ангстрем $1 \text{ Э} = 10^{-10} \text{ м}$.

Температура в градусах Цельсия $t\text{С} = T - 273 \text{ К}$.

Атомная единица массы $1 \text{ а.е.м.} = 1,66 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$.

3. Приставки, используемые при образовании единиц измерения

Фемто-	ф	10^{-15}
Пико-	п	10^{-12}
Нано-	н	10^{-9}
Микро-	мк	10^{-6}
Милли-	м	10^{-3}

Кило-	к	10^3
Мега-	М	10^6

4. Излучение абсолютно черного тела при яркостной температуре излучателя $t_{\text{я}} = 2500\text{С}$ в диапазоне (0,40–0,65) мкм

λ , нм	$\varepsilon(\lambda, T)$, Вт/м ³	λ , нм	$\varepsilon(\lambda, T)$, Вт/м ³
0,40	$3,68 \cdot 10^{11}$	0,53	$15,17 \cdot 10^{11}$
0,42	$4,99 \cdot 10^{11}$	0,56	$18,34 \cdot 10^{11}$
0,44	$6,50 \cdot 10^{11}$	0,59	$21,45 \cdot 10^{11}$
0,46	$8,25 \cdot 10^{11}$	0,62	$24,42 \cdot 10^{11}$
0,48	$10,07 \cdot 10^{11}$	0,65	$27,16 \cdot 10^{11}$
0,50	$12,05 \cdot 10^{11}$	0,68	$29,61 \cdot 10^{11}$

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. *Савельев, И. В.* Курс физики: учеб. пособие: в 3 т. / И. В. Савельев. 7-е изд., стер. СПб.: Лань, [б. г.]. Т. 3: Квантовая оптика. Атомная физика. Физика твердого тела. Физика атомного ядра и элементарных частиц. 2019. 308 с. // Лань: электронно-библиотечная система. URL: <https://e.lanbook.com/book/117716> (дата обращения: 12.09.2021). Режим доступа: для авториз. пользователей.

2. *Яворский, Б. М.* Основы физики: учебник для вузов: в 2 т. Т. 2. Колебания и волны. Квантовая физика. Физика ядра и элементарных частиц / Б. М. Яворский, А. А. Пинский; под. ред. Ю. И. Дика. 5-е изд., стер. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2003. 552 с. URL: <https://znanium.com/catalog/product/1223527> (дата обращения: 12.09.2021). Режим доступа: по подписке.

3. *Иродов, И. Е.* Квантовая физика. Основные законы / И. Е. Иродов, 7-е изд., эл. М.: Лаборатория знаний, 2017. 261 с. URL: <https://znanium.com/catalog/product/540349> (дата обращения: 12.09.2021). Режим доступа: по подписке.

4. *Сивухин, Д. В.* Общий курс физики: учеб. пособие для вузов: В 5 т. Т. 4: Оптика / Д. В. Сивухин. 3-е изд. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2002. 792 с. URL: <https://znanium.com/catalog/product/944794> (дата обращения: 12.09.2021). Режим доступа: по подписке.

5. *Сивухин, Д. В.* Общий курс физики: учеб. пособие. В 5 т. Т. 5: Атомная и ядерная физика / Д. В. Сивухин. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2008. 784 с. URL: <https://znanium.com/catalog/product/944829> (дата обращения: 12.09.2021). Режим доступа: по подписке.

6. *Трофимова, Т. И.* Курс физики: учеб. пособие для студ. учреждений высш. образования / Т. И. Трофимова. 22-е изд., стер. М.: Издательский центр «Академия», 2020. 560 с.

7. *Бондарев, Б. В.* Курс общей физики в 3 кн. Книга 2: электромагнетизм, оптика, квантовая физика: учебник для бакалавров / Б. В. Бондарев, Н. П. Калашников, Г. Г. Спирин. 2-е изд. М.: Юрайт, 2019. 441 с. (Бакалавр. Академический курс) // Образовательная платформа Юрайт [сайт]. URL: <https://urait.ru/bcode/425490> (дата обращения: 12.09.2021).

Содержание

Лабораторная работа № 1.	
Проверка законов теплового излучения.....	3
Лабораторная работа № 2.	
Изучение спектра атома водорода с помощью дифракционного спектрометра.....	12
Лабораторная работа № 3.	
Изучение зависимости электрического сопротивления металлов и полупроводников от температуры	26
Лабораторная работа № 4.	
Определение удельного заряда электрона	38
Лабораторная работа № 5.	
Эффект Холла в германии	42
Лабораторная работа № 6.	
Определение ширины запрещенной зоны полупроводников ...	49
Лабораторная работа № 7.	
Определение потенциалов возбуждения атомов	57
Лабораторная работа № 8.	
Определение энергии альфа-частиц по пробегу в воздухе	66
Лабораторная работа № 9.	
Исследование энергии β -излучения	74
Лабораторная работа № 10.	
Опыты Столетова по изучению фотоэффекта	81
Справочная информация.....	87
Библиографический список.....	89