

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение
высшего образования

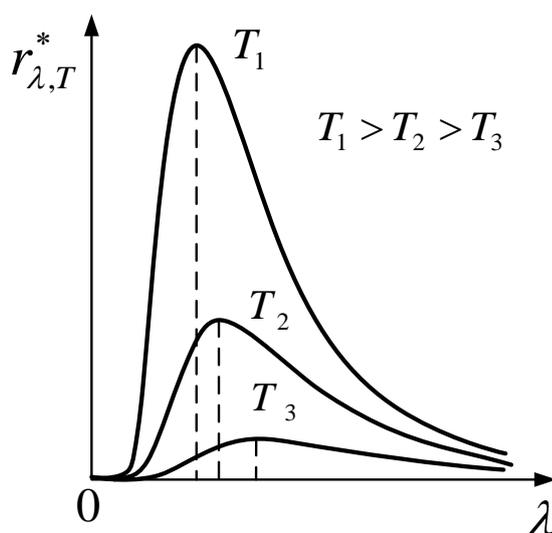
«Воронежский государственный технический университет»

Кафедра физики

КВАНТОВАЯ ФИЗИКА

МЕТОДИЧЕСКИЕ УКАЗАНИЯ

к выполнению лабораторных работ по дисциплине «Физика»
для студентов всех технических специальностей
всех форм обучения



Воронеж 2021

УДК 530.145(07)
ББК 22.315я7

Составители:

канд.физ.-мат. наук А. Г. Москаленко
канд.физ.-мат. наук Е. П. Татьяна
канд.физ.-мат. наук Т. Л. Тураева
канд.физ.-мат. наук О. С. Хабарова

Квантовая физика: методические указания к выполнению лабораторных работ / ФГБОУ ВО «Воронежский государственный технический университет»; сост. А. Г. Москаленко, Е. П. Татьяна, Т. Л. Тураева, О. С. Хабарова. – Воронеж: Изд-во ВГТУ, 2021. – 38 с.

Содержат теоретический материал, необходимый для выполнения лабораторных работ по разделу «Квантовая физика» дисциплины «Физика». Дано описание методик измерения, приборов и порядок выполнения лабораторных работ в учебных лабораториях кафедры физики ВГТУ.

Предназначены для студентов всех технических специальностей всех форм обучения.

Методические указания подготовлены в электронном виде и содержатся в файле ЛР_Кв.физика.pdf.

Ил. 28. Табл. 10. Библиогр.: 4 назв.

УДК 530.145(07)
ББК 22.315я7

Рецензент – Е. В. Шведов, д-р. физ.-мат. наук, проф.
кафедры физики ВГТУ

*Издается по решению редакционно-издательского совета
Воронежского государственного технического университета*

ВВЕДЕНИЕ

Лабораторные работы относятся к основным видам учебных занятий, направленных на экспериментальное подтверждение теоретических положений и формирование учебных и профессиональных практических умений и составляют важную часть теоретической и профессиональной практической подготовки.

Настоящие методические указания определяют планирование, организацию и проведение лабораторных работ по разделу «Квантовая физика» дисциплины «Физика». Дано описание методик измерения, приборов и порядок выполнения лабораторных работ в учебных лабораториях кафедры физики ВГТУ.

Предназначены для студентов всех технических специальностей всех форм обучения.

1. ТЕПЛОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

1.1. Теоретическое введение

Тепловым излучением называется электромагнитное излучение, испускаемое телами за счет их внутренней энергии. Отличительным свойством теплового излучения является равновесность. Если излучающее тело окружить оболочкой с идеально отражающей поверхностью, то через некоторое время эта система придет в состояние теплового равновесия, при котором расход энергии тела на излучение компенсируется энергией поглощенного им излучения для каждой длины волны. Следует отметить, что равновесное тепловое излучение не зависит от природы тел, а зависит только от его температуры.

Основными характеристиками теплового излучения являются испускательная и поглощательная способности.

Испускательная способность $r_{\lambda,T}$ системы равна энергии электромагнитных волн, излучаемых за единицу времени с единицы площади поверхности тела в узком интервале длин волн от λ до $\lambda+d\lambda$ (или частот от ν до $\nu+d\nu$):

$$r_{\lambda,T} = \frac{dW}{Std\lambda}. \quad (1.1)$$

Эту величину называют также спектральной плотностью энергетической светимости тела.

Энергетическая светимость тела R_T равна энергии электромагнитных волн всевозможных длин волн (или частот), излучаемых за единицу времени с единицы поверхности тела:

$$R_T = \frac{W}{St}. \quad (1.2)$$

Энергетическую светимость можно вычислить путем интегрирования спектральной плотности энергетической светимости по всему диапазону длин волн (или частот):

$$R_T = \int_0^{\infty} r_{\lambda,T} d\lambda = \int_0^{\infty} r_{\nu,T} d\nu. \quad (1.3)$$

Спектральной поглощательной способностью тела называется безразмерная величина $\alpha_{\lambda,T}$, показывающая, какая доля энергии электромагнитных волн с длинами волн от λ до $\lambda+d\lambda$ (или частот от ν до $\nu+d\nu$) падающих на поверхность тела, поглощается им:

$$\alpha_{\lambda,T} = \frac{dW_{\text{погл}}}{dW_{\text{пад}}}. \quad (1.4)$$

Тело, полностью поглощающее падающее на него излучение, называется абсолютно черным ($\alpha_{\lambda,T}^* = 1$). Тело, для которого поглощательная способность меньше единицы, но одинакова для всех длин волн и зависит только от температуры, называются серым телами. Таким образом, для серого тела $\alpha_{\lambda,T} = \alpha_T = \text{const} < 1$.

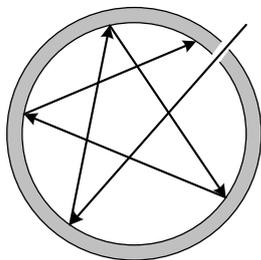


Рис. 1.1

Идеальной моделью абсолютно черного тела является замкнутая полость с небольшим отверстием, внутренняя поверхность которой зачернена (рис. 1.1). Излучение, попадающее внутрь полости, претерпевая многократные отражения от стенок, практически полностью поглощается. Испускательная способность абсолютно черного тела обозначается $r_{\lambda,T}^*$, а его энергетическая светимость R_T^* .

Кирхгоф, опираясь на второй закон термодинамики и анализируя условия равновесного излучения в изолированной системе тел, установил, что отношение спектральной плотности энергетической светимости к спектральной поглощательной способности не зависит от природы тела, оно является для всех тел универсальной функцией длины волны (частоты) и температуры (закон Кирхгофа):

$$\left(\frac{r_{\lambda,T}}{\alpha_{\lambda,T}} \right)_1 = \left(\frac{r_{\lambda,T}}{\alpha_{\lambda,T}} \right)_2 = \dots = \left(\frac{r_{\lambda,T}}{\alpha_{\lambda,T}} \right)_n = \varphi(\lambda, T). \quad (1.5)$$

Так как поглощательная способность абсолютно черного тела равна единице, то универсальная функция Кирхгофа есть не что иное, как испускательная способность абсолютно черного тела:

$$\left(\frac{r_{\lambda,T}^*}{\alpha_{\lambda,T}^*} \right) = r_{\lambda,T}^* = \varphi(\lambda, T). \quad (1.6)$$

Закон Кирхгофа описывает только тепловое излучение, являясь настолько характерным для него, что может служить надежным критерием для определения природы излучения. Излучение, которое закону Кирхгофа не подчиняется, не является тепловым. Экспериментальный спектр абсолютно черного тела имеет непрерывный характер (рис. 1.2). Площадь под кривой, численно равная энергетической светимости тела, резко возрастает с увеличением температуры, при этом максимум испускательной способности сдвигается в сторону более коротких длин волн. Так, при комнатной

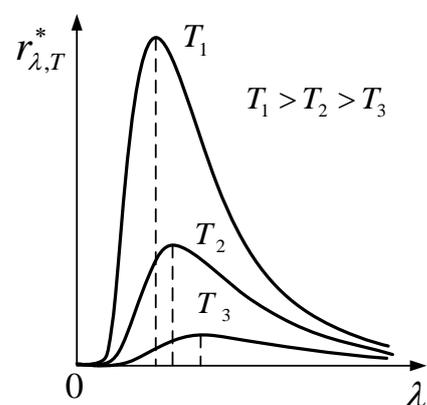


Рис. 1.2

температуре ($T=300\text{ K}$), тепловое излучение тел происходит в инфракрасном диапазоне ($\lambda=10\text{ мкм}$). С увеличением температуры светимость тел быстро возрастает, а длины волн смещаются в коротковолновую область. Если температура достигает тысяч градусов, то тела начинают излучать в видимом диапазоне длин волн ($\lambda=0,4\div 0,8\text{ мкм}$).

И. Стефан экспериментально, а Л. Больцман теоретически установили, что энергетическая светимость абсолютно черного тела пропорциональна четвертой степени его абсолютной температуры (закон Стефана-Больцмана):

$$R_T^* = \sigma T^4, \quad (1.7)$$

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

Если абсолютно черное тело окружено средой с температурой T_0 , то оно будет не только излучать, но и поглощать энергию, излучаемую самой средой. В этом случае мощность, теряемая вследствие излучения с единицы площади, выражается формулой:

$$R_T^* = \sigma(T^4 - T_0^4). \quad (1.8)$$

Для серого тела энергетическая светимость определяется по формуле:

$$R_T = \alpha R_T^* = \alpha \sigma T^4. \quad (1.9)$$

где α – поглощательная способность серого тела.

Длина волны λ_{\max} , на которую приходится максимум испускательной способности абсолютно черного тела, обратно пропорциональна абсолютной температуре (закон смещения (первый закон) Вина):

$$\lambda_{\max} = \frac{b}{T}, \quad (1.10)$$

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

Максимальная испускательная способность абсолютно черного тела возрастает пропорционально пятой степени абсолютной температуры (второй закон Вина):

$$(r_{\lambda,T}^*)_{\max} = C \cdot T^5, \quad (1.11)$$

где $C = 1,29 \cdot 10^{-5} \frac{\text{Вт}}{\text{м}^3 \text{К}^5}$ – постоянная величина.

Законы Стефана-Больцмана и Вина не давали общего решения задачи об излучении абсолютно черного тела. Необходимо было определить теоретический вид функции Кирхгофа. Рэлей и Джинс к решению данной задачи подошли с позиций электродинамики и статической физики.

Излучение в замкнутой полости рассматривалось ими как совокупность стоячих волн с определёнными собственными частотами. При этом использовался закон классической физики о равномерном распределении по степеням свободы. Полученная формула приводила к хорошему совпадению с опытами в области малых частот, но полностью расходилась в области коротких длин волн. На рис. 1.3 сопоставлены экспериментальные значения с кривой, соответствующей формуле Рэля - Джинса. Хорошо видно, что формула Рэля - Джинса верна для длинных волн и совершенно не применима для коротких. Затруднения в согласовании теории с результатами эксперимента получили название *ультрафиолетовой катастрофы*.



Рис. 1.3

В 1900 г. М.Планк пришёл к выводу о неприменимости законов классической физики к атомным осцилляторам. Он высказал гипотезу о том, что испускание энергии электромагнитного излучения атомами и молекулами возможно только отдельными порциями, которые получили название квантов энергии. Величина кванта пропорциональна частоте излучения

$$\varepsilon = h\nu, \quad (1.12)$$

где $h = 6,625 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – постоянная Планка, ν – частота излучения.

На основании этого предположения Планком была получена формула для функции Кирхгофа $\varphi(\lambda, T)$:

$$\varphi(\lambda, T) = \frac{2\pi h c^2}{\lambda^5} \cdot \left(e^{\frac{hc}{k\lambda T}} - 1 \right)^{-1}. \quad (1.13)$$

Эта формула точно согласуется с экспериментальными данными во всем интервале длин волн (рис. 1.4). Из формулы Планка получаются законы Стефана-Больцмана и Вина.

1.2. Оптическая пирометрия

Различные методы измерения температур нагретых тел по их интенсивности теплового излучения получили название пирометрии, а соответствующие приборы называются пирометрами. В области высоких температур (выше 2000°С) эти методы являются по существу единственно возможными. Рассмотрим три способа определения температуры тепловых излучателей.

Метод, основанный на законе смещения Вина. Если с помощью соответствующих приборов получить спектр излучения черного тела и определить длину волны, на которую приходится максимум излучения, то

температура тела может быть определена из формулы (1.10). Таким способом определяется температура на поверхности Солнца и звезд. Определенную таким образом температуру называют обычно цветовой температурой. Цветовая температура серых тел совпадает с истинной.

Радиационный способ. Этот способ основан на измерении энергетической светимости тела и вычислении его температуры по закону Стефана-Больцмана. Соответствующие приборы называются радиационными пирометрами. В качестве приемника излучения в этих приборах чаще всего применяют терморпару с гальванометром. Проградуировав предварительно гальванометр по абсолютно черному телу с известной температурой, можно использовать его показания для измерения исследуемой температуры многих материалов.

Если исследуется не черное тело, то показания радиационного пирометра дают не истинную температуру, а так называемую радиационную температуру. Связь между истинной и радиационной температурой для многих технически важных материалов может быть найдена в справочниках.

Яркостный метод. Принцип его действия основан на сравнении излучения нагретого тела в определенном спектральном диапазоне с излучением абсолютно черного тела. Сравнение это осуществляется при помощи пирометра с исчезающей нитью, схема которого показана на рис. 1.4.

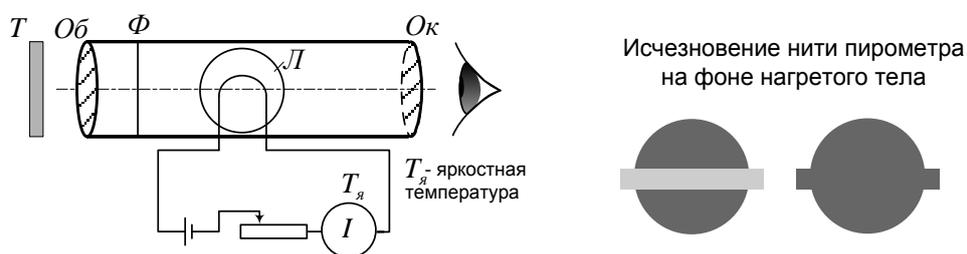


Рис.1.4. Схема пирометра

В фокусе объектива помещается электрическая лампа со специальной нитью. Объектив создает в этой же плоскости изображение поверхности исследуемого тела T . Светофильтр Φ пропускает к окуляру лишь монохроматическую часть света (красные лучи). С помощью реостата подбирается такой накал нити, чтобы ее яркость совпала с яркостью изображения тела. В этом случае нить перестает быть видимой.

Показания гальванометра предварительно градуируются по абсолютно черному телу. Если температура тела очень высока, то на пути лучей дополнительно помещается дымчатый светофильтр.

Если исследуемое светящееся тело не является абсолютно черным, то определяемая с помощью данного пирометра температура будет всегда меньше истинной. Она носит название яркостной температуры. Для определения истинной температуры необходимо знать относительную

излучательную способность тела. Для многих материалов эти значения также представлены в справочной литературе.

Пирометры применяют для дистанционного определения температуры объектов в промышленности, быту, на предприятиях, где большое значение приобретает контроль температур на различных технологических этапах производства (сталелитейная промышленность, нефтеперерабатывающая отрасль). Пирометры могут выступать в роли средства безопасного дистанционного измерения температур раскаленных объектов, что делает их незаменимыми для обеспечения должного контроля в случаях, когда физическое взаимодействие с контролируемым объектом невозможно из-за высоких температур. Их можно применять в качестве тепловизоров, для определения областей критических температур в различных производственных сферах.

Для наблюдения за распределением температуры исследуемой поверхности используют тепловизоры. Распределение температуры отображается на дисплее как цветная картинка, где разным температурам соответствуют разные цвета. Тепловизоры применяют для контроля теплоизоляции помещений, как приборы ночного видения, при спасательных работах, в медицине.

1.3. Лабораторная работа № 3.01

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ТЕЛА ОПТИЧЕСКИМ ПИРОМЕТРОМ

Цель работы: приобретение навыков работы с оптическим пирометром; экспериментальная проверка закона Стефана-Больцмана.

Оборудование: оптический пирометр, установка с электроизмерительными приборами и вольфрамовой спиралью.

Описание установки и методики измерений

В данной работе для измерения температуры вольфрамовой нити накаливания используется метод «исчезающей нити». Принципиальная схема и внешний вид установки приведены на рис.1.5.

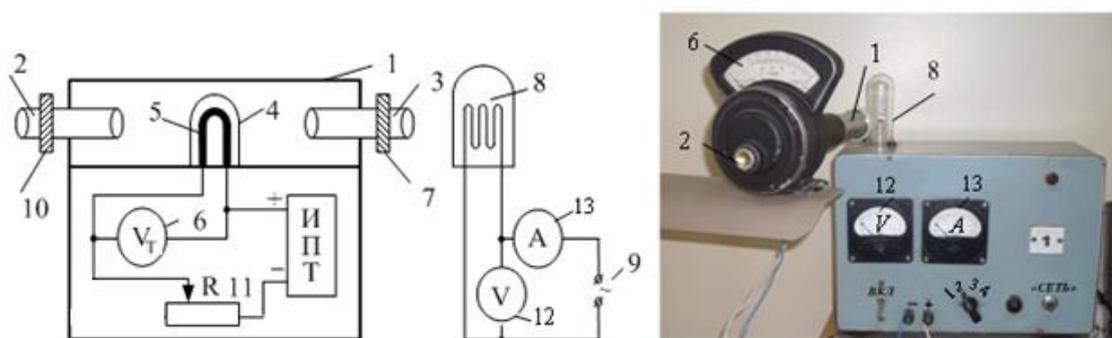


Рис.1.5. Схема и вид оптического пирометра

Луч света от нагретой вольфрамовой нити 8 помещенной в стеклянный баллон, температура которой регулируется с помощью источника переменного тока 9, проходит через объектив 3, эталонную электрическую лампочку 4, имеющую нить накала в форме полуокружности 5, окуляр 2 и попадает в глаз наблюдателя. В окуляр наблюдают одновременно среднюю часть нити накала пирометра и изображение вольфрамовой спирали (рис. 1.6). Красный светофильтр ($\lambda=0,65$ мкм), помещенный в окуляр 10, позволяет проводить измерения в монохроматическом свете. Реостатом 11 изменяют ток накала нити до тех пор, пока её яркость не совпадет с яркостью изображения источника (в этом случае нить “исчезает”, т.е. становится неразличимой на фоне изображения источника). По шкале пирометра 6, которая проградуирована в градусах температуры по Цельсию, измеряется так называемая яркостная температура тела T_j . Отсчет берется по нижней шкале для измерения температуры от 800 до 1400°C. Для измерения более высоких температур (до 2000 °C), обозначенных на верхней шкале, в поле зрения вводится ослабляющий (дымчатый) светофильтр 7, который в данной работе не используется. Истинную температуру исследуемого тела T можно определить по формуле:

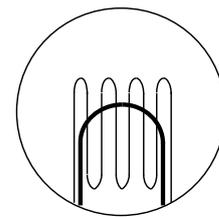


Рис. 1.6

$$T = \frac{T_j hc}{hc + T_j k \lambda \ln \alpha_{\lambda, T}}, \quad (1.14)$$

где c – скорость света в вакууме, k – постоянная Больцмана, λ – длина световой волны, $\alpha_{\lambda, T}$ – поглощательная способность вольфрама (зависимость которой от температуры при $\lambda=0,65$ мкм приведена на рис.1.7)

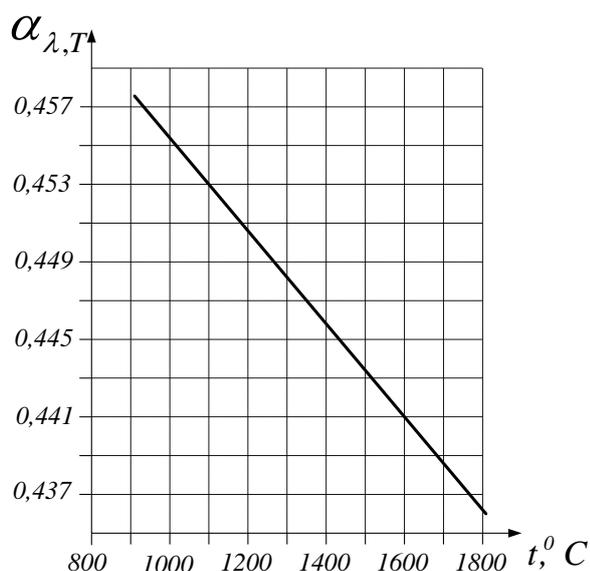


Рис.1.7. График зависимостей

Мощность, теряемая спиралью вследствие излучения, согласно (1.8)

$$P = \sigma S(T^4 - T_k^4), \quad (1.15)$$

где $S = \pi dl$ – боковая поверхность спирали.

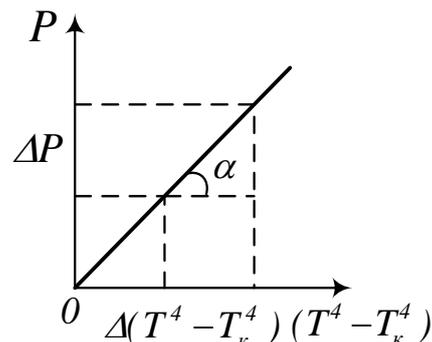
Исследуемое тело нагревают электрическим током. Оно находится в вакууме, поэтому вся подводимая энергия излучается в окружающее пространство. Мощность, затрачиваемую на поддержание вольфрамовой спирали в накаленном состоянии, можно определить по закону Джоуля-Ленца:

$$P = I \cdot U, \quad (1.16)$$

где U и I – приложенное напряжение и сила протекающего тока (определяются по вольтметру 12 и амперметру 13 соответственно).

Экспериментальная проверка закона Стефана-Больцмана заключается в получении линейной зависимости P от $(T^4 - T_k^4)$, (рис. 1.8) и определении по тангенсу угла наклона графика постоянной Стефана-Больцмана

$$\sigma = \frac{\Delta P}{\Delta(T^4 - T_k^4)S} = \frac{\text{tg } \alpha}{S}. \quad (1.17)$$



Порядок выполнения работы

1. Комнатную температуру T_k и данные установки занести в табл.1.1

Рис.1.8. Линейная зависимость

Таблица 1.1

Постоянные величины

$T_k, \text{ К}$	$d, 10^{-3} \text{ м}$	$\ell, 10^{-3} \text{ м}$	$S, 10^{-6} \text{ м}^2$	$h, 10^{-34} \text{ Дж}\cdot\text{с}$	$c, 10^8 \text{ м/с}$	$k, 10^{-23} \text{ Дж/К}$	$\lambda, 10^{-7} \text{ м}$
				6,6	3	1,38	6,5

2. Перевести кольцо реостата пирометра в крайнее левое положение.

3. Установить переключатель на панели установки в положение «1». Включить установку в сеть. Поднять тумблеры «Сеть» и «Вкл». Показания амперметра I и вольтметра U записать в табл.1.2.

4. Навести оптический пирометр на исследуемую вольфрамовую спираль так, чтобы нить накала пирометра совпадала со средней частью исследуемой вольфрамовой спирали.

5. Медленно поворачивая кольцо реостата пирометра по часовой стрелке, добиться того, чтобы нить пирометра «исчезла» на фоне исследуемой вольфрамовой спирали.

6. По нижней шкале пирометра определить яркостную температуру T_y , увеличивая показание в 100 раз, занести показания в табл. 1.2.

7. Повторить п.п. 3-5 для положений «2», «3» и «4» накала исследуемой вольфрамовой спирали. Выключить ток накала исследуемой спирали и нити пирометра.

Таблица 1.2

Результаты измерений и вычислений

N п/п	I, А	U, В	$T_y, ^\circ\text{C}$	T_y, K	$\ln\alpha_{\lambda, T}$	T, K	$P, \text{Вт}$	$T^4 - T_k^4, \text{K}^4$	$\sigma, \text{Вт}\cdot\text{м}^{-2}\cdot\text{K}^{-4}$
1									
2									
3									
4									

7. По графику (рис.1.7) определить поглощательную способность вольфрама $\alpha_{\lambda, T}$ для каждой измеренной температуры, рассчитать соответствующие значения натурального логарифма $\ln\alpha_{\lambda, T}$.

8. По формулам (1.14) и (1.15) рассчитать соответственно истинную температуру T и мощность P , подводимую к исследуемой лампе для каждого опыта.

9. Построить график зависимости P от $(T^4 - T_k^4)$ и вычислить постоянную Стефана-Больцмана по формуле (1.17), определив тангенс угла наклона полученного графика к оси абсцисс.

10. Определить относительную погрешность измерений по формуле:

$$E = \frac{|\sigma - \sigma_T|}{\sigma_T} \cdot 100\%,$$

где σ_T – табличное значение постоянной Стефана-Больцмана.

1.4. Теоретический минимум по теме «Тепловое излучение»

1. Тепловое излучение. Испускательная и поглощательная способность. Энергетическая светимость.
2. Закон Кирхгофа. Физический смысл универсальной функции Кирхгофа.
3. Абсолютно черное тело. Спектр и законы излучения абсолютно черного тела (закон Стефана-Больцмана, законы Вина).
4. Формула Релея-Джинса. Ультрафиолетовая катастрофа.
5. Квантовая гипотеза. Формула Планка.
6. Оптическая пирометрия.

2. ФОТОЭФФЕКТ

2.1. Теоретическое введение

Фотоэффектом называется испускание электронов веществом под действием электромагнитного излучения. Различают внешний, внутренний и вентильный фотоэффекты.

При внешнем фотоэффекте электроны испускаются с поверхности вещества, при внутреннем электроны переходят из связанного состояния в свободное не покидая вещества, что увеличивает электропроводность последнего. Вентильный фотоэффект - это возникновение электродвижущей силы на границе двух полупроводников различной проводимости (или металла с полупроводником) вследствие внутреннего фотоэффекта (при отсутствии внешнего электрического поля).

Принципиальная схема установки для изучения внешнего фотоэффекта представлена на рис. 2.1. Внутри вакуумного баллона помещены два электрода. Свет через кварцевое окошко попадает на катод и выбивает электроны, которые ускоряясь электрическим полем, движутся к аноду. С помощью реостата, подключенного таким образом, что можно подавать как прямое, так и обратное напряжение, можно регулировать величину напряжения между электродами.

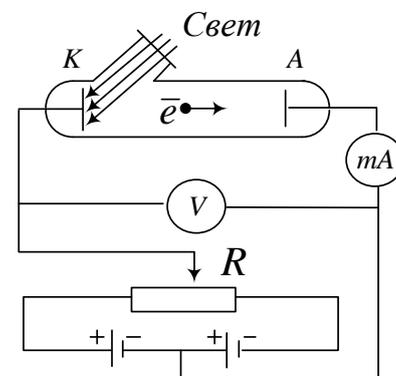


Рис 2 1

Вольтамперная характеристика вакуумного фотоэлемента показана на рис. 2.2. При достаточно больших положительных напряжениях фототок остается постоянным, что соответствует насыщению, когда все электроны, вылетевшие из катода, достигают анода. Видно, что при напряжении равно нулю $U=0$ фототок не прекращается. Это свидетельствует о том, что электроны покидают катод с запасом кинетической энергии. Чтобы фототок стал равным нулю, необходимо между анодом и катодом создать тормозящее электрическое поле. Разность потенциалов U_3 , при которой ток прекращается, называется задерживающим напряжением (или задерживающим потенциалом).

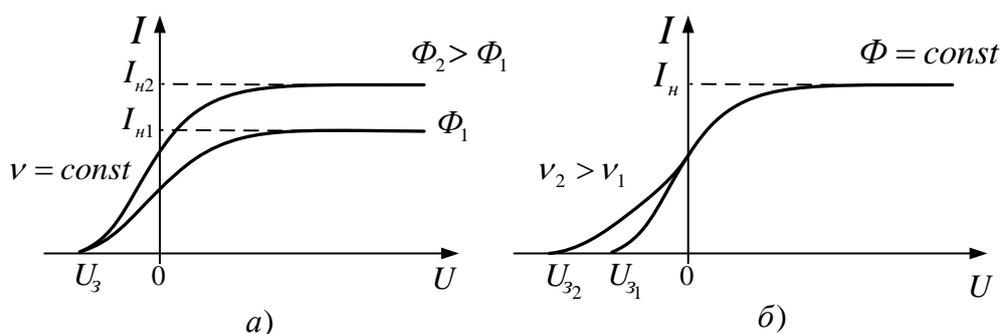


Рис. 2.2.

Максимальная начальная скорость v_{\max} фотоэлектронов связана с U_3 соотношением:

$$\frac{mv_{\max}^2}{2} = eU_3, \quad (2.1)$$

где e и m – элементарный заряд и масса электрона.

Влияние на вольтамперную характеристику вакуумного фотоэлемента интенсивности светового потока Φ и частоты падающего света ν показано на рис. 2.1а. и рис. 2.1б соответственно. Видно, что увеличение интенсивности светового потока приводит к увеличению фототока насыщения, а изменение частоты падающего света, при неизменной интенсивности светового потока, к увеличению задерживающего потенциала.

В 1888-1890 годах фотоэффект систематически изучал русский физик А. Столетов. Им были сделаны несколько важных открытий в этой области и сформулированы законы внешнего фотоэффекта:

1. Сила тока насыщения прямо пропорционально интенсивности светового потока и не зависит от частоты падающего света.

2. Максимальная кинетическая энергия вырываемых светом электронов линейно возрастёт с частотой света и не зависит от его интенсивности

3. Для каждого вещества существует красная граница фотоэффекта, то есть минимальная частота света ν_{\min} (или максимальная длина волны $\lambda_{\text{кр}}$), при которой ещё возможен фотоэффект, и если $\nu < \nu_{\min}$, то фотоэффект уже не происходит

Попытки объяснить фотоэффект на основе волновых представлений не имели успеха. Поэтому исследование внешнего фотоэффекта, наряду с изучением теплового излучения тел, способствовало развитию квантовых представлений о свете.

Развивая гипотезу Планка, Эйнштейн предположил, что свет не только излучается, но и распространяется, и поглощается в виде отдельных дискретных частиц (фотонов) с энергией $\varepsilon = h\nu$. При освещении катода светом каждый фотон взаимодействует с отдельным электроном. Часть энергии фотона затрачивается на совершение работы по освобождению электрона из вещества, так называемую работу выхода $A_{\text{вых}}$, которая определяется родом вещества и состоянием поверхности катода. Остаток энергии фотона переходит в кинетическую энергию электрона. Исходя из этих представлений, можно записать закон сохранения энергии (уравнение Эйнштейна)

$$h\nu = A_{\text{вых}} + \frac{mv_{\max}^2}{2}. \quad (2.2)$$

С учетом (2.1) формулу (2.2) можно записать в виде:

$$h\nu = A_{\text{вых}} + eU_3 \quad (2.3)$$

Квантовая теория объясняет все законы фотоэффекта. Интенсивность светового пучка определяется числом фотонов, падающих каждую секунду на металл. Число излучаемых фотоэлектронов пропорционально числу поглощаемых фотонов и, следовательно, интенсивности света (рис.2.3).

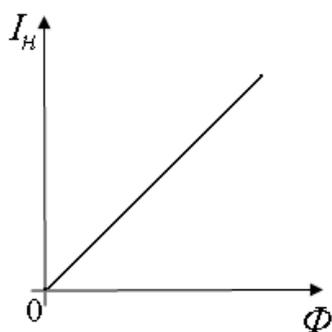


Рис. 2.3

Для данного вещества работа выхода – строго определенная величина, поэтому максимальная энергия фотоэлектронов оказывается пропорциональной частоте падающего света

$$E_{\kappa} = \frac{m v_{\max}^2}{2} = h \nu - A_{\text{вых}}. \quad (2.4)$$

Так как кинетическая энергия может принимать только положительные значения, то из зависимости кинетической энергии фотоэлектрона от частоты падающего света следует, что фотоэффект возможен только при частоте света $\nu \geq \nu_{\min}$ (рис. 2.4).

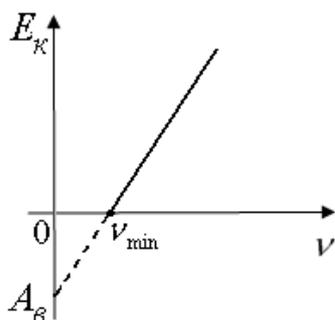


Рис. 2.4

Из уравнения Эйнштейна красная граница фотоэффекта:

$$\nu_{\min} = \frac{A_{\text{вых}}}{h} \quad \text{или} \quad \lambda_{\text{кр}} = \frac{c}{\nu_{\min}} = \frac{hc}{A_{\text{вых}}}. \quad (2.5)$$

При очень больших интенсивностях света, наблюдается многофотонный, или нелинейный фотоэффект. При многофотонном фотоэффекте электрон может получить одновременно энергию не от одного, а от N фотонов. Уравнение Эйнштейна в этом случае будет представлено в

виде

$$N h \nu = A_{\text{вых}} + \frac{m v_{\max}^2}{2}. \quad (2.6)$$

Красная граница многофотонного фотоэффекта:

$$\nu_{\min}(N) = \frac{A_{\text{вых}}}{N h}. \quad (2.7)$$

2.2. Лабораторная работа № 3.02

ИССЛЕДОВАНИЕ ВНЕШНЕГО ФОТОЭФФЕКТА

Цель работы: экспериментальная проверка уравнения Эйнштейна для внешнего фотоэффекта.

Оборудование: установка для исследования внешнего фотоэффекта, набор светофильтров.

Описание установки и методики измерений

В данной работе используется установка, внешний вид и принципиальная схема которой изображены на рис. 2.5. Последовательно с вакуумным фотоэлементом ФЭ соединены гальванометр G и переменное сопротивление R , используемое в качестве потенциометра. Вольтметр V измеряет напряжение, подаваемое на фотоэлемент. Источник постоянного тока ИПТ подключен таким образом, чтобы напряжение, подаваемое на фотоэлемент, было отрицательным. Источником света является электрическая лампочка L . Для выделения монохроматического излучения используются светофильтры Φ , которые вставляются в специальную рамку, расположенную на левой боковой панели кожуха. В данной работе используются оранжевый $\nu_1=0,51 \cdot 10^{15}$ Гц, зеленый $\nu_2=0,56 \cdot 10^{15}$ Гц и синий $\nu_3=0,61 \cdot 10^{15}$ Гц светофильтры.

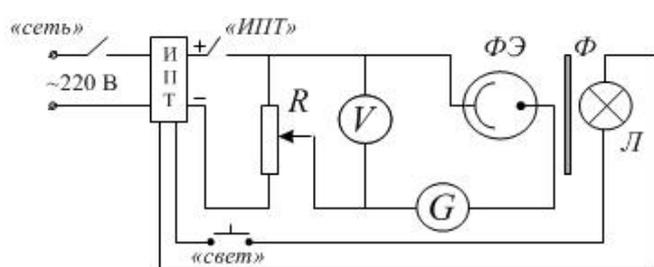


Рис. 2.5. Схема установки

На лицевой панели установки находятся шкалы измерительных приборов (вольтметра и гальванометра), тумблеры «Сеть» и «ИПТ», ручка регулировки потенциометра « R », кнопка «Свет». Тумблер «Сеть» подключает установку к электрической сети. Тумблер «ИПТ» подключает источник постоянного тока, с которого напряжение подается на потенциометр. Кнопка «Свет» включает источник света. При выведенном потенциометре (крайнее левое положение ручки « R ») и включенной лампочке L в цепи фотоэлемента возникает ток, фиксируемый гальванометром. Если постепенно увеличивать напряжение на фотоэлементе, то ток через гальванометр будет уменьшаться и при U_3 станет равным нулю.

Гальванометр М-195/3, используемый в установке, – очень чувствительный прибор с ценой деления $3,8 \cdot 10^{-9}$ А. Во время проведения измерений необходимо избегать механических воздействий на него (толчков, вибраций и т.п.).

Разной частоте падающего света соответствуют разные значения U_3 . Записав (2.3) для двух разных частот и решив систему уравнений относительно h , получим

$$h = \frac{e(U_2 - U_1)}{\nu_2 - \nu_1}. \quad (2.7)$$

Совпадение рассчитанного по формуле (2.7) значения постоянной Планка с общепринятым значением h может служить подтверждением правильности уравнения Эйнштейна для внешнего фотоэффекта.

Порядок выполнения работы

1. Подключить установку к сети тумблером «Сеть». Убедиться, что колеблющийся указатель гальванометра останавливается на нуле измерительной шкалы. При необходимости произвести установку нуля гальванометра с помощью ручки, которая находится на правой боковой стороне кожуха.

2. Установить в рамку расположенную на левой боковой панели кожуха оранжевый светофильтр (ν_1).

3. Включить источник постоянного тока тумблером «ИПТ» и подать на фотоэлемент задерживающее напряжение 1,0 В, вращая ручку потенциометра «R».

4. Включить лампочку кнопкой «Свет» (в цепи фотоэлемента появится ток) и, удерживая ее, вращать ручку «R» до равенства тока нулю.

5. Измерить с точностью до сотых долей вольта задерживающий потенциал. Выключить лампочку.

6. Повторить п.п. 4, 5 для зеленого (ν_2) и синего (ν_3) светофильтров.

7. По формуле (2.7) вычислить постоянную Планка и найти среднее значение. Сравнить полученный результат с табличным и определить относительную погрешность измерений по формуле

$$E = \frac{|h - h_T|}{h_T} \cdot 100\% .$$

8. Используя формулу (2.3), вычислить работу выхода электрона из металла и найти среднее значение. Результат выразить в электрон-вольтах. Все результаты измерений и вычислений занести в табл. 2.1.

Таблица 2.1

Результаты измерений и вычислений

№ п/п	$\nu, 10^{15}$ Гц	$U_3, В$	$h, 10^{-34}$ Дж·с	$A, эВ$
1				
2				
3				
Среднее значение			$h_{cp} =$	$A_{cp} =$

2.3. Лабораторная работа № 3.03

ИССЛЕДОВАНИЕ ФОТОЭЛЕМЕНТА

Цель работы: Исследование зависимости вольт-амперной характеристики фотоэлемента от интенсивности светового потока, проверка первого закона внешнего фотоэффекта.

Принадлежности: установка для исследования вакуумного (газонаполненного) фотоэлемента.

Описание установки и методики измерений

Принципиальная схема и внешний вид установки для снятия вольтамперных характеристик ФЭ представлены на рис. 2.6. Установка питается от сети переменного тока. Источник постоянного тока (ИПТ) питает цепь фотоэлемента, напряжение на котором регулируется с помощью потенциометра R , и цепь источника света. Электрическая лампочка L может перемещаться относительно ФЭ, что позволяет изменять его освещенность. Цепи лампы и фотоэлемента включаются с помощью тумблеров «Свет» и «Сеть».

Фотоэлементы, действие которых основано на внешнем фотоэффекте, бывают вакуумные и газонаполненные. В газонаполненных в качестве наполнителя используются инертные газы при давлении от $5 \cdot 10^{-3}$ мм. рт. ст. до 1,0 мм. рт. ст.

Основными характеристиками фотоэлементов являются вольт-амперная характеристика и чувствительность (интегральная и спектральная). Вольт-амперная характеристика – кривая, выражающая зависимость фототока I от напряжения U , подаваемого на фотоэлемент при постоянной освещенности катода.

Отношение фототока I к световому потоку Φ , падающему на фотоэлемент, называют интегральной чувствительностью фотоэлемента

$$\gamma = \frac{I}{\Phi}. \quad (2.8)$$

Световой поток Φ (измеряется в люменах (лм)), создаваемый электрической лампочкой, которая находится на расстоянии r от фотоэлемента, падающий на поверхность фотокатода площадью S , определяется по формуле:

$$\Phi = ES = \frac{I_c S}{r^2}, \quad (2.9)$$

где I_c – сила света лампочки, измеряется в канделах (кд), $E = I_c/r^2$ – освещенность фотокатода.

Отношение числа фотоэлектронов, достигающих анода в единицу

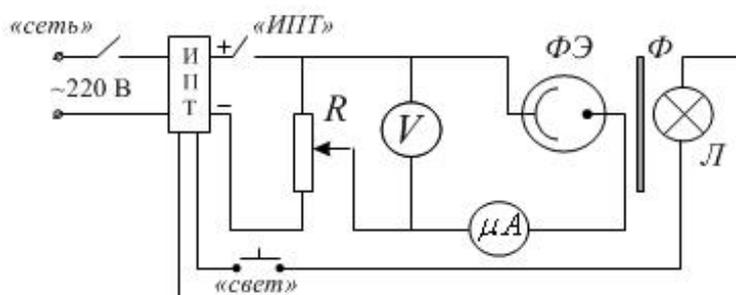


Рис.2.6. Схема и вид установки

времени $N = \frac{I}{e}$ (e – элементарный заряд), к числу фотонов $N_{\text{п}}$ падающего монохроматического света называется квантовым выходом фотоэффекта α (безразмерная величина). В работе проводится оценка квантового выхода фотоэффекта по значению средней энергии светового кванта $h\nu$:

$$\alpha = \frac{N}{N_{\text{п}}} = \frac{Ih\nu}{eA\Phi}, \quad (2.10)$$

где $A=1,6 \cdot 10^{-3}$ Вт/лм – коэффициент перевода фотометрических величин в энергетические; $\nu = 5 \cdot 10^{14}$ Гц – усредненная частота падающего на фотоэлемент света.

Фотоэлементы применяют в различных схемах автоматики для управления электрическими цепями с помощью световых пучков. Внутренний фотоэффект используют в фоторезисторах. Вентильный фотоэффект, возникающий в полупроводниковых фотоэлементах с р-п переходом, используется для прямого преобразования энергии излучения в электрическую энергию (солнечные батареи).

Порядок выполнения работы

Внимание! Переключатель П, расположенный на лицевой панели установки, должен находиться в положении ВАХ!

Потенциометр R – в крайнем левом положении!

Тумблер «Свет» выключен!

1. Заполнить табл. 2.2 . физических величин и постоянных, используемых в работе (см. установку)

Таблица 2.2

Постоянные величины

$A, 10^{-3}$ Вт/лм	I_c , кд	$S, 10^{-4}$ см ²	$\nu, 10^{14}$ Гц

2. Включить установку тумблером «Сеть».
3. С помощью потенциометра R установить минимальное напряжение на ФЭ.
4. Установить подвижный фотоэлемент на расстоянии $r_1 = 12$ см от лампочки. Включить питание лампочки тумблером «Свет». Провести измерения силы фототока в зависимости от напряжения с шагом в 10 В. Первые значения получить, плавно увеличивая напряжение на ФЭ до тех пор, пока сила тока не станет отличной от нуля. Измерения проводить до достижения током постоянного значения (тока насыщения).
5. Повторить п.4 для расстояний между фотоэлементом и лампой $r_2 = 8$ см и $r_3 = 4$ см.
6. Все результаты измерений занести в табл. 2.3.

Результаты измерений и вычислений

№ п/п	r , см	U , В	I , мкА	I_n , мкА	E , лк	Φ , лм	γ , мкА/лм	α
1	r_1	1)						
		2)						
							
2	r_2	1)						
		2)						
		...						
3	r_3	1)						
		2)						
		...						

6. Построить графики зависимости силы тока от напряжения $I=f(U)$ (ВАХ) по результатам измерений в одной системе координат.

7. По формуле $E = I_c/r^2$ рассчитать освещенность фотоэлемента для каждого положения фотоэлемента.

8. По формуле $\Phi = E \cdot S$ рассчитать световой поток Φ для каждого положения фотоэлемента.

9. По формуле (2.8) определить интегральную чувствительность фотоэлемента γ для каждой освещенности.

10. По формуле (2.10) оценить квантовый выход фотоэффекта α для различных освещенностей. Результаты всех расчетов (п.п.7-10) представить в табл. 2.3.

11. Построить график зависимости силы тока насыщения, от интенсивности светового потока. Сделать вывод.

2.4. Теоретический минимум по теме «Фотоэффект»

1. Фотоэффект. Законы внешнего фотоэффекта. Вольтамперная характеристика внешнего фотоэффекта и ее объяснение.
2. Несостоятельность волновой теории в объяснении законов внешнего фотоэффекта. Квантовая теория фотоэффекта. Уравнение Эйнштейна.
3. Красная граница фотоэффекта.
4. Фотоэлементы, их характеристики. Применение фотоэлементов.

3. АТОМНАЯ ФИЗИКА

3.1. Квантовая теория атома водорода

Атома водорода ${}^1_1\text{H}$ состоит из положительно заряженного протона 1_1p , который является ядром и электрона ${}^0_{-1}e$. Потенциальная энергия

кулоновского взаимодействия электрона с ядром атома водорода определяется выражением

$$U(r) = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r}. \quad (3.1)$$

В квантовой механике задача о движении электрона в атоме водорода сводится к задаче о движении частицы в гиперболической потенциальной яме (рис. 3.1). Стационарное уравнение Шредингера в этом случае имеет вид

$$\Delta\psi + \frac{2m_e}{\hbar^2} \left(E + \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \right) \psi = 0, \quad (3.2)$$

где Δ – оператор Лапласа, m_e – масса электрона, r – расстояние между электроном и ядром, e – элементарный заряд.

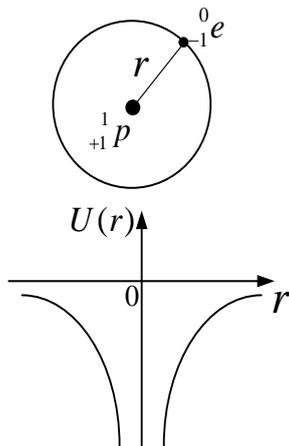


Рис.3.1

Решение уравнения Шредингера возможно только при определенных значениях энергии E , называемых собственными значениями энергии. Энергия электрона в атоме водорода квантуется

$$E_n = -\frac{m_e e^4}{8h^2 \epsilon_0^2 n^2}, \quad (3.3)$$

где $n=1,2,3\dots$ – главное квантовое число.

Таким образом, из решения уравнения Шредингера вытекает дискретность энергетического спектра атома (рис. 3.2). Уровень с минимальной энергией $E_1 = -13,55$ эВ называется основным, все остальные называются возбужденными. По мере увеличения главного квантового числа n энергетические уровни сближаются и при $n \rightarrow \infty$ энергия $E=0$. Энергия, необходимая для выхода электрона из атома, называется энергией ионизации и равна $E_i = E_1$.

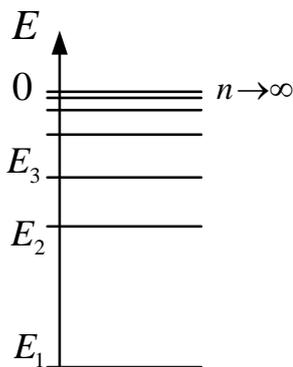


Рис.3.2

Из решения уравнение Шредингера (3.2) следует также квантование момента импульса электрона (орбитального механического момента)

$$L = \hbar\sqrt{\ell(\ell+1)}, \quad (3.4)$$

где $\ell=0, 1, 2, \dots, (n-1)$ – орбитальное квантовое число.

При этом, проекция вектора момента импульса на направление внешнего магнитного поля, также принимает квантованные значения

$$L_z = \hbar m_\ell, \quad (3.5)$$

где $m_\ell=0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm \ell$ – орбитальное магнитное квантовое число.

Дискретность в ориентации вектора \vec{L} получила название пространственного квантования момента импульса. Вектор орбитального момента импульса электрона для атома водорода может иметь $(2\ell + 1)$ направлений в пространстве, каждое из которых определяется соответствующим значением угла α (рис. 3.3а)

$$\cos \alpha = \frac{L_z}{L} = \frac{m_\ell}{\sqrt{\ell(\ell + 1)}}. \quad (3.6)$$

Для наглядности пространственное квантование обычно представляют графически на векторных диаграммах рис. 3.3б.

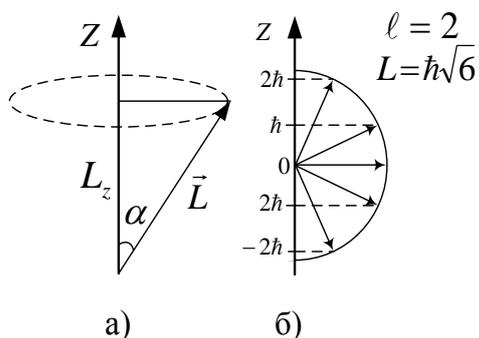


Рис.3.3

Решениями волнового уравнения (3.2) являются волновые функции $\psi(\vec{r})$. Физический смысл имеет квадрат модуля волновой функции $|\psi|^2$, равный плотности вероятности обнаружения электрона в заданной точке пространства (рис. 3.4). Нельзя говорить о точном местоположении электрона в атоме, он как бы «размазан» по всему объему. Часть пространства, в котором велика вероятность нахождения электрона, называют орбиталью или электронным облаком. Форму электронного

облака определяет орбитальное квантовое число ℓ , а его ориентацию в пространстве - магнитное квантовое число m_ℓ (рис.3.5).

В атомной физике применяют следующие условные обозначения состояний электрона в зависимости от значения орбитального квантового числа ℓ :

ℓ	0	1	2	3	...
состояние	s	p	d	f	

Значение главного квантового числа указывается перед условным

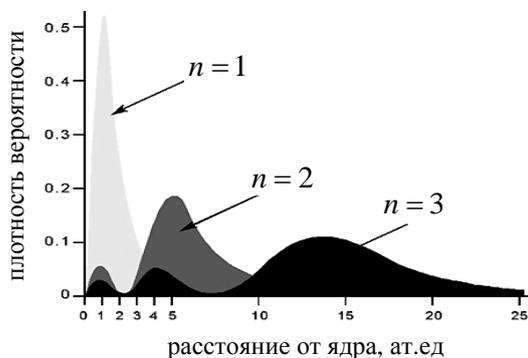


Рис.3.4

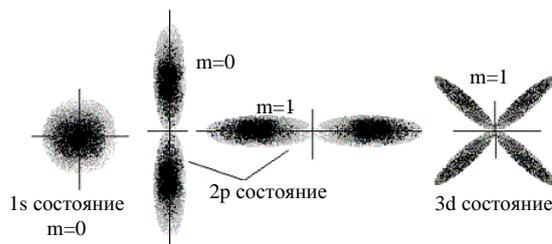


Рис. 3.5

обозначением числа. Например, электрон в состоянии с $n=2$ и $\ell=1$ обозначается символом $2p$ и т.п.

Атом водорода может иметь одно и то же значение энергии, находясь в нескольких различных состояниях, отличающихся величиной и ориентацией момента импульса электрона. Состояния с одинаковой энергией называются вырожденными, а число различных состояний с каким-либо значением энергии называется кратностью вырождения соответствующего уровня. Очевидно, что число различных состояний, соответствующих данному n , равно

$$\sum_{l=0}^{n-1} (2l+1) = n^2. \quad (3.7)$$

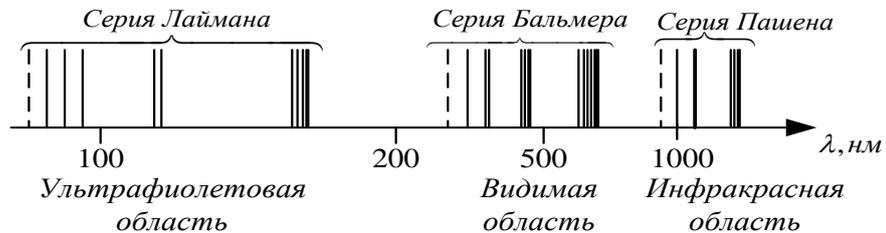
Дискретностью энергетических уровней объясняется линейчатый характер спектра атома водорода (рис.3.6). Спектральные линии объединяются в группы или, как их называют, серии. Спектральную линию с наибольшей длиной волны среди других линий этой серии называют головной линией. Линию, около которой сгущаются другие линии серии, называют коротковолновой границей.

Все наблюдаемые линии можно описать обобщенной формулой Бальмера

$$\nu = R\left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2}\right) \text{ или } \frac{1}{\lambda} = R'\left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2}\right), \quad (3.8)$$

где $R = 3,29 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$, $R' = R/c = 1,1 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$ – постоянная Ридберга, m и n целые числа, имеющие различные значения для разных серий:

Серия	Область спектра	m	n	Разрешенные переходы
-------	-----------------	-----	-----	----------------------



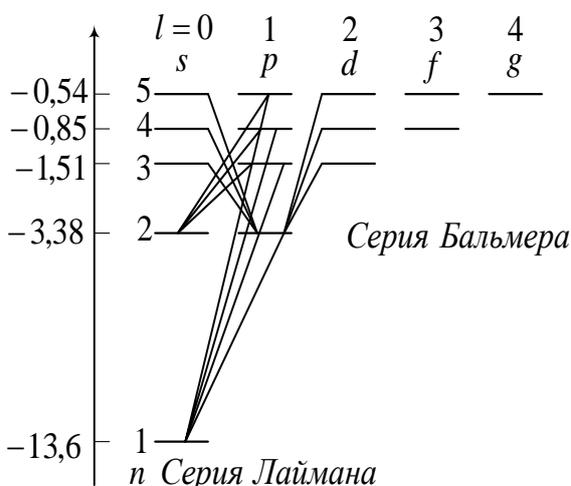
Лаймана	УФ	1	2,3,4 ...	$np \rightarrow 1s$
Бальмера	В	2	3,4,5 ...	$ns \rightarrow 2p; nd \rightarrow 2p; np \rightarrow 2s$
Пашена	ИК	3	4,5,6 ...	$nf \rightarrow 3d; np \rightarrow 3d,$ $ns \rightarrow 3p; nd \rightarrow 3p; np \rightarrow 3s$
Брекета	ИК	4	4,5,6
Пфунда	ИК	5	6,7,8

В квантовой механике доказывается, что возможны только такие переходы с одного энергетического уровня на другой, при которых изменение орбитального и магнитного квантовых чисел удовлетворяет условиям (правила отбора)

$$\Delta l = \pm 1; \Delta m_l = 0, \pm 1 \quad (3.9)$$

Существование этих правил является следствием закона сохранения момента импульса. Фотон, обладающий собственным моментом импульса, может уносить из атома этот момент, или наоборот, приносить его в атом. Переходы, разрешенные правилом отбора, показаны на схеме (рис. 3.7).

Испускание и поглощение света происходит при переходе электрона с одного энергетического уровня на другой. На основании правила частот Бора получим



$$\nu = \frac{(E_n - E_m)}{h} \quad (3.10)$$

Подставив в данную формулу выражение для энергии (3.3), найдем

$$\nu = \frac{m_e e^4}{8h^3 \epsilon_0^2} \cdot \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (3.11)$$

где $\frac{m_e e^4}{8h^3 \epsilon_0^2} = R$ — совпадает с экспериментальным значением постоянной Ридберга.

Рис.3.7

3.2. Лабораторная работа № 3.04

ИЗУЧЕНИЕ СПЕКТРА АТОМА ВОДОРОДА И ГЕЛИЯ

Цель работы: определение длин волн излучения в видимой области спектра водорода и гелия, расчет радиуса первой орбиты электрона в атоме водорода.

Оборудование: универсальный монохроматор, гелиевая лампа.

Описание установки и методики измерений

Атомы любого химического элемента имеют уникальный спектр, т.е. строго определенный набор длин волн излучения. Метод определения количественного и качественного состава вещества по его спектру называется спектральным анализом.

Изучение спектра гелиевой лампы осуществляется на универсальном монохроматоре УМ-2. Внешний вид и схема установки показаны на рис. 3.8.

Источником света служит гелиевая лампа, которая помещается в прибор для зажигания спектральных трубок (ПЗСТ). ПЗСТ представляет собой трансформатор, дающий на вторичной обмотке напряжение 1,5 кВ. **(При работе следует соблюдать правила электробезопасности!)** Этот прибор состоит из корпуса и кожуха с откидной планкой, имеющей щель для исследования спектров светящихся газов. Питание ПЗСТ осуществляется от внешнего источника постоянного тока с напряжением 8-10 В.

Излучение от источника света 1 через входную щель 2 попадает в объектив коллиматора 3, образующего параллельный пучок света, который затем падает на диспергирующую призму 4. Затем излучение через объектив зрительной трубы 7 и окуляр 8 попадает в глаз экспериментатора. 5 – винт регулировки коллиматора, 6 – отсчетный барабан.

Выходная труба монохроматора помещена под углом 90° к падающему

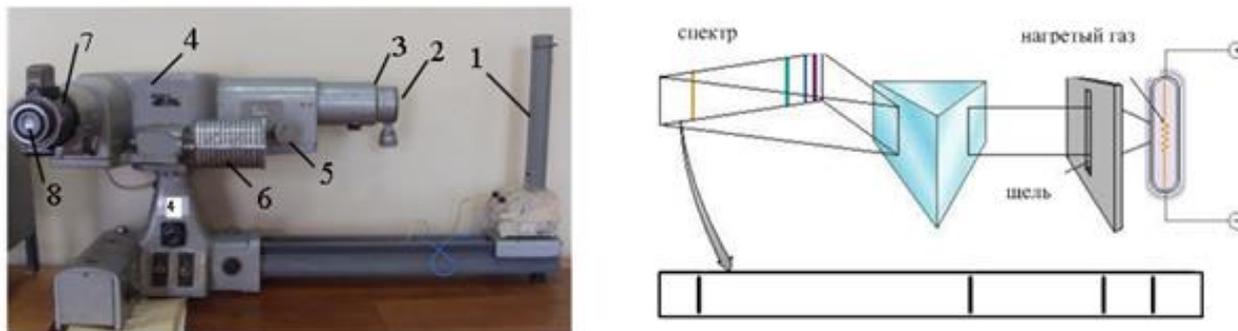


Рис.3.8

пучку света. Поворачивая призмный столик на различные углы относительно падающего света, получаем в выходной щели свет различной длины волн, проходящий через призму в минимуме отклонения.

Для определения длины волны спектральной линии проводят градуировку спектрографа по известному спектру (например, паров ртути). На рис. 3.9 представлен градуировочный график спектрографа, выражает зависимость между длиной волны λ входящего светового пучка и делениями барабана n .

Порядок выполнения работы

Задание 1. Изучение спектра атома водорода

1. По формуле Бальмера (3.8) вычислить значения длин волн λ и частот ν для красного, желтого и зеленого света. Результаты записать в таблицу 3.1

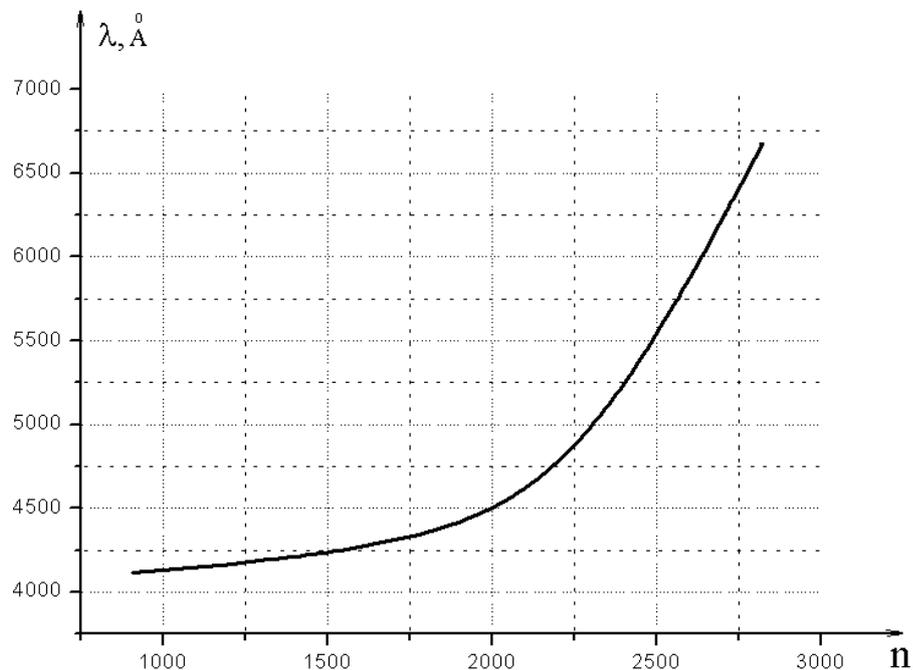


Рис.3.9

Таблица 3.1

Результаты вычислений

Цвет спектральной линии	Квантовые числа		Длина волны $\lambda, 10^{-10} \text{ м}$	Частота $\nu, 10^{14} \text{ Гц}$
	m	n		
красный				
желтый				
зеленый				

2. Вычислить радиус первой боровской орбиты электрона в атоме водорода по формуле ($Z=1, n=1$):

$$r_n = \frac{\epsilon_0 n^2 h^2}{\pi m_e e^2 Z},$$

где $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м – электрическая постоянная, $h = 6,6 \cdot 10^{-34}$ Дж/с – постоянная Планка, $m_e = 9,1 \cdot 10^{-31}$ кг – масса электрона, $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл – элементарный заряд.

Задание 2. Изучение спектра гелия.

1. Включить установку в сеть. Включить подсветку окуляра монохроматора.

2. Включить источник питания гелиевой трубки в сеть. Получить газовый разряд.

3. Плавко вращая барабан, установить указатель «мушку» зрительной трубы на красную спектральную линию и определить деление барабана, соответствующую длине волны красного цвета.

4. Вращая барабан, определить деления, соответствующие желтой, зеленой, синей и фиолетовой спектральным линиям.

5. Определить по градуировочному графику (рис. 3.9) значения соответствующих длин волн.

6. Записать в табл. 3.2 результаты измерений.

Таблица 3.2

Результаты измерений

Цвет спектральной линии	Деление барабана, n	Длина волны λ , 10^{-10} м	Частота ν , 10^{14} Гц
Красный			
Желтый			
Зеленый			
Синий			
Фиолетовый			

3.3. Лабораторная работа № 3.05

ИЗМЕРЕНИЕ ПЕРВОГО ПОТЕНЦИАЛА ВОЗБУЖДЕНИЯ АТОМА КРИПТОНА МЕТОДОМ ФРАНКА-ГЕРЦА

Цель работы: Изучить общие закономерности процессов возбуждения атомов электронным ударом и измерить первый потенциал возбуждения криптона.

Оборудование: манометрическая лампа, заполненная криптоном; измерительное устройство, включающее источники постоянного напряжения накала и запирающего напряжения, генератор пилообразного напряжения, цифровой измеритель напряжения; разъемы для подключения объекта исследований, сетевой выключатель; осциллограф.

Теоретическое введение

Одним из простых опытов, подтверждающих существование дискретных уровней энергии атомов, является эксперимент, известный под названием опыта Франка и Герца. Схема опыта изображена на рис. 3.10.

Разреженный одноатомный газ (криптон), заполняет трехэлектродную лампу. Электроны, испускаемые разогретым катодом, ускоряются в постоянном электрическом поле, созданном между катодом и сетчатым анодом лампы.

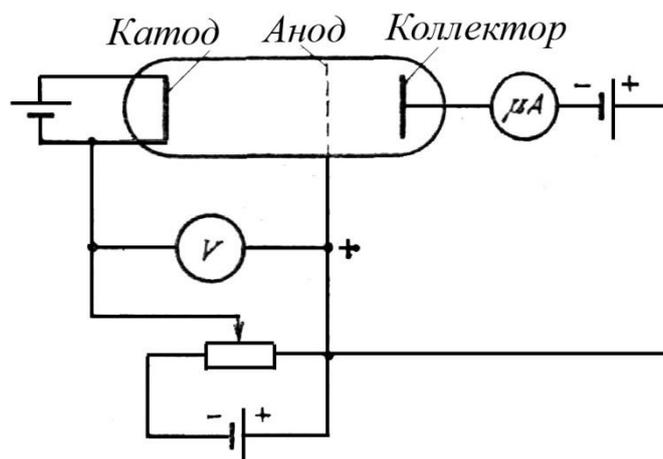


Рис. 3.10. Схема опыта

Передвигаясь от катода к аноду, электроны сталкиваются с атомами криптона. Если энергия электрона, налетающего на атом, недостаточна для того, чтобы перевести его в возбужденное состояние (или ионизовать), то возможны только упругие соударения, при которых электроны почти не теряют энергии, так как их масса в тысячи раз меньше массы атомов.

По мере увеличения разности потенциалов между анодом и катодом энергия электронов увеличивается и, наконец, оказывается достаточной для возбуждения атомов. При таких неупругих столкновениях кинетическая энергия налетающего электрона передается одному из атомных электронов, вызывая его переход на свободный энергетический уровень (возбуждение) или совсем отрывая его от атома (ионизация).

Третьим электродом лампы является коллектор. Между ним и анодом поддерживается небольшое задерживающее напряжение (потенциал коллектора меньше потенциала анода). Ток коллектора, пропорциональный числу попадающих на него за секунду электронов, преобразуется в напряжение и измеряется цифровым вольтметром.

При увеличении потенциала анода ток в лампе вначале растет, подобно тому, как это происходит в вакуумном диоде. Однако, когда энергия электронов становится достаточной для возбуждения атомов, ток коллектора резко уменьшается. Это происходит потому, что при неупругих соударениях с атомами электроны почти полностью теряют свою энергию и не могут преодолеть задерживающего потенциала (около 1 В) между анодом и коллектором. При дальнейшем увеличении потенциала анода ток коллектора вновь возрастает; электроны, испытавшие неупругие соударения, успевают набрать энергию, достаточную для преодоления задерживающего потенциала.

Следующее замедление роста тока происходит в момент, когда часть электронов неупруго сталкивается с атомами два раза: первый раз посередине пути, второй у анода, и т. д. Таким образом, на кривой зависимости тока коллектора от напряжения анода имеется ряд максимумов и минимумов, отстоящих друг от друга на равные расстояния; эти расстояния

равны энергии первого возбужденного состояния (рис. 3.11). В лабораторной работе наблюдается часть представленного графика.

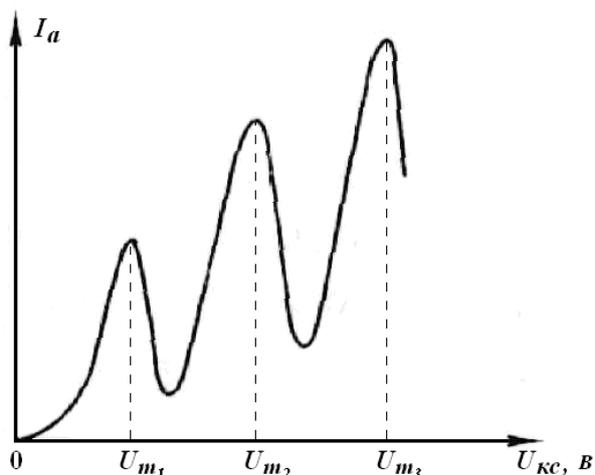


Рис. 3.11. График зависимостей

При тщательной постановке опыта можно увидеть и тонкую структуру кривой спада тока, содержащую ряд минимумов, соответствующих возбуждению других уровней и ионизации атома криптона.

Описание установки и методики измерений

Принцип действия установки состоит в изучении на экране осциллографа зависимости анодного тока I_a газонаполненной лампы от напряжения катод-сетка $U_{кc}$ при фиксированном напряжении анод-сетка, с последующим измерением напряжения в характерных точках. Объект исследования выполнен на базе манометрической лампы ПМИ-2, заполненной криптоном до давления ~ 1 мм.рт.ст. Лампа помещена в металлический корпус, установленный в штативе. Источником электронов является вольфрамовый катод, нагреваемый переменным током. Напряжение накала подается от стабилизируемого источника питания. В качестве анода используется двойная спираль, окружающая катод.

Роль коллектора играет полый металлический цилиндр, соосный с катодом и анодом.

Установка работает следующим образом. С генератора пилообразного напряжения на объект исследования подаются импульсы амплитудой примерно 40 В. Кроме того на объект исследования подается также регулируемое напряжение накала U_n и запирающее напряжение $U_{зан}$, которые обеспечивают нормальный режим работы лампы. Анодный ток лампы I_a устройством измерительным преобразуется в напряжение пропорциональное току и подается на вход осциллографа. На экране осциллографа отображается зависимость I_a от напряжения $U_{кc}$.

Измерительное устройство при этом формирует на экране осциллографа маркер, который можно перемещать по экрану осциллографа при помощи ручек ГРУБО и ТОЧНО. При наведении маркера на интересующие точки отображаемого графика, происходит совпадение опорного напряжения и мгновенного пилообразного напряжения, что позволяет измерять напряжение $U_{кc}$ с помощью цифрового измерителя напряжения.

При определении энергии электронов по разности потенциалов между анодом и катодом следует соблюдать осторожность. Так, первый максимум не находится при потенциале, соответствующем первому возбужденному уровню, из-за контактной разности потенциалов между анодом и катодом. Однако контактная разность потенциалов сдвигает все максимумы одинаково, так что расстояние между ними не меняется.

Порядок выполнения работы

1. Перед включением установки в сеть кнопка СЕТЬ должна быть выключена, ручки регулирования должны быть выведены в крайнее левое положение.

2. Включите источники питания в сеть.

3. Установите на осциллографе ручку «развёртка» в положение 2 (мс/дел) и выставите ручку «усиление» в положение 0,5 В/см ($\kappa=0,5$ В/см). Включите осциллограф и с помощью ручек « \leftrightarrow » и « \updownarrow » установите развертку луча в центре экрана.

4. Включите измерительное устройство. При этом должен засветиться объект исследования. Выдержать лампу во включенном состоянии в течение времени не менее 3 мин для установления рабочего режима лампы.

5. Отрегулируйте синхронизацию осциллографа для получения устойчивой картины на экране.

6. С помощью ручек ГРУБО и ТОЧНО перемещайте маркер по осциллограмме, совмещая маркер с первым и затем со вторым видимыми максимумами. Произведите три раза измерения первого $U_{кc 1}$ и второго $U_{кc 2}$ максимума по индикатору измерительного устройства, умножая полученные значения на коэффициент усиления $\kappa=0,5$ В/см. Найдите разницу напряжений $\Delta U_{кc \max} = U_{кc 2} - U_{кc 1}$ между первым и вторым максимумами.

7. Аналогичным образом, измерьте $U_{кc \min}$ для первого и второго минимумов и найдите разницу напряжений $\Delta U_{кc \min}$ для этих минимумов.

8. Определите среднее значение $\Delta U_{кc \max}$ для максимумов и $\Delta U_{кc \min}$ для минимумов. Рассчитайте минимальную энергию возбуждения для атома криптона по формуле $\Delta E = e \Delta U_{кc}$ для максимумов и для минимумов, выразив её в эВ. Найти среднее значение энергии возбуждения $\Delta E_{cp} = \frac{1}{2} (\Delta E_{\max} + \Delta E_{\min})$.

9. Результаты измерений и вычислений занести в табл.3.3

Результаты измерений и вычислений

<i>max</i>			<i>min</i>		
$U_{кc 1}, В$	$U_{кc 2}, В$	$\Delta U_{кc max}, В$	$U_{кc 1}, В$	$U_{кc 2}, В$	$\Delta U_{кc min}, В$
$\Delta E_1 = e\Delta U_{кc max} = \dots \text{ эВ}$			$\Delta E_2 = e\Delta U_{кc min} = \dots \text{ эВ}$		
$\Delta E_{cp} = \dots \text{ эВ}$					

10. По окончании работы отключите установку от сети. Через каждые 2 часа работы установки необходимо делать перерыв на 10-15 мин.

3.4. Теоретический минимум по теме «Атомная физика»

1. Модель атома водорода по Бору. Постулаты Бора.
2. Атом водорода в квантовой механике. Квантовые числа и их физический смысл. Энергетические уровни атома водорода и их вырождение. Пространственное квантование.
3. Спектр атома водорода. Обобщенная формула Бальмера. Постоянная Ридберга.

4. ВОЛНОВЫЕ СВОЙСТВА МИКРОЧАСТИЦ

4.1. Компьютерная лабораторная работа № 4.05

ДИФРАКЦИЯ МИКРОЧАСТИЦ НА ЩЕЛИ

(выполняется в компьютерном классе ауд.324/1)

Цель работы: исследовать влияние ширины щели, массы и скорости частицы на ширину центрального дифракционного максимума.

Теоретическое введение

Французский физик Луи де Бройль выдвинул гипотезу о том, что любые частицы материи, наряду с корпускулярными, обладают также волновыми свойствами. Количественные соотношения, связывающие корпускулярные и волновые свойства частиц, выражаются соотношениями де Бройля

$$E = \hbar\omega, \quad p = \hbar k, \quad (4.1)$$

где E – энергия движущейся частицы, p – импульс частицы, $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число, $\hbar = h/2\pi$ – постоянная Планка, ω – циклическая частота.

Таким образом, любой частице, обладающей импульсом p , сопоставляется волна, длина которой вычисляется по формуле де Бройля

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{mv}. \quad (4.2)$$

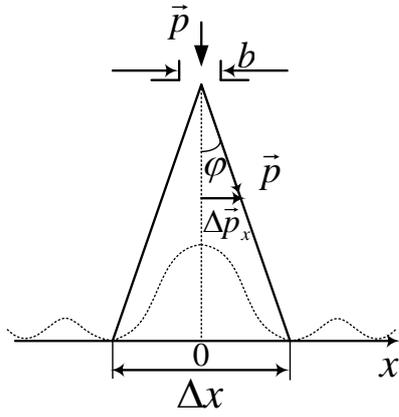


Рис. 4.1. Дифракция

Гейзенберг, учитывая волновые свойства микрочастиц и связанные с волновыми свойствами особенности их поведения, пришел к выводу о том, что микрочастица не может одновременно иметь определенную координату и соответствующую ей определенную проекцию импульса. Неопределенности в значении этих величин удовлетворяют условиям, получившим название соотношений неопределенностей Гейзенберга:

$$\begin{aligned} \Delta x \cdot \Delta p_x &\geq h, \\ \Delta y \cdot \Delta p_y &\geq h, \\ \Delta z \cdot \Delta p_z &\geq h. \end{aligned} \quad (4.3)$$

Волновые свойства микрочастиц получили свое экспериментальное подтверждение в опытах по дифракции.

Рассмотрим модельный эксперимент, связанный с прохождением микрочастиц через щель и приводящий к образованию дифракционной картины.

Пусть поток микрочастиц массой m и скоростью v (например, электроны, протоны или α -частицы) проходят через узкую щель шириной b , расположенную перпендикулярно их движению. Так как частицы обладают волновыми свойствами, то при размерах щели, сравнимых с длиной волны де Бройля частиц, при их прохождении через щель наблюдается дифракция (рис. 4.1). Определим координаты максимумов и минимумов интенсивности волны де Бройля на экране, отстоящем от щели на расстоянии L . Из теории дифракции известно, что условия максимумов и минимумов выражаются соответственно следующими соотношениями:

$$b \sin \varphi = (2k + 1) \frac{\lambda}{2}, \quad (4.4)$$

$$b \sin \varphi = k\lambda, \quad (4.5)$$

где $k = 1, 2, 3, \dots$

Так как угол φ заведомо мал, то $\sin \varphi = \operatorname{tg} \varphi$ и, следовательно,

$$x_{\min} = L \cdot \operatorname{tg} \varphi = \frac{L\lambda}{b} \cdot k, \quad (4.6)$$

$$x_{\max} = \frac{L\lambda}{b} \cdot (k + 1/2). \quad (4.7)$$

Подстановка в данные уравнения длины волны де Бройля дает искомые координаты

$$x_{\min} = L \cdot \operatorname{tg} \varphi = \frac{Lh}{m\upsilon b} \cdot k, \quad (4.8)$$

$$x_{\max} = \frac{Lh}{m\upsilon b} \cdot (k + 1/2). \quad (4.9)$$

Используя полученные выражения, можно определить ширину центрального максимума, под которой понимается расстояние Δx между двумя минимумами, прилегающими к данному максимуму. Очевидно, что

$$\Delta x = 2x_{\min} = \frac{2hL}{m\upsilon b}. \quad (4.10)$$

Оценить ширину центрального максимума интенсивности можно и с помощью соотношения неопределенностей Гейзенберга. До прохождения через щель частицы двигались вдоль оси Y , поэтому составляющая импульса $p_x = 0$, так что $\Delta p_x = 0$, а координата частицы является совершенно неопределенной. В момент прохождения частиц через щель их положение в направлении оси X определяется с точностью до ширины щели, т.е. с точностью до b . Следовательно, появляется неопределенность в значении составляющей импульса p_x , определяемая из соотношения неопределенности как $\Delta p_x \geq h/b$.

Частицы, отклонившись от первоначального направления, будут двигаться в пределах некоторого угла φ . Ограничиваясь для простоты только частицами, попадающими на экран в пределах главного максимума, будем считать, что угол φ соответствует первому дифракционному минимуму. В этом случае

$$\Delta x = 2L \cdot \operatorname{tg} \varphi, \quad (4.11)$$

где $\operatorname{tg} \varphi = \frac{\Delta p_x}{p} = \frac{h}{bp}$.

Окончательно ширина максимума будет

$$\Delta x = \frac{2hL}{m\upsilon b}, \quad (4.12)$$

т.е. мы получили аналогичный результат.

С помощью математической модели, имитирующей прохождение микрочастиц через щель и представляющей гистограмму их распределения на экране, Вы можете пронаблюдать дифракцию микрочастиц. Варьируя параметры эксперимента, исследуйте зависимость центрального дифракционного максимума от массы, скорости микрочастицы и ширины щели.

Порядок выполнения работы

1. Войдите в исследовательский режим работы программы. Выберите исходные параметры для модельного эксперимента и пронаблюдайте за дифракцией микрочастиц на щели. Убедитесь в том, что дифракционная картина для микрочастиц является проявлением статистической (вероятностной) закономерности.

2. Исследуйте зависимость ширины центрального максимума от размеров щели при неизменной энергии частицы (например, электрона).

3. При неизменной ширине щели измените энергию частицы. Сделайте вывод о влиянии скорости (энергии) на ширину центрального дифракционного максимума.

4. Выбрав в качестве исследуемых частиц протон, а затем α – частицу, исследуйте влияние массы частицы на ширину центрального максимума при прочих неизменных параметрах.

5. Заполните табл. 4.1 измерений для электрона, протона и α частицы. Сделайте выводы о влиянии массы, скорости и ширины щели на дифракцию микрочастиц при их прохождении через щель.

Таблица 4.1

Результаты измерений и вычислений

№ п/п	частица	m_e ,	E , эВ	v , Мм/с	b , мкм	λ , нм	Δx , мкм
1	электрон						
2	электрон						
3	электрон						
4	протон						
5	α -частица						

6. Для получения зачета по данной работе войдите в контролирующий режим работы программы. Выполните необходимые задания.

4.2 Компьютерная лабораторная работа № 4.06 ПРОХОЖДЕНИЕ МИКРОЧАСТИЦ ЧЕРЕЗ ПОТЕНЦИАЛЬНЫЙ БАРЬЕР

(выполняется в компьютерном классе ауд.324/1)

Цель работы: исследовать влияние массы частицы, высоты и ширины потенциального барьера на вероятность прохождения частицы через барьер.

Теоретическое введение

Прямоугольный потенциальный барьер представляет в простейшей форме физические условия, встречающиеся при решении многих задач атомной физики, таких, например, как, эмиссия электронов из металла, проводимость при наличии запирающего слоя, радиоактивность ядер и т.д. Квантовая механика приводит к принципиально новому выводу о возможности прохождения («просачивания») микрочастиц сквозь потенциальный барьер, даже тогда, когда энергия частицы меньше высоты барьера. Это явление называется туннельным эффектом.

Рассмотрим прохождение микро-частицы, движущейся вдоль оси x , через прямоугольный потенциальный барьер высотой U_0 и шириной d (рис. 4.2). В этом случае потенциальная энергия частицы примет вид:

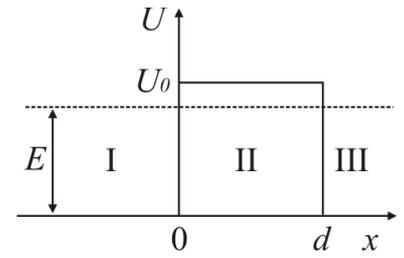


Рис. 4.2

$$U = \begin{cases} 0, & \text{при } -\infty < x < 0 \text{ (обл. I);} \\ U_0, & \text{при } 0 \leq x \leq d \text{ (обл. II);} \\ 0, & \text{при } d < x < +\infty \text{ (обл. III).} \end{cases}$$

Уравнение Шредингера, описывающее движение микро-частицы с энергией $E < U$, в области I и III имеет вид

$$\frac{d^2\Psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} E\Psi = 0, \quad (4.13)$$

а в области II

$$\frac{d^2\Psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} (E - U)\Psi = 0. \quad (4.14)$$

Введя стандартные обозначения

$$k_1 = \frac{\sqrt{2mE}}{\hbar} \quad \text{и} \quad k_2 = \frac{\sqrt{2m(U - E)}}{\hbar}. \quad (4.15)$$

приведем уравнения (4.14) и (4.15) к виду

$$\Psi'' + k_1^2\Psi = 0, \quad (4.16)$$

$$\Psi'' + k_2^2\Psi = 0. \quad (4.17)$$

Пренебрегая отраженными волнами на границах раздела 1-2 и 2-3, решения данных дифференциальных уравнений можно представить в следующем упрощенном виде

$$\begin{aligned} \psi_1 &= A_1 e^{ik_1 x}, \\ \psi_2 &= A_2 e^{-k_2 x}, \\ \psi_3 &= A_3 e^{ik_1 x}. \end{aligned} \quad (4.18)$$

Коэффициент A_1 характеризует интенсивность пучка частиц, движущихся к барьеру, и принимается обычно равным единице, а значения других коэффициентов с учетом принятых упрощений будут следующими

$$A_2 \approx A_1 = 1, \quad A_3 \approx A_2 e^{-k_2 d}. \quad (4.19)$$

Коэффициент A_3 представляет собой амплитуду волновой функции, прошедшей через барьер, а отношение квадратов модулей амплитуд прошедшей и падающей волны определяет вероятность прохождения

(«просачивания») частиц через барьер и называется коэффициентом прозрачности

$$D = \frac{|A_3|^2}{|A_1|^2} = |A_3|^2 \cong e^{-2k_2d} = e^{\frac{-2d\sqrt{2m(U_0-E)}}{\hbar}}. \quad (4.20)$$

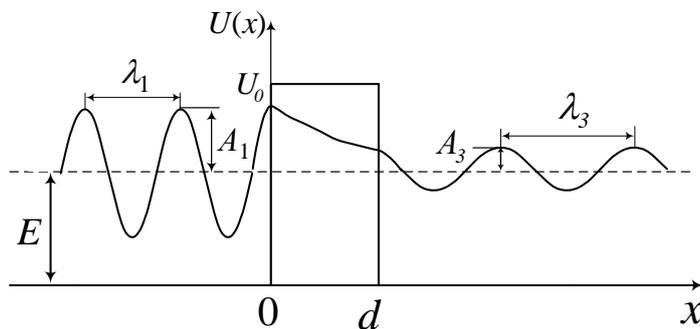
Таким образом, прохождение микрочастицы сквозь потенциальный барьер находится в экспоненциальной зависимости от ширины барьера d и величины $(U_0 - E)$. Коэффициент прозрачности резко уменьшается с увеличением массы частицы. Вид пси-функций $\psi_1(x)$, $\psi_2(x)$, $\psi_3(x)$ представлен на рис. 4.3.

Волновая функция частицы всюду непрерывна и гладко переходит из одной области в другую. В области барьера она экспоненциально уменьшается при изменении x от нуля до d . Поскольку волновые числа в области 1 и 3 одинаковы, длины волн также одинаковы и равны

$$\lambda = \frac{2\pi}{k_1}. \quad (4.21)$$

Компьютерное моделирование волновых функций, полученных на основании решения уравнения Шредингера для микрочастицы, проходящей через потенциальный барьер, позволяет по представленным на экране дисплея графикам определить основные параметры, характеризующие данный процесс. К таким параметрам, прежде всего, относятся длина волны де Бройля и волновое число, связанные с движущейся частицей, а также амплитуды исходной и прошедшей волн, дающие возможность рассчитать вероятность «просачивания» микрочастицы сквозь барьер. Варьируя исходные параметры можно исследовать влияние высоты и ширины барьера, а также массы микрочастицы на коэффициент прозрачности.

Порядок выполнения работы



1. Войдите в исследовательский режим программы.

2. Выбрав в качестве микрочастицы электрон, задайте значение его энергии, а также относительную высоту барьера $\eta = (U - E) / E$ и его ширину d .

3. По представленным графикам действительной части волновой функции определите ее амплитуду и длину волны до и после прохождения барьера. Результаты занесите в табл. 4.2. По формулам (4.20) и (4.21) рассчитайте вероятность туннелирования электрона через барьер D и волновое число k_1 .

4. Повторите данное упражнение при другом значении относительной высоты барьера. Сделайте вывод о влиянии высоты барьера на вероятность туннелирования частицы сквозь барьер. Результаты занесите в табл. 4.2.

5. Варьируя только шириной барьера, наблюдайте за изменением вида прошедшей волновой функции. Рассчитайте и сопоставьте вероятности туннелирования частиц сквозь барьеры разной ширины. Сделайте выводы.

6. Выбрав в качестве микрочастиц протон и α -частицу, массы которых отличаются в 4 раза, исследуйте влияние массы микрочастицы на вероятность ее туннелирования сквозь барьер при одинаковых значениях энергии, высоты и ширины барьера. Результаты занесите в табл.4.2

Таблица 4.2

Результаты измерений и вычислений

№ п/п	частица	m	E , эВ	$\eta\%$	d , мкм	A_3	k_1 , 1/нм	D
1	электрон							
2	электрон							
3	электрон							
4	протон							
5	α -частица							

7. Для получения зачета по работе войдите в контролирующий режим и выполните контрольные задания.

4.3. Теоретический минимум по теме «Волновые свойства частиц»

1. Длина волны де-Бройля.
2. Соотношения неопределенностей Гейзенберга.
3. Дифракция микрочастиц на щели.
4. Уравнение Шредингера.
5. Волновая функция, свойства, статистический смысл волновой функции.
6. Туннельный эффект. Коэффициент прозрачности.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Трофимова, Т. И. Курс физики [Текст]: учеб. пособие для вузов / Т. И. Трофимова. – М.: Издательский центр «Академия», 2007. - 560 с.
2. Савельев, И. В. Курс общей физики [Текст]: в 5 кн.: учеб. пособие для вузов / И. В. Савельев. - М.: АСТ: Астрель, 2005.
3. Яворский Б. М. Справочник по физике для инженеров и студентов вузов [Текст]: учеб. пособие / Б. М. Яворский, А. А. Детлаф, А. К. Лебедев. - М.: Оникс, 2006. – 1056 с.
4. Квантовая оптика, физика атомов и ядер. Физика полупроводников: Контрольные задания для зачета по лабораторным работам по дисциплине "Физика" / Каф. физики; сост.: А. Г. Москаленко, М. Н. Гаршина, Е. П. Татьяна, Т. Л. Тураева, О. И. Ремизова. - Электрон. текстовые граф. данные. (704 Кб). - Воронеж: ФГБОУ ВО "Воронежский государственный технический университет", 2015.

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ.....	3
1. ТЕПЛОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ	4
1.1. Теоретическое введение	4
1.2. Оптическая пирометрия	6
1.3. Лабораторная работа № 3.01 Определение температуры тела оптическим пирометром	8
1.4. Теоретический минимум по теме «Тепловое излучение».....	11
2. ФОТОЭФФЕКТ	12
2.1. Теоретическое введение	12
2.2. Лабораторная работа № 3.02 Исследование внешнего фотоэффекта	14
2.3. Лабораторная работа № 3.03 Исследование фотоэлемента	16
2.4. Теоретический минимум по теме «Фотоэффект»	19
3. АТОМНАЯ ФИЗИКА	19
3.1. Квантовая теория атома водорода	19
3.2. Лабораторная работа № 3.04 Изучение спектра атома водорода и гелия	23
3.3. Лабораторная работа № 3.05 Измерение первого потенциала возбуждения атома криптона методом Франка-Герца	26
3.4. Теоретический минимум по теме «Атомная физика»	30
4. ВОЛНОВЫЕ СВОЙСТВА МИКРОЧАСТИЦ	30
4.1. Компьютерная лабораторная работа № 4.05 Дифракция микрочастиц на щели ...	30
4.2 Компьютерная лабораторная работа № 4.06 Прохождение микрочастиц через потенциальный барьер.....	33
4.3. Теоретический минимум по теме «Волновые свойства частиц»	36
БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК.....	37

КВАНТОВАЯ ФИЗИКА

МЕТОДИЧЕСКИЕ УКАЗАНИЯ
к выполнению лабораторных работ по дисциплине «Физика»
для студентов всех технических специальностей всех форм обучения

Составители:

Москаленко Александр Георгиевич

Татьянина Елена Павловна

Тураева Татьяна Леонидовна

Хабарова Ольга Сергеевна

Компьютерный набор Татьяниной Е. П.

Подписано к изданию 11.05.2021

Объем данных 1,51 Мб

ФГБОУ ВО «Воронежский государственный технический университет»

394026 Воронеж, Московский просп.,14