

И.И.Хикматов, М.С.Мирзаев

ФИЗПРАКТИКУМ
(АТОМНАЯ ФИЗИКА)
(Учебное пособие)

**МИНИСТЕРСТВА ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ, НАУКИ И
ИННОВАЦИЙ РЕСПУБЛИКИ УЗБЕКИСТАН**

• • , • •

**ФИЗПРАКТИКУМ
(АТОМНАЯ ФИЗИКА)**

60530900 – Физика
для всех курсов бакалавриата по направлениям
(учебное пособие)

" "

Бухара-2023

В отличие от существующих практических учебников по курсу Физпрактикум (атомная физика), в данном учебном пособии отражена суть работы, обеспеченной современным экспериментальным оборудованием, а также представлены специальные экспериментальные работы 60530900-Физическое образование, предназначенные для выполнения студентами бакалавриата. Учебное пособие 60530900-Физика разделено на лабораторные работы на основе учебной программы по Физпрактикум (атомная физика) для бакалавриата. Представлены формулы, относящиеся к каждой лабораторной работе, и содержание основных законов физической науки (атомной физики). Данное учебное пособие предназначено для курсов бакалавриата по физике.

Рецензент:

О.С. Комилов к.т.н доцент кафедры физики Бухарского государственного инженерно-технологического института.

К.С. Саидов к.ф-м.н доцент кафедры физики Бухарский государственный университет

ANNOTATSIYA

Ushbu o'quv qo'llanma oily ta'lim muassasalarining "60530900-Fizika" ta'lim yo'nalishlari bo'yicha tahsil olayotgan talabalar uchun mo'ljallangan. O'quv qo'llanmada xalqaro andozalar hamda yetakchi xorijiy oily ta'lim tashkilotlarida qo'llayotgan namunaviy dasturlar va adabiyotlar asosida "Fizpraktikum (Atom fizikasi)" fanidan tajriba mashg'ulotlarini bajarish tartibi batafsil bayon etilgan. Fanni o'qitishdan maqsad Respublikada texnik soha mutaxassislarining chuqur bilimli va yuqori saholiyatli, keng fikrlovchi, xorijiy hamkasblari bilan raqobatlasha oladigan yetuk mutaxassis bo'lishini taminlashdan iborat.

АННОТАЦИЯ

Данное учебное пособие предназначено для студентов высших учебных заведений обучающихся по направлениям сферы обучения "60530900-Fizika". В учебном пособии подробно описан порядок проведения экспериментальных занятий по предмету "Физпрактикум (Атомная физика)" на основе международных стандартов, а также типовых программ и литературы, используемых в ведущих зарубежных образовательных организациях. Целью преподавание данного предмета является подготовка высококвалифицированных, инженерно-технических кадров конкурентоспособных зарубежным специалистам.

ANNOTATION

This educational handbook is intended for students of higher educational institutions studying in all areas of the study field "60530900- Physics". The educational handbook describes in detail the procedure for conducting experimental laboratory exercises on "Physical Practicum (Atomic Physics)" on the basis of international standards, as well as standard programs and literature used in leading foreign educational organizations. The purpose of teaching this subject is to train highly qualified engineering and technical personnel who are competitively capable of foreign specialists.

ВВЕДЕНИЕ. ТЕХНИЧЕСКАЯ БЕЗОПАСНОСТЬ. ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЕ ПРИБОРЫ. ТЕОРИЯ ОШИБОК ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ПРОЦЕДУРЫ.

В отличие от существующих практических учебников по курсу «Физпрактикум» (Атомная физика), данное учебное пособие отражает суть работ, обеспеченных современным экспериментальным оборудованием, и подходит для реализации студентами бакалавриата образовательных направлений 60530900-Физика, а также представлены специальные экспериментальные работы. Будущие инженеры-технологи, выполняющие эти работы, получат возможность как качественно, так и количественно определять связи между физическими величинами, характеризующими различные технологические процессы.

На наш взгляд, могут быть достигнуты следующие три основные цели:

- освобождение ученика от скучной математики и вычислений
- экономить его время
- расчет найденной физической (атомно-физической) величины с высокой точностью и уменьшением погрешности
- Это должно дать студентам практические навыки применения теоретических знаний, которые они приобрели на компьютерах.

Методы и технологии производства, используемое оборудование регулярно совершенствуются и обновляются. Самое главное, качественно меняются требования к инженерам и другим специалистам. Совершенно не подлежит сомнению, что в современности только выпускники семейных образовательных учреждений, получившие достаточно широкую и глубокую фундаментальную подготовку, а также самостоятельную исследовательскую квалификацию, могут быстро сориентироваться и иметь возможность успешно работать. Исходя из этого, роль и задачи практического курса (атомной физики) в высших технических учебных заведениях можно выразить в следующем виде:

- Изучение Физпрактикума (атомной физики) играет важную роль в формировании фундаментальной подготовки выпускников и формировании у них научного мировоззрения.

- Физпрактикум (атомная физика) является базовым предметом для большинства естественных наук.

- Произвольная сеть современного производства чрезвычайно тесно связан с физикой. Вот почему необходимо овладеть физикой в такой степени, чтобы каждый инженер любой специальности мог осознанно и активно применять достижения научно-технической революции в своей производственной деятельности.

Лабораторные приборы разработаны на немецкой производственной фирме «LD Didactic Group» на основании решения Президента Республики Узбекистан и поставлены в высшие учебные заведения Узбекистана. Эти эксперименты внедрены в учебные процессы кафедры гелиофизики и возобновляемых источников энергии Бухарского государственного университета и используются в учебном процессе, охватывающем все кафедры атомной физики.

Правила техники безопасности при занятиях в лаборатории атомной физики

При выполнении лабораторных занятий по атомной физике необходимо обращать внимание на следующее:

1. Имейте в виду, что электричество опасно для жизни и будьте осторожны при выполнении лабораторных работ.
2. Проверить наличие тока в источнике питания и соединительных проводах с помощью индикатора, вольтметра или контрольных ламп.
3. Вы должны быть уверены в изоляции соединительных проводов, которые вы используете в сборке схемы.
4. После сборки полной электрической схемы лабораторной работы подключение к источнику электроэнергии производится только с разрешения преподавателя, проводящего лабораторные занятия.
5. При измерении результатов с помощью приборов, если вы заметили, что какое-либо электрическое оборудование сломано или неисправно, немедленно отключите его от источника питания и сообщите об этом своему руководителю, который руководит лабораторным заданием.
6. Выполнив любое лабораторное задание, убедитесь, что цепь отключена от источника, а затем приступайте к разборке цепи.
7. Будьте осторожны при использовании бьющейся стеклянной посуды во время лабораторных работ.
8. Осторожно используйте нагревательные приборы и кипящую воду.
9. Не забывайте пользоваться опасными инструментами под присмотром учителя.
10. Не забывайте, что интенсивное ультрафиолетовое излучение оказывает вредное воздействие на человеческий глаз. Не забывайте работать в темных защитных очках.
11. Соблюдайте строгие правила при использовании ртутных ламп. Не забывайте работать в темных защитных очках.

12. Если по каким-либо причинам ртутная лампа разобьется, то немедленно обратиться к учебному руководителю или лаборанту.

13. Соблюдайте правила безопасности при работе с радиоактивными материалами. привыкнуть к работе под наблюдением учителя.

14. Попробуйте сами провести несколько экспериментов.

15. Имейте в виду, что при работе с инструментами, вредными для здоровья человека, преподаватель или лаборант должны находиться под наблюдением.

16. Выполнять лабораторные занятия в специально оборудованных помещениях.

17. Не забывайте, что в лабораторной комнате должна быть аптечка.

Обязанности учащихся

1. Техники обязаны строго соблюдать правила техники безопасности, в случае систематического нарушения правил они лишаются права работать в помещениях лабораторий.

2. Только лабораторная работа, порученная учителем, должна быть выполнена, и обучение должно проводиться указанными методами.

3. Работать в спецодежде (белом халате), одежда должна быть безупречной, максимально приталенной, застегнутой на пуговицы, галстуки или шарфы не должны свисать, все девушки перед работой должны быть застегнуты и заправлены под платок.

4. После лабораторных занятий рабочее место должно быть убрано и приведено в порядок.

5. Отметьте своей подписью в специальной тетради, что вы ознакомились с правилами техники безопасности.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ЗАНЯТИЯ И СПОСОБЫ ИХ ОРГАНИЗАЦИИ

Экспериментальная подготовка является основным фактором, связывающим теорию и практику, обеспечивающим их единство, и имеет большое значение в формировании и развитии навыков работы с измерительными приборами и проведении экспериментов, а также в закреплении знаний учащихся. Стажировка в высших учебных заведениях может быть организована тремя способами: общим, смешанным и циклическим.

Общий метод. У каждого студента будет возможность выполнить конкретное задание, связанное с темой, затронутой в лекции. Этот метод облегчает организацию и проведение урока, управление деятельностью учащихся во время урока. Общий метод требует расширения экспериментальных помещений при наличии в эксперименте нескольких одинаковых приборов и создания условий для возможности выполнения всеми учащимися заданий одинакового содержания и содержания. Кроме того, однообразие экспериментальной работы с трудом ограничивает мыслительные способности учащихся.

Смешанный метод. Каждый студент выполняет индивидуальную экспериментальную работу, независимо от того, была ли она пройдена на лекции или нет. И содержание, и способ выполнения этих произведений различны. Несовместимость тем эксперимента и лекции приучает студентов к самостоятельной работе с соответствующей литературой, активизирует мыслительные процессы.

Циклический метод. При этом методе практическая лабораторная работа организуется на основе известных знаний из курса общей физики или путем обобщения различных методов измерения какой-либо физической величины. Адаптация текста экспериментов или лекций позволяет использовать эффективные варианты объединения экспериментов. Анализ

указанных методов показывает целесообразность проведения экспериментальных занятий по физике в технических вузах циклично.

ПОНЯТИЕ ОШИБОК ИЗМЕРЕНИЙ

Из-за несовершенства измерительных приборов, которыми мы пользуемся, и наших органов чувств результаты любого измерения имеют лишь определенную степень точности. Поэтому результаты измерений дают нам лишь приблизительное значение измеряемой величины, а не действительное значение. Степень точности результата измерения – это степень, с которой измерение может быть достоверно выполнено с точностью до мельчайшей доли единицы измерения. Уровень точности измерения зависит от приборов, используемых при этом измерении, общих методов измерения: пытаться получить более точные результаты, чем та точность, которая может быть достигнута в конкретной ситуации, — пустая трата времени. Обычно достаточно точности до 0,1 процента измеряемой величины. Для повышения точности конечного результата любое физическое измерение следует повторять не один, а несколько раз без изменения условий эксперимента. На самом деле, мы все время ошибаемся в измерении и подсчетах, более или менее. Поскольку эти ошибки могут возникать по двум причинам, их делят на две группы: постоянные (систематические) и случайные ошибки.

Систематические ошибки возникают в результате неисправных измерительных приборов, неправильных методов измерения или ошибок наблюдателя. Известно, что многократное повторение измерения не снижает влияния этих погрешностей. Чтобы устранить эти ошибки, необходимо уметь критически смотреть на метод, ясно смотреть на инструменты и строго придерживаться правил, созданных на практике.

Случайные ошибки есть у любого экспериментатора и возникают в результате ошибки, которую человек может совершить совершенно невольно в момент счета. Эти ошибки вызваны тем, что наши органы чувств

недостаточно развиты и многими другими ситуациями, возникающими при измерении (которые нельзя учесть заранее). Случайные ошибки подчиняются законам теории вероятностей. Если результат, полученный при измерении, больше действительного значения этой величины, то результат одного из последующих измерений этой величины может оказаться меньше действительного значения. В этом случае уменьшение случайных ошибок в результате многократных измерений одной и той же величины вполне очевидно, так как вероятность более чем односторонних отклонений от истинного значения невелика. Поэтому среднее арифметическое значение многих результатов измерений ближе к истинному значению измеряемой величины, чем любой из результатов измерений. Предположим, что требуется измерить некоторые величины:

Пусть результаты некоторых измерений N_1 будут n, N_2, N_3, \dots, N_n - количество отдельных измерений. Тогда среднее арифметическое этих результатов равно:

$$\bar{N} = \frac{N_1 + N_2 + N_3 + \dots + N_n}{n} = \frac{1}{n} \cdot \sum_{i=1}^n N_n \quad (1)$$

Эта величина является наиболее близкой к истинному значению измеряемой величины. Отличие среднего значения каждого и отдельного измерения, то есть:

$$\begin{aligned} |\bar{N} - N_1| &= \Delta N_1 \\ |\bar{N} - N_2| &= \Delta N_2 \\ |\bar{N} - N_3| &= \Delta N_3 \\ &\dots\dots\dots \\ |\bar{N} - N_n| &= \Delta N_n \end{aligned}$$

Абсолютная погрешность – это погрешность средства измерений, выраженная в единицах измеряемой физической величины, характеризующая абсолютное отклонение измеряемой величины от действительного значения физической величины:

Индикация этих ошибок различна. Они могут быть положительными и отрицательными. Для расчета средней абсолютной ошибки берется среднее арифметическое числовых значений некоторых ошибок.

$$\Delta\bar{N} = \frac{\Delta N_1 + \Delta N_2 + \Delta N_3 + \dots + \Delta N_n}{n}$$

$\frac{\Delta N_1}{N_1}, \frac{\Delta N_2}{N_2}$ эти отношения называются относительной погрешностью некоторых измерений. Отношение средней абсолютной погрешности ($\Delta\bar{N}$) к среднему арифметическому значению (\bar{N}) измеряемой величины называется средней относительной погрешностью (E).

$$\varepsilon = \frac{\Delta\bar{N}}{\bar{N}}$$

Относительные ошибки выражаются в процентах :

$$\varepsilon = \frac{\Delta\bar{N}}{\bar{N}} \cdot 100\%$$

Фактическое значение измеряемых величин:

$$N_x = \bar{N} \pm \Delta N$$

Из этого N_x - два значения $\bar{N} + \Delta\bar{N}$ и $\bar{N} - \Delta\bar{N}$ не следует понимать как наличие. N_x знаки (-) и (+) имеют только одно значение, фактическое значение измеряемой величины:

$$\bar{N} + \Delta\bar{N} \text{ и } \bar{N} - \Delta\bar{N}$$

показывает, что он находится в интервале, т.е.

$$\bar{N} + \Delta\bar{N} \leq N_x \leq \bar{N} - \Delta\bar{N}$$

Теория вероятностей - абсолютное заблуждение N дает более точную формулу нахождения и ΔN_m дает понятие ошибки, которая называется вероятностью результата.

$$\Delta N_m = \pm 0,6743 \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (\Delta N_i)^2}{n(n-1)}}$$

В этом случае результирующее значение измеряемой величины равно:

$$N_x = \bar{N} \pm \Delta\bar{N}_m$$

Если точность прибора такова, что при любом количестве измерений прибор показывает одно и то же значение, то указанный выше метод расчета погрешности неприменим. В этом случае измерение проводят один раз, а его результат записывают следующим образом:

$$N_x = \bar{N}' \pm \Delta \bar{N}_{mex}$$

где N_x - искомый результат измерения, \bar{N}' - среднее арифметическое значение двух измерений, ΔN_{tex} - погрешность, равная делению шкалы прибора.

Непосредственно погрешности измерений формализуются в виде следующей таблицы.

Количество измерений	N_i	ΔN_i	$\frac{\Delta \bar{N}}{N} \cdot 100\%$	$N_x = \bar{N}' + \Delta N_{mex}$
1.	N_1	ΔN_1		
2.	N_2	ΔN_2		
3	N_3	ΔN_3		
N	N_n	ΔN_n		

I. ОПЫТ ФРАНКА - ГЕРЦА С РТУТЬЮ. ИЗМЕРЕНИЕ И АНАЛИЗ ДАННЫХ С ПОМОЩЬЮ CASSY

Цель работы: изучить опыт Франка-Герца с ртутной трубкой.

Необходимое оборудование: Розетка для трубки Франка - Герца, электронагреватель, 230 В, блок питания Франк - Герц, датчик температуры Ni - Cr - Ni, Кабельные пары, красный и синий, Windows XP/Vista/7/8.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ КОНЦЕПЦИЯ

В начале 20 века было открыто открытие положительных и отрицательных зарядов, частица-электрон, несущая отрицательный заряд. Тот факт, что частица, несущая положительный заряд, является положительным зарядом, интересовал всех ученых того времени. Выяснилось, что атом представляет собой сложную заряженную систему. В это время в повестку дня ученых встал вопрос о строении атома. Согласно теоретическим представлениям, сохранились две различные структуры атома: модель Томсона, Планетарная модель Резерфорда.

Модель Томсона. Положительные заряды распределены по всему объему атома в соответствии с определенной объемной плотностью. Электроны (отрицательные заряды) взаимодействуют с положительно заряженными элементами этой среды по закону Кулона. Как только один электрон покидает атом по всему объему, он стремится вернуть атом в прежнее состояние равновесия. В результате электрон колеблется.

Модель Резерфорда. Это модель, подобная солнечной системе, с положительно заряженным ядром (Солнце) в центре, вокруг которого вращаются электроны (подобно планетам), удерживаемые вместе кулоновской силой.

В то время они могли определить строение атома только на основе экспериментов. Для того, чтобы найти решение такой проблемы, перед учеными того времени встала следующая задача. Необходимо было обосновать

распределение электрических зарядов по всему объему атома, т. е. изучить строение атома на основе экспериментов.

Стало ясно, что альфа-частица, испускаемая радиоактивными элементами, — это частица с положительным зарядом, равным ядру атома гелия ($2e$ равным заряду электрона), и массой четырех протонов. e — Поэтому при анализе можно было использовать формулу дифференциального сечения рассеяния альфа-частицы (заряд альфа-частицы $Z_1 = 2$ и ее масса были в несколько раз меньше массы рассеянных атомов). При решении задачи возникла необходимость заменить массы рассеянных альфа-частиц и рассеянных частиц (атомный заряд) на заданную массу системы двух взаимодействующих частиц.

Приведенная масса. Условная характеристика распределения массы в зависимости от физических параметров (массы, момента инерции, индуктивности и др.) и законов ее движения в механической и смешанной системе с двумя и более движущимися частицами.

Кинетическая энергия частиц $T = \frac{1}{2} \mu v^2$, T — кинетическая энергия системы, μ — масса системы, v — скоростная характеристика массы системы в некоторой точке системы.

Пусть поток частиц с определенной массой и зарядом направлен на тонкую мишень, состоящую из химических элементов, альфа-частицы сталкиваются с атомами мишени и разлетаются под разными углами. Угол рассеяния рассеянных частиц регистрируются специальным счетчиком.

Необходимо рассмотреть движение первого точечного заряда с массой и зарядом в кулоновском поле другого второго точечного заряда (мишени) с массой m_2 и m_1 зарядом eZ_2 . eZ_1 Если предположить, что масса второго точечного заряда больше массы первого точечного заряда, то второй точечный заряд можно считать неподвижным.

На основании известных из курса физики механики законов сохранения энергии и импульса заряда, движущегося в центральном силовом поле (целевом поле), можно вывести следующие уравнения:

- закон сохранения энергии:

$$\frac{m_1(\dot{r}^2 + r^2 \dot{\varphi}^2)}{2} + \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0 r} = E = const, \quad (1.1)$$

- закон сохранения импульса:

$$-m_1 r^2 \dot{\varphi} = L = const = m_1 g b, \quad (1.2)$$

Здес, g – скорость заряда при рассеянии на бесконечность; b – предполагаемое расстояние (рис. 1.1); r и φ – производные радиуса вращения материальной точки (альфа-частицы) и угла ее кручения во времени.

Если мы рассмотрим следующее выражение, введя новую независимую переменную: $\rho = \frac{1}{r}$:

$$\dot{r} = \frac{dr}{dt} = \frac{dr d\varphi}{d\varphi dt} = \frac{d}{d\varphi} \left(\frac{1}{\rho} \right) \frac{d\varphi}{dt} = \frac{L}{m_1} \frac{d\rho}{d\varphi},$$

то, используя уравнение (1.1.), имеем следующее дифференциальное уравнение:

$$\left(\frac{d\rho}{d\varphi} \right)^2 = -\frac{2m_1 E}{L} - 2 \frac{Z_1 Z_2 e^2 m_1}{4\pi\epsilon_0 L^2} \rho - \rho^2.$$

дифференциальное уравнение относительно ρ этого выражения, φ получают дифференциальное уравнение второго порядка:

$$\frac{d^2 \rho}{d\varphi^2} + \rho = -\frac{Z_1 Z_2 e^2 m_1}{4\pi\epsilon_0 L^2} = C. \quad (1.3)$$

Решение уравнения (1.3) равно:

$$\rho = C + A \cos \varphi + B \sin \varphi \quad (1.4).$$

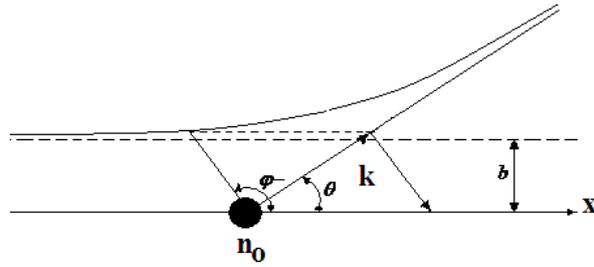


Рисунок 1.1. Определение траектории заряженной частицы (альфа).

Константы A и B определяются из следующих условий: $\varphi \rightarrow \pi$ когда $r \rightarrow \infty$,

$r \sin \varphi \rightarrow b$, то $A = C$, $B = \frac{1}{b}$ и выражение (1.4) принимает вид:

$$\frac{1}{r \sin \varphi} = C \operatorname{ctg} \left(\frac{\varphi}{2} \right) + \frac{1}{b}. \quad (1.5)$$

$r \rightarrow \infty, \varphi \rightarrow \theta$ с учетом, то угол рассеяния можно найти как:

$$\operatorname{ctg} \frac{\theta}{2} = -\frac{1}{bC} = \frac{4\pi\epsilon_0 m_1 g^2 b}{Z_1 Z_2 e^2}. \quad (1.6)$$

Так как измерение намеченного расстояния θ в эксперименте очень сложно, то желательно определить поперечное дифференциальное сечение при неупругом рассеянии в диапазоне углов рассеяния dN_o от альфа-частицы, т. е. отношение числа рассеянных альфа-частиц частиц ($d\theta$) к числу частиц в потоке альфа-частиц, падающих на атом (N), будет:

$$d\sigma = \frac{dN_o}{N}. \quad (1.7)$$

Из формулы (1.6) видно, что любая альфа-частица с расстоянием до цели b и $b+db$ рассеивается в угловом интервале от θ до $d\theta$. b и $b+db$ можно принять, что количество частиц с намеченным расстоянием равно количеству частиц, падающих на поверхность с радиусом b и шириной: db

$$dN_o = N \cdot 2\pi b db. \quad (1.8)$$

Исходя из выражения (1.7), поверхность дифференциального сечения будет иметь следующий вид:

$$d\sigma = 2\pi b|db| = \pi \left(\frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0 m_1 v^2} \right)^2 \frac{\operatorname{ctg}\left(\frac{\theta}{2}\right)}{\sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right)} d\theta. \quad (1.9)$$

С учетом формулы (1.8), (1.9) определяет число альфа-частиц, вылетевших из одного центра. Если центром рассеяния n является та, то $d\Omega$ число альфа-частиц, рассеянных пространственным углом, равно:

Поэтому угол рассеяния уменьшается с увеличением намеченного расстояния (учитывается модуль $|db|$). Последнее выражение дифференциального сечения в разбросе можно записать как:

$$d\sigma = \frac{1}{4} \left(\frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0 m_1 v^2} \right)^2 \frac{d\Omega}{\sin^4\left(\frac{\theta}{2}\right)}. \quad (1.10)$$

Здесь, $d\Omega = 2\pi \sin\theta d\theta - \theta$ и $\theta + d\theta$ — пространственные углы на концах конусов (рис. 1.2).

Формула (1.9) принимается как формула Резерфорда. На основании этого Резерфорд проанализировал результаты опытов по рассеянию альфа-частиц на атомах химических элементов и определил состав атома.

$$dN^{(n)} = nN \left(\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 m_1 v^2} \right)^2 \frac{d\Omega}{\sin^4\left(\frac{\theta}{2}\right)}, \quad (1.11)$$

Здесь, Ze – заряд рассеянного атомного ядра. Когда угол рассеяния представляет собой пространственный угол $d\Omega = \text{const}$ в интервале θ и $d\theta$, количество рассеянных альфа-частиц равно:

$$dN^{(n)} \sin^4\left(\frac{\theta}{2}\right) = \text{const}. \quad (1.12)$$

Более простая версия формулы Резерфорда может быть выражена следующим образом:

$$\frac{dN}{N} = n \left(\frac{qq_0}{4\pi} \right)^2 \frac{d\Omega}{\sin^4\left(\frac{\theta}{2}\right)},$$

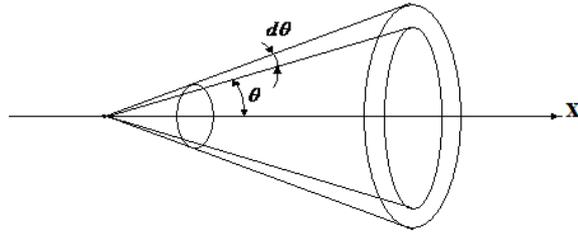


Рисунок 1.2. Доказать формулу Резерфорда.

где $dN - (\theta, \theta + d\theta)$ поток альфа-частиц, рассеянных в угловом интервале; N – пучок альфа-частиц, падающих на мишень, q и q_0 – ядерные заряды падающих частиц и мишени.

Все величины в формуле (1.10), кроме Z могут быть измерены на основе экспериментов. Следовательно, эта формула может определить число Z для рассеивающих атомов. Число Z равно порядковому номеру элемента в периодической системе химических элементов Менделеева. Отсюда следует, что элементы в периодической системе химических элементов увеличиваются не в атомной массе, а в атомном заряде Ze выражено распределение с ростом. Отсюда следует первый необходимый вывод опыта Резерфорда.

По результатам экспериментов было замечено, что альфа-частицы рассеиваются под углом $\theta = \frac{\pi}{2}$ и под большим углом. Причина этого в том, что если положительные частицы в ядре ориентированы к центру объема, то альфа-частицы отклоняются на угол $\theta = \frac{\pi}{2}$ и на больший угол. Линейный размер объема будет меньше предполагаемого расстояния. Линейный размер предполагаемого расстояния b_{max} находится по формуле (1.13):

$$\operatorname{ctg} \frac{\theta}{2} = -\frac{1}{bC} = \frac{4\pi\epsilon_0 m_1 \mathcal{Q}^2 b}{Z_1 Z_2 e^2}. \quad (1.13)$$

$$b_{max} \approx \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 \left(\frac{m_1 \mathcal{Q}^2}{2} \right)} = \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 E_k}, \quad (1.14)$$

Здесь E_k – кинетическая энергия альфа-частицы. В эксперименте Резерфорда кинетическая энергия альфа-частицы составляла $E_k \approx 5 \text{ МэВ}$. В этих случаях, когда $Z = 8$, из Формулы (1,14) следует, что $b_{\text{макс}} \approx 0,25 \cdot 10^{-12} \text{ см}$.

Тот факт, что атом имеет линейный размер, 10^{-8} см свидетельствует о том, что положительные частицы, отклоняющие альфа-частицы на большой угол, сосредоточены на небольшой площади атома. Поэтому положительные частицы атома не будут распределены по всему его объему. Если бы положительные частицы атома были распределены по всему его объему, то альфа-частицы не отклонялись бы на большой угол. Вторым выводом опыта Резерфорда состоит в том, что положительные частицы атома 10^{-13} см сосредоточены в его поле.

Такая область атома называется ядром атома. Электроны движутся вокруг ядра. Поскольку расстояние электрона от ядра равно размеру атома, масса электрона очень мала по сравнению с массой атома. Из этой идеи следует, что вся масса атома заключена в его ядре.

Таким образом, опыт Резерфорда подтвердил планетарную модель атома: в центре атома находится тяжелое положительно заряженное ядро, вокруг которого вращаются легкие отрицательно заряженные электроны, подобно планетам вокруг Солнца.

Недостаток планетарной модели Резерфорда.

Согласно атомно-планетарной модели Резерфорда: в центре атома находится тяжелое положительно заряженное ядро, вокруг которого вращаются легкие отрицательно заряженные электроны, подобно планетам вокруг Солнца. Электрон, вращающийся вокруг ядра, должен излучать непрерывные электромагнитные волны с центростремительным ускорением. Радиус орбиты электрона, потратившего свою энергию на излучение, должен был уменьшаться прямо и непрерывно, и в результате электрон должен был упасть на ядро. С точки зрения классической физики атому совершенно невозможно быть в виде планетарной модели.

С точки зрения классической физики, частота излучения атома должна соответствовать частоте вращения электрона вокруг ядра, и эта частота должна быть такой, чтобы она была кратна частоте основного излучения атома. Такой характер спектров излучения атома оказался совершенно противоположным закономерностям, наблюдаемым в атомных спектрах.

Классическая планетарная модель атома противоречит выводам теории излучения абсолютно черного тела и эксперимента Франка-Герца о дискретности состояния атома.

Опыты Резерфорда, во-первых, подтвердили планетарную модель, а во-вторых, исходя из планетарной модели атома и используя представления классической физики, ряд современных ученых не могли объяснить экспериментальные факты и законы.

Исходя из этого, возникла необходимость введения в физике новых понятий. Такой революционный шаг сделал Н. Бор.

Постулаты Бора

1. *Стационарное состояние.* Атомы могут находиться только в определенном, так называемом, стационарном состоянии длительное время (10^{-8} с). Атом в стационарном состоянии не излучает (этот постулат подтверждает неприменимость классической теории). Стационарные состояния атома характеризуются дискретными величинами энергий $E_1, E_2, E_3, \dots, E_n$.

2. *Условие квантования.* Из всех существующих состояний в атоме применимы только те, в которых величина движения электрона на его орбите равна моменту (орбитальному моменту) целому числу постоянной Планка h , деленному на 2π , что можно выразить следующим математическим уравнением:

$$L = mvr = n \frac{h}{2\pi} = n\hbar; (n = 1, 2, 3, \dots). \quad (1.15)$$

3. *Состояние частот.* Атом испускает излучение, когда он переходит из одного дискретного состояния в другое. Энергия атома в начальном состоянии

E_m , энергия в конечном состоянии, при котором разность энергий начального и конечного состояний излучается в виде фотона с частотой:

$$E_n - E_m = h\nu. \quad (1.16)$$

Целое число называется квантовым числом. Здесь $\frac{h}{2\pi} = \hbar = 1,054 \cdot 10^{-34} \text{ Ж} \cdot \text{с}$ из этого условия следует длина орбиты $2\pi r = \frac{nh}{m\vartheta} = n\lambda$. Длина волны электрона следует по орбите Бора, как целочисленная стоячая волна.

Из формул (1.15) и (1.16):

$$\frac{m\nu^2}{r} = \chi \frac{Ze \cdot e}{r^2}, \quad (1.17)$$

$$L = mvr = n \frac{h}{2\pi} = n\hbar; \quad (1.18)$$

можно определить следующие отношения:

$$r_n = \frac{r^2 m^2 \vartheta^2}{\chi Z e^2 m} = \frac{n^2 \hbar^2}{\chi Z e^2 m} = \frac{n^2 \hbar^2 \varepsilon_0}{\pi m e^2 Z} \quad (1.19)$$

Отсюда следует, что радиусы электронных орбит пропорциональны квадрату целого числа и принимают выбранные значения, то есть каждому из них соответствуют определенные значения. Другими словами, радиус орбит квантуется.

Так как масса атомного ядра намного больше массы электрона, то можно считать ядро неподвижным и считать, что электрон движется вокруг ядра по окружности радиусом r .

Первый радиус ($Z = 1$) атома водорода ($n = 1$) равен:

$$a_0 = \frac{4\pi\varepsilon_0 \hbar^2}{e^2 m} = 0,529 \cdot 10^{-10} \text{ м}. \quad (1.20)$$

Выражение (1.20) называется первым боровским радиусом атома водорода.

Схема вращающихся стационарных орбит атома водорода изображена на рис. 1.3.

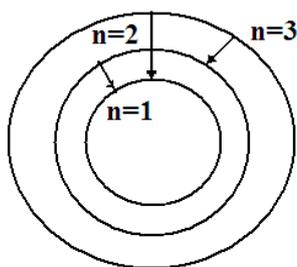


Рисунок 1.3. Схема орбиталей бора и переходов между ними.

Физический смысл боровских орбит.

На основании вышеизложенного можно считать, что вероятность возвращения электрона на определенную орбиту изменяется в зависимости от радиуса этой орбиты атома. Для этого рассмотрим невозбужденное состояние атома водорода.

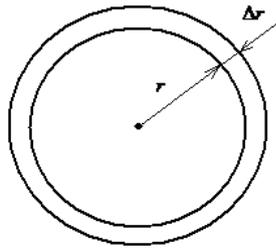
Если предположить, что атом имеет форму сферы с радиусом, а вокруг него есть сфера с радиусом $r + \Delta r$, то между этими сферами есть слой Δr – (малого размера), пусть объем этого слоя будет равен $\Delta V = 4\pi r^2 \Delta r$ (рис. 1.4б). Вероятность возвращения электрона в этот слой пропорциональна выражению, а ее зависимость от радиуса с максимумами изображена на рис. 1.4, а. Этот максимум расположен на расстоянии от центра $r_1 = 529nm$, то есть совпадает с радиусом первой орбиты.

Максимальная плотность пространственного распределения вероятности возвращения электрона в область орбиты электрона в атоме называется «электронным облаком».

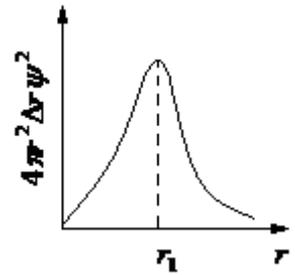
Иметь значение. Определить первый и второй радиусы орбиты электрона в атоме водорода ($Z = 1$) и скорости электронов в них.

Электрон, вращающийся вокруг ядра, должен иметь центростремительное ускорение, это ускорение, придаваемое электрону, обусловлено кулоновским притяжением электрона с ядром:

$$m \frac{v^2}{r} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Ze \cdot e}{r^2}.$$



а)



б)

Рисунок 1.4. а) изображение тонкого сферического слоя невозбужденного атома; б) кривая зависимости вероятности возврата электрона в тонкий сферический слой атома от боровского радиуса.

$$m \frac{v^2}{r} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Ze \cdot e}{r^2}.$$

Исходя из условия квантования постулатов Бора, орбитальный момент (импульс импульса) электрона h равен целому числу постоянной Планка, деленному на (2π) :

$$mvr = n \frac{h}{2\pi} = n\hbar, \quad n = 1, 2, 3, \dots$$

Используя эти два уравнения, можно определить радиус орбиты электрона:

$$r_n = \frac{n^2 h^2 \epsilon_0}{\pi m e^2 Z}.$$

Используя эту формулу $n=1$ радиус электронной орбиты находится, когда

$$r_1 = \frac{h^2 \epsilon_0}{\pi m e^2 Z} = 5,29 \cdot 10^{-9} \text{ sm} = 5,29 \cdot 10^{-9} \text{ nm},$$

Аналогичные расчеты можно использовать для определения радиуса второй электронной орбиты бора для водорода:

$$r_2 = \frac{n^2 h^2 \epsilon_0}{\pi m e^2 Z} = n^2 r_1 = 4r_1 = 21,16 \cdot 10^{-9} \text{ sm} = 21,16 \cdot 10^{-9} \text{ nm}.$$

Скорость электронов на первой и второй орбитах можно определить с помощью следующего уравнения:

$$mvr = n\hbar,$$

Поэтому для $n = 1$ $v_1 = \frac{\hbar}{mr_1} = 2,13 \cdot 10^6 \frac{m}{s}$

Для $n = 2$ $v_2 = \frac{n\hbar}{mr_2} = \frac{2\hbar}{4mr_1} = \frac{v_1}{2} = 1,06 \cdot 10^6 \frac{m}{s}$.

Энергия электронов в атомах.

Полная энергия каждого электрона в атоме складывается из кинетической энергии E электрона при его вращении и потенциальной энергии W , вызванной притяжением электрона к ядру. Потенциальная энергия электрона с зарядом e на расстоянии r от заряженного ядра в поле ядра отрицательна:

Потенциальная энергия W заряженного Ze электрона в поле ядра на расстоянии r от e заряженного ядра отрицательна:

$$W = -\chi \frac{Ze \cdot e}{r} = -\chi \frac{Ze^2}{r}. \quad (1.21)$$

Кинетическая энергия электрона на орбите (по формуле 1.21) равна:

$$E_k = \frac{mv^2}{2r} = \chi \frac{Ze^2}{2r}. \quad (1.22)$$

Полная энергия электрона на орбите равна:

$$E = E_k + W = -\chi \frac{Ze^2}{r} + \chi \frac{Ze^2}{2r} = -\chi \frac{Ze^2}{2r} = -\chi^2 \frac{mZ^2 e^4}{2\hbar^2 n^2} = -\frac{mZ^2 e^4}{8\epsilon_0^2 n^2 \hbar^2}, \quad (1.23)$$

где n -положительное целое число, главное квантовое число. Это уравнение (полная энергия электрона) может принимать только некоторые допустимые значения в зависимости от целого числа n .

Таким образом, энергия электрона квантуется в атоме.

(1.23) определяет энергетический уровень электрона в стационарном состоянии в атоме водорода ($Z=1$). Стационарный энергетический уровень электрона в атоме водорода изображен на рис. 1.5. Состояние, когда главное квантовое число $n=1$ считается низшим энергетическим уровнем атома, называется главным энергетическим уровнем атома.

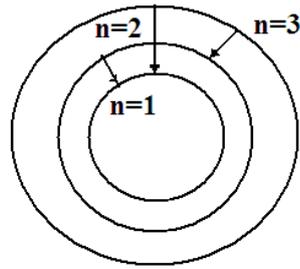


Рисунок 1.5 Поляризационные орбиты атоме водорода и схема переходов между ними



Рисунок 1.6 Энергетические уровни стационарного состояния в атоме водорода.

Формулу (1.23) можно приравнять к следующему выражению:

$$E_n = \frac{mZ^2 e^4}{32\pi^2 \epsilon_0^2 \hbar^2} \frac{1}{n^2} = \omega \hbar, \quad (1.24)$$

Из формулы (1.24) можно определить частоту излучаемой электромагнитной волны:

$$\omega = \frac{mZ^2 e^4}{32\pi^2 \epsilon_0^2 \hbar^3} \frac{1}{n^2}. \quad (1.25)$$

Выражение (1.25) можно записать следующим образом:

$$\omega = R \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (1.26)$$

где у равно $R = \frac{mZ^2 e^4}{32\pi^2 \epsilon_0^2 \hbar^3}$, что является числом Ридберга.

похоже на обобщенную эмпирическую формулу Бальмера (1.25) для частоты облученного атома водорода для водорода $Z=1$. Основываясь на элементарной квантовой теории Бора, формула (1.26) правильно представляет спектр атома водорода.

Когда энергия электрона в атоме равна нулю, электрон может покинуть атом, такой процесс называется ионизацией атома). Для того чтобы ионизировать атом, то есть удалить электрон из «потенциальной оболочки», необходимо сообщить электрону энергию, которая должна быть равна полной отрицательной энергии электрона в атоме:

С увеличением формулы (1.23) (его абсолютная величина уменьшается) энергия увеличивается. Когда электрон удаляется от ядра ($r \rightarrow \infty$, как бы математически), энергия становится равной нулю. В ней электрон описывается так, как если бы он был окружен потенциалом, подобным гравитационной потенциальной энергии. Электрон в потенциале существует в данный момент времени на точно дискретных уровнях энергии, так же как тело в гравитационном потенциале существует в этот момент времени на произвольном уровне энергии E_1, E_2, \dots, E_n

Когда энергия электрона в атоме равна нулю, электрон может покинуть атом, такой процесс называется ионизацией атома. Для того чтобы ионизировать атом, то есть удалить электрон из «потенциальной оболочки», необходимо сообщить электрону энергию, которая должна быть равна полной отрицательной энергии электрона в атоме:

$$E_{ion} = -E = \frac{\chi}{2} \frac{Ze^2}{r} = \frac{mZ^2e^4}{8\epsilon_0^2 n^2 h^2} = \frac{mZ^2e^4}{32\pi^2 \epsilon_0^2 \hbar^2 n^2}. \quad (1.27)$$

Если к электрону в атоме водорода приложено достаточно энергии, электрон выходит на орбиту $n = \infty$, то есть электрон покидает атом. В результате атом ионизируется. Энергия, используемая для этого, называется энергией ионизации. Для атома водорода $Z=1$ энергия $n=1$ ионизации (1.23) в случае, имеет следующее значение по формуле:

$$E_{\text{мула}} = \frac{e^4 m}{32\pi^2 \varepsilon_0^2 \hbar^2} = 13,6 \text{ эВ}. \quad (1.28)$$

Возбужденные атомы. В стабильных атомах электроны находятся в чрезвычайно низкоэнергетических состояниях. Если атомам придается энергия, то электроны получают дополнительную энергию и перемещаются на орбиты, удаленные от ядра. Такое состояние атомов называется возбужденным. Атомы возвращаются в свое состояние, то есть в стабильное состояние, испуская спонтанный фотон за короткий промежуток времени $\approx 10^{-8} \text{ с}$ на основе частотного условия постулата бора.

Стоит отметить, что атомы, обладающие способностью длительное время находиться в возбужденном состоянии, называются метастабильными атомами.

Недостатки теории Бора. Теория Бора была необходима для объяснения внутренних явлений в атоме. Но у нее был ряд недостатков: во-первых, эта теория не является теорией, производной от классической теории или квантовой теории, это полуклассическая, полуквантовая теория.

Эта теория не может объяснить интенсивность спектральных линий водорода. Теория Н. Бора не могла объяснить наличие дублетного характера (пары спектральных линий) в спектральных линиях щелочных металлов (этот характер не мог объяснить появление дублетных спектральных линий в спектральных линиях гелия). Теория Н. Бора не могла объяснить дифракцию частиц. Как только возникла необходимость в теории Н. Бора, начался этап перехода от классической механики к квантовой.

Иметь значение. Определить энергию ионизации атома водорода (минимальную энергию, необходимую для отрыва электрона от атома водорода).

В атоме водорода полная энергия электронов на орбитах равна сумме его кинетической и потенциальной энергий:

$$E = E_k + W = -\frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{Ze^2}{2r} = -\left(\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\right)^2 \frac{me^4 Z^2}{2\hbar^2 n^2} = -\frac{me^4 Z^2}{8\varepsilon_0^2 \hbar^2 n^2}.$$

Водород в нормальном состоянии $Z = 1, n = 1$, и полная энергия электрона на первой орбите:

$$E_1 = -\frac{me^4}{8\pi\epsilon_0^2 h^2} = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{2r_1} = -\frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 r_1}.$$

Если электрон удаляется от ядра на бесконечность, его энергия будет равна нулю, то для того, чтобы "поднять" электрон из потенциальной ямы на нулевой уровень (находящийся E_1 в "глубине"), необходимо затратить энергию ионизации $|E_{ion}| = |-E_1|$, на нем, т.е.

$$E_{ion} = 2,18 \cdot 10^{-18} \text{ J} = \frac{2,18 \cdot 10^{-18}}{1,6 \cdot 10^{-19}} = 13,6 \text{ eV}.$$

Идея эксперимента Франка-Герца заключалась в том, чтобы доказать дискретное энергетическое состояние атомов. Пусть ускоренный электрон и атом упруго сталкиваются, энергия передается от электрона к атому. После столкновения электрон будет иметь другую кинетическую энергию. При столкновении внутренняя энергия атома изменяется непрерывно, при столкновении атому отдается различная часть энергии ускоренного электрона, путем измерения энергии, отдаваемой атому ускоренным электроном при столкновении, определяется можно сделать вывод (заключение) о различии энергии состояния атома. Таким же образом завершилась идея эксперимента Франка-Герца.

Эксперимент Франка-Герца показана на рис. 1.7. Между нагретым катодом K и A чистым анодом помещается разность потенциалов U , электроны, покидающие катод под напряжением U , ускоряются до паров ртути при $\approx 130 \text{ Па}$ атмосферном давлении. Электроны сталкиваются с атомами ртути при их движении. За B сеткой A плата ставится. Между сеткой A и пластиной B помещен тормозной потенциал $U_{\text{тор}}$ ($\approx 0,5 \text{ В}$). На пластину A попадают только электроны с энергией более $0,5 \text{ в}$, а их количество измеряется мощностью электрического тока, прошедшего через амперметр G . В эксперименте измеряется вольт-амперная характеристика (рис.1.7).

Последовательность текущих максимумов отстает друг от друга на одинаковое расстояние $\approx 4,9V$.

При энергии электрона менее $4,9эВ$ происходит неупругое столкновение электрона и атома ртути, внутреннего изменения в атоме не происходит, и электроны преодолевают тормозной потенциал от сетки к пластине.

Энергии электрона, $4,9эВ$ атомы ртути неупруго сталкиваются с электроном, внутреннего изменения в атоме не происходит, и электроны A преодолевают тормозной потенциал от сетки к пластине. Когда B энергия электрона достигает $4,9эВ$, электрон и атом находятся в упругом столкновении, атом поглощает всю энергию электрона, внутренний энергетический уровень атома паров ртути изменяется, только электроны в упругом столкновении приходят к пластине, разность потенциалов уменьшается и сила тока уменьшается $4,9эВ$. При наличии разности потенциалов $9,8В$ электрон и атом ртути находятся во втором упругом столкновении и пробуждают второй энергетический уровень атома. Такие случаи доказывают, что состояние системы атомов паров ртути находится в дискретном состоянии. Потенциал возбуждения энергетических состояний атомов называется резонансным потенциалом. Результаты подобных экспериментов привели к следующему выводу: состояние атомных систем изменяется только дискретно. Итак, состояние атомной системы нельзя объяснить на основе классической механики.

В 1914 году Джеймс Франк и Густав Герц объявили, что потеря энергии при прохождении электронов через пары ртути происходит определенными «шагами» и что соответствующее излучение находится в ультрафиолетовой линии ртути. Несколько месяцев спустя Нильс Бор признал это явление доказательством своей модели атома. Таким образом, опыт Франка-Герца считается классическим экспериментом по подтверждению квантовой теории.

В этом эксперименте величина ускоряющего напряжения U_2 может

изменяться от 0 до 30 В, при этом управляющий потенциал U_1 и тормозное напряжение U_3 поддерживаются постоянными, и измеряется соответствующий анодный ток I_a . Этот анодный ток сначала увеличивается до тех пор, пока кинетическая энергия ускоряющихся электронов не сравняется с энергией ($E_{Hg} = 4,9 \text{ эВ}$), достаточной для столкновения атомов ртути вблизи сетки в возбужденное состояние, как в простом тетроде. Однако она достигает максимального значения в момент выравнивания, а затем резко уменьшается, так как электроны теряют свою энергию из-за столкновений с атомами ртути, а энергия U_3 становится недостаточной для преодоления тормозного потенциала.

При увеличении ускоряющего напряжения U_2 электроны начинают набирать энергию, достаточную для возбуждения атомов ртути дальше от сетки, I_a анодный ток снова уменьшается и достигает второго максимума.

Поскольку ртуть снова теряет свою энергию при столкновениях с атомами, у электронов уже нет энергии, необходимой для преодоления тормозного напряжения, анодный ток снова сильно уменьшается, и формируется второй минимум. Когда ускоряющее напряжение снова увеличивается, описанный выше процесс периодически повторяется в результате того, что электроны получают дополнительную энергию от электрического поля. Длину волны света, излучаемого парами ртути, можно найти по следующей формуле.

$$\Delta E = eU \quad \nu = \frac{\Delta E}{h} = \frac{4,9eV}{h} \quad (1.29)$$

Порядок выполнения работы.

1. Вставьте нагревательный элемент в безопасное гнездо 4 мм на задней панели источника. (В частности, при подключении убедитесь, что желтая вилка подключена к желтой розетке, а зеленая — к зеленой).

2. Подсоедините датчик температуры к DIN-разъему «Ni-Cr-Ni», а трубку Франка-Герца к DIN-разъему «Frank-Hertz tube» исходной системы.

3. Вставьте датчик температуры в закрывающее отверстие нагревательной печи до конца и вставьте трубку Франка-Герца с медным держателем в печь.

4. Переведите операционный модуль в режим RESET и подключите систему-источник (через несколько секунд светодиодный индикатор ртути (Hg) изменит цвет с зеленого на синий).

5. Отметьте «Настройка по умолчанию 9 C = 180 °C» и подождите, пока не будет достигнута рабочая температура (светодиодный индикатор меняет цвет с красного на зеленый; температура сначала достигает максимума, а затем останавливается на конечной температуре).

6 Подключить входное напряжение A датчика-CASSY к выходу U_A , пропорциональное анодному напряжению, а входное напряжение в датчика-CASSY подключить к выводу $U_{2/10}$ ускоряющего напряжения входное напряжение B .

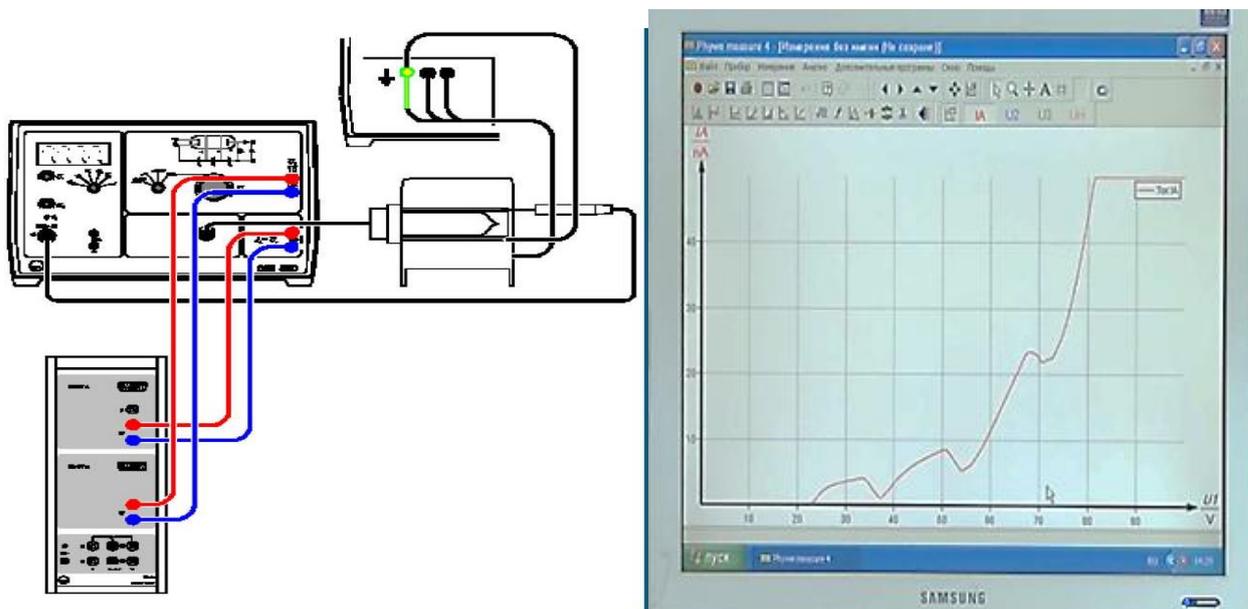
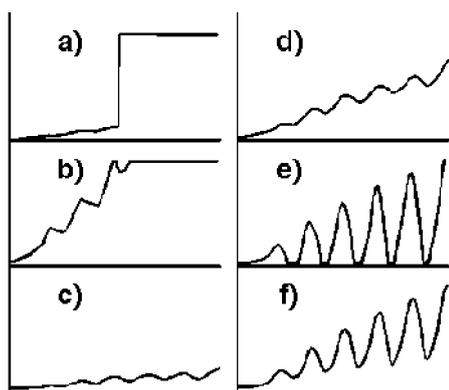


Рисунок 1.7. Схема опыта Франка-Герца с ртутью

7. Установите управляющий потенциал на $U_1 = 1,5$ В и тормозное напряжение на $U_3 = 1,5$ В и измерьте график Франка-Герца в режиме работы «Ramp». Для этого кнопка \circ Начните измерение, нажав, и установите режим измерения на "Ramp". Измерение остановится автоматически через 15 секунд, затем установите режим измерения на СБРОС.

8. Если график Франка - Герца слишком крутой, то есть верхний предел токоизмерительного усилителя достигается при значениях менее $U_2 = 30 \text{ В}$, а верхняя часть графика Франка - Герца обрывается (b): U_1 уменьшают напряжение до тех пор, пока крутизна графика (d) не совпадет с крутизной на рисунке. Если график Франка-Герца слишком плоский, то есть анодный ток меньше 5 нА во всех ветвях измерения (c): Увеличивайте напряжение U_1 до тех пор, пока крутизна графика не совпадет с крутизной графика (г).



Если кривая Франка-Герца повышается резко (a), и Вы видите газовый разряд в трубке Франка-Герца посредством открытия вставки печи (синий накал)

9. Если график Франка-Герца остается плоским даже после увеличения напряжения U_1 : уменьшите значение настройки θ_c , используя ползунок потенциометра для температуры печи.

10. *Оптимизация U_3 .* Большее значение тормозного напряжения U_3 приводит к лучшему определению максимумов и минимумов графика Франка-Герца; однако при этом уменьшается и величина полного анодного тока. Если максимумы и минимумы графика Франка-Герца недостаточно четкие (г): Альтернативно, сначала увеличивайте тормозное напряжение U_3 , а затем управляющий потенциал U_1 (f) до тех пор, пока не получите график вида, показанного на рис. Если минимумы графика Франка-Герца срезаны снизу (e): Альтернативно, сначала уменьшайте тормозное напряжение U_3 , а затем управляющий потенциал U_1 (f) до тех пор, пока не получите график

вида, показанного на рис. (Ртутная трубка Франка-Герца была измерена с использованием параметров $U=2,58\text{В}$, $U_J=1,95\text{В}$ и $v_S=180^\circ\text{С}$ в экспериментальных примерах.)

11. Запишите в таблицу зависящие от напряжения параметры анодного тока.

№	1	2	3	...	N
U (v)					
U(I _a)					

12. Найдите длину волны света, излучаемого парами ртути, по формуле (1.29).

13. Сравните экспериментальные результаты, полученные для атома ртути, с литературными данными.

Тестовые вопросы

1. Почему свет, исходящий от атома ртути, нельзя увидеть глазом.
2. Почему анодный ток после достижения максимума резко уменьшается?
3. Сколько градусов должна быть температура ртутной трубки в опыте Франка-Герца?
4. Объясните тормозящее напряжение и ускоряющее напряжение в эксперименте Франка-Герца.
5. Что происходит после упругого столкновения электрона с атомом ртути в эксперименте Франка-Герца? А когда резинка сталкивается?

II. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОСТОЯННОЙ ПЛАНКИ С ПОМОЩЬЮ КОМПАКТНОГО ИЗМЕРИТЕЛЬНОГО ПРИБОРА

Цель работы: измерить кинетическую энергию электронов в зависимости от частоты света. Определение постоянной Планка h .

Необходимое оборудование: фотоэлемент для обнаружения h , ртутная лампа высокого давления, универсальный дроссельный электромметр, усилитель, переменный источник питания 12 В АС, конденсатор 100 пФ, переключатель 630 В (НО), вилка с полюсным зажимом, мультиметр LD-аналог 20, экранированный кабель BNC/4 мм, распределительная коробка, пара кабелей, соединительные провода.-

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ КОНЦЕПЦИЯ

На основании выводов законов Стефана-Больцмана и Вина применение термодинамического метода в вопросе нахождения универсальной функции Кирхгофа не дает заявленного результата. Английские ученые Д. Рэле и Д. Джинс смогли теоретически решить одновременную зависимость универсальной функции Кирхгофа от частоты (длины волны) и температуры тела. Они смогли найти решение проблемы, применив классический закон статистической физики «равномерное распределение энергии по степеням свободы» к закону теплового излучения.

Анализируя результаты своих экспериментов, ученые того времени предложили формулу для спектральной плотности энергии излучения абсолютно черного тела:

$$r_{\omega,T} = \frac{2\pi\omega^2}{c^2} kT, \quad (2.1)$$

где – k – постоянная Больсмана.

Наблюдаемые учеными в конце XIX века на основе экспериментов, нагрев тел при высоких температурах и их излучение в диапазоне низкочастотных длин волн и близко не соответствовали результатам, полученным по формуле (2.1), предложенной теоретически из реле -половая сторона, включая законы Стефана-Больцмана и Вина.

Законы Стефана-Больцмана, Вина и Рэлея-Джинса являются законами теплового излучения тел, то формула, выражающая один закон, должна была получиться из формулы, выражающей второй закон, но этого не произошло. Например, закон Стефана-Больцмана нельзя было определить по формуле (2.1), представляющей закон Рэлея-Джинса.

Все усилия, направленные на решение задачи об универсальной функции спектральной плотности излучения, частоты (длины волны) излучения и температуры тела в состоянии теплового равновесия с точки зрения классической физики, не увенчались успехом. На простом примере излучения тела — линейном гармоническом осцилляторе задача баланса излучения привела к «абсурдному» результату. Проблема теплового излучения зашла в тупик.

Например, если мы хотим найти яркость абсолютно черного тела, то если вместо в выражении $r_{\omega,T}$ подставить формулу Реле-Жанса, то получим следующее решение выражения:

$$R_e = \int_0^{\infty} r_{\omega,T} d\omega = \frac{2\pi kT}{c^2} \int_0^{\infty} \omega^2 d\omega = \infty.$$

Тот факт, что решение интегрального выражения равно бесконечности, является абсурдным понятием. Согласно известному закону Стефана-Больсмана, спектральная плотность объектов в тепловом излучении R_e пропорциональна четвертой степени термодинамической температуры,

$$R_e = \sigma T^4$$

Такое абсурдное понятие называется «ультрафиолетовое разрушение».

В 1900 г. немецкий физик М. Планк теоретически доказал формулу связи спектральной плотности излучения абсолютно черного тела с температурой тела и частотой излучаемой электромагнитной волны.

Для решения этой проблемы М. Планк опирался на свою квантовую гипотезу, полностью противоречащую представлениям классической физики.

Квантовая гипотеза Планка: «Электромагнитные волны, излучаемые (поглощаемые) атомным излучателем, излучают свою энергию не непрерывно, а отдельными порциями (дискретными) — квантами, пропорциональными частоте волны».

Согласно предположению Планка, если излучение электромагнитных волн излучается порциями, то энергия осциллятора ε_n может принимать точные дискретные величины, а энергия волны, излучаемой осциллятором, $\varepsilon_o = h\nu_o = \hbar\omega_o$ может принимать значения, кратные энергиям элементарных порций (только точная дискретная энергия) :

$$\varepsilon = n\varepsilon_o = nh\nu_o = n\hbar\omega_o. (n = 0;1;2;.....) \quad (2.2)$$

здесь h или \hbar – Постоянная Планка. Постоянная Планка-осциллятор считается коэффициентом пропорциональности между долей энергии ε_o и линейной частотой излучения, испускаемого электромагнитными волнами ν . Постоянная Планка показывает h , что, делится на 2π . Их численные суммы таковы:

$$\hbar = h/2\pi = (1,05449 \pm 0,00003) \cdot 10^{-27} \text{ erg} \cdot \text{s} = 0,659 \cdot 10^{-15} \text{ eV} \cdot \text{s},$$

$$h = 2\pi\hbar = (6,62559 \pm 0,00015) \cdot 10^{-27} \text{ erg} \cdot \text{s} = 4,21 \cdot 10^{-15} \text{ eV} \cdot \text{s}$$

Постоянная Планка определялась на основе экспериментов, основанных на законе теплового излучения, законе фотоэмиссии, законе коротковолнового предела непрерывных рентгеновских спектров и других физических явлениях. Она играет фундаментальную роль в квантовой физике, подобно скорости света в теории относительности.

В тепловом излучении формула для спектральной плотности энергии излучения, зависящей от частоты электромагнитных волн и температуры тела, может быть найдена только в том случае, если допускается квантование энергии излучения, что полностью противоречит представлениям классической физики Планк доказал, что

Открытие постоянной Планка и связанная с ней идея квантования привели к рождению новой квантовой теории. Физику как науку \hbar можно

разделить на две части: классическую физику и квантовую физику, непосредственно связанную с фундаментальной константой.

Электромагнитная волна и температура тела одновременно в тепловом излучении может быть найдена только в том случае, если допускается квантование энергии излучения, что полностью противоречит идеи классической физики.

М. Планк теоретически доказал, что универсальная функция Кирхгофа имеет вид следующей формулы, исходя из предположения о квантовой природе теплового излучения и с использованием статистических методов:

$$r_{\omega,T} = \frac{2\pi\omega^2}{c^2} \frac{\hbar\omega}{e^{\frac{\hbar\omega}{kT}} - 1}. \quad (2.3)$$

Результаты, полученные опытами по распределению энергии в спектрах излучения абсолютно черных тел при различных температурах и в диапазоне частот от до, соответствуют результатам, определяемым формулой (2.1).

14 декабря 1900 г. на заседании Немецкого физического общества М. Планк дал теоретическое доказательство своей формулы (2.3). Этот день считается днем рождения квантовой физики.

Для малых диапазонов частот электромагнитного излучения, т. е. $h\nu \ll kT$ когда $h\nu$ – энергия кванта kT – много меньше энергии теплового движения, формула М. Планка соответствовала форме формулы Реле-Джинса. Чтобы доказать это, можно разложить экспоненциальную функцию в формуле М. Планка, ограничившись двумя членами, прибавить 1 к правой части уравнения и вычесть 1, чтобы получить следующее выражение:

$$e^{\frac{h\nu}{kT}} \approx 1 + \frac{h\nu}{kT}, \text{ затем } e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1 \approx 1 + \frac{h\nu}{kT} - 1 = \frac{h\nu}{kT}. \quad (2.4) _ _$$

(2.4) подстановка экспоненциальной функции в формулу М. Планка дает формулу Реле-Джинса:

$$r_{\nu,T} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \frac{h\nu}{\frac{h\nu}{kT}} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} kT. \quad (2.5)$$

абсолютно черного тела, получают следующее выражение:

$$R_e = \int_0^{\infty} r_{\nu,T} d\nu = \int_0^{\infty} \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} d\nu, \quad (2.6)$$

(2.6) включить в выражение безразмерные переменные: $x = \frac{h\nu}{kT}$; $dx = \frac{h}{kT} d\nu$,

откуда $d\nu = \frac{kT}{h} dx$ можно найти отношение. С учетом таких соотношений

формула М. Планка видоизменяется в следующем виде:

$$R_e = \frac{2\pi k^4}{c^2 h^3} T^4 \int_0^{\infty} \frac{x^3 dx}{e^x - 1} = \sigma T^4, \quad (2.7)$$

(2.7) по формуле определяем следующее: $\sigma = \frac{2\pi k^4}{c^2 h^3} \int_0^{\infty} \frac{x^3 dx}{e^x - 1} = \frac{2\pi^5 k^4}{15c^2 h^3}$. Решение

этого интеграла $\int_0^{\infty} \frac{x^3 dx}{e^x - 1} = \frac{\pi^4}{15}$ равно Кроме того, к формуле (2.7). k, c и h Если

подставить числовые значения

Яркость облученных тел на спектральном графике (2.7) можно определить, используя выражение ($R_{\nu,T} = R_{\lambda} \frac{\lambda^2}{c}$) и выражение универсальной функции Кирхгофа через формулу М. Планка:

$$r_{\lambda,T} = \frac{c}{\lambda^2} r_{\nu,T} = \frac{2\pi c^2 h}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{kT\lambda}} - 1}, \quad (2.8)$$

отсюда

$$\frac{\partial r_{\lambda,T}}{\partial \lambda} = \frac{2\pi c^2 h}{\lambda^6 (e^{\frac{hc}{kT\lambda}} - 1)} \left(\frac{\frac{hc}{kT\lambda}}{e^{\frac{hc}{kT\lambda}} - 1} - 5 \right). \quad (2.9)$$

Полагая произвольную первого порядка равной нулю, можно найти значение функции, когда она имеет максимум. λ_{max} Затем, $x = \frac{hc}{kT\lambda_{max}}$ внося

изменения, формируется следующее уравнение:

$$xe^x = 5(e^x - 1) = 0. \quad (2.10)$$

Найдено решение $x = 4,965y$, полученное методом последовательных приближений такого трансцендентного уравнения. Аналогично $\frac{hc}{kT\lambda_{max}} = 4,965$ находится и соотношение, из которого определяется следующее

произведение:

$$T\lambda_{max} = \frac{hc}{4,965 \cdot k} = b, (2.11)$$

Последнее выражение является математическим выражением закона смещения Вина.

Универсальные константы h, k и c зная константы Стефана-Больцмана и Вина (σ и b) можно определить. С другой стороны, зная экспериментально определенные значения h, k и b , можно вычислить значения σ (аналогично тому, как впервые было найдено значение постоянной М. Планка).

Таким образом, хотя формула М. Планка согласуется с экспериментальными результатами, она включает в себя все законы теплового излучения. По формуле М. Планка можно будет вычислить константы в законах теплового излучения. Таким образом, формула М. Планка является полным решением основной проблемы теплового излучения, поставленной Кирхгофом. Следует сказать, что только на основе революционной квантовой гипотезы М. Планка нашли свое решение законы излучения тел.

электромагнитных волн, вызванных тепловым излучением, можно представить себе возникающими из-за движения электронов в его внешних оболочках только тогда, когда атомы вещества рассматриваются как планетарная модель.

Итак, причину теплового излучения тел можно трактовать так : вещество состоит из атомов, в центре атома находится ядро, состоящее из положительных частиц, а вокруг ядра движутся электроны, каждый из которых имеет свою специальную оболочку; в том числе электроны во внешней оболочке атомов в твердых телах движутся под действием тепла

(атомы переходят из состояния покоя в возбужденное состояние), в результате чего увеличивается внутренняя энергия атома и возникают электромагнитные волны разной длины, испускаемые (в том числе и видимые глазу видимые лучи).

Экспериментальный метод определения постоянной Планка

Постоянная Планка h или $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ является одной из фундаментальных констант физики и используется для описания квантовых характеристик микрофизических объектов, таких как электроны и фотоны. Поэтому постоянная Планка используется во многих экспериментах как фундаментальная константа при описании квантовых свойств природы.

Постоянную Планка можно определить, используя явление фотоэффекта.

Количество фотоэлектронов, выбрасываемых с поверхности металла с помощью световых лучей, зависит от интенсивности света, а энергия электронов — от частоты световых лучей. Результаты таких экспериментов объяснил А. Эйнштейн в 1905 г. При этом А. Эйнштейн предположил, что свет состоит из потока частиц, называемых «фотонами», и предположил, что энергия каждого фотоэлектрона, пораженного отдельным фотоном, пропорциональна частоте света, то есть энергии фотона:

$$E = h\nu \quad (2.12)$$

Соотношение А. Эйнштейна представляет собой закон сохранения энергии для этого процесса. каждого испущенного фотона электрона $h\nu$ забирает свою энергию у атома. Избыток энергии от работы фотоэлектронов, покидающих поверхность металла, составляет кинетическую энергию электрона $E_{kinetik}$ получается как:

$$E_{kinetik} = \frac{m\mathcal{G}^2}{2} = h\nu - A. \quad (2.13)$$

Выходная работа электрона зависит от типа материала.

Постоянная Планка h может быть определена путем воздействия на фотоэлемент монохроматическим светом (т. е. светом с определенной длиной волны) и может быть измерена кинетическая энергия выброшенных электронов. Схематическое изображение такого эксперимента представлено на рис. (2.1).

Монохроматический световой пучок, генерируемый фильтром длин волн F , проходит через фотоэлемент, помещенный в вакуумную стеклянную трубку и падает на катод K . Фотоэлектроны, отделенные от катода, движутся к аноду в виде фототока I измеряется, а C - предельное электростатическое напряжение конденсатора. U_0 заряжает до

Если фотоэлектроны возвращаются постепенно увеличивающимся отрицательным потенциалом, фототок соответственно уменьшается. Значение этого усиления, когда значение фототока равно нулю U_0 называется предельным напряжением. При этом напряжении даже самых слабо связанных электронов, т.е. с самой слабой работой выхода и, следовательно, с наибольшей кинетической энергией, могут достигать анодного напряжения. $E_{kinetik}$ не могут преодолеть.

В этом эксперименте анодное напряжение U_0 создается с помощью конденсатора, который заряжается до порогового напряжения падающими на него электронами. Ограничение напряжения U_0 можно использовать для расчета кинетической энергии слабосвязанных электронов:

$$eU_0 = h\nu - A \quad (2.14)$$

Здесь e -элементарный заряд (количество заряда электрона); A -работа электрона, покидающего поверхность металла. Если частота падающего света увеличивается на $\Delta\nu$, энергия электрона увеличивается на $h\Delta\nu$.

Для порогового напряжения, для компенсации фототока, ΔU_0 следует увеличить. Для этого случая используется следующее уравнение:

$$eU_0 = h\Delta\nu \quad (2.15)$$

то есть энергия $h\Delta\nu$ как только увеличивается до eU_o , компенсируется потерями энергии.

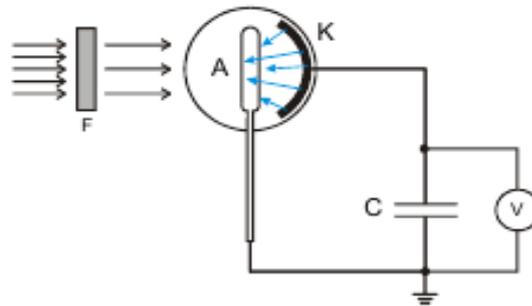


Рисунок 2.1. Схема устройства для измерения постоянной Планка с использованием фотоэффекта.

Если граничное электростатическое напряжение U_o , то частота напряжения ν . При построении графика в зависимости от (2.15) уравнение давало прямую линию с наклоном, равным:

$$\frac{\Delta U_o}{\Delta \nu} = \frac{h}{e}. \quad (2.16)$$

Постоянная Планка для элементарного заряда (для электрона) известного h значения функция $U_o(\nu)$ можно определить по наклону графика.

Фотонный импульс

с частотой падает перпендикулярно поверхности предмета и поглощается им. Согласно курсу электродинамики световое давление, оказываемое светом на поверхность предмета, есть физическая величина, равная объемной плотности энергии электромагнитных лучей.

Любой фотон имеет энергию, концентрацию фотонов $\frac{w}{h\omega}$, w – объемную плотность световой энергии. Когда фотоны движутся со скоростью вдоль линии, нормальной к поверхности объекта, количество фотонов, одновременно падающих на поверхность, равно $\frac{cw}{h\omega}$.

При поглощении фотона телом кванты фотона сообщают телу импульс, иначе говоря, на поверхности тела возникает давление.

Из вышеизложенных соображений следуют следующие выводы:

-во-первых, давление фотона, падающего по нормали к поверхности тела, равно сумме импульсов фотонов, поглощенных одной поверхностью за одно и то же время. Полный импульс равен следующему выражению, а объемная плотность энергии фотонного давления:

$$\frac{pcw}{\hbar\omega} = w,$$

это дает следующее выражение:

$$p = \frac{\hbar\omega}{c} = \hbar k,$$

где $k = \omega/c = 2\pi/\lambda$ – волновое число, $\lambda = cT = 2\pi c/\omega$ – длина волны света, $T = 2\pi/\omega$ – период колебаний электромагнитной волны.

-во-вторых, известно, что энергия фотона равна его $E = \hbar\omega = mc^2$ импульсу $p = mc = \hbar\omega/c$, а значит, фотон не может находиться в состоянии покоя, ему нужно двигаться со скоростью, равной или близкой к скорости света.

Согласно теории Максвелла, любая электромагнитная волна, падающая на поверхность тела, оказывает давление на это тело. Давление, оказываемое электромагнитными волнами на поверхность тела, можно объяснить следующим образом:

При падении электромагнитных волн перпендикулярно на поверхность катода, изготовленного из металла, векторы электрического \vec{E} и магнитного \vec{H} полей направлены вдоль поверхности металла, начинает двигаться в том же направлении. В то же время на электрон атома, движущийся в магнитном поле электромагнитной волны F_L действует сила Лоренца ();

-в-третьих, направление силы Лоренца направлено перпендикулярно к поверхности катода и к ней, сумма сил Лоренца, действующих на единицу площади освещаемой поверхности катода на поверхность, характеризует световое давление;

, основанных на теории электродинамики Максвелла, для светового давления подходит следующее выражение:

$$P = w(1 + \rho),$$

объемная плотность энергии пучка электромагнитных волн, падающего на поверхность ρ в этом году ; w -- коэффициент светоотражения поверхности катода;

Экспериментальная установка для определения светового давления схематически изображена на рис. 2.2, которая устроена следующим образом.

Имеются два легко поворачиваемых кончика крыла, один из которых зачернен (I), а другой блестящий (II). Это сравнения отклонения пера, вызванные поочередным освещением крыльев пера светом. В зависимости от отклонения отраженного светового луча от небольшого зеркальца (K), прикрепленного к оси волос, определяют степень закручивания волос. По результатам эксперимента давление, оказываемое светом на крыло с блестящими перьями (P_{ya}) P_q , оказывается в два раза больше, чем давление, оказываемое на крыло черными перьями. Такой результат согласовывался с теоретическим выводом Максвелла:

равным считается коэффициент поверхностного отражения $\rho = 1$ для идеальной глянцевой поверхностной пленки, в которой давление электромагнитных волн определяется следующим выражением:

$$P_{ya} = w(1 + \rho) = 2w;$$

коэффициент отражения для поверхности затемненной пленки, полностью поглощающей $\rho = 0$ электромагнитные волны, считается равным, тогда выражение светового давления, приложенного к этой поверхности, $P_q = w(1 - \rho) = w$ равно.

Таким образом, векторы электромагнитных волн падают перпендикулярно поверхности тела, напряжённости электрического и магнитного полей перпендикулярно друг другу падают на поверхность тела, свободные электроны в атомах материала тела движутся под действием

электрического поля и приобретают силу Лоренца под действием магнитного поля. Направление силы Лоренца противоположно направлению света, падающего на поверхность объекта, вызывая давление фотона на поверхность объекта.

Опыт Боте.

Существование фотонов непосредственно подтверждено опытом В. Боте. Тонкая металлическая фольга F помещалась между двумя C_1 и C_2 симметрично установленным счетчиком.

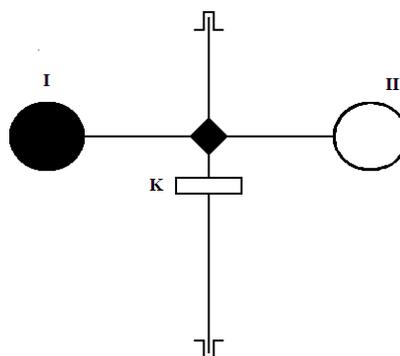


Рисунок 2.2. Схема устройства, отслеживающего световое давление

Фольга освещалась слабым пучком рентгеновских лучей R, под действием которого сама фольга становилась вторичным источником рентгеновских лучей (это явление называется рентгеновской люминесценцией). Из-за малой интенсивности первичного рентгеновского излучения число квантов вторичных лучей, испускаемых фольгой, очень мало.

Проникновение вторичных рентгеновских лучей в каждый из счетчиков вызывает их срабатывание (запись) немедленно (10^{-3} s в течение короткого времени) и приводит в действие специальный механизм, такие возбуждения маркируют непрерывно движущуюся D-ленту.

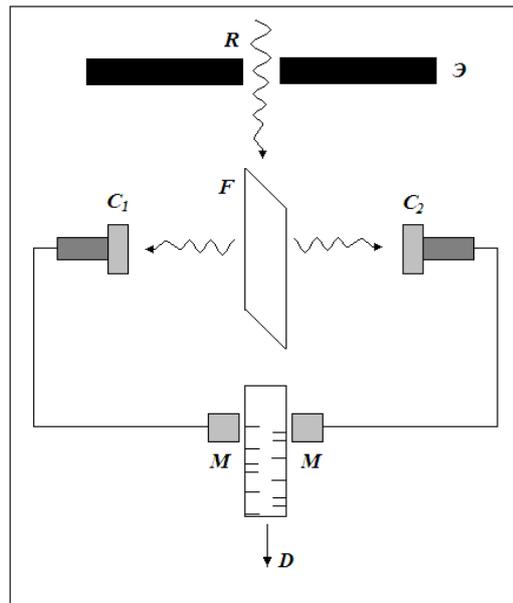


Рисунок 2.3. Схема эксперимента Боте.

Если бы энергия излучения была равномерно распределена по всем направлениям, исходя из изображений волн, то оба счетчика, C_1 и C_2 должны возбуждаться одновременно, а метки на ленте симметрично совмещаться друг с другом.

На самом деле наблюдается совершенно случайное расположение символов на Ленте. Это можно объяснить только тем, что кванты света покидают фольгу F отдельными радиационными движениями и летят в том или ином направлении.

Таким образом, было экспериментально доказано существование особых световых частиц с энергией и импульсными фотонами.

В этом эксперименте постоянная Планка h определяется с помощью фотоэффекта.

$$E = h\nu \quad (2.17)$$

Электроны можно выбить с поверхности металла с помощью световых лучей (фотоэффект). Количество «фотоэлектронов» зависит от интенсивности света. Однако энергия вылетающих электронов зависит только от частоты света. Результаты этих экспериментов были объяснены Эйнштейном в 1905 году. При этом он предположил, что свет состоит из потока частиц, называемых «фотонами», и что каждый фотоэлектрон

сталкивается с отдельным фотоном, энергия которого пропорциональна частоте, то есть энергии фотона: «соотношение Эйнштейна» для этого Процесс представляет собой закон сохранения энергии. Каждый вылетевший электрон получает энергию фотона $h\nu$. Избыток энергии от работы выхода A берется электроном в качестве кинетической энергии E_{kin} :

$$E_{kin} = \frac{1}{2} m v^2 = h\nu - A \quad (2.18)$$

Выходная работа электрона зависит от типа материала.

Постоянную Планка h можно определить, подвергая фотоэлемент воздействию монохроматического света (т. е. света с определенной длиной волны) и измеряя кинетическую энергию выброшенных электронов. Рисунок 1. такого эксперимента дана схематическая иллюстрация. Свет падает на поверхность калия через кольцеобразный анод (платиновая проволока). Фотоэлектроны достигают анода, и фототок измеряется как I .

Если фотоэлектроны отталкиваются медленно увеличивающимся отрицательным потенциалом, фототок соответственно уменьшается. Значение этого напряжения $U_{вых}$ при значении фототока равном нулю называется пороговым напряжением. При этом напряжении даже самые слабосвязанные электроны, т.е. с самой слабой работой выхода и, следовательно, с наибольшей кинетической энергией $E_{кин}$, не могут преодолеть анодного напряжения.

В этом эксперименте анодное напряжение генерируется с помощью конденсатора, который заряжается до порогового напряжения U_0 падающими электронами. Пороговое напряжение U_0 можно использовать для расчета кинетической энергии слабосвязанных электронов:

$$eU_0 = h\nu - A \quad (2.19)$$

e -элементарный заряд, A -выходная работа

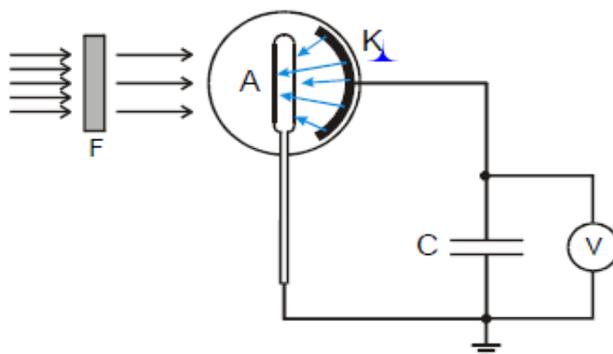


Рисунок 2.4. Фотоэлектрический измеритель постоянной Планка с помощью эффекта появления. Генерируется с использованием фильтра длин волн F сделанный монохромный свет свет фотоэлемента K к катоду падает. Фотоэлектроны движутся к аноду, и заряжает C конденсатор до предельного напряжения U_0 .

Если частота падающего света увеличивается на $\Delta\nu$, энергия электрона увеличивается на $h \cdot \Delta\nu$. Пороговое напряжение должно быть увеличено для компенсации фототока. ΔU_0 Для этого случая используется следующее уравнение:

$$e \cdot \Delta U_0 = h \Delta \nu \quad (2.20)$$

т.е. как только энергия $h \Delta \nu$ возрастает, $e U_0$ компенсируется потерей энергии.

Если построить пороговое напряжение U в зависимости от частоты ν (2.20), уравнение дает прямую линию с наклоном, равным:

$$\frac{\Delta U_0}{\Delta \nu} = \frac{h}{e} \quad (2.20)$$

Постоянная Планка h $U_0(\nu)$ для элементарного заряда, величина которого известна, может быть определена по наклону графика.

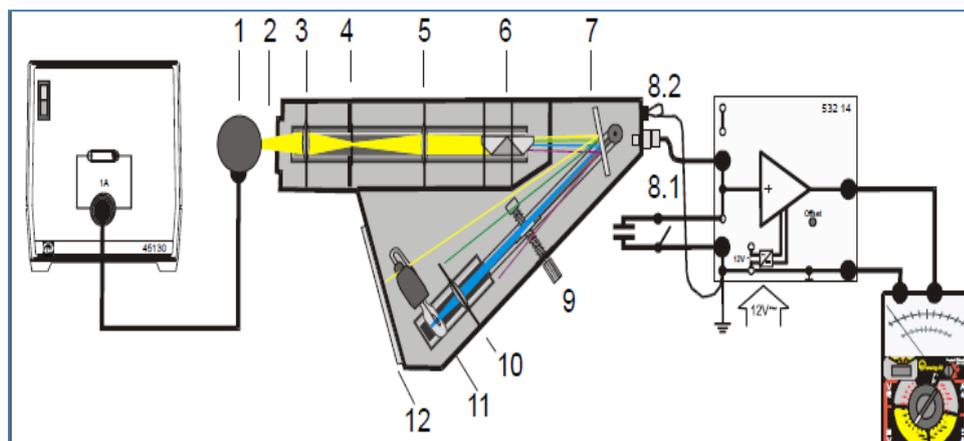


Рисунок 2.5. Схема экспериментального устройства: 1-ртутная лампа высокого давления, 2-вытеснитель, 3-собирающая линза, 4-щель, 5-визуальная линза, 6-призма корректора, 7-зеркало, 8.1-заглушка для BNC/4мм экранированный кабель (катод), штекеры 8,2-4мм (кольцевой анод) 9-карандаш, 10-собирающая линза с щелевой диафрагмой, 11-фотоэлемент, 12-зеркало и редукционный бегунок.

Измерение и расчет результатов

1. Соберите устройство согласно рисунку 2.5 и подключите его к источнику питания.
2. Подготовка по рис. 2.5: обклейте внутреннюю часть пластины из плексигласа (12) выпускного окна белой бумагой. Удалите (6) правильную смотровую призму и (10) линзу с щелевой апертурой с пути луча. выполните электрические соединения, описанные в разделе «Установка электрических соединений».
3. Установите ртутную лампу высокого давления (1) примерно в 5 мм от основания компактного блока.
4. Сформировать изображение ртутной лампы высокого давления (1) с линзой (3) на щели. Совместите лампу и линзу (выемка находится посередине держателя).
5. Создать изображение щели на выходном зеркале (5) регулировкой объектива и, при необходимости, регулировкой зеркала (7).

6. Вставьте правильную смотровую призму (6) так, чтобы фиолетовая и желтая линии ртутной лампы высокого давления совпадали с выходным окном.

6. Вкрутить фотоэлемент в патрон; поставить объектив с прикрепленной щелевой диафрагмой на пути луча так, чтобы на фотокатоде формировалось изображение спектральной линии.

7. Частично затемнить комнату. В выходном окне видно изображение щелевой апертуры объектива.

8. Подсоедините мультиметр и установите диапазон 3 В постоянного тока.

Определить пороговое напряжение U_0 для желтого луча: для этого отрегулировать поворотную ручку с помощью нити (9) так, чтобы она была видна из выходного окна желтой линии.

10. Если вы проводите эксперимент в темной комнате, закройте вытяжное окно затемняющей тканью.

11. Разрядите конденсатор, нажимая переключатель вниз, пока мультиметр не покажет ноль.

12. Запустите эксперимент, подключив переключатель Add; подождите примерно от 30 с до 1 мин, пока конденсатор не зарядится до порогового напряжения U_0 .

13. Запишите измеренные значения для u_0 . Повторите эти операции для зеленой, синей и фиолетовой спектральных линий.

14. Заполните следующую таблицу на основе полученных результатов.

Цвет	λ Нм	ν ТГц	это u_0 В
Желтый			
Зеленый			
синий			
Фиолетовый			

16. Нарисуйте график зависимости порогового напряжения $U_{\text{вых}}$ от частоты спектральных линий ртути высокого давления ν .

17. Рассчитайте постоянную Планка по формуле (V), определив значение порогового напряжения $U_{\text{вых}}$ для разных частот и сравнив его со значением, указанным в литературе.

Тестовые вопросы.

1. Объясните явление фотоэффекта
2. Описать законы фотоэффекта.
3. Что такое фотоэлемент? Какие типы фотоэлементов вы знаете?
4. Что такое останавливающий потенциал?

III. ИЗ БАЛЬМЕРОВСКОГО РЯДА ВОДОРОДА H_a , H_b и H_g

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДЛИН ВОЛН

Цель эксперимента: наблюдение спектральных линий атома водорода с помощью дифракционной решетки с высоким разрешением. Измерьте длины волн H_a , H_b и H_g из серии Бальмера. Определение постоянной Ридберга $R_\infty n_i$.

Необходимое оборудование: лампа Бальмера, блок питания для ламп Бальмера, копия сетки Роуланда, держатель пружинного зажима, линза, регулируемая прорезь для экрана наблюдения, небольшой оптический стол, V-образный штатив, лупа Лейболда, измерительная линейка, 2 м.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ КОНЦЕПЦИЯ

Твердые тела излучают когерентные спектры. Газы имеют линейные и полосатые спектры.

Линейчатый спектр состоит из последовательно расположенных более или менее узких спектральных линий. В линейном спектре соседние линии разбиваются на множество спектральных линий, расположенных близко друг к другу.

К началу 20 века было обнаружено, что линейчатые спектры газов исходят из атомных и молекулярных спектров.

Атомный спектр водорода можно наблюдать с помощью электрического разряда в вакуумной водородной трубке, когда большая часть молекул водорода распадается на атомы.

Наличие множества спектральных линий атома свидетельствует о сложности его внутреннего строения.

Положение спектральной линии в спектре характеризуется ее длиной волны λ или частотой $\nu = \frac{c}{\lambda}$. Вместо этого спектроскописты ν используют так называемое спектроскопическое волновое число. $\bar{\nu}$ Это количество волн длиной 1 см в вакууме: $\bar{\nu} = \frac{1}{\lambda}$.

Следует сказать, что атомы, которые не взаимодействуют друг с другом, после возбуждения излучают. Их спектры состоят из отдельных узких спектральных линий и называются линейчатыми спектрами.

Обилие спектральных линий свидетельствует о том, что внутреннее строение атома сложное. Изучение атомных спектров послужило ключом к пониманию внутреннего строения атома. Было замечено, что сначала спектральные линии располагаются упорядоченно, а затем образуют ряды линий.

При изучении линейчатых спектров атома водорода (изображение спектральных линий атома водорода представлено на рис. 3.1).

За частоту линии спектра принимается количество электромагнитных колебаний в 1 секунду:

$$\nu = \frac{c}{\lambda} \left(\frac{1}{\text{сек}} \right).$$

у покупателя c –; λ – электромагнитная длина волны.

Бальмер (1885) заметил следующую закономерность в спектре атома водорода. В нотации настоящего времени это выглядит так:

$$\omega = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right), n = 3, 4, 5, \dots, (3.1)$$

где циклическая частота (ω) принадлежит каждой линии спектра $\omega = \frac{2\pi c}{\lambda}$,

R – постоянная Ридберга: $R = 2,07 \cdot 10^{16} \text{сек}^{-1}$.

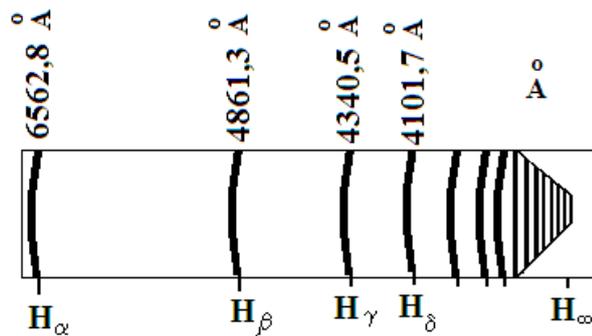


Рисунок 3.1. Ряды Бальмера в спектре излучения атомарного водорода:

$H_\alpha, H_\beta, H_\gamma, H_\delta$ - видимые линии; лимит серии.

Спектроскопия характеризуется не частотой спектральных линий, а так называемым волновым числом (за волновое число принимается количество волн на сантиметр):

$$\bar{\nu} = \frac{1}{\lambda} = \frac{\omega}{2\pi c}, \text{см}^{-1}$$

Здесь, λ – длина волны. Формула Бальмера, записанная для волнового числа, имеет следующий вид:

$$\bar{\nu} = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right),$$

значение постоянной Ридберга у покупателя равно:

$$\bar{R} = \frac{R}{2\pi c} = 109737,31 \text{см}^{-1}.$$

наблюдал наличие 4 видимых спектральных линий в спектре атома водорода: $H_\alpha, H_\beta, H_\gamma, H_\delta$. Такие спектральные линии показали, что расположение длин волн связано со следующей эмпирической формулой, основанной на результатах экспериментов:

$$\lambda = B \frac{n^2}{n^2 - 4}, \quad (3.2)$$

Здесь, $n = 3, 4, 5, 6$, и B – является константой эмпирической формулы,

$$3645,6 \cdot 10^{-8} \text{см} = 3645,6 \text{Å} \text{ значение которой равно}$$

Длины волн линий бальмеровского спектрального ряда атома водорода, рассчитанные по формуле (3.2) и измеренные в спектроскопии, представлены в табл. 3.1.

Таблица 3.1.

Длины волн бальмеровских спектральных линий атома водорода.

Линия	Рассчитано по формуле Бальмера, $\overset{\circ}{\text{A}}$	с Ангстремом результат измерения, $\overset{\circ}{\text{A}}$	разница $\overset{\circ}{\text{A}}$
H_{α}	6562,08	6562,10	+ 0,02
H_{β}	4860,80	4860,74	- 0,06
H_{γ}	4340,00	4340,10	+ 0,10
H_{δ}	4101,30	4101,20	- 0,01

Из формулы (3.1) видно, что (n) с увеличением различия между соседними линиями в волновых числах уменьшаются и $n = \infty$ остаются $\bar{\nu} = \frac{R}{2^2}$ постоянными.

Поэтому с увеличением числа спектральных линий интенсивность спектральных линий уменьшается.

Сумма спектральных линий называется спектральным рядом.

В 1920 г. в спектроскопе было зарегистрировано изображение 22 спектральных линий возбужденного атома водорода с помощью доступных на Земле источников. 20 из них сопоставлены с сериями Бальмера, а спектры солнечной хромосферы с линиями серий. На основании этого было подтверждено, что излучение атома водорода на Солнце действительно есть.

Кроме серии Бальмера в спектре атома водорода, ряд других спектральных серий отмечен также Лайманом, Пашеном, Брекетоном и Пфундом.

Для ультрафиолетового волнового поля электромагнитного излучения возвращается спектральный ряд Лаймана:

$$\bar{\nu} = \bar{R}\left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2}\right), (n = 2, 3, 4, 5 \dots) \quad (3.3)$$

В области инфракрасных волн возвращаются 3 серии (Пашена, Брекета и Пфунда):

$$\bar{\nu} = \bar{R}\left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2}\right), (n = 4, 5 \dots) \text{ - спектральная серия Пашена;}$$

$$\bar{\nu} = \bar{R}\left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2}\right), (n = 5, 6 \dots) \text{ - спектральная серия Брекета;}$$

$$\bar{\nu} = \bar{R}\left(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2}\right), (n = 6, 7 \dots) \text{ - спектральная серия Пфунда.}$$

На основании приведенных выше эмпирических формул спектральных серий Лаймана, Бальмера, Пашена, Брекета и Пфунда можно выразить обобщенную формулу Бальмера спектральных серий для атома водорода следующим образом:

$$\bar{\nu} = \bar{R}\left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2}\right), \quad (3.4)$$

$m = 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7 \dots$ ее постоянное количество в каждом исходном спектральном ряду; Предполагается, что n – ряд целых чисел m – равен целому числу, увеличенному на единицу $m = (n - 1)$. Формула (3.4) называется обобщенной формулой Бальмера.

Длины волн спектрального ряда атома водорода, измеренные в спектроскопе и рассчитанные по формуле (3.4), представлены в табл. 3.2.

Таблица 3.2.

Длины волн спектрального ряда атома водорода, измеренные в спектроскопе и рассчитанные по формуле Бальмера.

Спектральный ряд Лаймана $\bar{\nu} = \bar{R}\left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2}\right)$			
n	$\lambda, \overset{\circ}{\text{A}}$ (мера)	$\lambda, \overset{\circ}{\text{A}}$ (расчет)	ν (расчет)

2	1215,7	1215,68	82258,31
3	1026,0	1025,73	97491,36
4	972,7	972,54	102822,94

Спектральный ряд Бальмера $\bar{\nu} = \bar{R}(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2})$			
n	$\lambda, \text{Å}$ (мера)	$\lambda, \text{Å}$ (расчет)	ν (расчет)
3	6562,8473	6562 798	15 233 216
	6562,7110		
4	4861 3578	4861 327	20 564 793
	4861.2800		
5	4340 497	4340 466	23032 543
	4340 429		
6	4101.7346	4101 738	25181.055
7	3970.0740	3970 075	24373343
8	3889.0575	3889 052	25702 905
9	3835 397	3835 387	26065,61
10	3797 910	3797 900	2632

Спектральная серия Пашена $\bar{\nu} = \bar{R}(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2})$			
n	$\lambda, \text{Å}$ (мера)	$\lambda, \text{Å}$ (расчет)	ν (расчет)
4	18751,3	18751.1	5331,58
5	12817,6	12818.1	7799,33

6	10938,09	10938.1	9139,84
7	10049,8	10049,4	9948,13
8	9546,2	9546.0	10472,74
9	9229,7	9229.1	10832,40
10	9015.3	9014.9	11089,69
11	8863,4	8862,9	11280.03

Скобка спектрального ряда $\bar{\nu} = R\left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2}\right)$			
n	λ (мера)	$\lambda, \overset{\circ}{\text{A}}$ (расчет)	ν (расчет)
5	4.05 4,05mkm	40510.4	2467,75
6	2,63mkm	26251,6	3808,26

Спектральная серия Пфунды $\bar{\nu} = \bar{R}\left(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2}\right)$			
n	λ (мера)	$\lambda, \overset{\circ}{\text{A}}$ (расчет)	ν (расчет)
6	7,40mkm	74578.0	1340 512

Спектральные термины. Принцип комбинирования.

Как видно из эмпирических формул спектральных рядов Лаймана, Бальмера, Пашена, Брекета, Пфунда, которые повторялись в спектроскопах для атома водорода, первый член в них выступает как второй переменный член для формул следующего ряда. Например, первый член эмпирической формулы спектрального ряда Пашена ($\frac{\bar{R}}{3^2}$) является первым переменным членом эмпирической формулы спектрального ряда Бальмера и вторым переменным

членом эмпирической формулы спектрального ряда Лаймана. Первый член формулы спектрального ряда Бальмера является вторым переменным членом эмпирической формулы спектрального ряда Лаймана.

Из обобщенной эмпирической формулы Бальмера известно, что m – волновое число можно выразить разностью слагаемых между двумя целыми ($\frac{\bar{R}}{m^2}$) числами. Такой способ формирования называется комбинационным принципом.

После вышеизложенных соображений члены обобщенной формулы Бальмера могут быть выражены следующими функциями: $T(m) = \frac{\bar{R}}{m^2}$ и $T(n) = \frac{\bar{R}}{n^2}$, в которых формула может быть выражена разностью двух целых чисел (функций):

$$\bar{\nu} = T(m) - T(n), \nu \quad (3.5)$$

функции в приведенной выше формуле $T(m), T(n)$ – называются спектральными членами или просто членами.

Формула, обобщающая все тепловые системы атома водорода:

$$T = \frac{\bar{R}}{n^2} \quad (n = 1, 2, 3, \dots).$$

Если ясно волновое число двух спектральных линий одной спектральной серии, то их разность является также волновым числом другой линии спектральной серии, принадлежащей тому же атому, такое формирование еще называют комбинационным принципом.

Например, двум спектральным линиям спектральной серии Лаймана присвоены полные номера: $\bar{\nu}_1 = T_1 - T_2$ и $\bar{\nu}_2 = T_1 - T_3$ их различие состоит в следующем:

$$\bar{\nu}_2 - \bar{\nu}_1 = T_1 - T_3 - T_1 + T_2 = T_2 - T_3; \bar{\nu}_2 - \bar{\nu}_1 = T_2 - T_3$$

таким волновым числом будет волновое число первой строки ряда Бальмера. Значения, полученные на основе измерения экспериментальных

результатов: $\bar{\nu}_1 = 8225831 \text{ \AA}^{-1}$; $\bar{\nu}_2 = 9749136 \text{ \AA}^{-1}$, разница между которыми составляет, это число $\bar{\nu}_2 - \bar{\nu}_1 = 1523305 \text{ \AA}^{-1}$ соответствует волновому числу спектральной линии в серии Бальмера. $n = 3$

Итак, комбинационный принцип обосновывает, что частоты спектральных линий подчиняются определенному закону. Известно, что если электрон имеет одну степень свободы, то при колебаниях он будет иметь одну частоту, а если он имеет три степени свободы, то он будет иметь три частоты. Из линий спектрального ряда атома водорода они могут иметь ряд гармонических частот.

Принцип комбинации описывает различные квантовые законы частиц или атомов. Известно, что по гипотезе Планка атомы должны находиться только в определенном состоянии, энергия которого сформирует ряд дискретных величин. Таким образом, каждый терм соответствует определенному энергетическому состоянию и существует с определенной частотой. Эта частота определяется частотой облучаемого атома в двух стационарных (равновесных) состояниях: $\nu = \frac{c}{\lambda}$ и $\bar{\nu} = \frac{1}{\lambda}$. Зная их, частоту $\nu = \bar{\nu}c$ можно заменить выражением. Тогда любую энергию волны можно заменить соответствующим волновым числом:

$$hc\bar{\nu} = E_n - E_m, \quad (3.6)$$

Из (3.6) становится возможным записать следующие соотношения:

$$\bar{\nu} = \frac{E_n}{hc} - \frac{E_m}{hc},$$

в популатерь $T(n) = -\frac{E_n}{hc}$, $T(m) = -\frac{E_m}{hc}$, $\bar{\nu} = -[T(m) - T(n)]$ выражение

происходит от них. Знак минус обусловлен энергией электрона в атоме в кулоновском поле, которая всегда отрицательна, но удобно сделать знак положительным в спектральном члене:

$$\bar{\nu} = T(m) - T(n). \quad (3.7)$$

Борная модель атома водорода и стационарных орбиталей.

Согласно планетарной модели атома Резерфорда: в центре атома находится тяжелое положительно Ze заряженное ядро, вокруг которого вращаются отрицательно заряженные электроны.

Н. Бор предложил следующее соотношение, основанное на упрощенной планетарной модели атома водорода: «В атоме водорода только угловой момент $M = n\hbar$ ($n = 1, 2, 3, \dots$) один и тот же электрон движется по круговой траектории вокруг ядра», n – квантовое число. Такая связь называется правилом квантования. С помощью такой закономерности-соотношения определяются радиусы стационарных орбит водорода и водородоподобных атомов.

Ядро заряжено положительно Ze (Z – порядковый номер атома), а электрон вращается вокруг него по круговой орбите. Каждый электрон e несет отрицательный заряд. Электрон, движущийся по круговой траектории, будет иметь ускорение по направлению к центру. Такое ускорение вызвано действием ядерной силы и кулоновской силы на электрон:

$$\frac{mv^2}{r} = \chi \frac{Ze \cdot e}{r^2}, \quad (3.8)$$

электронная масса m – у покупателя; r – орбитальный радиус электрона;

$\chi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}$, ϵ_0 – диэлектрическая проницаемость.

Известно, что ускоренное движение заряженной частицы создает переменный электрический ток. Переменный электрический ток создает в пространстве электромагнитное поле, для создания этого поля энергия электрона должна уменьшаться, и в итоге электрон должен упасть на ядро. В реальности этого не произойдет. Чтобы согласовать этот факт с теорией, Н. Бор подтвердил ее на основании результатов проведенных экспериментов и ввел свои постулаты.

Спектр атомарного водорода имеет линии H_a , H_b и H_g в видимой области. Эти линии принадлежат области полной серии, простирающейся в ультрафиолетовую область. Бальмер в 1885 г. создал следующую

эмпирическую формулу для частот этих рядов:

$$\nu = R_{\infty} \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{m^2} \right), m: 3, 4, 5, (3,9)$$

$R = 3,2899 * 10^{15} \text{ c}^{-1}$: постоянная Ридберга.

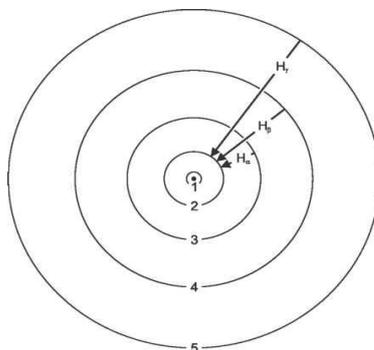


Рисунок 3.2. Борная атомная модель водорода. H_1 , H_2 и H_3 представляют собой схематические диаграммы переходов серии Бальмера.

Позднее формула Бальмера была объяснена на основе атомной модели Бора (см. рис. 3.2). В эксперименте спектр излучения переводится в возбужденное состояние с помощью бальмеровской лампы, наполненной водяным паром. Молекулы воды расщепляются на атомы водорода и гидроксильные группы, которые возбуждаются электрическим разрядом. Длины волн H_a , H_b и H_g определяются с помощью дифракционной решетки с высоким разрешением. Для дифракционного максимума первого порядка связь между $\lambda = d \sin \varphi$ (d : постоянная решетки) длиной волны λ и углом наблюдения следующая φ (3.9):

$$\sin \varphi = \frac{b}{\sqrt{a^2 + b^2}} (3.10)$$

Измеренные значения сравнивают со значениями частоты, рассчитанными по формуле Бальмера (3.4).

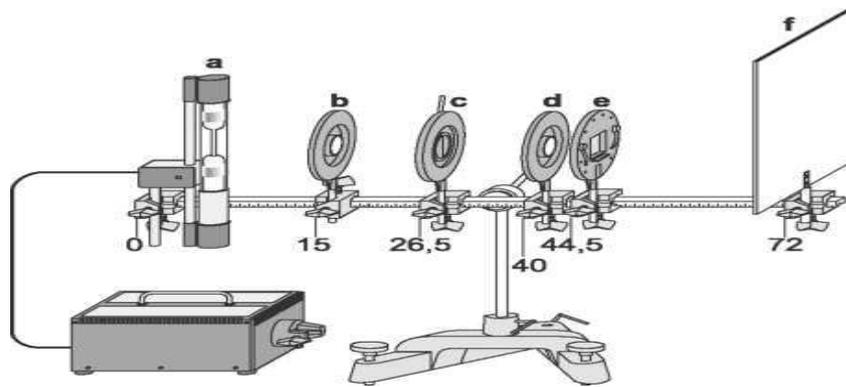


Рисунок 3.3. Экспериментальная установка для изучения бальмеровской серии атомарного водорода (на рисунке показано положение левой части многообразия Лейбольда на оптическом столе) Лампа Бальмера, б отображающая линза $f = 50$ мм, в регулируемая щель, г отображающая линза $f = 100$ мм, дифракционная решетка е, экран f

Процедура проведения эксперимента.

1. Соберите устройство, как показано на рис. 3.3.
2. Переместите копию сетки Роуланда на световой путь.
3. Полностью затемнить экспериментальную комнату и настроить переход света на экран наблюдения.
4. Уменьшайте регулируемую выемку, пока на экране не появятся отдельные линии.

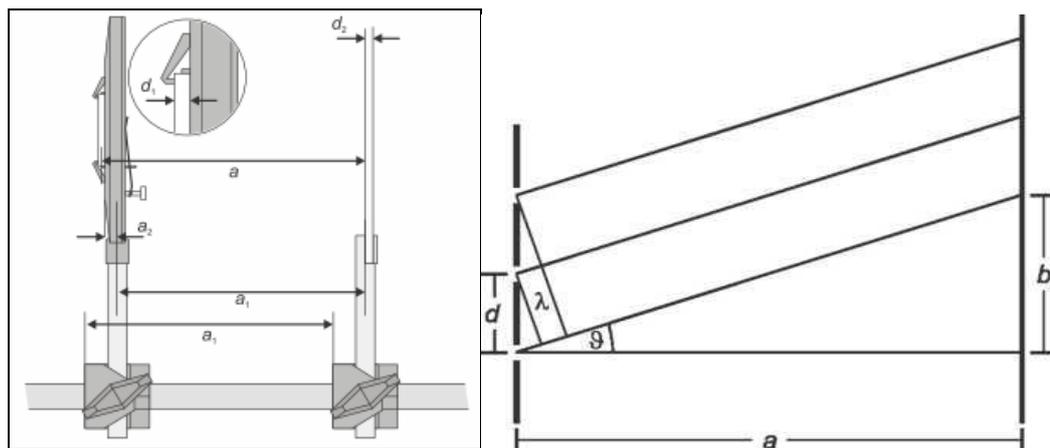


Рисунок 3.4. Подробная схема сетки Роуланда и экрана слежения

5. При необходимости заблокируйте нежелательный свет лампы Balmer картоном.
6. Указать положение линий и положение нулевого ордера на экране.

Измерьте расстояния между линиями на экране и нулевым порядком b и занесите их в таблицу.

8. Определить расстояние a между сеткой Роуланда и экраном наблюдения и записать его в таблицу.

9. Рассчитайте длину волны и частоту наблюдаемых линий по формуле 3.7.

10. Определить значение постоянной Ридберга по формуле (3.9).

Не забудьте взять значения частот при $m=3 \nu_\alpha$, $m=4 \nu_\beta$ и $m=5 \nu_\gamma$

Постройте график зависимости частоты и $(1/4) - (1/m^2)$. Расстояния между линиями нулевого порядка b (постоянная решетки $d = 1/600$)

Цвет	Линия	λ н.м	ν /THz	$\frac{1}{4} - \frac{1}{m^2}$	Б	
					Хм	
					левый	верно
Красный	H_α					
бирюзовый цвет	H_β					
синий	H_γ					

Тестовые вопросы

1. Дайте определение постулатам Борона
2. Как можно объяснить линейный спектр излучения с атомной точки зрения?
3. Какие приборы называют спектроскопом, спектрографом?
4. Какие еще сериалы вы знаете, кроме сериала Бальмера?

IV. ОПРЕДЕЛЕНИЕ УДЕЛЬНОГО ЗАРЯДА ЭЛЕКТРОНА.

Цель эксперимента: изучить отклонение электронов по вращающейся орбите в магнитном поле. Определение магнитного поля B в зависимости от ускоряющего потенциала U электронов на орбите с постоянным радиусом r .
Определение удельного заряда электрона.

Необходимое оборудование: Электронно-лучевая трубка, катушка Гельмгольца с измерительным прибором и держателем, ламповый мультиметр LD аналог, стальная рулетка, страховочные соединительные провода.

Теоретическая концепция

Знания об атоме материи зародились в глубокой древности. греческие философы Левклипс (500 г. до н.э.), Анаксагор (500-428 гг. до н.э.), Эмпедокл (492-432 до н.э.), Демократ (460-370 до н.э.), Эпикур (500 до н.э.) 341-270 лет назад) знали, что тела состоят из развивались атомы. Заслуги Демократа в этой области очень велики, он считал, что Вселенная состоит из пустого пространства и бесконечного множества неделимых веществ-тел, частиц-атомов. Все тела состоят из атомов, которые различаются по своей форме, положению и распределению, в результате сложения и разделения атомов возникают и исчезают тела. Недостаток идеи демократа в том, что он предполагал наличие вакуума. Аристотель выступал против этой идеи демократа и говорил, что не может быть пустого пространства на основе непрерывности материальности, а также Аристотель выступал против идеи деления атомов.

Таким образом, в то время в зависимости от природы материальности (во-первых, исходя из того, что материальность разделена, а во-вторых, исходя из того, что материальность непрерывна) возникло два противоположных представления.

Замечательных успехов в физике, как и во всех других науках, атомистика достигла в XVII-XVIII веках. Но великие ученые того времени Г. Галилей (1564-1642) и Рене Декарт (1596-1650) не были сторонниками

атомистики. Согласно их представлениям, материальность состоит из частиц. П. Гассенди (1592-1655) развил идею Демократа и представил себе, что между неделимыми атомами существуют пустые пространства.

Атомистика. Любое вещество состоит из частиц-атомов, которые в свою очередь состоят из электронов, протонов и нейтронов, и состоят из $e = (1,60210 \pm 0,00002) \cdot 10^{-19} \text{ С}$ элементарных зарядов с одинаковым количеством электрического заряда.

Протоны и позитроны являются стабильными носителями элементарных положительных зарядов, а электроны — носителями элементарных отрицательных зарядов. Кванты или фотоны — это элементарные частицы электромагнитного поля, которые описываются как форма материи.

Великий труд М. В. Ломоносова (1711-1765) был образцом в направлении атомистического строения и движения материальности.

XIX век характеризовался бурным развитием народного хозяйства, созданием паровых машин, развитием всех научных направлений.

В 1811 г., опираясь на работы великого итальянского физико-химика Авогадро (1776-1856), французского физико-химика Гей-Люссака (1778-1850), при тех же внешних условиях: температура; обнаружил, что все газы имеют одинаковое число молекул в одном и том же объеме. После этого необходимо было перейти от гипотезы атомистического познания к научной теории, ставшей основой для обогащения знаний о строении веществ.

В 19 веке появилась молекулярно-кинетическая теория веществ, а в 1827 году английский ученый Браун изобрел непрерывное хаотическое движение микроскопических частиц.

После 1860-х годов к исследованиям, связанным с молекулярно-кинетической теорией веществ, можно добавить научные труды и изобретения ряда ученых мира: немецких физиков А. Криони (1822-1879), Р. Клаузиуса (1822-1888); английские физики Д. Джоуль (1818-1889), Д. К.

Максвелл (1831-1879); австралийский физик Л. Больцман (1844-1906); Одним из них является польский физик М.Смолуховский (1872-1917).

После создания великим русским химиком Д. И. Менделеевым (1834-1907) периодических законов химических элементов знания об атоме вновь обогатились. Эти законы послужили пионерами в решении сложных проблем строения атомов и молекул.

Когда У. Крукс (1832—1919) и Д. Д. Томсон (1856—1940) открыли катодные лучи, они заметили, что открыли поток электронов. Позже они определили заряд и массу электрона (относительный заряд).

В 1911 г. Д.Д. Томсон создал модель строения атома. По Томсону, «атом имеет форму положительно заряженной сферы, внутри которой находятся отрицательно заряженные электроны». Хотя такая модель была неверной, она могла объяснить электрические, оптические и другие свойства материи того времени.

1896 году французский физик Анри Беккерель (1852-1908) открыл явление радия-MIV. Пьер Кюри (1859-1909) и Мария Склодовская-Кюри (1867-1937) и английский физик Этерфорд исследовали это явление и определили основные свойства веществ и причины радиоактивных явлений. Они обнаружили, что ряд тяжелых ядер (урана и радия) излучают невидимые лучи.

В 1919 году Резерфорд открыл образование ядра атома водорода и протона при столкновении частицы с ядром азота. С 1919 г. английский физик Астон открыл изотопы, французские физики И. Кюри (1897-1956) и Ф. Жолио-Кюри (1900-1958) и английский физик Чедвик открыли нейтрино, заложившие основы происхождения наука ядерная физика стала

Резерфорд, основываясь на результатах экспериментов по столкновению быстро движущихся частиц с атомами различных элементов, делает вывод, что атом содержит в себе всю свою массу и имеет положительный заряд, малый объем, а его диаметр составляет около 10-13 см. Эта часть атома (ядро) в сто тысяч раз меньше размера атома.

Резерфорд одним из первых назвал положительно заряженную часть атома ядром. На основе этого была создана ядерная (или планетарная) модель атома. Ядерная модель атома, пришедшая на смену модели Томсона, по сей день лежит в основе представлений о строении атома.

Квантовая природа светового излучения и открытие световых процессов привели к тому, что природа света имеет две различные природы. Согласно предположениям Луи де Бройля, каждая движущаяся микрочастица рассеивается электромагнитной волной. Американские физики Дэвисон и Гермер в 1927 году подтвердили, что частицы имеют волновую природу, определив явление дифракции электронов на основе экспериментов. Тот факт, что частицы имеют корпускулярную и волновую природу, обогатил представления о внутреннем строении атома новыми теориями. Необходимые методы и исследования в этой области принадлежат русским физикам: И.Френкелю, В.А.Фоку, Д.Д.Иваненко, И.Е.Тамму, Л.Д.Ландау, А.А.Соколову, А.С.Давыдову и др.

Таким образом, атомная физика как наука начала формироваться в 20-х годах 20 века. Причиной этого стало появление в те годы великих научных открытий. Краткое изложение некоторых из них приведено ниже.

1874 г. - Исходя из чисел Стони, Фарадея и Авогадро, величина заряда элементарной частицы равна e и в 1891г-Введен термин «электронный».

1888 г. - Столетов исследовал явление фотообесцвечивания на научной основе.

1895 г.- были открыты рентгеновские лучи.

1900 г. Планк создал квантовую теорию излучения абсолютно черного тела и ввел постоянную Планка.

1905г.-Эйнштейн объяснил явление фотолиза на основе закона сохранения энергии.

1913 г. – Создана планетарная модель атома бора.

1925-27 - Основы квантовой механики создали Гейзенберг, Борн, Жордан, Дирак, Паули, Шредингер.

Определение электрона, его заряда и массы.

Изучение газового разряда в разреженных газах, определение свойства образующихся катодных лучей показали, что отрицательно заряженные атомы появляются в свободном состоянии независимо от обычных атомов.

Дискретность заряда электрона и его количество впервые определил Милликен в 1911 г. В 1918 г. на основе опыта, аналогичного опыту Милликена, А.Ф.Иоффе определил величину заряда электронов, отрывающихся от поверхности металла под действием света.

Опыт Милликена, предназначенный для определения заряда электрона, был проведен в конденсаторе, изображенном на рис. 4.1. Сглаженные пластины и изоляторы конденсатора установлены параллельно друг другу на определенном расстоянии. В середине верхней пластины просверливают отверстие, через которое распыляющим устройством, размещенным внутри цилиндра, в конденсатор впрыскивается капля пробного масла. Известно, что распыляемые капли масла электрически заряжены и только заряженные капли масла попадают в конденсатор. Капля масла освещается светом через окошко, окошко служит для обеспечения выхода светового потока. При этом окошко служит для ионизации воздуха внутри конденсатора и изменения заряда масла (например, для ионизации воздуха внутри конденсатора рентгеновскими лучами), а окошко служит для наблюдения за каплей масла, вводимой в конденсатор с микроскопом.

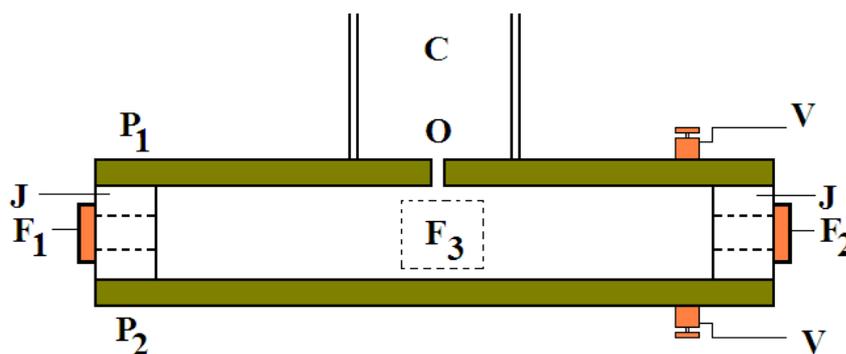


Рисунок 4.1. Схематическое изображение конденсатора Милликена.

Предполагается, что заряженная капля масла помещена между горизонтально расположенными пластинами конденсатора. Если к пластинам конденсатора не приложено электрическое поле, то заряженная капля масла будет падать вертикально и свободно вертикально вниз. Из-за малого размера капли масла она падает плоско, то есть ее вес равен силе сопротивления воздуха. По закону Стокса сопротивление воздуха находится по следующей формуле:

$$F = 6\pi\eta av_g, \quad (4.1)$$

Здесь v_g – скорость капли, η – коэффициент внутреннего трения воздуха; a – радиус капли масла.

Радиус капли масла можно определить по следующему уравнению:

$$mg = 6\pi\eta av_g. \quad (4.2)$$

P_1 -, P_2 - крышки конденсаторов; F_1 - окно ионизации воздуха; F_2 - яркость; - F_3 -окно выхода светового потока; J - изоляционные покрытия; O - отверстие для проверенных капель масла, вставленных в конденсатор; C - цилиндр с пульверизатором; V - винты под напряжением на крышках конденсаторов.

Фактически плотность капли масла σ если мы определим плотность воздуха ρ как $mg = \frac{4}{3}\pi a^3 \sigma g$ другая сила, архимедова сила, действует на утяжеленную каплю масла (шар), которая $mg = \frac{4}{3}\pi a^3 \rho g$ направлена вертикально вверх, то уравнение (4.2) можно записать в следующем виде:

$$\frac{4}{3}\pi a^3 (\sigma - \rho)g = 6\pi\eta av_g,$$

Отсюда можно найти радиус капли масла:

$$a = \frac{3}{\sqrt{2}} \frac{\sqrt{\eta} \sqrt{v_g}}{\sqrt{(\sigma - \rho) \sqrt{g}}}. \quad (4.3)$$

Если разность потенциалов поместить на пластины конденсатора, то разность потенциалов устанавливается такой, что капля масла поднимается вверх под действием электрического поля, предполагается, что скорость подъема капли поднимается v_u плоско, как капля падает, и следующее уравнение представлено как:

$$Ue - mg = 6\pi\eta v_u, \quad (4.4)$$

где - U – напряжение на обкладках конденсатора. Используя уравнения (4.2) и (4.4), можно будет найти величину заряда капли масла:

$$e = \frac{6\pi\eta a}{U}(v_g + v_u),$$

Или радиус капли масла заменить формулой (4.3), выражение величины заряда капли будет выглядеть так:

$$e = 9\sqrt{2} \frac{\pi\sqrt{v_g} \sqrt[3]{\eta^2}}{E\sqrt{(\sigma - \rho)}\sqrt{g}}(v_g + v_E). \quad (4.5)$$

Путем ионизации воздуха между обкладками конденсатора становится возможным изменение заряда капли масла. Если напряженность электрического поля между пластинами конденсатора сохраняется прежней, а скорость капли масла v_u' изменяется на, то имеем следующее уравнение:

$$e_1 = 9\sqrt{2} \frac{\pi\sqrt{v_g} \sqrt[3]{\eta^2}}{E\sqrt{(\sigma - \rho)}\sqrt{g}}(v_g + v_{u'}),$$

комбинируя это уравнение с (4.5), можно найти:

$$\Delta e = e - e_1 = 9\sqrt{2} \frac{\pi\sqrt{v_g} \sqrt[3]{\eta^2}}{E\sqrt{(\sigma - \rho)}\sqrt{g}}(v_g - v_{u'}). \quad (4.6)$$

Изменяя заряд масляной капли несколько раз, как описано выше, можно будет выполнить несколько измерений.

Экспериментальное определение удельного заряда электрона.

Определение удельного заряда электрона основано на изучении движения электрона в электрическом и магнитном полях электрона. Следует отметить, что отклонение электрического и магнитного полей зависит не только от, но и от других факторов, в том числе от скорости электрона.

Если $H = const$ однородное магнитное поле с электронной напряженностью движется поперек силовых линий (магнитные полюса параллельны и горизонтальны друг другу, отклонение - Z по вертикальной оси), то величина постоянной прибора зависит только от A напряженности поля H и расстояние от точки входа электрона в магнитное поле до экрана : l

- отклонение по $Z = A \frac{e}{mv}$ вертикальной оси Z ;

-инструментальная константа $A = a(l - \frac{a}{2})H$, , если $l = a$ она существует

$$A = \frac{a^2}{2} H .$$

Если напряженность электрона $E = const$ движется поперек силовых линий однородного электростатического поля (обкладки конденсатора параллельны друг другу, а если они расположены горизонтально, то отклонение идет по вертикальной Z оси), то величина постоянной прибора B зависит от напряженности электростатического поля $E = const$ и расстояния от точки входа электрона в магнитное поле до экрана : l

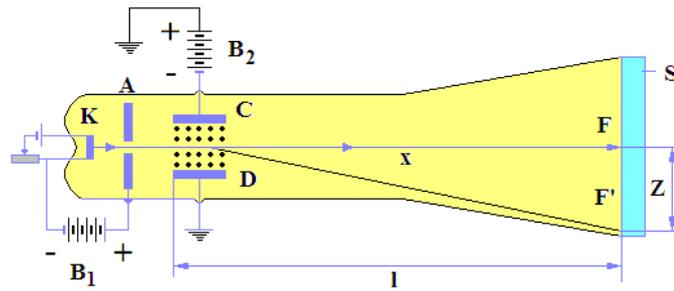
- отклонение по $Z = B \frac{e}{mv^2}$ вертикальной оси Z ;

-инструментальная константа $B = b(l - \frac{b}{2})E$, , если $l = b$ она существует

$$B = \frac{b^2}{2} E .$$

4. На рис.2 e/m схематично показан прибор для определения удельного заряда электрона. Катод, B_1 помещенный в вакуумную трубку K , нагревается от батареи, электроны A направляются к аноду, A в аноде делается прорезь, и электроны проходят через эту прорезь и F оставляют след на флуоресцентном экране. A а F между собой электроны CD проходят между обкладками конденсатора, к этим обкладкам B_2 напряжение подается от аккумулятора. Если B_2 к конденсатору подключить аккумулятор, то под

действием электрического поля сгусток электронов перемещается с места на F место на экране F' .



4. Рисунок 2. Отклонения электрона в электростатическом и магнитном полях используя схему метода определения его удельного заряда.

Таким же образом, если CD между пластинами конденсатора создается магнитное поле (между ними) и перемещается сгусток электронов, то по формулам, приведенным выше, e/m определяются и $s.v$

анодом и катодом существует разность потенциалов U , то скорость электрона находится по следующему уравнению:

$$\frac{mv^2}{2} = \frac{eU}{300}.$$

Итак, зная напряжение, мы можем определить скорость электрона.

Пример. Для изучения отклонения электрона в магнитном поле по вращающейся орбите можно определить магнитное поле как функцию \vec{V} потенциала, ускоряющего электроны на орбите U постоянного радиуса. \vec{r}

Экспериментально определить массу электрона m_e очень сложно. Определение удельного заряда электрона в опытах можно рассчитать проще:

$$\varepsilon = \frac{e}{m_e}. \quad (4.7)$$

Если известна величина элементарного заряда e , то масса электрона из выражения (4.7). m_e можно вычислить. При индукции однородного магнитного поля на \vec{V} электрон, движущийся со \vec{v} скоростью, перпендикулярной полю, \vec{v} действует сила Лоренца, перпендикулярная его скорости \vec{F}_l и вектору индукции магнитного поля: \vec{B}

$$\vec{F}_l = e \cdot \mathcal{G} \cdot \vec{B}. \quad (4.8)$$

На электрон, движущийся по круговой траектории, действует центростремительная сила:

$$\vec{F}_m = m_e \frac{\mathcal{G}^2}{r}.$$

Под действием этих сил электрон движется по орбите радиусом:

$$e \mathcal{G} B = m_e \frac{\mathcal{G}^2}{r}, \quad (4.9)$$

Электроны ускоряются под напряжением в электронно-лучевой трубке, исходя из чего результирующая кинетическая энергия электронов может быть выражена как :

$$eU = \frac{m_e \mathcal{G}^2}{2}, \quad (4.10)$$

На основании выражений (4.9) и (4.10) можно определить скорость электрона следующим образом:

$$(4.9) \text{ из выражения } \mathcal{G}^2 = \frac{e \mathcal{G} B r}{m_e}, \quad \frac{e}{m_e} = \frac{\mathcal{G}}{B r}, \text{ из этого } \mathcal{G} = \frac{e}{m_e} B r; \quad (4.11)$$

$$(4.10) \text{ из выражения } e \cdot U = \frac{m_e \mathcal{G}^2}{2} = \frac{m_e}{2} \left(\frac{e}{m_e} B \cdot r \right)^2 = \frac{m_e}{2} \frac{e^2}{m_e^2} B^2 \cdot r^2 = \frac{e^2}{2} \frac{B^2 \cdot r^2}{m_e},$$

$$\frac{e}{m_e} = \frac{2U}{(B \cdot r)^2}. \quad (4.12)$$

Электронно-лучевая трубка содержит молекулы водорода при низком давлении, и когда они сталкиваются с электронами, они излучают свет. Это означает, что орбита электронов известна напрямую, а радиус орбиты можно измерить линейкой.

Магнитное поле создается в паре катушек Гельмгольца и I прямо пропорционально силе тока в катушках Гельмгольца:

$$B = k \cdot I. \quad (4.13)$$

орбита электрона, движущегося в магнитном поле, r остается постоянной, зависимость U ускоряющего потенциала от тока I можно сформировать, изменив вид уравнений (4.12) и (4.13):

$$U = \frac{e}{m_e} \cdot \frac{1}{2} \cdot r^2 \cdot k^2 \cdot I^2. \quad (4.14)$$

$$\text{Коэффициент отношения } k = \mu_o \cdot \left(\frac{4}{5}\right)^{\frac{3}{2}} \cdot \frac{n}{R}, \quad (4.15)$$

Здесь - $\mu_o = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{Vol'ta} \cdot \text{sekund}}{\text{Amper} \cdot \text{metr}}$ магнитная постоянная; радиус катушки

$r = 150 \text{mm}$ и количество витков катушки $n = 130$ можно рассчитать по значениям или $B = f(I)$ найти калибровочный (корректирующий) график по измерениям. Тогда будут известны все величины для определения удельного заряда электрона.

Определение удельного заряда электрона.

Изучение рентгеновских спектров также открыло новые возможности для точного определения удельного заряда электрона ($\frac{e}{m}$). Из теории дисперсионных электронов было установлено, что показатель преломления в присутствии слабо связанных электронов и достаточно жесткого рентгеновского излучения составляет:

$$\mu = 1 - \frac{ne^2}{2\pi m \nu^2},$$

Здесь $n - 1$, см^3 число электронов в, и частота рентгеновских лучей.

количество электронов в одном моле вещества с $N_A Z$ атомным номером Z равно, 1см^3 а число электронов в

$$n = \frac{N_A Z}{M} \rho$$

равно, где M атомный вес. Если e - в электростатических единицах, F - число Фарадея выражается в электромагнитных единицах, то $N_A e = F$;

заменив на ν и $\frac{c}{\lambda}$, из двух приведенных выше формул можно найти

следующее выражение:

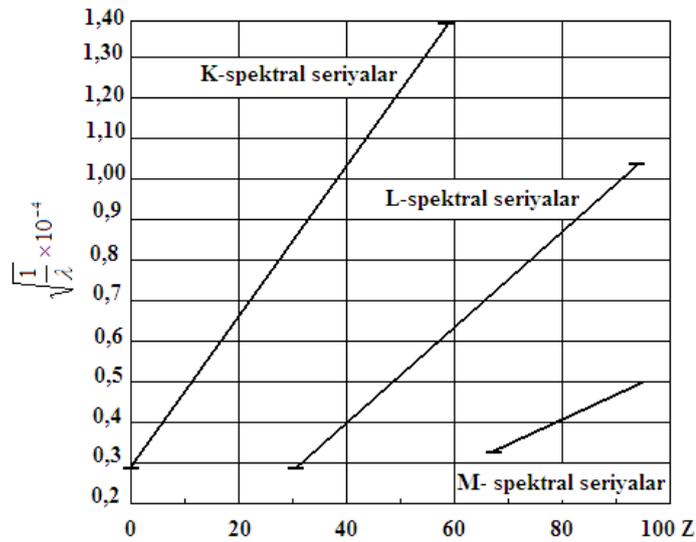


Рисунок 4.3. Для всех рядов рентгеновского спектра связь между атомными номерами и квадратным корнем из величины обратно пропорциональна длинам волн спектральных линий.

$$\mu = 1 - \frac{FZ\rho\lambda^2}{2\pi M} \frac{e}{mc},$$

, который $\delta = 1 - \mu$ можно найти следующим образом: $\frac{e}{m}$

$$\frac{e}{m} = \frac{2\pi M}{FZ\rho} \frac{\delta}{\lambda^2} CGSM \cdot e^{-1},$$

в котором $\frac{e}{m}$ - для определения удельного заряда в электромагнитных единицах достаточно точно знать d и абсолютную длину рентгеновской волны. Используя эту формулу, $\frac{e}{m}$ мы можем найти следующее значение для:

$$\frac{e}{m} = (1,7601 \pm 0,0003) \cdot 10^7 CGSM \cdot e^{-1};$$

Это значение близко к значению, найденному другими методами.

Массу электрона трудно определить экспериментально. Относительный заряд электрона легче определить экспериментально.

$$\varepsilon = \frac{e}{m_e} \quad (4.16)$$

Если известен элементарный заряд e , то массу электрона можно

вычислить по выражению (4,16). В однородном магнитном поле B на электрон, движущийся со скоростью v перпендикулярно полю, действует сила Лоренца F

$$F = qB\mathcal{V} \quad (4.17)$$

и он перпендикулярен вектору скорости и магнитному полю. Центробежная сила (см. рис. 4.4)

$$F = m_e \frac{v^2}{r} \quad (4.18)$$

под действием этих сил электрон движется по орбите радиусом r

$$\frac{e}{m_e} = \frac{\mathcal{V}}{rB} \quad (4.19)$$

В этом эксперименте электроны ускоряются с помощью напряжения U в электронно-лучевой трубке. Результирующая кинетическая энергия равна

$$eU = \frac{m_e}{2} \mathcal{V}^2 \quad (4.20)$$

Таким образом, удельный заряд электрона равен:

$$\frac{e}{m_e} = \frac{2U}{(rB)^2} \quad (4.21)$$

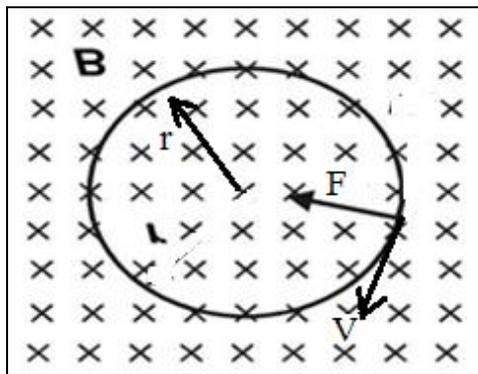


Рисунок 4.4. Отклонение электронов в магнитном поле B по орбите радиусом r , определяемой силой Лоренца F

Электронно-лучевая трубка содержит молекулы водорода при низком давлении, и когда они сталкиваются с электронами, они излучают свет. Это

делает орбиту электронов видимой, а радиус орбиты можно измерить линейкой.

Магнитное поле создается в паре катушек Гельмгольца и прямо пропорционально току I в катушках Гельмгольца:

$$B = kI \quad (4.22)$$

Когда орбита электрона, движущегося в магнитном поле r , остается постоянной, зависимость ускоряющего потенциала U от тока I можно сформировать, изменив вид уравнений (4.21) и (4.22)

$$\frac{e}{m_e} = \frac{1}{2U} r^2 k^2 I^2 \quad (4.23)$$

Коэффициент пропорциональности

$$k = \mu_0 \left(\frac{4}{5}\right)^{\frac{3}{2}} \cdot \frac{n}{R} \quad \mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \quad (4.24)$$

Радиус катушки рассчитывается с использованием значений $R=150$ мм и количества витков $n=130$.

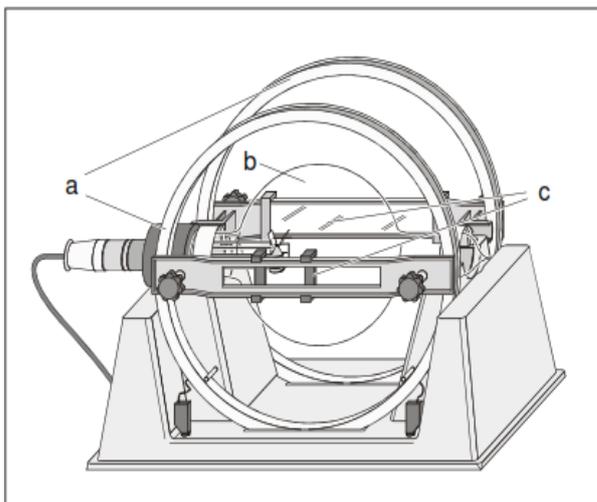


Рисунок 4.5. Экспериментальное устройство для определения удельного заряда электрона.

а) катушка Гельмгольца, б) чистые лучевые трубки, в) измерительный прибор.

Процедура проведения эксперимента.

Упражнение 1

1. Подключите катушки Гельмгольца к источнику постоянного тока.
2. Сделайте комнату максимально темной.
3. Установите напряжение электронно-лучевой трубки на 300 В и наблюдайте за орбитальной траекторией электронов в электронно-лучевой трубке (см. рис. 4.5).
4. Уменьшать ускоряющий потенциал U ступенями от 10 В до 200 В, а ток I в катушке подобрать при диаметре орбиты электронного пучка, равном 8 см.
5. Запишите ускоряющий потенциал U и ток катушки I в приведенную ниже таблицу.
6. Нарисуйте график измеренных значений в таблице по уравнению (4.23). Найдите наклон a полученного графика. $\alpha = \frac{U}{I^2}$

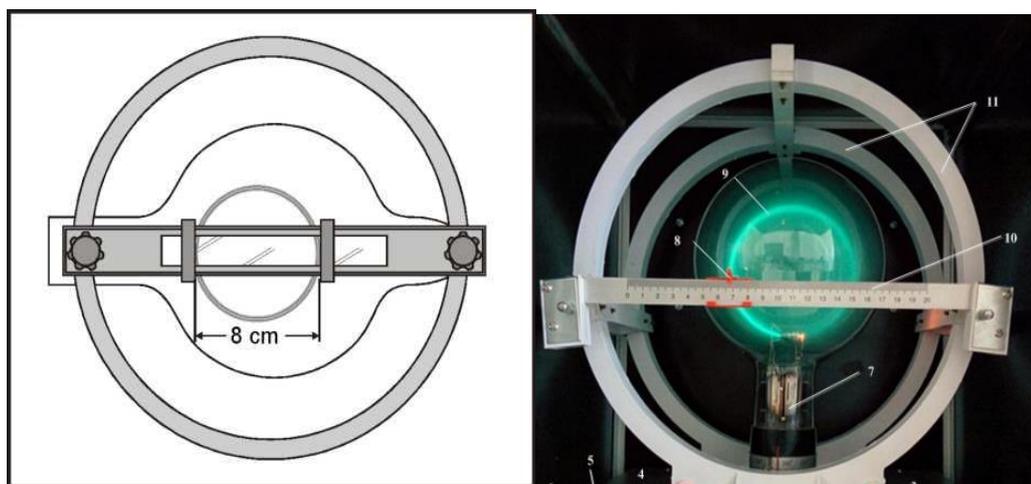


Рисунок 4.6. Измерение диаметра орбиты измерительным прибором

7. (4.23)- по формуле найти удельный заряд электрона, а по результатам вычислить относительную и абсолютную погрешность и сравнить ее со значением в литературе.

2 - упражнение. Измерение индукции магнитного поля.

1. Ослабьте чистые соединения трубки луча и крепежные болты двух кронштейнов, осторожно снимите трубку электронного луча и поместите ее в исходное гнездо.

2. Соберите и подключите катушки Гельмгольца.

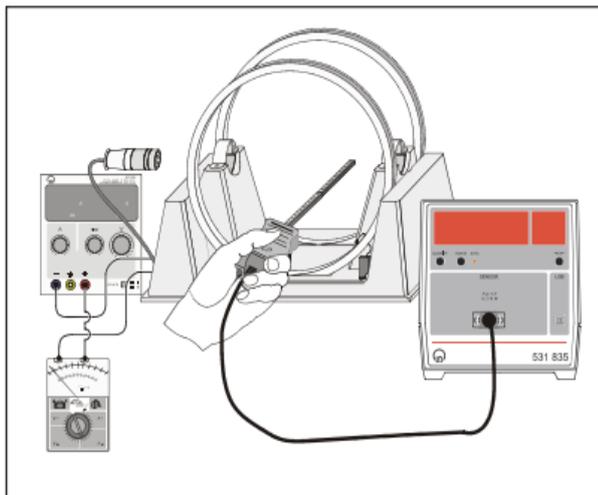


Рисунок 4.7. Калибровка магнитного поля катушки Гельмгольца

3. Подсоедините аксиальный В-зонд к тесламетру (предел измерения 20 мТл) и откалибруйте нулевую точку и переместите параллельно магнитному полю катушек Гельмгольца к центру пары катушек.

4. Увеличить ток в катушках G от 0 до 3 А с шагом 0,5 А и измерить магнитное поле B , записать измеренные значения.

5. Сравнить полученные экспериментальные результаты со значением, рассчитанным по формуле (4.23).

Тестовые вопросы

1. Что такое удельный заряд частицы?
2. Какая сила действует на заряженную частицу, движущуюся в магнитном поле.
3. Какова траектория заряженной частицы, движущейся в магнитном поле.
4. Объясните функцию и принцип работы датчика счета.

V. ИЗУЧЕНИЕ ЗАКОНОВ ФОТОЭФФЕКТА

Цель работы: получить вольтамперметрическую характеристику фотоэлемента и изучить закономерности фотоэффекта. Знакомство с явлением фотоэффекта и вакуумными фотоэлементами, определение красной границы фотоэффекта и эмиссии электронов из металла. Исследование фотоэлементов и определение их чувствительности.

Необходимое оборудование: Источник света, источник постоянного тока, вольтметр и амперметр переменного и постоянного тока, вакуумный фотоэлемент ФЭУ - 2, измерительная линия е йка си. Он собирается по схеме, представленной на рисунке 5.1. Переключатель К в цепи фотоэлемента должен быть в выключенном состоянии. Оптическая скамья, штативы, селеновый фотоэлемент, зеркальный гальванометр, штатная лампа накаливания на 127 В, источник питания, шкала-линейка. Фотоэлемент СЦВ-3, микроамперметр 1 мкА, выпрямитель 30 В (выпрямитель), лампа накаливания, монохроматор УМ-2, реостат.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ КОНЦЕПЦИЯ

Освещая металлический шарик электроскопа ультрафиолетовым светом и делая выводы по его разряду и заряду, можно было представить себе явление светочувствительности (рис. 5.1).

При освещении отрицательно заряженного металлического шарика электроскопа ультрафиолетовым лучом разряда электроскопа не происходит (рис. 5.1, б), а при освещении положительно заряженного металлического шарика электроскопа ультрафиолетовым лучом разряда электроскопа не происходит. разряда электроскопа не происходит.

В заключение, когда ультрафиолетовый свет падает на отрицательно заряженный металлический шарик электроскопа, электроны (отрицательные заряды) выбрасываются с поверхности шарика в окружающее его внешнее пространство, и электроскоп разряжается.

Для изучения количественных характеристик такого явления, как испускание электронов с поверхности металлического шара электроскопа, подвергающегося воздействию ультрафиолетового света, использовалось устройство, схематически изображенное на рис. 5.2.

В высоковакуумной стеклянной емкости между ними помещены плоский поверхностный катод (K) из металла и антикатод (анод) (An), управляемые электрическим потенциометром (R) и измеряемые вольтметром (V). создается измеримая разность электрических потенциалов. Амперметр (A) устанавливают для измерения тока, проходящего между катодом и анодом (рис. 5.2).

Если катод не облучается, то между катодом и анодом нет электрического тока. Если катод освещается лучом ультрафиолетового света, то амперметр показывает возникновение электрического тока между катодом и анодом, такой электрический ток называется фототоком. Величина фототока зависит от разности потенциалов, интенсивности УФ-тока, частоты света и материала катода. Отсюда следует, что генерация электрического тока происходит в результате освещения поверхности катода ультрафиолетовым светом, выделения с его поверхности отрицательных зарядов (природа такого отрицательного заряда не была ясна до 1890 г.).

П. Ленард делает такой вывод по результатам такого мероприятия.

Ультрафиолетовые лучи, попадающие на поверхность катода, выбивают из материала катода отрицательные заряды, такое явление называют просто фотоповреждением.

на приборе для экспериментального количественного исследования явления фотосамаара, были сделаны следующие выводы (рис.5.2):

- даже при постоянной плотности тока ультрафиолетовой энергии, падающей на поверхность катода ($S = const$), при недостаточной частоте светового луча фототок не возникает ($\omega_{chegara}$);

- если $S = const$ и $\omega = const$ когда частота света достаточна $I(U)$, связь изображается в виде кривых на рис. 5.4;

- при положительном значении разности потенциалов движение фотоэлектронов от катода к аноду ускоряется, а при отрицательном значении разности потенциалов может создаваться движение электронов, находящихся на поверхности анода (рис. 5.6);

- даже когда разность потенциалов равна нулю, часть электронов течет от катода к аноду и достигает), когда разность потенциалов равна нулю, необходимо подать тормозной потенциал на электрическую систему, чтобы остановить электроны, приходящие к аноду или чтобы устранить возникающий фототок ; U_o ,

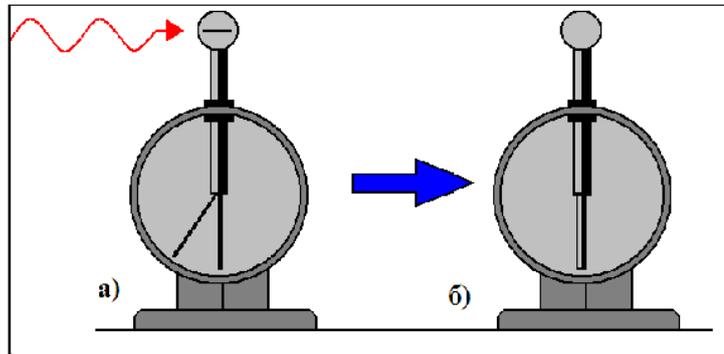
при увеличении разности потенциалов фототок $I_{насыщ}$ увеличивается вплоть до тока насыщения (рис.5.3). Ток насыщения, известный из структуры кривых, $I(S)$ является возрастающей функцией плотности светового потока (рис. 5.5). Мощность фототока функционально зависит от частоты света $I(\omega)$ (рис. 5.4). Тормозной потенциал не зависит от плотности энергии светового луча, тормозной потенциал (S) зависит $U_o(\omega)$ от частоты светового луча (ω), эта зависимость имеет вид нарастающей линии (рис. 5.6).

По результатам эксперимента был сделан вывод: количество электронов, одновременно вылетающих с поверхности катода, пропорционально плотности светового потока.

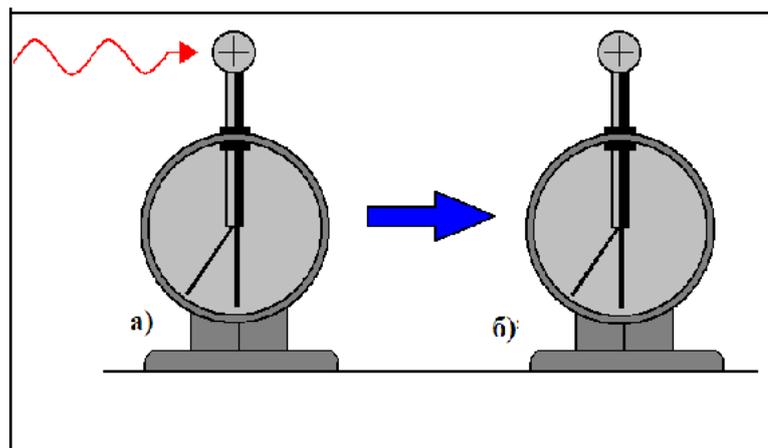
Фотоэлектроны, быстро покидающие поверхность катода под действием v_{max} тормозящего потенциала U_o , теряют часть своей кинетической энергии при достижении поверхности анода. Это связано с тем, что энергия тормозящего потенциала, действующего на фотоэлектрон, зависит от кинетической энергии электрона и закона сохранения энергии следующим образом:

$$qU_o = \frac{1}{2} m_e v_{max}^2 \quad (5.1)$$

где m_e – масса электрона, q – заряд электрона. Можно заметить, что $q = -e$ и тормозной потенциал U_0 отрицателен, а его q произведение qU_0 будет иметь положительное значение.



Отрицательно заряженный металлический шар, освещенный ультрафиолетовым светом, разряжается.

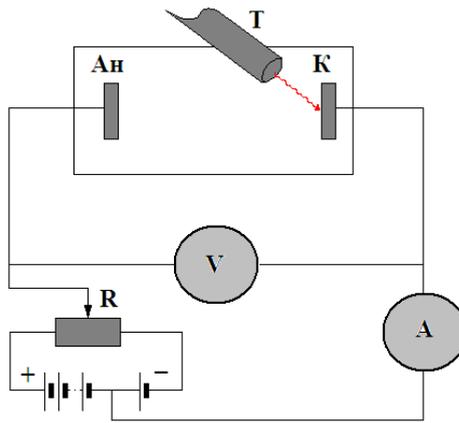


Положительно заряженный металлический шар, освещенный ультрафиолетовым светом, сохраняет свой заряд

Рисунок 5.1. Наблюдение явления фотолиза в электроскопе.

Тормозной потенциал U_0 не соответствует показанию вольтметра, измеряющего разность потенциалов в электрической системе (рис. 5.2), конкретное показание разности потенциалов между материалами анода и катода отличается от такой ситуации должна учитываться при количественном анализе.

определен интервал времени между отрывом фотоэлектронов от катода, начиная с момента облучения катода потоком света. $10^{-9} c$



5. Рис. 2. Принципиальная схема устройства для экспериментального количественного изучения явления фотосамаара.

Физический процесс явления фотосамаара можно представить следующим образом :

-поперечные (поперечные векторы напряженностей электрического и магнитного полей) электромагнитные волны света, падающие на поверхность катода, воздействуют на электроны атомов материала катода, в результате чего увеличивается амплитуда их вынужденных колебаний. Электроны атомов материала катода с достаточно высокой энергией покидают катод, то есть вызывают внешний фотокатализ.

Можно будет построить кривые связи экспериментальных результатов для явления фотосамаара (рис. 5.3, 5.6) со следующими выводами.

1. Существует такая предельная частота света (ω_{cp}), что при частоте ниже частоты, соответствующей материалу катода, явление фотоповреждения не возникает независимо от плотности энергии светового луча и продолжительности облучения катод с подсветкой (5.4, 5.4 - рисунок).

2. Фотоэлектроны покидают катод при изменении энергии электронов от 0 энергии к $\frac{1}{2}m_e v_{max}^2$ энергии, которая не будет линейно зависеть от плотности энергии светового потока (рис. 5.6) и частоты света (рис. 5.4).

3. Частота отраженного света прямо пропорциональна количеству электронов, одновременно вылетающих из катода, плотности энергии светового потока (рис. 5.5).

Согласно квантовой идее (гипотезе) Планка процессы поглощения или испускания телами энергии светового излучения происходят непрерывно. Идея Планка показала необходимость перевода классической электродинамической теории света на совершенно новую основу. Согласно идее Планка, поглощение и испускание энергии светового излучения в телах объяснялись на новой основе, но процессы распространения светового излучения по-прежнему подчинялись законам классической теории. Идея Планка не давала никакой информации о природе света.

В 1905 году А. Эйнштейн опубликовал три свои работы: одна из них была посвящена внешней фотографии. В этой работе Эйнштейн развил идею Планка об излучении квантов света и предложил рассматривать квантовое свойство как свойство самого света.

Согласно представлению Эйнштейна о световых квантах, свет $h\nu$ имеет энергию и состоит он из квантов - фотонов, движущихся со скоростью света, а свет излучается, рассеивается, поглощается в виде фотонов, то есть свет существует в виде рассматриваемых фотонов что.

Идея фотонов была продуктом революционной идеи Планка о квантах. Он настаивал на решении квантовой проблемы прямым доказательством того, что свет состоит из частей, долей.

В начале 20 века был проведен ряд экспериментов, которые нельзя было объяснить на основе классической волновой теории света. Правильность представления о фотонах была доказана объяснением этих опытов.

Для этого Эйнштейн обосновал результаты фотоэлектрических опытов, непосредственно преобразующих энергию света в механическую энергию, характеризующую корпускулярное свойство.

Явление фотокатализатора — явление высвобождения электронов с поверхности твердых тел под действием света. Впервые это явление наблюдалось в 1887 г. Под наблюдением Герса. Количественные исследования явления фотоамара были проведены В. Гальваксом, А. Г. Столетовым и П. Ленардом. А.Г. Столетов провел свой опыт на устройстве, схематично показанном на рис. 5.2.

В 1905 г. А. Эйнштейн для объяснения феномена фотографии представил следующую ситуацию: поток световой энергии не является непрерывным, а состоит из потока дискретных порций световой энергии, эти порции являются квантами или фотонами.

Энергия фотона света с частотой ω равна:

$$E = \hbar\omega, \quad (5.2)$$

здесь $\hbar = 1,05 \cdot 10^{-34} \text{ D} \cdot \text{s}$.

энергии фотона u достаточно, он сталкивается с электроном атома металлического катода и отдает ему всю свою энергию. Когда энергии достаточно, электрон преодолевает силу, удерживающую его атомом, и покидает атом. Естественно, что при таком процессе закон сохранения энергии сохраняется и принимает вид следующего выражения:

$$\hbar\omega = A + \frac{1}{2} m_o v_{\max}^2, \quad (5.3)$$

Здесь, $\frac{1}{2} m_o v_{\max}^2$ - прямая максимальная кинетическая энергия электрона после преодоления электронно-удерживающей силы в объеме металла; A – работа, совершаемая электроном (работа, совершаемая электроном по преодолению силы, удерживающей электрон в объеме металла). Выражение (5.3) называется уравнением А.Эйнштейна для фотоэффекта.

Анализируя вышеизложенное, а также результаты опытов А. Столетова и уравнение А. Эйнштейна, можно сформулировать явление светочувствительности следующими четырьмя законами:

Закон I. Если спектральный состав света, падающего на тот или иной фотокатод, постоянен, то величина насыщения фототока прямо пропорциональна световому потоку.

Закон II. Максимальное значение начальной скорости фотоэлектронов, вылетающих из определенного фотокатода, не зависит от интенсивности света. При изменении длины волны света изменяется и максимальная скорость фотоэлектронов.

III-закон. Для каждого материала фотокатода существует «красный предел», за пределами которого фоточувствительность не возникает при воздействии света с большей длиной волны. Величина длины волны света λ не зависит от интенсивности света, она зависит только от химической природы материала фотокатода и состояния его поверхности.

Закон IV. Между попаданием света на фотокатод и генерацией фотоэлектронов не проходит значительного времени.

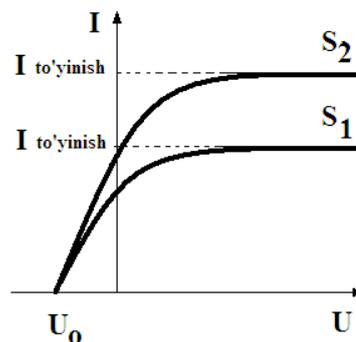


Рисунок 5.3. $S = const$ и $\omega = const$ фототок, когда подключение питания I к разности потенциалов U .

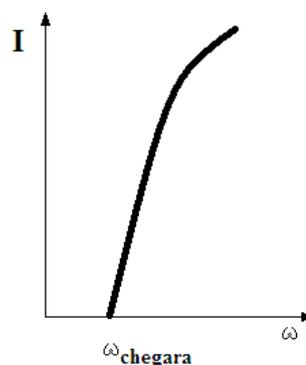
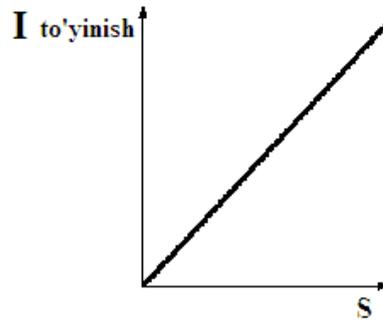
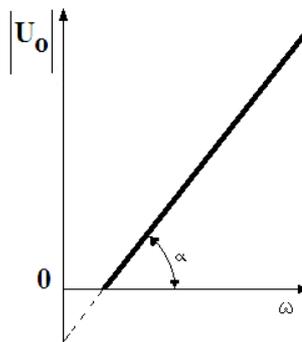


Рисунок 5.4. $S = const$ зависимость $U = const$ мощности ω фототока I от частоты.



5. Рис. 5. Ток насыщения $I_{to'y}$ связь с плотностью светового потока S



5. Рис. 6. Разность тормозных U_0 потенциалов связь с частотой ω .

Фотосъемка в помещении. Фотон света отдает свою энергию электронам (электронному газу) в атомах катодного металла, то есть свободным электронам в атомах металла, эти свободные электроны, получив достаточно энергии, покидают атом. В результате внутри металла катода электроны становятся свободными и имеют возможность генерировать электрический ток. Такое явление известно как внутреннее фотообесцвечивание.

Внешняя фоточувствительность: относится к явлению излучения (эмиссии) электронов из веществ под действием света (электромагнитное излучение).

Спиральное фотоэлектричество: возникновение электрического тока между двумя разными полупроводниками или полупроводниковыми и металлическими контактами в результате освещения светом.

Ядерные фото. Когда ядро атома поглощает коротковолновые рентгеновские лучи или γ -лучи, из ядра испускаются нуклоны (протоны или нейтроны), такое явление называется ядерным фотолизом.

Иметь значение. При освещении определенной поверхности металла электромагнитными лучами определенной длины волны $\lambda_1 = 0,35 \text{ мкм}$ максимальная скорость фотоэлектронов, покидающих поверхность металла $\lambda_2 = 0,54 \text{ мкм}$, различна A , $\eta = 2$ найти работу фотоэлектронов на выходе.

Есть. Используя уравнение Эйнштейна для двух длин волн, получаем следующую систему уравнений:

$$\begin{aligned} \hbar\omega_1 &= A + \frac{m\mathcal{G}_1^2}{2}, \\ \hbar\omega_2 &= A + \frac{m\mathcal{G}_2^2}{2} \end{aligned}$$

в покупателе \mathcal{G}_1 и \mathcal{G}_2 - максимальные скорости фотоэлектронов при данной задаче $\omega_1 > \omega_2$ будут $\mathcal{G}_1 > \mathcal{G}_2, \dots$. Из системы уравнений построим следующее соотношение:

$$\frac{\hbar\omega_1 - A}{\hbar\omega_2 - A} = \frac{\mathcal{G}_1^2}{\mathcal{G}_2^2} = \eta^2.$$

Учитывая это равенство и $\omega = \frac{2\pi c}{\lambda}$ зная соотношение, определяем работу выхода фотоэлектрона следующим выражением:

$$A = \frac{2\pi\hbar c}{\lambda_2} \frac{\eta^2 - \frac{\lambda_2}{\lambda_1}}{\eta^2 - 1} = 3,04 \cdot 10^{-12} \text{ erg} = 1,9 \text{ eV}.$$

Использование фотографии.

Считается, что явление фотоэффекта заключается в преобразовании этого света в поток электрических зарядов, благодаря чему изображение преобразуется в электрические сигналы и передается на определенное расстояние. Такие джараны используются на телевидении.

Фотоэлектрический эффект также используется для создания фотоэлементов для устройств, которые могут запускать и останавливать машины, управлять уличным освещением и т. д. Например, для предотвращения несчастных случаев в турникетах метро используются фотоэлементы, а на производстве, когда рука рабочего находится в опасной зоне, она блокирует световой луч, попадающий на фотоэлемент, в результате чего машина или другой механизм останавливается. Кроме того, для воспроизведения используются светочувствительные носители, особенно изображения, звук и диски.

С помощью фотоэлементов энергия света преобразуется в электрическую энергию, которая также используется в солнечных элементах для выработки электроэнергии.

Фотоэлементы основаны на внешнем фотоэффекте.

Хотя фотоэлементы не используются в качестве источника электрической энергии, они используются для управления электрическими цепями с помощью светового тока в различных системах автоматизации.

Фотоэлектрическое реле - это система, создающая барьер для потока света, попадающего на фотоэлемент.

Запись звуков на пленку также осуществляется с помощью фотоэлементов.

Инфракрасная чувствительность фотоэлементов широко используется в аэронавигации и военной работе. Применяются в фотоэлектронных усилителях, фотоэлектронных преобразователях (создает изображения объектов в инфракрасном излучении). КПД фотогальванических элементов составляет 15% для солнечного света.

Фоторезистентность основана на явлении внутреннего фотолиза. Простейший фоторезист: на поверхность изолирующей пластины напыляется полупроводниковый слой. При падении на него света возникает фотопроводимость и в цепи фоторезистора возникает ток.

Принцип действия приборов, применяемых в медицине, электровакуумный или полупроводниковый, основанный на фотоэффекте, называемых фотоэлементами: основным параметром фотоэлемента, представляющим зависимость силы тока от светового потока, является его чувствительность $100 \frac{mkm}{Lm}$.

Фотоэффект — высвобождение электрона с поверхности тела под действием тепла. Г. Герц впервые наблюдал это явление в 1887 году. Русский физик А. Г. Столетов глубоко изучил явление фотоэффекта. Схема эксперимента А.Г. Столетова представлена на рис. 5.1. Пучок монохроматических лучей падает на поверхность катода К в отсасываемом воздухе цилиндре через кварцевое окно «КВ». Потенциометр P в схеме помогает изменять величину и направление напряжения между электродами.

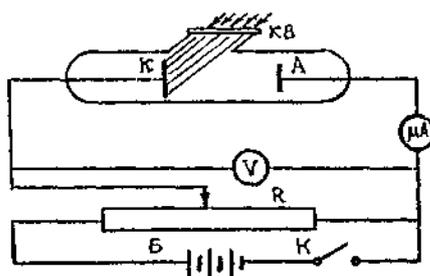


Рисунок 5.7. Схема эксперимента Столетова

измеряется вольтметром, а фототок измеряется гальванометром.

F_1, F_2 и F_3 на рис. 5.8 Изображен график зависимости фототока от напряжения между анодом и катодом для тока источника, т.е. вольт-амперная характеристика. Как видно из рисунка, фототок остается неизменным от определенного значения напряжения, то есть насыщается.

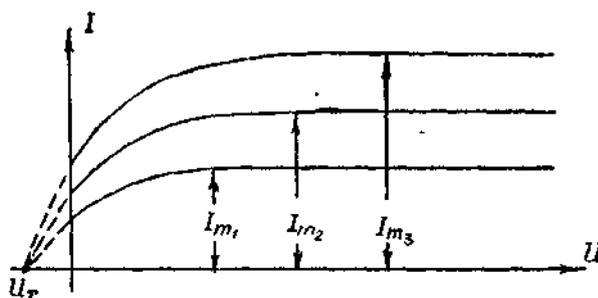


Рисунок 5.8. Вольт-амперная характеристика фотоэффекта

Другими словами, все фотоэлектроны достигают анода. Это значение фототока называется током насыщения. Если изменить световой поток, падающий на фотокатод, изменится и величина тока насыщения. Из этих опытов следует первый закон фотоэффекта. Если спектральный состав света, падающего на определенный фотокатод, неизменен, то величина насыщения фототока прямо пропорциональна световому потоку. Из рисунка видно, что фототок существует даже тогда, когда напряжение между анодом и катодом равно нулю. Это показывает, что электроны с большой кинетической энергией работают против напряженности поля и достигают анода, образуя анодный ток. Если электрическое поле достаточно сильное, фотоэлектроны потратят свою энергию до того, как достигнут анода. В результате фототок в цепочке прекращается. Значение напряжения торможения, соответствующее этой ситуации, называется напряжением торможения « U_m ». Для предельного случая в настоящее время

$$\frac{mv^2}{2} = eU_m \quad (5.4)$$

Отсюда и второй закон фотоэффекта : максимальное значение начальной скорости фотоэлектронов, вылетающих из определенного фотокатода, не зависит от интенсивности света. При изменении длины волны света изменяется и максимальная скорость фотоэлектронов. Для возникновения фотоэффекта энергия падающего фотона подчиняется закону Эйнштейна.

$$\frac{hc}{\lambda} = h\nu = A + \frac{mv_{\max}^2}{2} \quad (5,5)$$

Здесь, $h=6,62 \cdot 10^{-34}$ Дж · с постоянная Планка, ν - частота света, λ - длина волны света, падающего на поверхность, A - работа, совершаемая электроном с поверхности металла, v - максимальная скорость фотоэлектронов, m - масса электрона.

Внешний фотоэффект — явление «отрыва» электронов от твердых и жидких тел под действием света. Электрический ток, возникающий в цепи в результате такого явления, называется фототоком.

Экспериментально установлены следующие три закона внешнего фотоэффекта:

1. Фототок насыщения прямо пропорционален интенсивности света.

2. Явление фотоэффекта возникает только тогда, когда частота падающего света больше или равна минимальному значению (ν_0) , характерному для данного материала фотокатода. проводится красный предел фотоэффекта. $\lambda_0 = \frac{c}{\nu_0}$

3. Максимальная кинетическая энергия фотоэлектронов прямо пропорциональна частоте света и не зависит от его интенсивности.

Попытки объяснить второй и третий законы фотоэффекта с помощью электромагнитно-волновой теории света приводят к противоречивым выводам.

При объяснении законов фотоэффекта эти противоречия, с которыми сталкивается волновая теория, преодолеваются квантовой теорией света, созданной Эйнштейном в 1905 г.

Развивая идеи Планка, Эйнштейн пришел к выводу, что свет не только в излучении и поглощении, но и в пространственном распределении проявляет себя как отдельные порции энергии как кванты электромагнитного поля. Кванты света называются фотонами. Итак, излучение состоит из отдельных частиц фотонов, каждый из которых имеет энергию, равную $h\nu$.

Явление внешнего фотоэффекта, происходящее в металлах, объясняется с помощью квантовой теории света следующим образом. Чтобы выйти из известного электрон-металл, он должен преодолеть потенциальный барьер на границе металл-вакуум. Для этого схема А должна совершить выходную работу. Энергия фотона, поглощенного электроном в металле, передается этому электрону в степени $h\nu$. Если $h\nu > A$, электрон может покинуть металл. Энергия фотона, поглощенного электроном, используется для совершать работу выхода из металла и иметь максимальную кинетическую энергию. Уравнение этого процесса

$$h\nu = A + \frac{mv_{\max}^2}{2} \quad (5.6)$$

Оно называется уравнением Эйнштейна для внешнего фотоэффекта.

Фотонная теория Эйнштейна объясняет все законы внешнего фотоэффекта. В самом деле, из уравнения (5.6) следует, что максимальная кинетическая энергия фотоэлектронов, а значит, и их начальная максимальная скорость зависят от частоты света и выходной работы A и не зависят от интенсивности света. Это подтверждает третий закон фотоэффекта. Из уравнения Эйнштейна также видно, что явление внешнего фотоэффекта ν актуально только при выполнении $h\nu \geq A$.

красную границу фотоэффекта, т. е. наименьшую частоту, при которой начинается фотоэффект, ν вместе ν_0 .

$$h\nu_0 = A$$

или

$$\nu_0 = \frac{A}{h} \quad (5.7)$$

Поэтому красный предел фотоэффекта зависит только от функции выхода электрона, т.е. от химической природы металла и состояния поверхности металла. Это подтверждает второй закон фотоэффекта.

, должно быть пропорционально числу фотонов, падающих на поверхность металла n' за это время ($n \sim n'$). Число фотонов n , в свою очередь, определяет интенсивность света. Таким образом, доказан первый закон фотоэффекта, т. е. число фотоэлектронов, каждую секунду «улетающих» с поверхности металла, пропорционально силе света.

Описание экспериментального устройства.

В данной работе используется вакуумный фотоэлемент со свинцово-чувствительным катодом. Фотоэлемент состоит из сферического стеклянного баллона с всасываемым воздухом и анода в его центре. Половина внутренней поверхности стеклянного цилиндра покрыта тонким слоем сурьмы, а поверх него тонким слоем цезия. Комбинация сурьмы и цезия действует как

фотокатод фотогальванического элемента, и красная граница фотоэффекта для этого катода лежит в видимой части спектра.

Фотоэлемент работает следующим образом. Световой ток направляется на фотокатод. Электроны, «улетающие» с освещаемой поверхности фотокатода под действием света, ускоряются электрическим полем, подводимым к фотоэлементу от внешнего источника ЭДС, и достигают анода. Для защиты фотоэлемента от различного рассеянного света его помещают в корпус с отверстием, через которое падает исследуемый световой поток. Монохроматор УМ-2 используется для изменения длины волны света, попадающего на фотоэлемент. На рис. 5.9 представлена схема экспериментальной установки, включающая оптическую схему монохроматора и электрическую схему фотоэлемента.

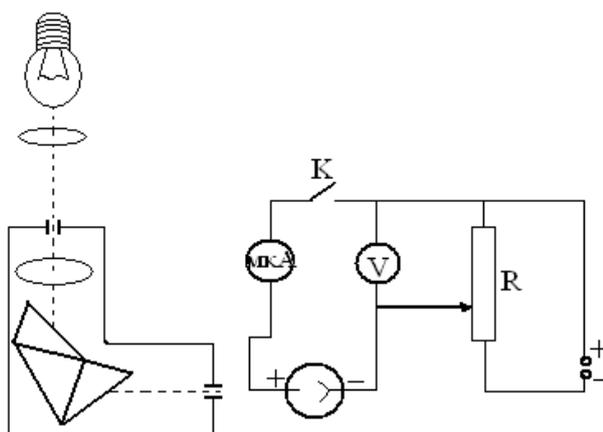


Рисунок 5.9. Схема экспериментального устройства.

Белый свет, испускаемый лампой накаливания, через конденсор попадает во входную щель монохроматора. Призма-монохроматор разделяет белый свет на спектр. В результате из выходной щели монохроматора выходит свет, лежащий в узком диапазоне спектра. Поворотом призмы, установленной на столике, расположенном в центре прибора, направляют нужный участок спектра на выходную щель монохроматора. Таким образом, фотоэлемент, расположенный за выходной щелью монохроматора, освещается светом, близким к монохроматическому.

Плоская дугообразная спираль простой лампы накаливания (220В, 100Вт), освещающая входную щель монохроматора, закреплена вертикально в специальном корпусе.

Барабан, вращающий стол, на котором призма, делящая свет на спектр прибора, калибруется в градусах, а градусы переводятся из делений в длины волн через специальный график.

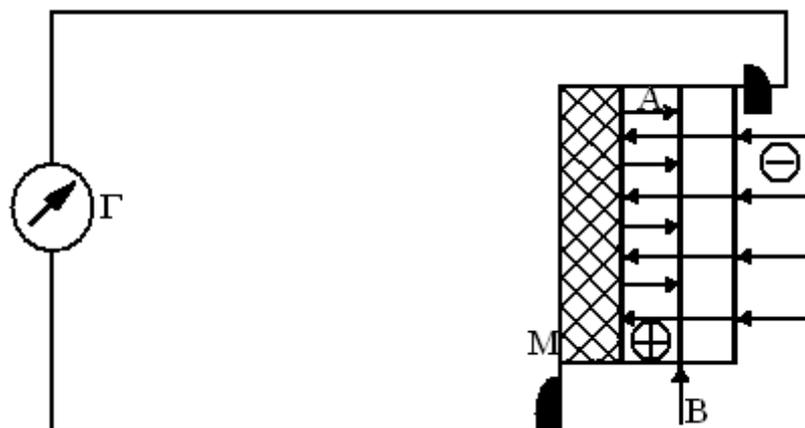
На фотоэлемент подается напряжение около 20 В с помощью реостата R, при этом он работает в режиме фототока насыщения. Величину фототока измеряют с помощью микроамперметра.

Кванты света могут взаимодействовать с некоторыми веществами и «выбивать» электроны из атомов вещества. Эти электроны называются фотоэлектронами, а физическое явление называется фотоэлектрическим эффектом. Фотоэффект означает, что существует прямая связь между электрическими и оптическими явлениями. Фотоэффект может быть трех видов в зависимости от дальнейшей «судьбы» электронов, вылетающих из атомов вещества под действием квантов света. 1) если фотоэлектроны не покидают вещество (они движутся в веществе как свободные электроны), то уместно явление внутреннего фотоэффекта; 2) если фотоэлектроны полностью удалены из вещества (в газе или вакууме), актуально явление внешнего фотоэффекта 3) если фотоэлектроны пропущены через контактную границу полупроводников разного типа или полупроводника с металлом, явление представляет собой фотоэффект клапана или в запрещенном слое, называемый фотоэффектом.

Устройства, устройство и принцип работы которых основаны на явлениях фотоэффекта, называются фотоэлементами. По конструкции и типу фотоэлементы бывают разными и широко применяются в технике. Вакуумные или газонаполненные фотоэлементы, работающие на внешнем фотоэффекте, отличаются от фотоэлементов, работающих на явлении вентильного фотоэффекта.

В этой работе используется фотоэлемент запрещенного слоя селена.

Селеновый фотоэлемент (рис. 5.10) состоит из нагревательной пластины М, покрытой слоем селена А. На слой селена А накладывается полупрозрачный слой золота или другого металла.



5. Рис.10. Селеновый фотоэлемент

На границе слоев селена и золота образуется запрещенный слой В. Если слой золота соединить с нагревательной пластиной через гальванометр (Г) и засветить слой селена, то кванты света переходят к слою золота через запрещенный слой, «вырывая» электроны из вещества селена. В результате гальванометр показывает, что в цепи возникает ток i . Этот ток называется фототоком. Электроны могут переходить с одной пластины на другую только в одном направлении (от селена к золоту), а не в обратном. Так называемый запрещенный слой основан на том же. В таком фотоэлементе световая энергия напрямую преобразуется в электрическую энергию.

Чувствительность фотоэлемента γ , характеризуемая отношением фототока I^1 к току падающего света.

$$\gamma = \frac{i^1}{\Phi} \quad (5.8)$$

чувствительность измеряется в микроамперах на люмен (мкА/лм).

Заменяя Φ на $E \cdot S$ и E на I/r^2 из формулы (5.8), мы получаем следующее.

$$\Gamma = \frac{i}{\Phi} = \frac{i}{ES} = \frac{i \cdot r_0^2}{IS} \quad (5.9)$$

Здесь

- $E = I/r^2$ - освещение поверхности фотоэлемента световым потоком, падающим нормально на поверхность фотоэлемента;

- I - сила света лампы накаливания;

- r_0 - расстояние между источником света и фотоэлементом;

- S – поверхность светочувствительного слоя фотоэлемента. Эта поверхность равна поверхности апертуры фотоэлемента.

Если D - диаметр диафрагмы, то

$$S = \frac{1}{4} \pi D^2$$

(5.9), мы получаем формулу, позволяющую определить чувствительность фотоэлемента.

$$\gamma = \frac{4i * r_0^2}{\pi D^2} \quad (5.10)$$

Упражнение 1

1. Подать напряжение 30 В на источник питания через реостат.

2. Установите фотоэлемент на расстоянии 15 см от источника питания.

Анод и катод фотоэлемента находятся в диапазоне 10 В через сопротивление R изменить падение напряжения между и измерить значение фототока IF с помощью миллиамперметра.

4. Поэкспериментируйте, разместив фотоэлемент на расстоянии 30, 45 см от источника света. повторить.

5. Запишите полученные результаты в таблицу ниже.

Он	0	10	20	30	40	50	60	70	80	90	100
-											
Я ж											

6. По таблице по оси абсцисс U_a значение и ось ординат Величина фототока по IF - вольтметр фотоэлемента _ рисовать линии символов.

7. Определить значение тормозного потенциала V_g путем интерполяции графика.

8. (5,6) из формулы определить скорость фотоэлектронов с помощью

Используя (5.7) работу выхода e -электронов для материала катода определять.

Упражнение 2

При закрытии затвора входной щели монохроматора (для этого затвор приводится в состояние «закр») включается лампа освещения.

Ширина входной и выходной щелей монохроматора 0,5 мм.

конденсатора в центре входной щели образуется яркое светлое пятно.

Барaban монохроматора настроен на 24500 делений. Эта длина волны составляет примерно 5500 \AA 0 гамма. Свету этой длины волны соответствует максимальная чувствительность используемого фотокатода.

Переключатель шкалы микроамперметра установлен на 1 мкА.

Под наблюдением преподавателя или лаборанта провода выпрямителя и микроамперметра подключают к источнику тока.

С помощью реостата доводят напряжение до 20 В и включают выключатель К в цепи фотоэлемента.

Открывают ворота входной щели монохроматора и наблюдают за отклонением стрелки микроамперметра. Ширина щели несколько изменена, и это отклонение доведено до 50-60 делений.

Барaban монохроматора медленно вращают и контролируют показания микроамперметра. Свет, выходящий из щели барабанного монохроматора, вращается в направлении увеличения длины волны. Увеличение степени деления барабана указывает на увеличение длины волны света. С увеличением длины волны мощность фототока уменьшается, а ее уменьшение в 12-15 раз означает, что явление фотоэффекта прекратилось. Показания барабана, соответствующие этому уменьшению силы фототока, записывают, а длину волны определяют по графику.

Определенная таким образом длина волны света является красной границей фотоэлемента для данного фотокатода.

Возвращая барабанный дисплей в исходное состояние 24500, несколько раз определяют красную границу фотоэффекта, и каждый раз находят ее по графику и вычисляют ее среднее значение.

(5.6) вычисляется работа выхода электронов и выражается в электрон-вольтах.

Все устройства отключены. Переключатель шкалы микроамперметра переводят в положение «арретир» и постепенно помещают в специальный корпус.

Упражнение 3

5. Создается схема, показанная на рис.11. На рисунке В А- оптическая скамья, F-E диафрагменный селеновый фотоэлемент, Г- зеркальный гальванометр, L- лампа накаливания, Е- источник тока, r_0 - расстояние от лампы до фотоэлемента, R- потенциометр. Излучающее волокно лампы накаливания должно быть установлено на той же высоте, что и центр фотоэлемента.

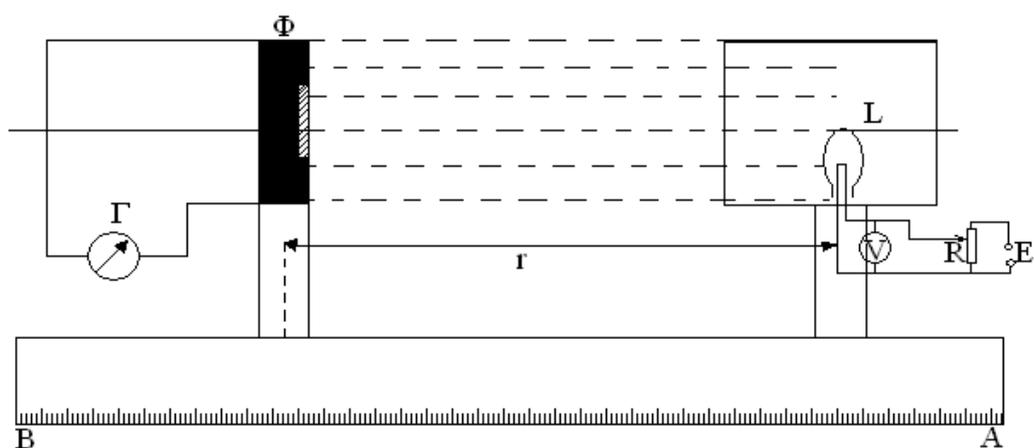


Рисунок 5.11. Схема экспериментального устройства.

1. Перед подключением лампы накаливания к источнику тока определяют ее нулевую точку i_0 по знанию значения шкалы гальванометра при полностью открытой диафрагме фотоэлемента.

2. На лампу подается напряжение 127 В, и это напряжение поддерживается постоянным с помощью реостата R (при напряжении 127 В светоотдача лампы равна 10 Кд).

3. Фотоэлемент и источник света устанавливаются на таком расстоянии друг от друга, чтобы показание гальванометра было больше половины шкалы.

4. Открывают крышку фотоэлемента и определяют величину фототока i и расстояние r_0 . Мощность фототока, создаваемого падающим из лампы светом, равна следующей.

$$i' = i - i_0$$

5. Измеряется диаметр D апертуры фотоэлемента.

6. Измерения повторяют 3 раза, незначительно меняя расстояние r_0 .

7. Найденные в каждом эксперименте значения r^1 и r_0 подставляют в формулу (E) и вычисляют 3 значения гаммы.

Все величины, полученные и рассчитанные в эксперименте, занесены в таблицу ниже.

I_0	i	i'	r_0	γ	γ'	$\Delta\gamma$	$\frac{\Delta\gamma}{\gamma' * 100\%}$

ПРОВЕРОЧНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Объясните, что такое явление фотоэффекта и его закономерности.
2. В чем разница между феноменом внутреннего и внешнего фотоэффекта?
3. Напишите и объясните уравнение Эйнштейна.
4. Описать законы внешнего фотоэффекта.
5. Что такое красный предел фотоэффекта
6. Объясните природу и законы фотоэффекта согласно квантовой теории Эйнштейна.

7. Как устроен вакуумный фотоэлемент
8. Объясните устройство, с помощью которого определяется красная граница фотоэффекта.
9. Опишите законы фотоэффекта и опишите их с помощью уравнения Эйнштейна.
10. Охарактеризуйте виды фотоэффекта.
11. Объясните принцип построения фотоэлемента запрещенного слоя.
12. Какова чувствительность фотоэлемента.
13. Объясните схему эксперимента, позволяющую определить чувствительность фотоэлемента.

VI. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОСТОЯННОЙ СТЕФАНА-БОЛЬЦМАНА

Цель работы: измерить высокие температуры с помощью оптического пирометра и определить постоянную Стефана-Больсмана.

Необходимые инструменты и оборудование. Оптический пирометр, лампа накаливания, вольтметр 5А, реостат, автотрансформатор, выключатель.

Краткая теория работы

В зависимости от характера источника электромагнитного излучения излучение подразделяют на несколько видов. В частности, сообщая теплоту или теплоту телу, его излучение электромагнитных волн является тепловым излучением и т. д.

Повседневные эксперименты показывают, что твердые тела, нагретые до достаточно высокой температуры, светятся, т. е. излучают видимый свет. Даже при очень низких температурах твердые тела излучают, но излучаемый ими свет невидим для человеческого глаза, они излучают в виде инфракрасных лучей, вообще тела, особенно твердые тела, при нагревании выделяют тепловую энергию.

За исключением длинноволновых инфракрасных лучей, когда предметы нагреваются до достаточно высокой температуры, они светятся, т.

е. излучают видимый свет, такие явления называются «тепловым излучением».

Предположим, что имеется несколько предметов, нагретых до различных температур, помещенных в полость, окруженную оболочкой с идеальной изолирующей стенкой. Даже если внутри этой полости абсолютный вакуум, тела внутри нее обмениваются энергией друг с другом непосредственно своим излучаемым электромагнитным излучением.

единственная форма излучения, всегда находящаяся в равновесии. Благодаря непрерывному обмену энергией между телом и излучением с течением времени наступает состояние равновесия, то есть тело поглощает столько энергии, сколько излучает (энергии любого излучения) в данный момент времени.

Если тепловой баланс в полости, окруженной идеальной изолирующей оболочкой, по каким-либо причинам нарушен, то тело излучает больше энергии, чем поглощает. Если при этом объект излучает больше, чем поглощает тепла (или происходит наоборот), то температура объекта уменьшается (увеличивается), в результате уменьшается (увеличивается) количество энергии облучаемого объекта, такие изменения продолжайте до тех пор, пока объект не придет в тепловое равновесие.

Если принять, что оболочка отражающей стены имеет форму эллипсоида, то два облучаемых в ней объекта должны быть размещены в фокусах эллипсоида, т. е. в точках 1 и 2. Согласно теориям оптики, электромагнитные лучи, испускаемые телом 1, попадают на предмет 2, а электромагнитные лучи, испускаемые телом 2, попадают на предмет 1 (рис. 6.1).

Согласно 2-му закону Кеплера, пусть Солнце стоит в одном фокусе эллипсоида, а одна из его планет вращается по траектории эллипсоида. Радиус-вектор вращения планеты во времени создает поверхность некоторой поверхностной плоскости, поверхность которой пропорциональна времени движения планеты по закону Кеплера.

По аналогии со 2-м законом Кеплера можно предположить, что время, за которое электромагнитные волны, исходящие от каждого тела (из точек в 1-м и 2-м фокусах эллипсоида), достигают друг друга одинаково.

Излучения тел при одной и той же температуре во времени означает, что излучение находится в термодинамическом равновесии. Такое состояние называют состоянием термодинамического равновесия или черным излучением.

Если энергия, излучаемая телами при этом, равна поглощаемой энергии, плотность энергии излучения между телами в пространстве будет иметь определенное значение при данной температуре, такую ситуацию можно назвать состоянием термодинамического равновесия.

Исходя из вышеприведенных соображений: поток энергии электромагнитных волн, излучаемых или поглощаемых телами, находящимися в тепловом равновесии, не зависит от конкретного свойства тел.

Закон Прево: излучение (поглощение света) каждого тела зависит от конкретной температуры тела, а не от температуры соответствующих тел вокруг него, более горячие тела начинают остывать, потому что они холоднее окружающих тел выделяют больше энергии чем поглощают, а более холодные тела нагреваются, потому что поглощают больше энергии, чем тела, отдающие тепловую энергию.

Такие процессы отдачи или выделения тепла продолжаются до тех пор, пока все тела внутри полости не достигнут одинаковой температуры, т. е. пока внутри полости не наступит состояние термодинамического равновесия. Пространство внутри полости всегда заполнено лучистой энергией. Итак, сколько энергии тела отдают или излучают одновременно, столько энергии они поглощают или излучают, и плотность излучения имеет определенную величину, соответствующую температуре, заданной пространством между ними.

Таким образом, излучение электромагнитных волн от объектов, находящихся под воздействием тепла, некорректно называть тепловым излучением.

Тепловое излучение — одно из наиболее распространенных физических явлений в природе, которое в основном обусловлено тепловым движением атомов или молекул тела, а обусловлено внутренней энергией атомов и молекул. Такое явление свойственно всем телам (твердым, жидким и газообразным) и бывает только в том случае, если оно больше их температуры.

электромагнитных волн, излучаемых тепловым излучением тел, состоят из смежных спектров, а ее максимальное состояние зависит от температуры тела.

Объекты с короткой электромагнитной волной при высокой температуре: видны; ультрафиолетовый, длинноволновый при низкой температуре: излучает инфракрасные электромагнитные волны.

длиной волны λ и ω частотой, излучаемых теплом, называется спектральной плотностью излучения объектов. Спектральная плотность излучения объектов характеризует распределение энергии электромагнитных волн.

$$dW_{\omega, \omega+d\omega}^{nurl} = R_{\omega} d\omega \text{ или } dW_{\lambda, \lambda+d\lambda}^{nurl} = R_{\lambda} d\lambda. \quad (6.1)$$

При сбалансированном излучении тел спектральная плотность является универсальной функцией, зависящей не только от частоты волны или ее длины, но и от температуры тела. Поэтому можно будет задавать спектральную плотность излучения объектов R_{λ} без указания $R_{\omega, T}$ или с помощью R_{ω} или $R_{\lambda, T}$.

На основании формулы (6.1) $R_{\omega, T}$ его можно определить как мощность электромагнитного излучения на определенном интервале частот (волн) на единицу поверхности объекта при данной температуре и определить следующим выражением:

$$R_{\omega,T} = \frac{dW_{\omega,\omega+d\omega}^{nurl}}{d\omega}, \quad (6.2)$$

где $R_{\omega,T}$ единица измерения, $\frac{J}{(m^2 \cdot s)}$.

Спектральная плотность электромагнитного излучения также выражается как функция его длины волны:

$$\omega = \frac{c}{\lambda}, d\omega = -\frac{c}{\lambda^2} d\lambda \text{ или } d\lambda = -\frac{\lambda^2}{c} d\omega \text{ за то, что}$$

$$dW_{\omega,\omega+d\omega}^{cesem} = R_{\omega,T} \cdot d\omega = R_{\omega,T} \cdot \frac{\lambda^2}{c} d\omega. \quad (6.3)$$

в приведенном выше выражении ставится знак минус, заключается в том, что длина волны излучаемых электромагнитных волн увеличивается с увеличением частоты. Для простоты в дальнейших расчетах знак минус можно опустить.

Итак, спектральная плотность объектов, излучающих электромагнитные волны, может быть выражена следующим образом:

$$R_{\omega,T} = R_{\lambda,T} \frac{\lambda^2}{c}. \quad (6.4)$$

спектральную плотность в каждом сечении, $R_{\omega,T}$ можно определить интегральную спектральную плотность излучения:

$$R_{\omega,T} = \int_0^{\infty} R_{\nu,T} d\nu. \quad (6.5)$$

Когда электромагнитные лучи падают на поверхность предметов, их также можно охарактеризовать по способности поглощать эти лучи:

$$A_{\omega,T} = \frac{dW_{\omega,\omega+d\omega}^{noct}}{dW_{\omega,\omega+d\omega}^{cesem}}, \quad (6.6)$$

Формула (6.6) означает, какую часть энергии падающих на тело электромагнитных волн может одновременно поглотить тело, поверхность единичного поперечного сечения. Величина поглощения также безразмерна.

Спектральная плотность электромагнитного излучения тел ($R_{\nu,T} = R_{\lambda,T} \frac{\lambda^2}{c}$) и их поглощательная способность ($A_{\nu,T} = \frac{dW_{\nu,\nu+d\nu}^{noct}}{dW_{\nu,\nu+d\nu}^{cesem}}$)

считаются физическими величинами, зависящими от термодинамической природы (температуры) тел, и исходя из этого, когда тела излучают или поглощают электромагнитные волны, они излучают различные частоты (волны) излучают или поглощают лучи. Эти две основные физические величины T связаны с заданными термодинамическими температурой и частотой. ω Поэтому эти две физические величины называются $R_{\omega,T}$ - спектральной плотностью излучения и $A_{\omega,T}$ - спектральной поглотательной способностью.

Объекты, обладающие способностью полностью поглощать электромагнитные лучи различной частоты (волны) при произвольной температуре, считаются «абсолютно черными телами». Способность абсолютно черных тел поглощать излучение разных частот и разных температур можно брать точно вместе, т.е. $A \equiv 1$

Следует сказать, что абсолютно черного тела в природе не существует, но некоторые материалы: черная моль, платиновая черная моль, черный бархат и др. по своим поглощающим способностям в определенном диапазоне частот близки к абсолютно черным телам.

Идеальную модель абсолютно черного тела можно представить следующим образом: дана замкнутая полость с небольшой щелью o , внутренняя часть (стенка) которой затемнена (рис. 6.2), пучок света, попадающий в полость o из щели закрытой полости она многократно возвращается от стенок полости и постепенно теряет свою интенсивность. По опыту, при размере (диаметре) щели отверстия, равном 0,1 части размера (диаметра) отверстия, считается, что все электромагнитные лучи, попадающие в отверстие, полностью поглощаются в отверстии.

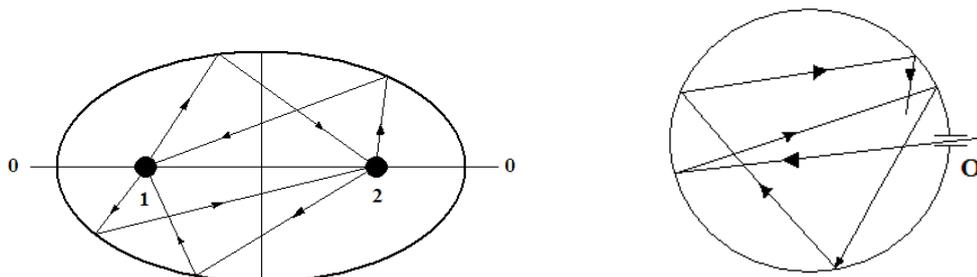


Рисунок 6.1. Рис. 6.2 в виде эллипсоида. Абсолютный черный оболочка с обратной стенкой. идеальная модель тела

Закон Кирхгофа.

Кирхгоф, опираясь на второй закон термодинамики и анализируя состояние излучения в равновесии в системе изолированных тел, $R_{\omega,T}$ обнаружил, что существует количественная связь между спектральной плотностью теплового излучения - и спектральной поглотательной способностью тел. $A_{\omega,T}$

Закон Кирхгофа: отношение спектральной плотности теплового излучения к спектральному поглощению излучения не зависит от природы тела, является универсальной функцией частоты (длины волны) электромагнитных волн и температуры тела для всех тела.

В тепловом равновесном излучении спектральная плотность является $R_{\omega,T}$ универсальной функцией $r(\omega,T)$ частоты излучения ω (длины волны) и температуры тела T . Основная проблема теории теплового излучения направлена на нахождение этой функции.

На основании вышеизложенного математическое выражение универсальной функции можно записать следующим образом:

$$\frac{R_{\omega,T}}{A_{\omega,T}} = r_{\omega,T}. \quad (6.7)$$

для абсолютно черных тел, $A \equiv 1$ можно дать следующее соотношение:

$$\frac{R_{\omega,T}}{A_{\omega,T}} = \frac{R_{\omega,T}}{1} = r_{\omega,T}, \quad R_{\omega,T} = r_{\omega,T}. \quad (6.8)$$

Отсюда следует: универсальную функцию Кирхгофа можно рассматривать как спектральную плотность излучения абсолютно черного тела.

По закону Кирхгофа при одной и той же частоте и одной температуре: следует, что спектральная плотность излучения всех тел в произвольной

части спектра всегда меньше спектральной плотности излучения абсолютно черного тела, т.е. она то $A_{\omega,T} < 1$ же самое $R_{\omega,T} < r_{\omega,T}$.

Из закона Кирхгофа следует следующий вывод: если тело не поглощает электромагнитную волну определенной частоты, то это тело не излучает эту электромагнитную волну, т.е. $A_{\omega,T} = 0$, $R_{\omega,T} = 0$,

Используя закон Кирхгофа, можно придать следующему математическому виду выражение спектральной плотности излучения тела:

$$R_T = \int_0^{\infty} R_{\omega,T} d\omega \text{ как есть } R_T = \int_0^{\infty} A_{\omega,T} r_{\omega,T} d\omega \quad (6.9)$$

Выражение спектральной плотности излучения для серого вещества выглядит следующим образом:

$$R_T^k = A_T \int_0^{\infty} r_{\omega,T} d\omega = A_T R_e, \quad (6.10)$$

$$R_e = \int_0^{\infty} r_{\omega,T} d\omega, \quad (6.11)$$

где R_e – спектральная плотность излучения абсолютно черного тела (зависит только от температуры тела).

Закон Кирхгофа служил критерием для определения радиационной природы объектов.

Стефан-Больсман и закон смещения Вина.

Согласно закону Кирхгофа, спектральная плотность излучения абсолютно черного тела $R_{\nu,T}$. Универсальная функция Кирхгофа равна ($R_{\nu,T} = r_{\nu,T}$), поэтому нахождение четкой зависимости универсальной функции от частоты электромагнитных волн и температуры тела стало одним из основных вопросов теории теплового излучения.

В 1879 г. австралийский физик Ю. Стефан, анализируя результаты опытов, проведенных всеми учеными мира, и Л. Больсман в 1884 г., с помощью термодинамических методов частично решили проблему

зависимости универсальной функции Кирхгофа от частоты электромагнитных волн и температуры тела. Зависимость спектральной плотности излучения $R_{\nu,T}$ от температуры облучаемого тела предлагается определять по следующей эмпирической формуле:

$$R_e = \sigma T^4, \quad (6.12)$$

т.е. спектральная плотность излучения абсолютно черного тела пропорциональна четвертой степени его термодинамической температуры. Это соотношение σ – было названо законом Стефана-Больсмана. Постоянная Стефана-Больсмана в этом выражении равна своему экспериментально определенному значению $5,67 \cdot 10^{-8} \frac{Вт}{м^2 K^4}$.

Закон Стефана-Больсмана не мог ответить на зависимость спектральной плотности излучения (R_e) от температуры тела (T) и частоты электромагнитных волн применительно к спектральной системе абсолютно черных тел.

Задача. Мощность излучения абсолютно черного тела $N = 34 кВт$. Если ясно, что площадь поверхности абсолютно черного тела равна, $S = 0,6 м^2$ найти температуру этого тела.

Решение: мощность излучения абсолютно черного тела:

$$N = \sigma T^4 S.$$

$\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \frac{Вт}{м^2 \cdot K}$ - постоянная Стефана-Больсмана. Температуру тела

можно определить следующим образом:

$$T = \sqrt[4]{\frac{N}{\sigma S}} = 1000 K.$$

Задача. Какова энергетическая яркость твердого свинца? Отношение энергетической яркости свинца к абсолютной яркости черного тела при данной температуре $k = 0,6$.

Решение: затвердевший свинец ведет себя как серое вещество. Согласно закону Стефана-Больсмана для серого вещества:

$$R_T^k = k\sigma T^4 = 4,4 \frac{kVt}{m^2}.$$

Здесь есть k – отношение энергетической яркости свинца к абсолютной яркости черного тела, или коэффициенту черноты, при данной температуре; $T = 600K$ температура плавления свинца;

$$\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \frac{Vt}{m^2 \cdot K}.$$

Температура солнца. Рассматривая Солнце как абсолютно черное тело, можно оценить его энергию, приходящуюся на единицу площади вокруг Земли. Если расстояние r между Землей и Солнцем принять за одну астрономическую единицу (ab), то его величина будет равна: $r=1a.b.=1,495979 \cdot 10^{13}$ см. Если яркость Солнца разделить на поверхность сферы радиусом r (или если разделить на поверхность земной атмосферы), то поток излучения всех лучей, падающих на верхнюю часть атмосферы на среднем расстоянии между Земля и Солнце находятся следующим образом:

$$f = \frac{R_{\otimes}}{4\pi r^2} = 1.36 \cdot 10^6 \frac{\text{erg}}{\text{sm}^2 \cdot \text{s}} = 1.36 \frac{\text{kVt}}{\text{m}^2},$$

R_{\otimes} яркость солнца.

В настоящее время среднестатистическая потеря энергии, потребляемая каждым человеком, проживающим на нашей планете, составляет несколько киловатт. Можно представить, что несколько квадратных метров солнечных батарей могут удовлетворить энергетические потребности одного человека. Но низкий КПД солнечных батарей (по теоретическим расчетам их КПД составляет 40%, а серийно выпускаемых фотоэлементов – 10%), погодные изменения, отсутствие суточного режима работы, затемнение больших площадей экологического следа и выход их из экономического цикла, все из которых делают будущее солнечной энергии фундаментально проблематичным.

$$\sigma T_{\otimes} \left(\frac{R_{\otimes}}{r} \right)^2 \cdot \pi R_{\otimes} \cdot (1 - A_{\omega, T}) = \sigma T_{\otimes} \cdot 4\pi R_{\otimes}^2,$$

Здесь, T_{\otimes} – температуру Солнца. Из этой формулы можно вывести формулу определения температуры земли:

$$T_{\oplus} = T_{\otimes} \left[\frac{1-A}{4} \left(\frac{R_{\otimes}}{r} \right)^2 \right]^{1/4}.$$

Таким образом, при определении температуры земли, нагретой солнцем, радиус земли не нужен, но большую роль играет расстояние между землей и солнцем. Реальную температуру земли можно будет масштабировать, подставив значения известных величин:

$$T_{\oplus} = \frac{T_{\otimes}}{23} \approx 258K = -15^{\circ}C.$$

На самом деле погода на Земле будет очень мягкой. Средняя температура Земли $18^{\circ}C$ обусловлена парниковым эффектом.

Парниковый эффект – это нагрев нижних слоев атмосферы за счет излучения земной поверхности. Поверхность Земли нагревается в результате поглощения атмосферой длинноволнового излучения, которое, в свою очередь, нагревает поверхность Земли [1,5].

Иметь значение. Насколько сильно солнечное излучение? Считайте излучение Солнца близким к излучению абсолютно черного тела. Температура поверхности Солнца $T_{\otimes} = 5800K$.

Если предположить, что излучение близко к излучению абсолютно черного тела, мощность солнечного излучения выражается следующим образом по закону Стефана-Больсмана:

$$N = \sigma T^4 S,$$

где S – площадь поверхности Солнца:

$$S = 4\pi R_c^2.$$

$R_c = 6,96 \cdot 10^8 m$ – Радиус солнца. На основании двух последних соотношений получается выражение для определения мощности солнечного излучения:

$$N = 4\pi\sigma T^4 R_c^2 = 3,9 \cdot 10^{26} \text{ Вт}.$$

XIX В конце века по результатам экспериментов, проведенных учеными мира по излучению предметов от тепла, на основе следующей зависимости между частотой и длиной волны электромагнитных лучей можно записать следующее выражение:

$$r_{\omega,T} = \frac{c}{\lambda^2} r_{\lambda,T}.$$

$$(r_{\omega,T} = r_{\lambda,T}(\lambda, T)).$$

Исходя из этого, из структуры кривых на рис. 6.3 видно, что распределение энергии в спектре излучения абсолютно черного тела при разных температурах неравномерно. Все кривизны состоят из максимумов, в зависимости от характера линий, с повышением температуры максимумы кривизн смещаются в сторону коротких длин волн. Поверхность, образуемая между этими кривизнами и осью абсцисс, пропорциональна абсолютной спектральной плотности излучения черного тела. На их основе немецкий физик В. Вин (1864-1928) на основании законов термодинамики и электродинамики определил, что длина волны (λ_{max}), соответствующая максимуму универсальной функции Кирхгофа ($r_{\omega,T} = \frac{c}{\lambda^2} r_{\lambda,T}$), зависит от температуры тела и узаконил эти процессы.

Закон смещения Вина: длина волны, соответствующая максимуму спектральной плотности излучения абсолютно черного тела, обратно пропорциональна его термодинамической температуре.

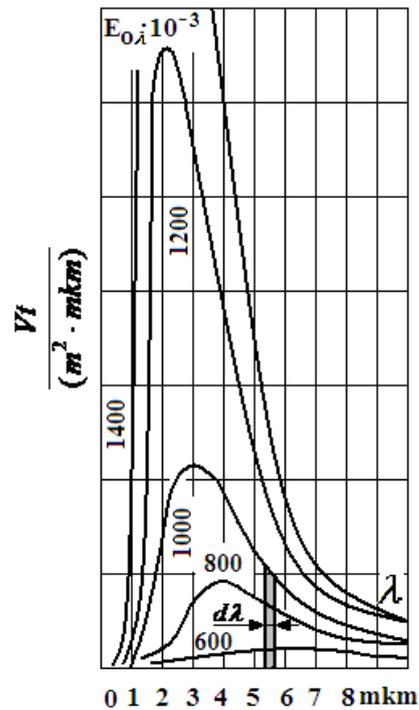


Рисунок 6.3. Согласно закону М. Планка интенсивность спектральной плотности электромагнитных волн абсолютно черного тела.

Математическое выражение закона смещения Вин можно записать следующим образом :

$$\lambda_{max} = -\frac{b}{T}, \quad (6.13)$$

Здесь b – Вин — постоянная, значение которой на основании опытов найдено равным: $b = \frac{hc}{4,965 \cdot k} = 2,9 \cdot 10^{-3} \text{ м} \cdot \text{К} = T\lambda_{max}$. Знак минус означает, что длина волны излучения уменьшается с ростом температуры.

Причина, по которой он называется законом сдвига Вин, заключается в том, что максимум универсальной функции Кирхгофа ($r_{\omega,T} = \frac{c}{\lambda^2} r_{\lambda,T}$) смещается в сторону короткой волны при повышении температуры тела. Согласно закону смещения Вина, при понижении температуры тела спектры его излучения образуют длинноволновые электромагнитные лучи.

Хотя законы Стефана-Больсмана и Вина играют важную роль в теории теплового излучения, хотя и считаются частными законами, они не могут

описать общую картину распределения энергии электромагнитных волн, излучаемых телами при различных температурах.

Задача. Лучистая сила абсолютно черного тела $N = 10 \text{ кВт}$. Определить поверхности S , на которой облучается объект, если максимум спектральной плотности энергии излучения $\lambda = 700 \text{ нм}$ соответствует длине волны.

Мощность излучения абсолютно черного тела (по закону Стефана Больсмана) равна:

$$N = \sigma T^4 S$$

По закону Вина абсолютная температура тела определяется следующим образом:

$$T = \frac{b}{\lambda_{\max}}$$

На основании этих двух формул получаем:

$$N = \sigma S \left(\frac{b}{\lambda_{\max}} \right)^4,$$

Отсюда радиационная поверхность тела равна:

$$S = \frac{N}{\sigma} \cdot \left(\frac{\lambda_{\max}}{b} \right)^4 = 6 \text{ см}^2.$$

Оптическая пирометрия. Источники света.

Законы теплового излучения в основном используются для определения температур тел, излучающих свет сами по себе (звезды) при нагревании тела. Метод определения высокой температуры объекта по зависимости спектральной плотности излучения объектов от температуры называется оптической пирометрией.

электромагнитных волн, называются пирометрами.

В зависимости от того, какой из законов теплового излучения применяется, те, которые зависят от определения температур тел, могут быть названы следующим образом: радиационная, цветовая и яркостная температуры.

«Радиационная» температура. Возвращается яркость исследуемого объекта и рассчитывается его радиационная температура на основе закона Стефана-Больсмана:

$$T_r = \sqrt[4]{R_T / \sigma}.$$

Эта температура есть такая температура абсолютно черного тела, при которой спектральная плотность его излучения R_e равна спектральной плотности излучения исследуемого объекта. R_T

Радиационная температура тела T_r всегда ниже его фактической температуры T . Для доказательства предположим, что исследуемый объект серый. Тогда, используя формулы (6.12) и (6.20), можно будет записать следующее выражение:

$$R_{T_r}^k = A_T R_e = A_T \sigma T^4.$$

Во-вторых,

$$R_{T_r}^k = \sigma T_r^4.$$

Сравнивая эти выражения друг с другом, можно сформировать следующее соотношение:

$$T_r = \sqrt[4]{A_T T}.$$

Если $A_T < 1$ если так, то $T_r < T$ будет, то есть реальная температура объекта всегда больше температуры излучения.

"Цветовая температура. Спектральная плотность излучения для серого вещества:

$$R_{\lambda, T} = A_T r_{\lambda, T},$$

Здесь $A_T = const < 1$. такое же распределение энергии в спектральных линиях излучения серого тела подобно распределению энергии спектральных линий в излучении абсолютно черного тела при той же температуре. Поэтому можно применить формулу закона Вина (6.13) для серых тел, т. е. $R_{\lambda, T}$ зная

длину волны, соответствующую максимуму спектральной плотности излучения исследуемого тела, определить его температуру: λ_{max}

$$T_{rang} = \frac{b}{\lambda_{max}}$$

Эта температура называется «цветовой» температурой. Для серых объектов цветовая температура соответствует фактической температуре. Этим методом определялись температуры на поверхности Солнца ($T \approx 6500K$) и звезд.

Температура «ясности». Яркостная температура $T_{ясност}$ — это температура, при которой спектральная плотность излучения на определенной длине волны абсолютно черного тела равна спектральной плотности исследуемого объекта, т.е.

$$r_{\lambda, T_{равн}} = R_{\lambda, T}, \quad (6.14)$$

здесь T — фактическая температура тела. Согласно закону Кирхгофа (6.9) по длине волны в исследуемом объекте в излучении она была следующей: λ

$$\frac{R_{\lambda, T}}{A_{\lambda, T}} = r_{\lambda, T},$$

или, с учетом выражения (6.8), имеют следующее соотношение:

$$A_{\lambda, T} = \frac{r_{\lambda, T_{ясност}}}{r_{\lambda, T}}. \quad (6.15)$$

Для нечерных тел $A < 1$ она $r_{\lambda, T_{ясност}} < r_{\lambda, T}$ одинакова, $T_{ясност} < T$ то есть реальная температура тела всегда больше яркостной температуры.

Обычно в качестве пирометра «Равшан» используют пирометр, в котором металлическая проволока нагревается и ее изображение (экранированная сетка) не видно на экране $r_{\lambda, T_{ясност}} = R_{\lambda, T}$. При выполнении этого условия изображение нити пирометра невозможно выделить на фоне поверхности горящего предмета, нить «исчезнет» с одного глаза. Используя градуировку миллиамперметра по абсолютно черному телу, можно определить освещенную температуру.

Зная способность тела поглощать лучи электромагнитных длин волн, вызванные тепловым излучением, можно определить его действительную температуру на основе его «осветленной» температуры. $A_{\lambda,T}$ Тогда формулу М. Планка можно выразить в следующем виде:

$$r_{v,T} = \frac{c}{\lambda^2} r_{\lambda,T} = \frac{2\pi c^2 h}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda T}} - 1}. \quad (6.16)$$

С учетом (6.15) формула (6.16) имеет следующий вид:

$$A_{\lambda,T} = \frac{e^{\frac{hc}{k\lambda T}} - 1}{e^{\frac{hc}{k\lambda T_{равн}}} - 1},$$

т. е. $A_{\lambda,T}$ когда станет ясно, что тела допускают поглощение электромагнитных волн, можно будет определить температуру исследуемого тела.

Оптическая пирометрия. Тепловые источники света

Законы теплового излучения используются для определения температуры нагретых и самосветящихся тел (звезд). Метод определения температуры объекта по зависимости спектральной плотности освещенности объектов от температуры называется оптической пирометрией.

Приборы, предназначенные для измерения температуры нагретого объекта по интенсивности теплового излучения в оптической области световых спектров, называются пирометрами.

В зависимости от того, по какому из законов теплоты определяют температуру тела, ее можно разделить на: лучевую, цветовую и яркостную температуры.

1. *Лучистая температура.* В этом случае возвращается яркость исследуемого объекта и рассчитывается его радиационная температура по закону Стефана-Больсмана:

Такова температура этого абсолютно черного тела, его яркость быть равным R_e яркости исследуемого объекта R_T .

Радиационная температура тела T_p всегда ниже его фактической температуры. Для доказательства предположим, что исследуемый объект серый. Тогда, используя выражения (6.14) и (6.15), можно записать следующее:

$$R^k_T = A_T R_e = A_T \sigma T^4.$$

С другой стороны,

$$R^k_T = \sigma T_p^4.$$

Сравнение этих выражений дает следующее соотношение:

$$T_p = \sqrt[4]{A_T T}.$$

Если $A_T < 1$ есть, $T_p < T$ то будет, то есть действительная температура тела всегда будет выше температуры излучения.

2. *Цветовая температура.* Спектральная плотность яркости серого вещества

$$R_{\lambda,T} = A_T r_{\lambda,T},$$

где $A_T = \text{const} < 1$. такое же распределение энергии в спектре излучения серого тела совпадает с распределением энергии в спектре излучения абсолютно черного тела при той же температуре. Поэтому применим закон Вина для серых предметов, то есть, $R_{\lambda,T}$ зная длину волны, соответствующую максимуму спектральной плотности яркости рассматриваемого предмета, можно определить его температуру λ_{max}

$$T_{\text{винг}} = \frac{b}{\lambda_{max}}.$$

Эта температура называется цветовой температурой. Для серого вещества цветовая температура соответствует реальной температуре. Этим методом $T \approx 6500\text{K}$ определяют температуры поверхностей Солнца () и звезд.

3. *Яркостная температура.* Под температурой освещения $T_{\text{рави}}$ – понимается температура, при которой спектральная плотность яркости

абсолютно черного тела на определенной длине волны равна спектральной плотности яркости исследуемого объекта, т.е.

$$r_{\lambda,T_{равн}} = R_{\lambda,T} \quad (6.17)$$

у покупателя T . По закону Кирхгофа на длине волны в исследуемом объекте λ

$$\frac{R_{\lambda,T}}{A_{\lambda,T}} = r_{\lambda,T},$$

или, учитывая (6.17),

$$A_{\lambda,T} = \frac{r_{\lambda,T_{равн}}}{r_{\lambda,T}}. \quad (6.18)$$

Для нечерных тел A (тогда $r_{\lambda,T_{равн}} < r_{\lambda,T}$ одинакова, $T_{равн} = T$ то есть действительная температура тела всегда больше освещенной температуры.

Пирометр с отсутствующей нитью (невидимой) обычно используется как прозрачный пирометр. нить пирометра подбирается таким образом, чтобы $r_{\lambda,T_{равн}} = R_{\lambda,T}$ выполнялось условие. При выполнении этого условия изображение нити пирометра нельзя будет выделить на фоне поверхности горящего предмета, нить «исчезнет» с одного глаза. С помощью миллиамперметра, откалиброванного по абсолютно черному телу, можно определить освещенную температуру.

Зная поглощающую способность объекта на длине волны, можно определить фактическую температуру на основе отраженной температуры.

$A_{\lambda,T}$ Формулу М. Планка можно записать и в другом виде

$$r_{\nu,T} = \frac{c}{\lambda^2} r_{\lambda,T} = \frac{2\pi^2 h}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}. \quad (6.19)$$

С учетом выражения (6.19) можно записать (6.18) в следующем виде:

$$A_{\lambda,T} = \frac{\frac{hc}{e^{\frac{hc}{k\lambda T}} - 1}}{\frac{hc}{e^{\frac{hc}{k\lambda T_{равн}}} - 1}},$$

то есть когда поглотительная способность $A_{\lambda,T}$ будет ясна, можно будет определить температуру исследуемого объекта.

4. *Тепловые источники света.* Он используется для создания источников света от подсветки предметов накаливания. Первыми из них являются лампы накаливания и дуговые лампы, которые были изобретены русскими учеными А. Н. Лодыгиным в 1873 г. и П. Н. Яблочковым в 1876 г.

На первый взгляд, абсолютно черное тело должно быть лучшим тепловым источником света, так как его яркостная спектральная плотность на произвольной длине волны больше, чем яркость нечерных тел при той же температуре. Но если это не так, то для некоторых тел, например для вольфрама, обладающего избирательным тепловым излучением, количество энергии, соответствующее части спектра видимого излучения, больше, чем у абсолютно черного тела. Поэтому вольфрам, который к тому же имеет высокую температуру плавления, считается лучшим материалом для изготовления ламп накаливания.

В вакуумных лампах температура вольфрамовых нитей не должна превышать 2450 К, так как при более высокой температуре они будут быстро расплываться. При этой температуре максимум излучения вольфрама $\approx 1,1\text{мкм}$ соответствует длине волны, далекой $\approx 0,55\text{мкм}$ от максимальной чувствительности человеческого глаза ($\approx 50\text{кПа}$ смесь газов криптона и ксенона) при наполнении температура вольфрамовых нитей накала лампы возрастает до 3000 К, такие изменения приводят к улучшению спектрального состава излучения. Но светоотдача не меняется, так как теплообмен между вольфрамовой нитью и газовой смесью за счет теплопроводности и конвекции вызывает дополнительные потери энергии. Для уменьшения потерь энергии на теплообмен и увеличения светоотдачи вольфрамовые нити выполнены в виде спирали, отдельные витки спирали нагревают друг друга. При высокой температуре вокруг спирали возникает неподвижный газовый

слой газа, и теплообмен, вызванный конвекцией, исчезает. Энергопотребление ламп накаливания не превышает 5%.

Явление испускания света веществами при их нагревании называется тепловым излучением. Это явление происходит за счет теплового движения молекул, которое зависит от температуры вещества T . Интенсивность излучения и спектральный состав изменяются с изменением температуры.

Одной из основных характеристик теплового излучения является энергетическая освещенность R , которая измеряется количеством электромагнитной энергии, излучаемой с поверхности нагретого тела во всех направлениях в единицу времени.

$$R_T = \frac{W}{t \cdot S} = \frac{N}{S} \quad (6.20)$$

Здесь: W - лучистая энергия, S - площадь излучаемой поверхности, N - лучистая мощность.

Согласно закону Стефана-Болсмана, абсолютная энергетическая светимость абсолютно черного тела R_T прямо пропорциональна четвертой степени абсолютной температуры этого тела.

$$R_T = s \cdot T^4 \quad (6.21)$$

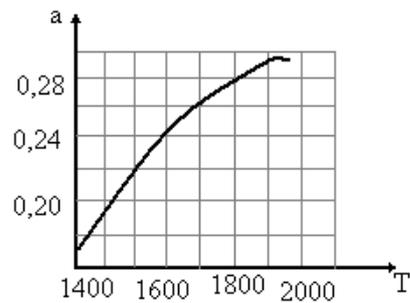
В этом выражении s — постоянная Стефана-Больсмана, а T — абсолютная температура.

Для нечерных тел закон записывается следующим образом.

$$R_T = a_T \cdot s \cdot T^4 \quad (6.22)$$

Здесь a_T — отношение энергетической светимости тел при той же температуре к абсолютной энергетической светимости абсолютно черного тела. Это отношение меньше единицы и зависит от температуры. На первом рисунке показан график температурной зависимости a_T для вольфрама.

В качестве нагревательного элемента в опытах обычно удобно использовать вольфрамовую нить лампы накаливания. При этом почти вся мощность (мощность тока IU), затрачиваемая на нагрев волокна S -поверхности, передается окружающей фазе в виде теплового излучения.



Другими словами, эта мощность равна излучению. Поэтому с учетом формул (6.20) и (6.22) можно записать следующее выражение.

$$\frac{IU}{S} = a_T c * T^4 \quad (6.23)$$

Это уравнение позволяет экспериментально определить постоянную Стефана-Больсмана.

$$c = \frac{IU}{a_T T^4 S} \quad (6.24)$$

Все величины, входящие в (6.24), могут быть измерены экспериментально.

Структура устройства.

В данной работе в экспериментах, проводимых с тепловым излучением, используется прямоугольная вольфрамовая лампа накаливания размерами 5x9 мм². Площадь освещаемой поверхности S=210 мм². Питание светильника осуществляется переменным напряжением от автотрансформатора. Сила тока в цепи изменяется с помощью реостата. Электрическая мощность, необходимая для нагрева вольфрамовой нити, определяется с помощью вольтметра и амперметра.

накаливания измеряется с помощью оптического зонда. Оптический прометр состоит из смотровой трубы с дугообразной стандартной лампой накаливания L в фокусе. (рис. 6.4) Смотровая труба направлена на источник излучения. (в данной работе источником излучения служит прямоугольное вольфрамовое волокно лампы)

Перемещая объектив Об пирометра, можно создать освещенное изображение исследуемого вольфрамового волокна (спирали) в плоскости эталонного лампового волокна L. Окуляр Ок перемещается для получения

спиралевидных изображений нити накала эталонной лампы и исследуемой вольфрамовой нити накала. Штатная лампа подключается к аккумулятору В через выключатель К. Нагрев волокна осуществляется реостатом Р с помощью кольца, расположенного в передней части пирометра.

Температура волокна измеряется с помощью вольтметра, откалиброванного по шкале Цельсия.

При измерении температуры нагретого тела ток, подаваемый на эталонную лампу пирометра, изменяют до тех пор, пока яркость нити накала этой лампы не сравняется с яркостью нагреваемого объекта. (верхняя часть дуги световода эталонной лампы не должна быть видна на фоне изображения спирали вольфрамового волокна).

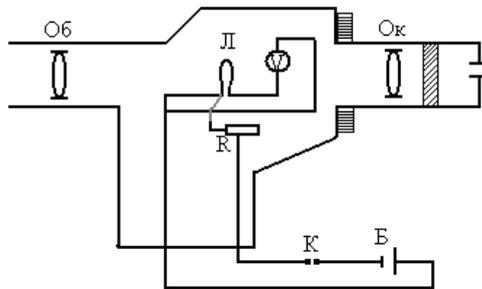


Рисунок 6.4. Схематический вид устройства.

По шкале прометра записывается температура T объекта, называемая температурой прозрачности. Зависимость между температурой прозрачности $T_{я}$ и фактической температурой тела показана на рис. 6.5, и с помощью этой зависимости определяют температуру T вольфрама на основе измеренных значений $T_{я}$.

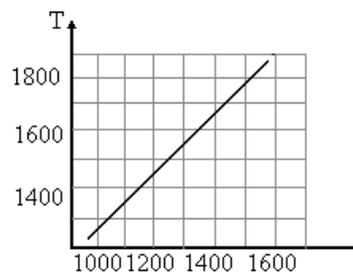
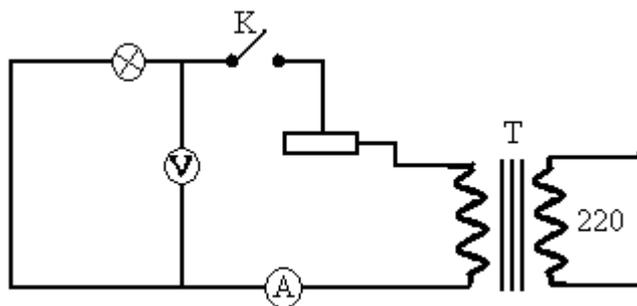


Рисунок 6.5. Связь между кажущейся температурой и фактической температурой объекта

Порядок работы

Лампа накаливания с вольфрамовой нитью подключена к электрической цепи, показанной на рис. 6.4. Оптический прометр подготавливают к измерениям, для чего выполняют следующее.

1. Стрелка инструмента устанавливается в «нулевое» положение;
2. В открытом положении ключа К кольцо г поворачивают влево и реостат пирометра устанавливают на полное сопротивление;
3. Проводники пирометра присоединены к полюсам батареи В;



4. Точное изображение спирали формируется перемещением тубуса окуляра.

На испытуемую лампу подается определенное напряжение по указанию учителя. Направляя объектив пирометра на нагретую спираль лампы и перемещая трубку объектива, формируют четкое изображение спирали. Это изображение должно лежать в плоскости пиритного волокна. Проверить выполнение этого условия можно, немного переместив глаз перед окуляром. Если при этом проекция волокна не смещается относительно изображения спирали, значит, она установлена правильно.

Измерена яркостная температура вольфрамовой спирали. Для этого вращением кольца реостата изменяют яркость штатного световода лампы так, чтобы верхняя часть дуги световода прометровой лампы не была видна на фоне нагретой прямоугольной спирали. При этом температура по шкале пирометра ($t^{\circ} S$). Эту температуру переводят в абсолютную шкалу температур ($T_{яс} = t_{яс} + 273^{\circ}$) и определяют T для той же температуры по приведенному выше рисунку.

Коэффициент τ определяется для той же температуры с использованием рисунка 6.5. s вычисляют, подставляя экспериментально измеренные значения T , a_T , I и U в формулу 4.

Измерения повторяют 5-6 раз при разных значениях напряжения. При этом сила тока в лампе изменяется с 3,5 А до 5 А.

В результате измерений и расчетов полученные значения T_a , σ , T , a_T , I и U записывают в таблицу и вычисляют абсолютную и относительную погрешности.

Контрольные вопросы.

1. Объясните равновесное свойство теплового излучения.
2. Определите и объясните основные законы теплового излучения.
3. Расскажите о распределении энергии в спектре излучения абсолютно черного тела (закон Вина, Рэлея-4, формула Генса, формула Планка).
5. Какова структура и принцип работы светоотражающего оптоволоконного проектора.

ПРИЛОЖЕНИЯ

I. Приложение

ТАБЛИЦА ФИЗИЧЕСКИХ РАЗМЕРОВ

1. Основные физические константы

Физические величины	Числовое значение
Джимийси Стефана-Больсмана, τ	$5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{к})^4$
постоянная Планка, $ч$	$6,62 \cdot 10^{-34} \text{ Дж}/\text{с}$
Заряд электрона, e	$1602 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$
Масса покоящегося электрона, m	$9,11 \cdot 10^{-31} \text{ кг} = 5,49 \cdot 10^{-4} \text{ мАб}$
Масса покоя протона, m_p	$1,672 \cdot 10^{-27} \text{ кг} = 1,00759 \text{ мАб}$
Масса нейтрона в состоянии покоя, m_n	$1,675 \cdot 10^{-27} \text{ кг} = 1,00899 \text{ мАб}$
Скорость распространения света в вакууме, c	$3,00 \cdot 10^8 \text{ м}/\text{с}$

II. Приложение

2. Длины волн линий в спектре неона

Цвет линий и евангелизация	длина волны ; λ
Ярко-красный	6400
Из двух соседних строк	6140
Желтый	5250
Ярко зеленый	5760
Зеленый	5400
Зеленый - тот, что справа на том же расстоянии	5080
Цвет морской волны	4340

3. Работа электронов, покидающих металлы и сплавы, эВ.

Вольфрам 4,5	Серебро 4,74
В+Ц _Б 1,6	Литий 2,4
Ж+Ч 2,63	Натрий 2,3
Pt+ C _В 1,40	Калий 2,0
Платина..... 5,3	Цезий 1,9

ИСПОЛЬЗОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Полвонов С.Р., Ш.М. Рузимов, М.И. Мамаюсупова. Лабораторные работы по атомной и ядерной физике. Т. _ « УНИВЕРСИТЕТ », 2020. — 120 с.
2. Каноков З., Караходжаев А.К., Насриддинов К. П., Полвно в С Р. Лабораторные работы по атомной и ядерной физике. Университет. Т.-2002.- 148 б.
3. Бояркина А.Н., Гончарова Н.Г. я доктор Практикум по ядерной физике. М.: Изд-во Московского ун-та, 1988. - 199 с.
4. Полвонов С. _ Р., Каноков З., Рузимов Ш. М. _ Атом и основной из физики проблемы коллекция _ _ _ Т. «УНИВЕРСИТЕТ», 2017. – 200 с.
5. Муминов ТМ, Халиков А. В., Холмуродов Ш.Х. Атомное ядро и физика элементарных частиц. Т.: Общество философов Узбекистана, 2009. - 288 с.
6. Тешабоев К., Т. _ Ядерная физика и физика элементарных частиц. - Т.: Укичичи, 1992.
7. Мухин К. Н. Экспериментальная ядерная физика: Учебник. В 3-х тт. Т.
8. Физика атомного ядра. 7-е изд., стер, - СПб.: Изд-во "Лань", 2009. - 384 с.
9. Хадсон Д. Статистика для физиков. Пер. Английский М.: Мир, 1967.- 292 с.
10. Жуковский Ю.Г., Сергеев В.О., Антонева Н.М. я доктор Практикум по ядерной физике, М. :Высшая школа, 1975,- 197 с.

MUNDARIJA

KIRISH.....	5
Tajriba mashg'ulotlari va ularni tashkil qilish usullari.....	7
O'lchash xatoliklari haqida tushuncha.....	10
1. Frank-Gersning simob bilan tajribasi - CASSY bilan o'lchash va baholash.....	14
2. Plank doimiysini kompakt o'lchash kurilmasi yordamida aniqlash.....	35
3. Vodorodning Balmer seriyalaridan H_{α} , H_{β} va H_{γ} larning to'lqin uzunliklarini aniqlash.....	52
4. Elektronning solishtirma zaryadini aniqlash.....	65
5. Fottoeffekt qonunlarini o'rganish.....	81
6. Stefan-Bolsman doimiysini aniqlash.....	103
ILOVALAR.....	128
FOYDALANILGAN	
ADABIYOTLAR.....	130

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ.....	5
Практические занятия и методы их организации.....	7
Понимание ошибок измерения.....	10
1. Эксперимент Франка-Герца с ртутью – измерение и оценка с помощью CASSY.	14
2. Определение постоянной Планка с помощью компактного измерительного прибора.....	35
3. Определение длин волн H_{α} , H_{β} и H_{γ} из бальмеровского ряда водорода.....	52
4. Определение удельного заряда электрона.....	65
5. Изучение законов фотоэффекта.....	81
6. Определение постоянной Стефана-Болсмана.....	103
ПРИЛОЖЕНИЯ.....	128
ИСПОЛЬЗОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА.....	130

CONTENT

INTRODUCTION.....	5
Practical exercises and methods of their organization.....	7
Understanding Measurement Errors.....	10
1. Franck-Gers experiment with mercury - measurement and evaluation with using CASSY.	14
2. Determination of the Planck constant using the compact measuring instrument.....	35
3. Determination of the wavelengths H_a , H_b and H_γ from the Balmer series hydrogen.....	52
4. Determination of the specific charge of an electron.....	65
5. Study of the laws of the photoelectric effect	81
6. Determination of the Stefan-Bolsman constant.....	103
APPENDICES.....	128
USED LITERATURE.....	130