

Министерство науки и высшего образования Российской Федерации
ФГБОУ ВО «Удмуртский государственный университет»
Институт математики, информационных технологий и физики
Кафедра общей физики

ЛАБОРАТОРНЫЕ РАБОТЫ
ПО АТОМНОЙ ФИЗИКЕ

Учебно-методическое пособие



Ижевск
2025

УДК 539.1(075.8)
ББК 22.384я73-5
Л125

Рекомендовано к изданию Учебно-методическим советом УдГУ

Рецензент: канд. физ.-мат. наук, ст. научный сотрудник Удм ФИЦ Уро РАН
Лебедев В.Г.

Составители: Белослудцев А.В., Бородулин В.И.

Л125 Лабораторные работы по атомной физике : учеб.-метод. пособие /
сост.: А.В. Белослудцев, В.И. Бородулин. – Ижевск : Удмуртский уни-
верситет, 2025. – 92 с. – Текст : электронный.

В пособие описаны лабораторные работы, которые входят в программу обучения студентов Удмуртского государственного университета в рамках курса общей физики по дисциплине «Атомная физика».

Пособие предназначено для студентов, обучающихся по направлениям: ОПБ-03.03.02 «Физика», ОПБ-04.03.02 «Химия, физика и механика материалов», ОПБ-04.03.01 «Химия», ОПБ-44-03.05 «Педагогическое образование (с двумя профилями подготовки)», ОПБ-21.03.01 «Нефтегазовое дело».

УДК 539.1(075.8)
ББК 22.384я73-5

© Белослудцев А.В., Бородулин В.И., сост., 2025
© ФГБОУ ВО «Удмуртский
государственный университет», 2025

ВВЕДЕНИЕ

В методическом пособии представлено описание лабораторных работ по атомной физике для студентов специальностей ОПБ-03.03.01 «Прикладная математика и физика», ОПБ-03.03.02 «Физика», ОПБ-04.03.02 «Химия, физика и механика материалов», ОПБ-04.03.01 «Химия», ОПБ-44-03.05 «Педагогическое образование (с двумя профилями подготовки)», ОПБ-21.03.01 «Нефтегазовое дело». Выполнение экспериментальных задач является обязательной частью качественного естественнонаучного образования. Содержание лабораторных работ направлено на приобретение студентами умений и навыков работы с экспериментальными установками, исследующими объекты микромира, размерами в несколько долей нанометров. Подобные объекты недоступны для непосредственного изучения с помощью наших органов чувств и методы измерения их свойств имеют множество особенностей. Студенты при этом получают надежный фундамент для базовых физических понятий, который невозможно построить только на теоретических занятиях. При выполнении работ обучающиеся приобретают навыки измерений, представления свойств объектов в виде таблиц и графиков, анализа полученных результатов и их интерпретации. Этот опыт незаменим при освоении атомной физики.

Для каждой лабораторной работы указаны ее цели, приведено краткое теоретическое описание явления, перечень оборудования и материалов, сформулированы задания для студентов и последовательность выполнения работы, задана форма представления результатов наблюдения, указаны контрольные вопросы при допуске к работе и ее защите.

Лабораторные работы данного пособия не являются оригинальными, они составлены на основе кратких описаний лабораторной аппаратуры и учитывают опыт преподавания предмета «Атомная физика» в УдГУ.

ТРЕБОВАНИЯ К ВЫПОЛНЕНИЮ ЛАБОРАТОРНОГО ПРАКТИКУМА

1. Этапы выполнения лабораторной работы

Выполнение каждой лабораторной работы, входящей в практикум, предусматривает следующие этапы:

- 1) *теоретическую подготовку;*
- 2) *допуск к выполнению работы;*
- 3) *проведение эксперимента, наблюдение и измерение;*
- 4) *обработку результатов измерений;*
- 5) *отчет о выполнении лабораторной работы;*
- 6) *защиту выполненной работы.*

Теоретическая подготовка сводится к изучению соответствующих физических явлений и законов по рекомендованным учебным пособиям для ответа на вопросы допуска и контрольные вопросы, изучению описания заданной лабораторной работы в целях ознакомления с методикой измерения и порядком выполнения работы. Подготовка проводится заранее, до выполнения лабораторной работы, так как аудиторские занятия предназначены только для получения допуска к работе, на проведение измерений и защиту лабораторной работы.

Допуск к выполнению работы состоит в проверке преподавателем теоретической подготовки студента к каждой работе (самостоятельному выводу рабочих формул, которые используются в работе), знания метода измерений и порядка выполнения работы. Чтобы эта беседа с преподавателем была полезной, при изучении описания работы нужно отметить неясные вопросы и обязательно выяснить их на допуске. Для допуска студент предоставляет персональный конспект данной лабораторной работы, требования к которому рассмотрены в пункте 3.

Наблюдения и измерения – главная часть эксперимента. Они требуют от студента знания методов измерений, должного внимания и аккуратности при снятии показаний и записи результатов измерений. Лаборант следит за выполнением эксперимента, визирует полученные данные и в лабораторном журнале отмечает факт выполнения эксперимента.

Обработка результатов измерений заключается в представлении результатов в наглядной форме и их математической обработке. Оценка погрешности и математическая обработка результатов рассмотрены в Приложении 1.

Отчет о выполнении лабораторной работы. Отчет о работе оформляется индивидуально каждым студентом в тетради согласно требованиям, изложенным в пункте 6.

Защита выполненной работы сводится к представлению преподавателю результатов эксперимента, представленных в отчете и доказательству того, что измерение выполнено правильно, согласно нормативам, предъявляемым к методам измерений.

2. Оформление конспекта для допуска к лабораторной работе

Для допуска к выполнению лабораторной работы каждый студент предварительно оформляет конспект. В конспекте необходимо указать:

- 1) *название работы;*
- 2) *цели и задачи работы;*
- 3) *схему или рисунок экспериментальной установки;*

4) *методику эксперимента.* В данном пункте конспекта должны быть отражены:

во-первых, анализ физических основ метода и описание методики эксперимента, которые включают:

- физическое явление, изучаемое в работе, связь между величинами, его описывающими;
- объект исследования, его особенности;
- физическое явление, положенное в основу метода измерений;
- зависимость, которая может быть экспериментально проверена;
- условия, позволяющие осуществить такую проверку.

Во-вторых, конспект должен содержать математическое описание эксперимента, а именно:

- систему уравнений, позволяющую определить искомую величину на основании опытных данных;

– решение системы уравнений - рабочие формулы для измеряемой величины. Все величины, используемые в рабочих формулах, должны быть пояснены.

5) *Таблицы результатов измерений.* До начала работы необходимо продумать вид таблиц для записи и обработки результатов и начертить их в конспекте, выполняя следующие требования:

- указать номер таблицы;
- начать таблицу с графы для порядкового номера измерения;
- указать в каждой графе сверху величину и единицу ее измерения;
- вынести в заголовок общий десятичный множитель, если он присутствует во всех результатах измерений, помещаемых в данный столбец;
- для величин, определяемых прямыми многократными измерениями, выделить в таблице графы для записи отклонений каждого результата от среднего значения, позволяющих сразу вычислить среднеквадратичное отклонение.

3. Представление экспериментальных результатов на графиках

Результаты экспериментов можно представить не только в виде таблиц, но и в графической форме. При их построении необходимо соблюдать ряд правил.

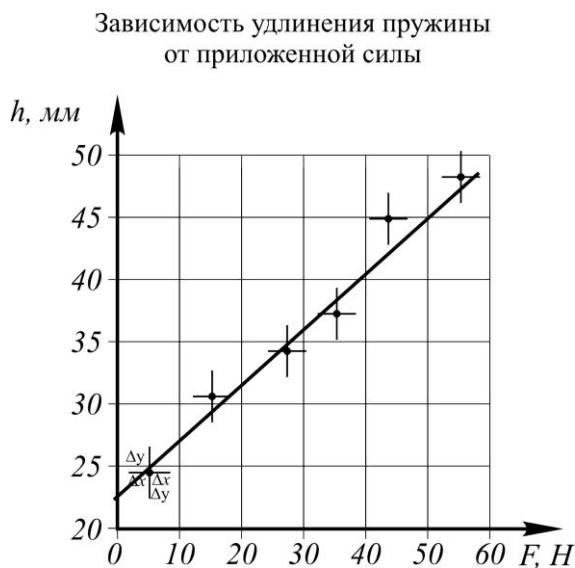


Рис. 1. Пример построения графика функции по экспериментальным точкам

1) Графики строят только на бумаге, имеющей координатную сетку. Это может быть обычная миллиметровая бумага с линейным масштабом по осям.

2) Требуется написать полное название графика.

3) На осях необходимо нанести масштабную сетку, указать единицы измерения и символы изображаемых величин.

4) При построении графика масштаб выбрать так, чтобы все экспериментальные точки вошли в график и располагались по всей площади листа.

Иногда для этой цели бывает удобно сместить начало отсчета вдоль осей. Масштаб по осям X и Y может быть различен (Рис. 1).

5) Точки, наносимые на графики, должны изображаться четко и ясно. Точки, полученные в разных условиях (при нагревании и при охлаждении, при увеличении и при уменьшении нагрузки и т. д.) полезно наносить разными цветами. Это поможет увидеть новые явления.

6) Абсолютную погрешность измеренных величин откладывают вдоль осей соответственно вправо – влево, вверх – вниз (Рис. 1). (Масштаб выбрать таким образом, чтобы можно было отложить погрешность измерения.)

7) Нет смысла стремиться провести кривую через каждую экспериментальную точку – ведь кривая является только интерпретацией результатов измерений, известных из эксперимента с погрешностью. По сути, есть только экспериментальные точки, а кривая – произвольное, не обязательно верное, домысливание эксперимента. Представим, что все экспериментальные точки соединены и на графике получилась ломаная линия. Она не имеет ничего общего с истинной физической зависимостью! Это следует из того, что форма полученной линии не будет воспроизводиться при повторных сериях измерений.

Если известно математическое описание наблюдаемой зависимости, то необходимо построить ожидаемую теоретическую кривую. Исследуемая теоретическая зависимость считается доказанной, если построенная кривая проходит как минимум через две третьих доверительных интервалов экспериментально полученных точек (Рис. 1).

8. Обработка данных с помощью графика существенно облегчается, если искомая зависимость имеет прямолинейный характер. Провести прямую линию не представляет труда. А как провести, например, параболу или синусоиду? Для этого надо так выбрать масштаб по осям графика, чтобы ожидаемая теоретическая зависимость имела вид прямой линии. Так, например, если вы измеряете ускорение тела по расстоянию S , пройденному телом за время t , то связь этих величин дается формулой:

$$S = \frac{at^2}{2}.$$

Если по осям графика откладывать S и t , то экспериментальные точки расположатся вблизи параболы, провести которую очень трудно. Дело существенно облегчится, если по осям откладывать S и t^2 , или $\sqrt{S}$ и t , или, наконец, их логарифмы $\ln S$ и $\ln t$. Во всех этих случаях экспериментальные точки расположатся около прямой линии, которую нетрудно провести. На рисунке 2 представлены графические отображения математической зависимости $y = Ax^\beta$ для различных значений β .

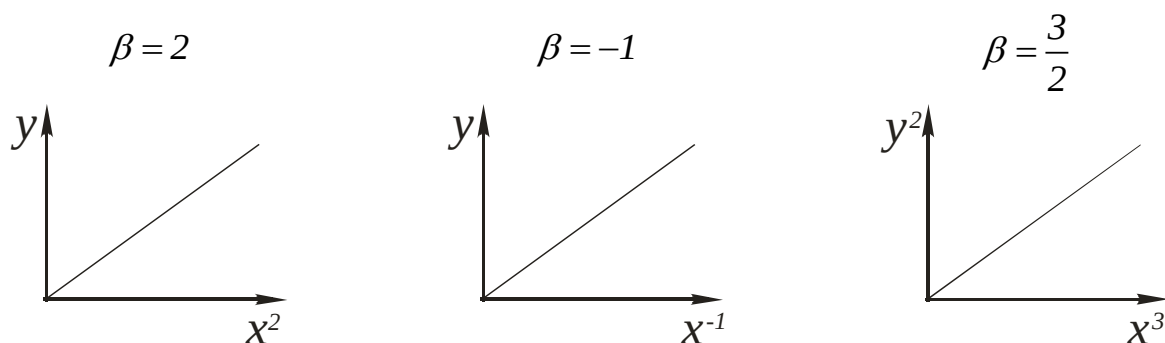


Рис. 2. Графические отображения математической зависимости $y = Ax^\beta$ для различных значений β

4. Запись результатов

После вычисления средних значений и погрешностей полученные результаты необходимо представить в общепринятой форме. В лабораторном практикуме рекомендуется следующая схема обработки результатов.

1. Количество значащих цифр при записи результата измерений определяется относительной погрешностью ваших измерений.

Пример. Результат измерений какой-либо величины: $x = 28,674 \pm 0,706$.

Давайте оценим относительную погрешность нашего результата:

$$\varepsilon = \frac{\Delta x}{x_{cp}} 100\% = \frac{0,706}{28,674} 100\% = 0,025 \times 100\% = 2,5 \, \%.$$

Полученный результат означает, что погрешность составляет сотые доли нашего результата. Тем самым, трех значащих цифр достаточно для записи среднего значения. При записи абсолютной погрешности измерений последней должна указываться цифра того десятичного разряда, который использован при указании среднего значения. Поэтому окончательный результат запишем так:

$$x = 28,7 \pm 0,7.$$

2. Среднее значение измеряемой величины должно быть записано в стандартном виде – от 1 до 10.

Пример. Результат измерений какой-либо величины: $x = 28,7 \pm 0,7$.

Следует записать: $x = (2,87 \pm 0,07) \cdot 10$.

3. Обязательно указать размерность измеренной величины.

Пример. $x = (2,87 \pm 0,07) \cdot 10$ см.

5. Отчет о выполнении лабораторной работы

Отчет завершает лабораторную работу. В отчете обобщаются результаты всех предыдущих этапов ее выполнения. Поэтому в нем обязательно должны быть указаны:

- 1) *название работы;*
- 2) *цели и задачи работы;*
- 3) *схема или рисунок экспериментальной установки;*
- 4) *методика эксперимента;*
- 5) *заполненные таблицы результатов измерений;*
- 6) *математическая обработка результатов измерений;*
- 7) *анализ полученных результатов и выводы.*

Первые пять пунктов отчета представляют собой сведения, которые должны быть изложены в конспекте. Поэтому конспект является началом отчета.

Математическая обработка результатов измерений. Используя схему, изложенную в Приложении 1, проводят вычисления результатов измерений и их погрешностей.

Анализ полученных результатов и выводы. Завершают отчет анализ результатов и выводы. В этом пункте полученные результаты сравнивают с табличными значениями, оценивают имеющиеся расхождения, дают объяснения экспериментально обнаруженным фактам и зарегистрированным зависимостям.

ЛАБОРАТОРНЫЕ РАБОТЫ

1. Внешний фотоэффект

Цель работы: усвоение знаний по разделу «Виды фотоэлектрического эффекта. Законы внешнего фотоэффекта», приобретение практического навыка определения постоянной Планка, построение вольтамперной характеристики фотодиода и проверка законов Столетова.

Оборудование

Общий вид экспериментальной установки представлен на рисунке 1. Основными элементами установки являются:

1. галогенная лампа;
2. набор светофильтров;
3. вакуумный фотоэлемент;
4. блок приборов, содержащий источник питания, вольтметр и микроамперметр;
5. линейка;
6. тумблер переключения режимов ускоряющего и замедляющего ускорения;
7. разъем для включения галогенной лампы в сеть;
8. разъем для включения фотоэлемента в цепь питания;
9. реостаты точной и грубой настройки напряжения.

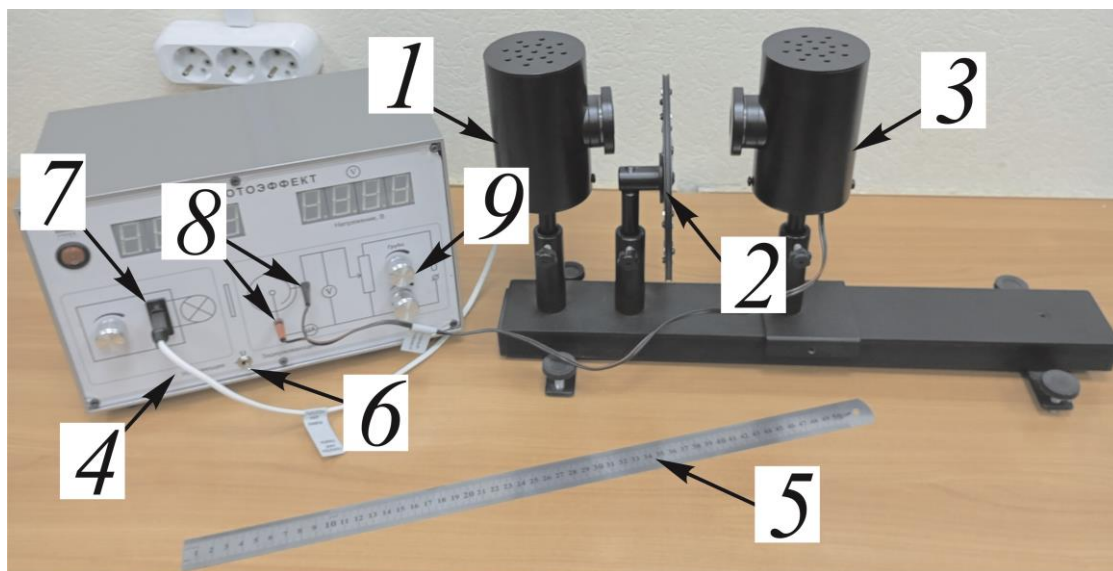


Рис. 1. Установка для изучения внешнего фотоэффекта

1.1. Задание для работы

1. Определить постоянную Планка и измерить работу выхода.
2. Построить вольтамперную характеристику вакуумного диода.
3. Проверить закон Столетова.

1.2. Методика эксперимента

1.2.1. Краткие теоретические сведения

Внешним фотоэффектом называется процесс испускания электронов с поверхности металла под действием света. Согласно гипотезе Планка тело может поглощать и испускать электромагнитную энергию порциями или квантами. Минимальная энергия E кванта электромагнитного поля, который получил название фотона, определяется формулой М.Планка: $E = h\nu$, где ν – частота электромагнитного излучения, $h = 6.626 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}$ – постоянная Планка. Схема опыта Герца приведена на Рис. 2. Две металлические пластинки находились в колбе, из которой откачан воздух. При облучении пластины К (катода) ультрафиолетом в цепи возникал ток указанного направления. Генрих Герц интерпретировал это так, что ультрафиолет выбивает электроны из металла катода K . Если электроны достигали пластинки A (анода), в цепи регистрировался ток амперметром. А.Г Столетов поставил опыт в соответствии со схемой на Рис. 3. В схему включен источник постоянного напряжения, вольтметр и амперметр.

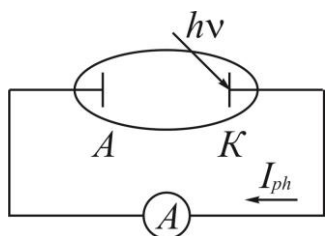


Рис. 2. Схема опыты Герца

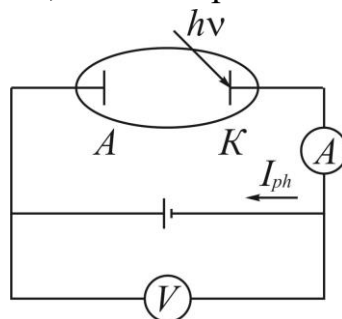


Рис. 3. Схема опыта Столетова

Основные черты фотоэффекта:

1. Г. Герц обнаружил, что падение на поверхность металла электромагнитного излучения вызывает эмиссию электронов.

2. В опыте Г. Герца фототок существовал даже при отсутствии напряжения между катодом и анодом фотоэлемента. С ростом ускоряющего напряжения сила фототока растет и, наконец, достигает насыщения. При этом сила фототока прямо пропорциональна интенсивности падающего света J . По современным представлениям J – это число фотонов, падающих за единицу времени на единичную поверхность. Данное явление было открыто А.Г. Столетовым.

3. Максимальная кинетическая энергия выбитых из металла фотоэлектронов не зависит от интенсивности света, она прямо пропорциональна частоте света.

4. Для каждого вещества существует красная граница фотоэффекта, т. е. минимальная частота, ниже которой фотоэффект невозможен.

Даже качественное описание внешнего фотоэффекта невозможно в рамках волновой теории света. Действительно, под действием электрического поля световой волны электроны металла начинают колебаться. Если амплитуда колебаний велика, то электроны могут покинуть поверхность металла. В таком подходе энергия выбитого электрона должна быть пропорциональна интенсивности падающего света. На опыте этого не наблюдается. Кроме того, волновая теория не может объяснить безынерционность явления фотоэффекта. Безынерционность означает, что фототок возникает сразу же при освещении металла даже очень слабым пучком света. При малой интенсивности света в рамках волновой теории для вылета электрона из металла потребуется длительное время, за которое волна света малой интенсивности раскачает электрон. Далее, волновая теория света не объясняет наличие красной границы фотоэффекта, потому что энергия классической волны пропорциональна квадрату ее амплитуды и не зависит от частоты.

Для объяснения явления фотоэффекта Альберт Эйнштейн предложил, в соответствии с гипотезой Планка, считать, что энергия минимальной порции света (фотона) зависит от частоты света. Эта энергия расходуется на работу выхода электрона из металла A и кинетическую энергию выбитого электрона E_k . Закон сохранения энергии для этого процесса получил название уравнения Эйнштейна:

$$E = h\nu = A + \frac{mV^2}{2}. \quad (1)$$

где максимальная кинетическая энергия выбитых электронов равна

$$E_k = \frac{mV^2}{2}.$$

Из уравнения Эйнштейна (1) следует, что максимальная кинетическая энергия электронов прямо пропорциональна частоте света и зависит также от работы выхода, но не зависит от числа падающих на катод фотонов. При уменьшении частоты света энергия фотоэлектронов уменьшается, при частоте ν_{kp} она становится равной нулю:

$$h\nu_{kp} = A.$$

При меньшей частоте света электроны не могут покинуть поверхность металла, эта частота определяет красную границу фотоэффекта.

Для каждого фотоэлемента важна вольтамперная характеристика (ВАХ), которая выражает зависимость фототока I_{ph} от напряжения между анодом и катодом U . Если ускоряющее напряжение растет, ток в цепи также растет, а затем достигает насыщения (Рис. 4, Рис. 5) и при дальнейшем росте напряжения не растет. Величина тока насыщения I_n прямо пропорциональна числу фотонов J , падающего на катод за единицу времени:

$$I_n \propto J.$$

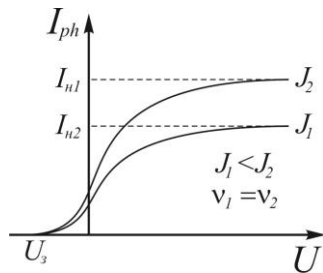


Рис. 4. Вольтамперная характеристика диода для различных интенсивностей света

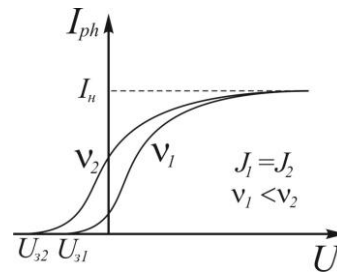


Рис. 5. Вольтамперная характеристика диода для различных частот падающего света

Поэтому с ростом числа фотонов, падающих на катод, растет величина тока насыщения (Рис. 4). Пусть расстояние от источника света до фотоэлемента равно R . Число фотонов, падающих на единичную площадь за единицу времени, убывает с удалением от источника по закону $1/R^2$, поскольку при удалении от источника света фотоны распределяются по поверхности сферы радиуса R . Поэтому ток насыщения также убывает по закону

$$I_n = \frac{C}{R^2}.$$

где C – постоянная величина. Отсюда следует, что график функции

$$I_n \cdot R^2 = C \quad (2)$$

в зависимости от расстояния R будет прямой линией параллельной оси абсцисс.

Если фотоэффект наблюдается, то можно в цепь подать напряжение другого знака. С ростом отрицательного напряжения фототок убывает и при некотором напряжении запирающего $U_s < 0$ становится равным нулю. Напряжение запирающего зависит от частоты света и металла, не зависит от интенсивности света (Рис. 4, Рис. 5). Пусть напряжение анода относительно катода отрицательно и равно по модулю $|U_s|$. Фототок при этом равен нулю, это означает, что электроны при полете к аноду имеют нулевую скорость и кинетическую энергию, зато их потенциальная энергия велика и равна eU_s ($e < 0$). При вылете из като-

да электроны имеют кинетическую энергию и нулевую потенциальную энергию. Из закона сохранения энергии получаем:

$$eU_3 = E_k = \frac{mV^2}{2}. \quad (3)$$

Из уравнений (1) и (3) следует, что:

$$h\nu = A + |eU_3| \rightarrow |U_3| = \frac{h}{|e|}\nu - \frac{A}{|e|}. \quad (4)$$

Если построить график зависимости $|U_3| = f(\nu)$, из него можно найти наклон прямой $h/|e|$ и определить константу Планка. Прямая пересекает ось абсцисс ($\nu=0$) в точке $-A/|e|$. Это позволяет определить A работу выхода электрона из металла.

В работе используется вакуумный фотоэлемент. Он представляет собой стеклянный баллон, из которого откачан воздух. Половина баллона покрыта изнутри тонким слоем щелочного металла (в данном случае это соединение цезия и сурьмы). Данный слой является катодом. Анодом служит тонкое металлическое кольцо в центре баллона

1.2.2. План проведения работы

1. Определение постоянной Планка и работы выхода

1. Расположите на оптической скамье фотоэлемент на минимальном расстоянии от галогенной лампы (около 17 см).

2. Вращая оправу со светофильтрами, установите один из них так, чтобы на фотоэлемент падал максимальный световой поток. Запишите длину волны света светофильтра $\lambda_i (i=1, 2, \dots, 5)$.

3. Включите напряжение на блоке приборов 4 тумблером в верхней левой части панели (Рис. 1). Подключите лампу к источнику напряжения (разъем 6 на Рис. 1), установите максимальный накал.

4. Переключите тумблер 6 в нижней части электронного блока в режим задерживающего напряжения.

5. Подключите фотоэлемент к питанию от электронного блока (разъемы 8 на Рис. 1). Плавно вращая ручки реостата грубой и точной настройки 9, найдите напряжение, при котором ток фотоэлемента станет равен нулю. Запишите величину задерживающего напряжения $U_3(\lambda_i)$. Занесите данные в Таблицу 1.

Таблица 1

λ_i , нм					
$U_3(\lambda_i)$, В					

6. Повторите измерения для остальных длин волн.

7. Примените формулу (4) для двух различных длин волн, например, λ_1 и λ_2 :

$$h \frac{c}{\lambda_1} = A + |eU_3(\lambda_1)|, \quad h \frac{c}{\lambda_2} = A + |eU_3(\lambda_2)|.$$

Отсюда следует, что постоянная Планка будет равна

$$h = \frac{|e| \cdot (|U_3(\lambda_1)| - |U_3(\lambda_2)|)}{c \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right)}.$$

Здесь $c = 3 \cdot 10^8$ м/с – скорость света, $e = -1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл – заряд электрона.

8. Найдите постоянную Планка для четырех комбинаций длин волн и вычислите среднее значение h' . Сравните его с табличным значением постоянной Планка $h = 6,626 \cdot 10^{-34}$ Дж·с. Вычислите относительную погрешность:

$$\varepsilon = \frac{h' - h_T}{h_T}.$$

9. Определите работу выхода, используя данные для длины волны. Примените формулу (4), откуда следует:

$$A = h \frac{c}{\lambda_1} - |eU_3(\lambda_1)|.$$

В качестве постоянной Планка используйте табличное значение. Выразите работу выхода в электрон-вольтах для каждой длины волны, найдите среднее значение $\tilde{A}$ из данных по пяти длинам волн.

10. Определите материал катода фотоэлемента, сравнивая табличные значения работы выхода для различных металлов. Сформулируйте выводы.

2. Построение вольтамперной характеристики фотоэлемента

1. Расположите на оптической скамье фотоэлемент на минимальном расстоянии от галогенной лампы (около 17 см).

2. Установите светофильтр с длиной волны 480 нм или 500 нм.

3. Подключите лампу к источнику напряжения, установите максимальный накал.

4. Переключите тумблер 6 в нижней части электронного блока на Рис. 1 в режим ускоряющего напряжения.

5. Подключите фотоэлемент к питанию от электронного блока (разъемы 7 на Рис. 1). Плавно вращая ручки реостата грубой и точной настройки 9 измерьте токи при напряжениях от 0 В до 19 В. Сначала шаг напряжения вы-

берите равным 1 В, после напряжения $U = 4 В$ увеличьте шаг до 3 В. Занесите данные в Таблицу 2. Постройте график ВАХ в диапазоне от U_3 до 19 В.

6. Сформулируйте вывод.

Таблица 2

U, В						
I, мкА						

3. Проверка закона Столетова

1. Расположите на оптической скамье фотоэлемент на расстоянии R от галогенной лампы, равном примерно $R \approx 17-20$ см. Расстояние измеряется между центром галогенной лампы (он совпадает с центром плафона) и центром фотоэлемента, который отмечен крестом.

2. Установите светофильтр с длиной волны 510 нм, 540 нм или 550 нм.

3. Подключите лампу к источнику напряжения, установите средний накал так, чтобы галогенная лампа давала постоянный поток света (без мерцания).

4. Переключите тумблер в нижней части электронного блока в режим ускоряющего напряжения.

5. Установите ускоряющее напряжение 19 В и измерьте фототок. Если ток превышает максимальное значение шкалы микроамперметра, уменьшите накал лампы. Если накал лампы можно увеличить, установите такое напряжение питания лампы, чтобы фототок находился в пределах шкалы измерения микроамперметра. Запишите расстояние R между лампой и фотоэлементом и силу тока $I_H(R)$.

6. Увеличьте расстояние между лампой и фотоэлементом примерно на 3–4 см, повторите измерения. Напряжение питания и ускоряющее напряжение оставьте прежними. Запишите расстояние между лампой и фотоэлементом, силу тока в Таблицу 3. Повторите измерения вплоть до максимального расстояния $R \approx 30$ см.

7. Постройте график функции $I_H(R) \cdot R^2$ в зависимости от R . В соответствии с формулой (2) график должен быть прямой линией, параллельной оси абсцисс. Сформулируйте выводы.

Таблица 3

R, см						
I, мкА						

1.3.1. Контрольные вопросы для сдачи допуска

1. Что такое фотон?
2. Что такое внешний фотоэффект?
3. Законы Столетова.
4. Красная граница фотоэффекта.
5. Вольтамперная характеристика фотоэлемента. Что такое ток насыщения?
6. Что такое задерживающее напряжение? Связь задерживающего напряжения и максимальной кинетической энергии выбитого электрона.
7. Ход работы.

1.3.2. Контрольные вопросы для сдачи отчета

1. Связь между длиной волны, скоростью и частотой света.
2. Что такое работа выхода?
3. Энергия и импульс фотона. Уравнение Эйнштейна.
4. Как зависит ток насыщения от расстояния между источником света и фотоэлементом?
5. Расчеты (с объяснением). Анализ полученных результатов.
6. Вывод по работе.

1.4. Список рекомендуемой литературы

1. Милантьев В.П. Атомная физика / В.П. Милантьев – 2-е издание испр. и доп. – Москва: Издательство Юрайт, 2018. – 415 с.
2. Матвеев А.Н. Атомная физика / А.Н. Матвеев. – Москва: Высшая школа, 1989. – 439 с.

2. Внутренний фотоэффект.

Параметры и характеристики фотосопротивления

Цель работы усвоение знаний по разделу «Фотопроводимость полупроводников», приобретение практического навыка определения параметров и характеристик фоторезистора.

Оборудование

Общий вид экспериментальной установки представлен на рисунке 1. Основными элементами установки являются:

1. фоторезистор;
2. тумблер выбора длины волны;
3. регулятор освещенности фоторезистора Уст J_0 ;
4. регуляторы постоянного напряжения до 6 В и от 0 до 20 В;
5. блок с амперметром с выбором шкалы измерения;
6. блок с вольтметром с выбором шкалы измерения;
7. соединительные провода.

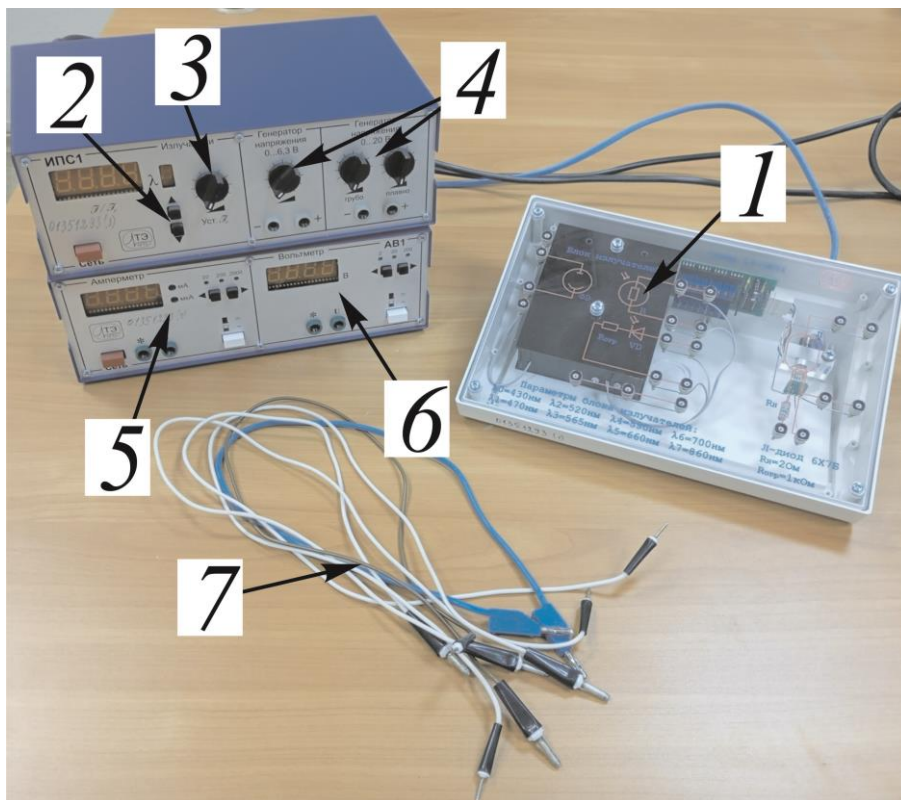


Рис. 1. Установка для изучения внутреннего фотоэффекта

2.1. Задание для работы

Исследовать вольт-амперную, световую и спектральную характеристики фоторезистора, определить ширину запрещенной зоны полупроводника.

2.2. Методика эксперимента

2.2.1. Краткие теоретические сведения

Фоторезистором называется полупроводниковый прибор, действие которого основано на фотопроводимости, явлении зависимости проводимости полупроводника от освещенности светом. Полупроводники являются кристаллами, проводимость которых занимает промежуточное положение между проводимостью металла и диэлектрика. К числу полупроводников относятся кристаллы кремния, германия, селена, химические соединения, например арсенид галлия.

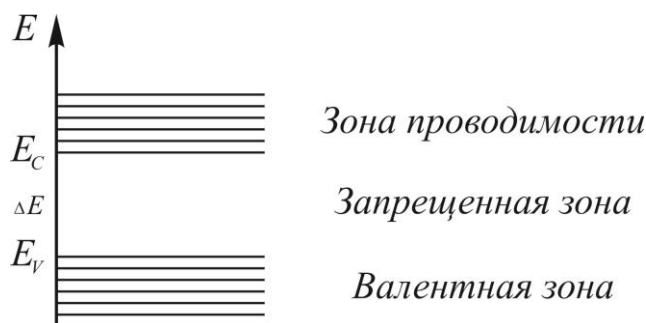


Рис. 2. Уровни энергии электрона в кристалле полупроводника

В полупроводнике большинство электронов находится в валентной энергетической зоне. Энергетические состояния в этой зоне практически полностью заняты, поэтому из-за принципа Паули электроны валентной зоны не могут обеспечивать проводимость. В зоне проводимости есть большое число свободных энергетических уровней, но при небольшой температуре в этой зоне практически отсутствуют электроны. В полупроводнике между зоной проводимости и валентной зоной есть запрещенная зона энергий, электроны не могут иметь энергию из этого диапазона. Обычно ширина запрещенной зоны ΔE полупроводников составляет примерно $0,5 \div 2,5$ эВ, что заметно больше энергии

тепловых колебаний $E = \frac{3}{2}kT \approx 0,05$ эВ для температур T из диапазона от 300 K до 400 K . Поэтому электроны из валентной зоны редко попадают в зону проводимости за счет энергии тепловых колебаний. Если электрон все же попал в зону проводимости, в валентной зоне образуется дырка, т. е. ион с положительным зарядом. Таких электронов в чистом полупроводнике мало и собственный полупроводник при комнатной температуре плохо проводит ток. Электро-

проводность собственного полупроводника, обусловленная тепловым возбуждением, называется темновой проводимостью:

$$\sigma_T = q_e n (\mu_n + \mu_p).$$

Здесь q_e – заряд электрона, n – концентрация электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне, μ_n и μ_p – подвижности электронов и дырок. При отсутствии освещения концентрация электронов в зоне проводимости мала. При освещении полупроводника возникают дополнительные свободные носители заряда за счет явления внутреннего фотоэффекта. При поглощении фотона электрон из валентной зоны переходит в зону проводимости, а в валентной зоне образуется ион с положительным зарядом – дырка. Такой переход возможен для энергий фотонов $E = h\nu > \Delta E$. Для примера рассмотрим световую волну с длиной волны 500 нм. Энергия минимальной порции света равна

$$E = h\nu = h \frac{c}{\lambda} = 3,98 \cdot 10^{-19} \text{ Дж} \approx 2,5 \text{ эВ}.$$

Этой энергии достаточно для перехода электрона, поэтому внутренний фотоэффект можно наблюдать при облучении полупроводника видимым светом. Дополнительно к темновой проводимости появляется вклад σ_ϕ от фотопроводимости и полная проводимость равна сумме темновой проводимости и фотопроводимости:

$$\sigma = \sigma_T + \sigma_\phi.$$

Свойства фоторезистора определяются вольт-амперной характеристикой, световой и спектральной характеристиками.

Вольт-амперная характеристика фоторезистора

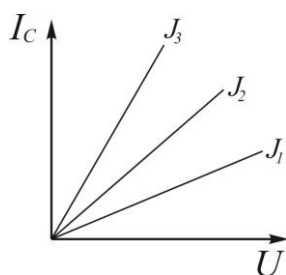


Рис. 3. Вольтамперная характеристика фоторезистора

Вольт-амперной характеристикой называется зависимость тока $I_C = f(U)_{J=\text{const}}$, протекающего через фоторезистор, от величины напряжения U при постоянном J –числе фотонов, падающих на единичную площадку за единицу времени:

$$I_C = \sigma \frac{S}{l} \cdot U = (\sigma_T + \sigma_\phi) \frac{S}{l} \cdot U = I_T + I_\phi.$$

Здесь I_T – темновой ток, I_ϕ – фототок, S – площадь поперечного сечения полупроводника, l – длина полупроводника. Вольтамперная характеристика является линейной, если при прохождении тока температура полупроводника не меняется. Темновой ток гораздо меньше фототока, поэтому при умеренной освещенности $I_C \approx I_\phi$. Наклон вольт-амперной характеристики (Рис. 3) растет вместе с ростом потока фотонов J , на графике $J_3 > J_2 > J_1$.

Световая характеристика фоторезистора

Световой характеристикой называется зависимость фототока от величины J при фиксированном напряжении $I_J = f(J)_{U=const}$. При малой освещенности зависимость линейная, с ростом освещенности увеличение фототока начинает отставать от роста потока фотонов (Рис. 4). Причина состоит в том, что с ростом потока растет концентрация генерируемых носителей заряда. Тогда растет и вероятность рекомбинации, т.е. образования нейтрального атома при встрече электрона и дырки. Рекомбинация уменьшает концентрацию дырок и электронов проводимости и силу тока.

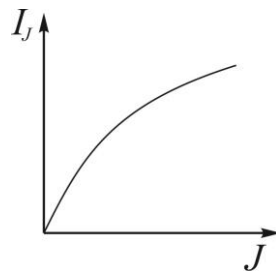


Рис. 4. Световая характеристика фоторезистора

Спектральная характеристика фоторезистора

Спектральной характеристикой называется зависимость силы тока от длины волны при постоянстве интенсивности света и напряжения на фоторезисторе $I_\phi = f(\lambda)_{J=const, U=const}$. При нулевой температуре $T=0$ по шкале Кельвина спектральная характеристика изображена на рис. 5а. Начиная с длины волны λ_0 , удовлетворяющей равенству

$$h \frac{c}{\lambda_0} = \Delta E, \quad (1)$$

фототок отсутствует, т. к. энергии падающего фотона не хватает для перехода электрона из валентной зоны в зону проводимости. Эту длину волны называют край собственного поглощения. При большей температуре спектральная характеристика становится размытой (Рис. 5б), тем не менее, из графика можно приближенно определить и ширину запрещенной зоны ΔE .

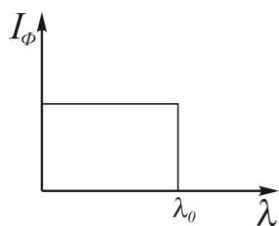


Рис. 5а. Спектральная характеристика фоторезистора при $T=0$.

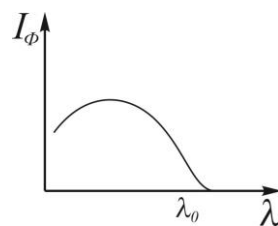


Рис. 5б. Спектральная характеристика фоторезистора при $T>0$.

Таблица 1 содержит значения ширины запрещенной зоны для различных полупроводников.

Таблица 1

Полупроводник	Ge	Si	InSb	GaAs	GaP	CdS	CdSe	PbS
ΔE , эВ	0,72	1,12	0,17	1,42	2,26	2,42	1,70	0,41

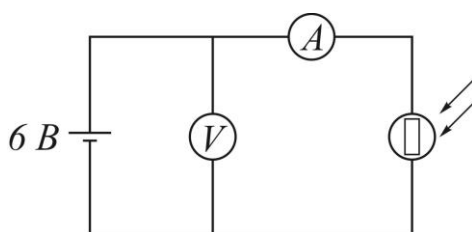


Рис. 6. Принципиальная схема установки для исследования характеристик фоторезистора

2.2.2. План проведения работы

1. Снятие вольт-амперной характеристики

1. Соберите схему в соответствии с Рис. 6. Фоторезистор (1) находится на блоке излучателей (Рис. 1). Провод от положительной клеммы источника питания подайте на вход * амперметра (так обозначена клемма минус амперметра в данной установке). В этом случае высокочастотные наводки источника питания не будут сказываться на показаниях амперметра. Из-за такого соединения показания амперметра будут отрицательными, хотя ток течет в правильном направлении. На вольт-амперной характеристике ток следует указывать положительным.

2. Выберите длину волны с помощью кнопок на источнике питания ИПС1 (кнопки 2 на Рис. 1). Длина волны меняется от $\lambda_0 = 430$ нм до $\lambda_7 = 860$ нм, источником излучения служит набор светодиодов в блоке ИПС1. Конкретную величину длины волны назначает преподаватель. Установите интенсивность света, падающего на фоторезистор регулятором $U_{смJ_0}$ (регулятор 3 на Рис. 1), он варьируется в условных единицах от 0 до 1,2. Выберите значение интенсивности вблизи 0,5.

3. Шкалу измерения напряжения выберите с помощью кнопок $\leftarrow$ и $\rightarrow$ на блоке вольтметра 6 (Рис. 1). Шкалу измерения силы тока до 2000 мкА установите с помощью кнопок $\leftarrow$ и $\rightarrow$ на блоке амперметра 5 (Рис. 1). Повышая напряжение питания от 0 В до 6 В , снимите показания вольтметра и амперметра, всего не более десяти точек для вольт-амперной характеристики при данной длине волны.

4. Постройте график и сделайте вывод о линейности (нелинейности) характеристики. Вычислите сопротивление фоторезистора.

5. Повторите измерения вольт-амперной характеристики при той же длине волны и другой освещенности вблизи $J_0 = 1$. Постройте график вольт-амперной характеристики и вычислите сопротивление фоторезистора при данном световом потоке. Сделайте вывод о зависимости сопротивления фоторезистора от светового потока.

2 Световая характеристика фоторезистора

1. Схема установки остается прежней, указанной на Рис. 6. Выберите длину волны $\lambda_5 = 660 \text{ нм}$ или $\lambda_6 = 700 \text{ нм}$ и при фиксированном значении напряжения $2\text{--}3 \text{ В}$ измерьте зависимость фототока от величины J . Значения интенсивности следует выбирать регулятором $УстJ_0$ в диапазоне $0,1 < J_0 < 1,2$. Постройте световую характеристику и объясните, почему фототок растет медленнее, чем увеличивается интенсивность света, падающего на фоторезистор.

3 Спектральная характеристика фоторезистора

1. На той же установке выберите фиксированное напряжение от 2 В до 3 В , установите фиксированную интенсивность J около 1. Измерьте силу тока для всех длин волн при неизменном напряжении и световом потоке.

2. Постройте график спектральной характеристики. Определите из графика длину волны λ_0 и вычислите ширину запрещенной зоны по формуле (1). Определите материал полупроводника с помощью Табл. 1.

2.3.1. Контрольные вопросы для сдачи допуска

1. Зонная структура уровней энергии электронов в полупроводнике.
2. Сравните ширину запрещенной зоны с энергией тепловых колебаний при температуре около 0°C .
3. Что такое темновая проводимость? Что такое фотопроводимость?
4. Что такое вольтамперная характеристика фоторезистора.
5. Ход работы.

2.3.2. Контрольные вопросы для сдачи отчета

1. Как сопротивление фоторезистора зависит от величины потока фотонов?
2. Световая характеристика фоторезистора. Почему график зависимости силы тока от светового потока становится пологим с ростом потока J ?
3. Что такое спектральная характеристика фоторезистора?
4. Как определить ширину запрещенной зоны полупроводника?
5. Расчеты (с объяснением). Анализ полученных результатов.
6. Вывод по работе.

2.4. Список рекомендуемой литературы

1. Милантьев В.П. Атомная физика / В.П. Милантьев – 2-е издание испр. и доп. – Москва: Издательство Юрайт, 2018. – 415 с.
2. Матвеев А.Н. Атомная физика / А.Н. Матвеев. – Москва: Высшая школа, 1989. – 439 с.

3. Измерение температуры пламени методом обращения спектральных линий

Цель работы: усвоение знаний по разделу «Тепловое излучение и его характеристики», приобретение практического навыка определения температуры пламени.

Оборудование

Общий вид экспериментальной установки представлен на рисунке 1. Основными элементами установки являются:

1. монохроматор УМ-2;
2. ЛАТР;
3. мультиметр;
4. зажигалка;
5. рулетка;
6. амперметр;
7. спиртовка;
8. лампа накаливания;
9. линзы.

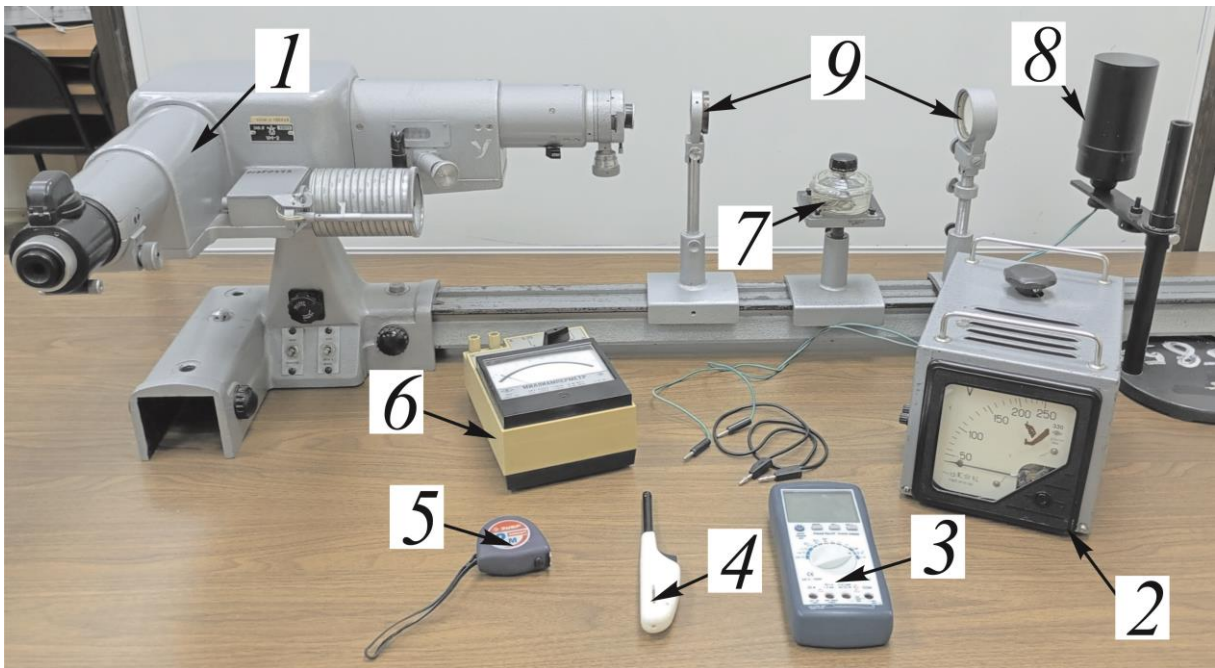


Рис. 1. Лабораторная установка

3.1. Задание для работы

Определить температуру пламени.

3.2. Методика эксперимента

3.2.1. Краткие теоретические сведения

Измерение температуры пламени относится к числу важных задач, решаемых при изучении процесса горения. В то же время эти эксперименты достаточно трудны и часто не дают требуемой точности.

Одна из трудностей, возникающих при измерении температуры пламени, обусловлена тем, что в пламени достигается довольно высокая температура (до $2000\text{--}3000\text{ K}$). При таких температурах применение простых методов измерения температуры как, например, метод термопар, приводит к большим ошибкам вследствие потерь энергии на теплопроводность и излучение. Ошибки при этом достигают величины в несколько сот градусов. Очень важно и то, что внесение термопары в пламя может повлиять на процессы горения. В частности, термопара может оказать каталитическое влияние на ход химических реакций в пламени, что приведет к превышению температуры в областях, примыкающих к термопаре и к соответствующему искажению показателей термопары. Кроме того, термопары обладают большой инерцией и не могут быть применены для быстро изменяющихся температур.

Оптические методы измерения температур, позволяющие определить температуру пламени по его излучению без занесения "чувствительного" элемента в пламя, лишены указанных выше недостатков. При $T=2000\text{ K}$ оптический метод, основанный на законах теплового излучения, является единственным надежным методом определения температуры пламени.

В настоящей работе температура пламени определяется методом обращения спектральных линий.

Законы теплового излучения

Поток энергии, излучаемый с единицы площади поверхности излучающего тела по всем направлениям, то есть в пределах телесного угла 2π , называют энергетической светимостью тела. Энергетическая светимость R_T является функцией температуры. Излучение состоит из волн различных длин. Поток энергии, испускаемый единицей поверхности тела в интервале длин волн от λ до $\lambda + d\lambda$, обозначим через $dR_{\lambda T}$. При малом интервале поток $dR_{\lambda T}$ будет пропорционален $d\lambda$:

$$dR_{\lambda T} = r_{\lambda T} d\lambda$$

Величина $r_{\lambda T}$ называется излучательной способностью тела. Излучательная способность тела является функцией длины волны и температуры. Энергетическая светимость R_T связана с излучательной способностью формулой:

$$R_T = \int_0^{\infty} r_{\lambda T} d\lambda$$

Если на некоторую площадку dS поверхности тела падает поток лучистой энергии $d\Phi_{\lambda}$ в интервале длин волн от λ до $\lambda + d\lambda$, то часть этого потока $d\Phi'_{\lambda}$ будет поглощена телом. Безразмерная величина:

$$a_{\lambda T} = \frac{d\Phi'_{\lambda}}{d\Phi_{\lambda}}$$

называется поглощательной способностью тела. Поглощательная способность тела есть функция длины волны и температуры.

1. Закон Кирхгофа. Тепловое излучение любых тел подчиняется закону Кирхгофа, согласно которому, отношение излучательной способности тела $r_{\lambda T}$ к его поглощательной способности $a_{\lambda T}$ одинаково для всех тел и, зависит от температуры тела и от длины волны рассматриваемого излучения, то есть:

$$\frac{r_{\lambda T}}{a_{\lambda T}} = f(\lambda, T); \quad (1)$$

где $f(\lambda, T)$ – универсальная, то есть одинаковая для всех тел, функция длины волны и температуры. Для установления физического смысла этой функции вводят понятие абсолютно черного тела, т. е. такого тела, которое полностью поглощает падающее на него излучение. Поглощательная способность такого тела $a_{\lambda T}^o = 1$, а излучательная способность $r_{\lambda T}^o$ согласно закону Кирхгофа, равна:

$$r_{\lambda T}^o = f(\lambda, T).$$

Таким образом, универсальная функция $f(\lambda, T)$ есть не что иное, как излучательная способность абсолютно черного тела. Следовательно, закон Кирхгофа можно записать в виде:

$$\frac{r_{\lambda T}}{a_{\lambda T}} = r_{\lambda T}^o. \quad (2)$$

Поскольку для нечерных тел $a_{\lambda T} < 1$, то из последнего соотношения вытекает, что излучательная способность любого тела меньше излучательной способности абсолютно черного тела при той же температуре. Учитывая, что энергетическая светимость R_T пропорциональна яркости $J_{\lambda T}$, формулу (2) можно заменить формулой:

$$J_{\lambda T} = a_{\lambda T} J_{\lambda T}^o, \quad (3)$$

где $J_{\lambda T}^o$ – яркость излучения абсолютно черного тела.

2. Формула Планка. Распределение энергии в спектре излучения абсолютно черного тела выражается формулой Планка. При выводе этой формулы учитывается квантовый характер процесса излучения и поглощения света атомами. Формула Планка имеет вид:

$$r_{\lambda T}^o = \frac{2\pi^2 \hbar c^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{\exp\left[\frac{2\pi c \hbar}{k \lambda T}\right] - 1}; \quad (4)$$

где $\hbar$ – постоянная Планка, k – постоянная Больцмана.

Введя обозначения, $c_1 = 2\pi^2 \hbar c^2$, $c_2 = \frac{2\pi c \hbar}{k}$ и заменив $r_{\lambda T}^o$ яркостью $J_{\lambda T}^o$ из (4), получаем:

$$J_{\lambda T}^o = c_1 \lambda^{-5} \left[\exp\left(\frac{c_2}{\lambda T}\right) - 1 \right]^{-1}.$$

Для практически важного диапазона температур и длин волн, когда $c_2/(\lambda T) \gg 1$, формулу Планка можно заменить более простой формулой Вина:

$$J_{\lambda T}^o = c_1 \lambda^{-5} \exp[-c_2/(\lambda T)]. \quad (5)$$

Эта формула справедлива для излучения пламени с температурой порядка 3000K при работе в видимой и ультрафиолетовой областях спектра.

Из (5) видно, что измерив интенсивность излучения $J_{\lambda T}^o$ в узком спектральном интервале длин волн от λ до $\lambda + \Delta\lambda$, можно вычислить температуру T . Однако измерение абсолютной интенсивности $J_{\lambda T}^o$ сопряжено со значительными экспериментальными проблемами, поэтому пользуются методом сравнения интенсивности излучения двух тел, температура одного из которых заведомо известна. Одним из таких методов является метод обращения спектральных линий.

Метод обращения спектральных линий

Сущность метода обращения спектральных линий заключается в следующем. Источник сплошного спектра – лампа накаливания 1 при помощи линзы 2 проектируется на пламя 3, температуру которого необходимо измерить. Схема установки изображена на Рис. 2. Линза 4 проектирует пламя и изображение нити лампы на щель монохроматора 5. Если в пламя ввести соль щелочного металла, например, $NaCl$, то в окуляре монохроматора будет наблюдаться сплошной спектр от лампы накаливания, на фоне которого видны две близко расположенные желтые линии (дублет) натрия ($\lambda_1=589,00$ нм, $\lambda_2=589,59$ нм). При увеличении накала лампы, яркость сплошного спектра возрастает и достигает такой величины, что желтые линии натрия сливаются со сплошным спек-

тром. Как будет показано ниже, это достигается при равенстве температуры пламени и яркостной температуры нити. Если температуру нити сделать больше температуры пламени, то в окуляр будут видны две темные линии на фоне сплошного спектра в том месте, где раньше были эмиссионные линии натрия. Явление исчезновения спектральной линии пламени на фоне сплошного спектра эталонной лампы при равенстве температур пламени и лампы называется обращением спектральных линий.

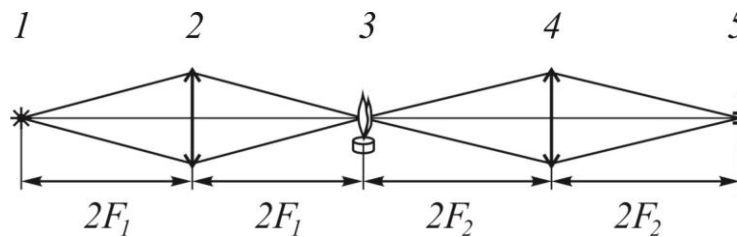


Рис. 2. Схема установки

Теория метода обращения

Пусть J_{nl} — интенсивность (или яркость) спектральной линии пламени при отсутствии подсветки лампы, J_{nl+l} — интенсивность (или яркость) спектральной линии при просвечивании пламени светом эталонной лампы, J_l — интенсивность (или яркость) сплошного фона, даваемого эталонной лампой, рядом со спектральной линией.

Введем понятие яркостной температуры излучающего тела. Яркостная температура тела — это такая температура абсолютно черного тела, при которой яркость его излучения будет равна яркости излучающего тела. Так как при одной и той же температуре яркость любого тела меньше яркости абсолютно черного тела, то яркостная температура тела меньше его истинной температуры. Если яркостная температура нити лампы T_l , то согласно определению яркостной температуры, формулу Вина можно записать в виде:

$$J_l = c_1 \lambda^{-5} \exp[-c_2 / \lambda T_l]. \quad (6)$$

В соответствии с законом Кирхгофа (3) для излучения пламени получим:

$$J_{nl} = a_{nl} c_1 \lambda^{-5} \exp[-c_2 / \lambda T_{nl}], \quad (7)$$

где a_{nl} — поглощательная способность пламени, T_{nl} — температура пламени.

При совместном действии пламени и лампы

$$J_{nl+l} = a_{nl} c_1 \lambda^{-5} \exp[-c_2 / \lambda T_{nl}] + c_1 \lambda^{-5} (1 - a_{nl}) \exp[-c_2 / \lambda T_l]. \quad (8)$$

В последнем выражении величина

$$a_{nl}c_1\lambda^{-5}\exp[-c_2/\lambda T_l]$$

представляет собой часть энергии излучения лампы, поглощенную в пламени.

Из уравнений (6, 7, 8) получаем:

$$J_{nl+l} = J_{nl} + J_l - a_{nl}J_l$$

Откуда

$$a_{nl} = \frac{J_{nl} + J_l - J_{nl+l}}{J_l} \quad (9)$$

Логарифмируя выражения (6) и (7), вычитая одно из другого, получим:

$$\ln \frac{J_{nl}}{J_l} = \ln a_{nl} + \frac{c_2}{\lambda} \left(\frac{1}{T_l} - \frac{1}{T_{nl}} \right)$$

или

$$\frac{1}{T_{nl}} - \frac{1}{T_l} = \frac{\lambda}{c_2} \cdot \ln \frac{a_{nl}J_l}{J_{nl}}. \quad (10)$$

Подставляя в последнее выражение величину a_{nl} из (9), после простых преобразований, получаем формулу для вычисления температуры пламени:

$$\frac{1}{T_{nl}} - \frac{1}{T_l} = \frac{\lambda}{c_2} \ln \left(1 + \frac{J_l - J_{nl+l}}{J_{nl}} \right). \quad (11)$$

Из соотношения (11) следует, что когда интенсивность света от лампы J_l будет равна интенсивности спектральной линии, наложенной на сплошной фон J_{nl+l} , то температура пламени равна яркостной температуре лампы T_l .

Из вывода следует также, что измеренная методом обращения температура пламени не зависит от абсолютного значения поглощательной способности пламени. Следовательно, результаты измерения не зависят ни от концентрации излучающих атомов металла, ни от того, какой щелочной металл введен в пламя, ни от параметров спектроскопа.

Из (11) видно, что для определения температуры пламени нужно знать температуру нити лампы. Температуру нити лампы T_l можно определить следующим образом. Следует измерить сопротивление R_k нити лампы при комнатной температуре и, пользуясь Таблицей 2, определить сопротивление нити R_0 при $T=293\text{ K}$. По показаниям амперметра и вольтметра определить сопротивление накаливаемой нити R_T . По Таблице 2 «Зависимости отношения R_T/R_0 от температуры» определить температуру нити.

3.3.1 План проведения работы

1. Определите сопротивление нити лампы при комнатной температуре мультиметром. Соедините лампу с мультиметром. Мультиметр переведите в режим омметра. Результат запишите с учетом погрешности.

$$R_0 = R_{\text{пер}} + \Delta R.$$

2. Соберите электрическую схему (Рис. 3.). Проверьте работоспособность собранной схемы. Увеличьте напряжение на ЛАТР-е, показания амперметра должна увеличиваться, а лампа должна загореться.

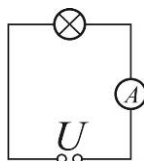


Рис. 3. Электрическая схема эксперимента

3. Поставьте спиртовку на постаменте на расстоянии $4F_2$ от щели монохроматора. Между спиртовкой и щелью поместите линзу 4 на расстоянии $2F_2$ от щели. Зажгите спиртовку. Малыми перемещениями линзы и спиртовки добейтесь четкого изображения пламени на щели монохроматора. Проверьте наличие четкого дублета в спектре излучения натрия через монохроматор. потушите спиртовку.

4. Увеличивая напряжение на ЛАТР-е, зажгите лампу. Поместите линзу 2 на расстоянии $2F_1$ от спиртовки. Лампу поместите на расстоянии $2F_1$ от линзы. Малыми перемещениями линзы и лампы добейтесь четкого изображения линии накаливания лампы на щели монохроматора. Проверьте наличие сплошного спектра через монохроматор. Уменьшите напряжение на ЛАТР-е. Зажгите спиртовку.

5. Наблюдая в окуляр монохроматора, увеличьте напряжение на ЛАТР-е. Добейтесь слияния по яркости спектральных линий дублета натрия и сплошного спектра. Запишите показания ЛАТР-а и амперметра в Таблицу 1.

Таблица 1

	$U, В$	$I, \text{дел}$	$I, \text{мА}$	$R, \text{Ом}$	R/R_0	$T, К$

6. Вычислите сопротивление лампы по закону Ома

$$R = \frac{U}{I},$$

результат запишите в Таблицу 1.

7. Вычислите отношение R/R_0 , результат занесите в Таблицу 1.

8. Для определения температуры пламени воспользуйтесь Таблицей 2. Если результат R/R_0 попадают между значениями, приведенными в Таблице 2, воспользуйтесь формулой линейного приближения

$$T = T_1 + \frac{T_2 - T_1}{x_2 - x_1}(x - x_1).$$

Здесь $x = \frac{R}{R_0}$, x_1 – ближайшее к x значение в Таблице 2 и $x < x_1$, x_2 – ближайшее к x значение Таблицы 2, большее x . Температуры T_1 и T_2 соответствуют точкам x_1 и x_2 .

9. Вычислите среднее значение температуры пламени и оцените погрешность измерения температуры.

3.3.2. Контрольные вопросы для сдачи допуска

1. Какие виды спектров существуют?
2. Дайте определение теплового излучения.
3. Приведите характеристики теплового излучения.
4. Что такое энергетическая светимость?
5. Что такое поглощательная способность тела?
6. Что такое черное тело?

3.3.3. Контрольные вопросы для сдачи отчета

1. Запишите законы теплового излучения.
2. Приведите формулу Планка, поясните все величины, входящие в нее.
3. Покажите связь формулы Планка с законами теплового излучения.
4. Объясните результаты работы, сделайте вывод.

3.4. Список рекомендуемой литературы

1. Милантьев В.П. Атомная физика / В.П. Милантьев – 2-е издание испр. и доп. – Москва: Издательство Юрайт, 2018. – 415 с.
2. Матвеев А.Н. Атомная физика / А.Н. Матвеев. – Москва: Высшая школа, 1989. – 439 с.

Таблица 2

Зависимость отношения R_T/R_0 от температуры

T, K°	R_T/R_0
273	0,911
293	1,000
300	1,030
400	1,467

500	1,924
600	2,411
700	2,931
800	3,461
900	3,997
1000	4,541
1100	5,090
1200	5,645
1300	6,209
1400	6,777
1500	7,353
1600	7,934
1700	8,524
1800	9,119
1900	9,720
2000	10,328
2100	10,943
2200	11,564
2300	12,192
2400	12,825
2500	13,466
2600	14,144
2700	14,767
2800	15,429
2900	16,096

4. Измерение температуры тела методом спектральных соотношений

Цель работы: усвоение знаний по разделу «Тепловое излучение и его характеристики», приобретение практического навыка определения температуры тела.

Оборудование

Общий вид экспериментальной установки представлен на Рисунке 1. Основными элементами и переключателями установки являются:

1. лампа накаливания;
2. регулятор фотоприемника Уст J_0 ;
3. переключатель длин волн фотоприемника;
4. регулировка напряжения на лампе накаливания;
5. переключатель выбора подключения вольтметр/амперметр.

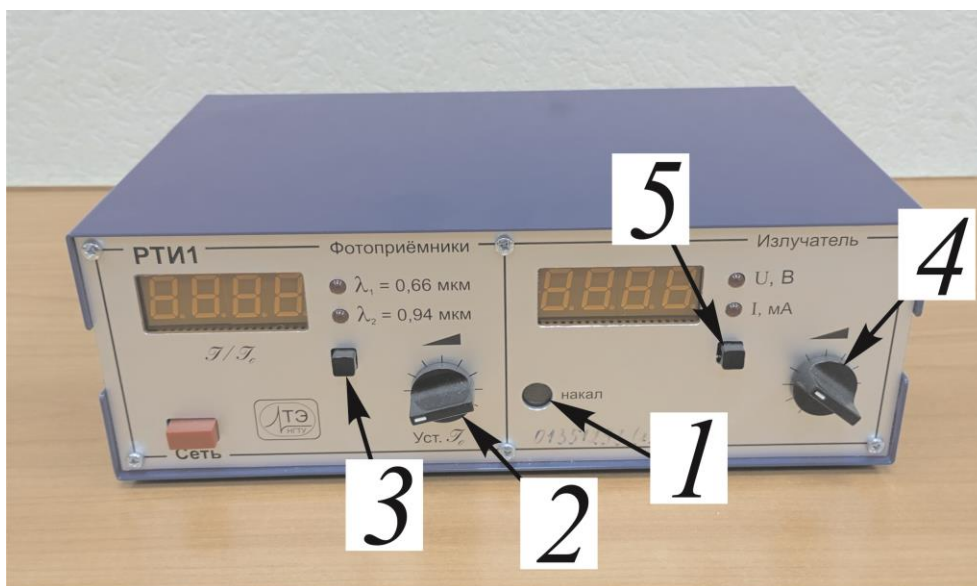


Рис. 1. Лабораторная установка

4.1. Задание для работы

Измерить температуру спирали лампы накаливания при различных напряжениях накала и сравнить ее с температурой, полученной из расчета сопротивления спирали.

4.2. Методика эксперимента

4.2.1. Краткие теоретические сведения

Пусть есть замкнутая полость, стенки которой поддерживаются при постоянной температуре T , внутри полости – вакуум. Поместим в полость небольшое тело. Тело поглощает электромагнитное излучение стенок, излучает электромагнитные волны и через некоторое время наступит равновесное состояние, температура тела сравняется с температурой полости T . То же тело можно поместить в полость других размеров, формы, изготовленную из другого материала. Если температура оболочки поддерживается равной T , то температура тела через некоторое время станет равной T . При этом состав электромагнитных волн, испускаемых телом, будет одинаковым в обоих случаях, т. к. температура тела одинакова. Поскольку тело находится в равновесии с излучением внутри полости, это значит, что **характеристики равновесного излучения внутри полости не зависят от свойств оболочки, определяются только ее температурой.**

Будем помещать в полость разные тела, которые поглощают и излучают энергию различным образом. Пусть $dE_{\text{пад}}(T, \lambda)$ – энергия, падающая на тело в интервале длин волн $d\lambda$. Величина $dE_{\text{пол}}(T, \lambda)$ – энергия, поглощенная телом в интервале длин волн $d\lambda$. Обе величины берутся в расчете на единицу времени, на единичную площадь тела в единичном интервале длин волн. **Поглощательная способность тела $a(T, \lambda)$** и равна отношению энергии, поглощенной телом, к энергии, падающей на тело:

$$a(T, \lambda) = \frac{dE_{\text{пол}}(T, \lambda)}{dE_{\text{пад}}(T, \lambda)}.$$

Эта безразмерная величина, которая не превышает единицу: $a(T, \lambda) \leq 1$. **Абсолютно черным телом называется тело, которое поглощает все падающее излучение, т. е.**

$$a(T, \lambda) = 1.$$

Обозначим через $f(T, \lambda)$ энергию, которая падает за единицу времени на единицу площади тела внутри полости в единичном интервале длин волн. По определению, тело поглотит энергию

$$a(T, \lambda) \cdot f(T, \lambda),$$

где $a(T, \lambda)$ – поглотительная способность тела. Тело находится в состоянии равновесия с излучением полости, поэтому оно излучит энергию $r(T, \lambda)$, равную поглощенной. Испускательная способность тела $r(T, \lambda)$, равна:

$$r(T, \lambda) = a(T, \lambda) \cdot f(T, \lambda).$$

Отношение испускательной и поглотительной способности

$$f(T, \lambda) = \frac{r(T, \lambda)}{a(T, \lambda)}.$$

не зависит от свойств тела, потому что функция $f(T, \lambda)$ есть универсальная функция длины волны и температуры. Как ранее мы заключили, она не зависит и от свойств полости. Это **закон Кирхгофа**:

Отношение испускательной и поглотительной способностей тела не зависит от природы тела и является только функцией длины волны и температуры.

Для абсолютно черного тела, для которого $a(T, \lambda) = 1$, универсальная функция была вычислена М. Планком в следующих предположениях:

1. Стенки полости состоят из атомов, которые являются осцилляторами. Уровни энергии осцилляторов в квантовой механике дискретны и отличаются друг от друга на одинаковую величину E ;
2. Средняя энергия гармонического осциллятора равна kT , где k – константа Больцмана, T – температура по шкале Кельвина;
3. Атом может находиться в состоянии с любой разрешенной энергией, вероятность нахождения $P(n)$ в состоянии с энергией E_n определяется распределением Больцмана

$$P(n) = A \cdot e^{-\frac{E_n}{kT}}.$$

4. Для перехода на высший уровень энергии атом должен поглотить электромагнитную волну, энергия которой равна разности энергий осциллятора. При переходе на нижний уровень атом испускает ЭМ волну, энергия которой равна разности энергий осциллятора.

5. В полости существует равновесие вещества и излучения.

Излучательная (испускательная) способность абсолютно черного тела $r(T, \lambda)$ равна универсальной функции $f(T, \lambda)$ и находится по формуле Планка:

$$r(T, \lambda) = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1},$$

здесь c – скорость света в вакууме, λ – длина волны излучения, h – постоянная Планка, k – постоянная Больцмана, T – абсолютная температура, hc/λ – энергия фотона. Эта функция растет с увеличением длины волны, достигает максимума

при некоторой длине волны $\lambda_{\max}$, затем быстро убывает. Значение $\lambda_{\max}$ находится из **закона смещения Вина**:

$$\lambda_{\max} \cdot T = b,$$

где константа равна $b = 2,9 \cdot 10^{-3}$ м·К. Если тело не является абсолютно черным, т. е. является серым, то излучательная способность его равна

$$r(T, \lambda) \cdot a(T, \lambda),$$

где $a(T, \lambda)$ – поглощательная способность тела, причем $a(T, \lambda) \leq 1$. Для узкого диапазона длин волн $(\lambda, \lambda + d\lambda)$ излучательную способность можно считать почти постоянной, поэтому энергетическая светимость серого тела в этом диапазоне равна

$$dR = r(T, \lambda) \cdot a(T, \lambda) d\lambda.$$

Энергетическая светимость тела с температурой T для двух различных длин волн λ_1 и λ_2 в диапазоне $d\lambda_1, d\lambda_2$ соответственно, равна

$$dR_1 = r_1 \cdot a_1 \cdot d\lambda_1 \quad dR_2 = r_2 \cdot a_2 \cdot d\lambda_2.$$

Здесь $a_1 = a(T, \lambda_1)$, $a_2 = a(T, \lambda_2)$ – поглощательные способности тела (спирали лампы) при длинах волн λ_1, λ_2 , и $r_1 = r(T, \lambda_1)$, $r_2 = r(T, \lambda_2)$ – излучательные способности абсолютно черного тела при длинах волн λ_1, λ_2 .

Излучение источника, в данной работе это электрическая лампа, детектируется приемником излучения не полностью. Величина потока излучения, зарегистрированного приемником, зависит от размеров источника и размеров приемника, от расстояния между ними, наличия поглощающей среды между ними и от характеристик приемника излучения. Для двух различных приемников величины зарегистрированных потоков излучения J_1, J_2 имеют вид:

$$J_1 = K_1 \cdot r_1 \cdot d\lambda_1 \quad J_2 = K_2 \cdot r_2 \cdot d\lambda_2,$$

здесь K_1, K_2 – коэффициенты, указывающие, какую долю излучения зарегистрировали первый и второй фотоприемники в малом интервале вблизи длин волн λ_1, λ_2 , соответственно. Отношение зарегистрированных потоков излучения J_1/J_2 равно:

$$\frac{J_1}{J_2} = Z \cdot \frac{r_1 \cdot d\lambda_1}{r_2 \cdot d\lambda_2},$$

где величину $Z = K_1/K_2$ можно считать постоянной в условиях опыта. Запишем это соотношение, используя формулу Планка:

$$\frac{J_1}{J_2} = Z \cdot \frac{C_1 \lambda_2^5 \left(e^{\frac{C_2}{\lambda_2 T}} - 1 \right) \cdot d\lambda_1}{C_1 \lambda_1^5 \left(e^{\frac{C_2}{\lambda_1 T}} - 1 \right) \cdot d\lambda_2},$$

Постоянные C_1 , C_2 равны

$$C_1 = 2\pi hc^2 = 3,742 \cdot 10^{-16} \text{ Вт} \cdot \text{м}^2$$

$$C_2 = \frac{hc}{k} = 1,439 \cdot 10^{-2} \text{ К} \cdot \text{м}$$

Оценим величину показателя экспоненты, взяв $T \approx 3000 \text{ К}$ (чуть ниже температуры плавления вольфрама), а длину волны $\lambda \approx 1 \text{ мкм}$. Напомним, что длина волны видимого света находится в диапазоне (0,4 мкм; 0,7 мкм). Тогда

$$e^{\frac{C_2}{\lambda_2 T}} \approx 120,$$

что заметно больше единицы. Поэтому для данных длин волн можно пренебречь единицей по сравнению с экспонентой в формуле Планка. Получаем

$$\frac{J_1}{J_2} = Z \cdot \frac{\lambda_2^5 d\lambda_1}{\lambda_1^5 d\lambda_2} e^{\frac{C_2}{T} \left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right)}.$$

Найдем натуральный логарифм от обеих частей равенства и выразим абсолютную температуру

$$T = \frac{C_2 \left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right)}{\ln(J_1 / J_2) - \ln Z - 5 \ln(\lambda_2 / \lambda_1) - \ln(d\lambda_1 / d\lambda_2)}.$$

В течение опытов величины λ_1 , λ_2 , $d\lambda_1$, $d\lambda_2$ остаются неизменными, поэтому удобно ввести две константы

$$L = C_2 \left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right)$$

$$Z_0 = \ln Z + 5 \ln \left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1} \right) + \ln \left(\frac{d\lambda_1}{d\lambda_2} \right).$$

Окончательно формула для температуры тела примет вид

$$T = \frac{L}{\ln(J_1 / J_2) - Z_0}. \quad (1)$$

Если определить постоянную Z_0 из тарировочных опытов, вычислить константу L , то по измеренному отношению J_1/J_2 находится температура источника излучения.

4.2.2. План проведения работы

1. Включите питание прибора тумблером СЕТЬ, загорится лампа накаливания 1 (Рис. 1).

2. Установите регулятор J_0 фотоприемника (2) в крайнее положение, вращая его по часовой стрелке. В дальнейшем эта регулировка не должна меняться.

Таблица 1

№	V, B	I, mA	J_1/J_0	J_2/J_0	T, K	R, Ω	$R(T)$
1							
2							
.....							

3. Установите напряжение на лампе около $3 B$ с помощью регулировки (4), снимите показания вольтметра V , амперметра I и показания J_1/J_0 , J_2/J_0 с цифрового индикатора интенсивности зарегистрированного излучения на длинах волн $\lambda_1=660 \text{ нм}$ и $\lambda_2=940 \text{ нм}$. Переключение между фотоприемниками с длинами волн λ_1 , λ_2 производится кнопкой (3). Для снятия показаний попеременно с вольтметра и амперметра используйте кнопку (5). Занесите показания в Таблицу 1.

4. Постепенно увеличивая напряжение питания на $0,5 B$ до максимального напряжения примерно $8-9 B$, повторите измерения.

5. Вычислите температуру спирали лампы в градусах Кельвина по формуле (1), используя константу $Z_0=1,784$, полученную при тарировочных опытах с фотоприемниками.

6. Вычислите сопротивление лампы в каждом из опытов, применяя закон Ома

$$R = \frac{U}{I}. \quad (2)$$

7. Сопротивление металла растет с увеличением температуры линейно по закону

$$R(T) = R(300)(1 + \alpha(T - 300)). \quad (3)$$

Для данного случая сопротивление лампы при температуре $27^\circ C$ (или $300 K$) равно $R(300)=3,44 \Omega$, а температурный коэффициент вольфрама в этой области температур равен $\alpha=4,75 \cdot 10^{-3} 1/K$. Зная температуру T , сопротивление лампы при комнатной температуре $R(300)$, коэффициент α , вычислите по формуле (3) сопротивление лампы при температурах, найденных из данных фотоприемников по формуле (1). Сравните найденные сопротивления со значениями, полученными из закона Ома (2).

8. Сделайте выводы.

4.3.1. Контрольные вопросы для сдачи допуска

1. Что такое абсолютно черное тело?
2. Сформулируйте закон Кирхгофа.
3. Сформулируйте предположения, с помощью которых получают формулу Планка.
4. Формула Планка для спектра излучения абсолютно черного тела.

5. Сформулируйте закон смещения Вина.
6. В чем состоят преимущества метода спектральных отношений как бесконтактного измерения температуры тела?
7. Как зависит удельное сопротивление металла от его температуры? Что такое температурный коэффициент?

4.3.2. Контрольные вопросы для сдачи отчета

1. Перечислите характеристики и законы теплового излучения.
2. В каких предположениях получена формула Планка теплового излучения?
3. Что такое поглотательная и испускательная способности тела? Определение абсолютно черного тела и примеры.
4. Расчеты (с объяснением). Анализ полученных результатов.
5. Вывод по работе.

4.4. Список рекомендуемой литературы

1. Милантьев В.П. Атомная физика / В.П. Милантьев – 2-е издание испр. и доп. – Москва: Издательство Юрайт, 2018. – 415 с.
2. Матвеев А.Н. Атомная физика / А.Н. Матвеев. – Москва: Высшая школа, 1989. – 439 с.

5. Определение постоянной Ридберга

Цель работы: усвоение знаний по разделу «Теория атома водорода по Бору», приобретение практического навыка определения постоянной Ридберга.

Оборудование

Общий вид экспериментальной установки представлен на рисунке 1. Основными элементами установки являются:

1. монохроматор УМ-2;
2. водородная газоразрядная трубка;
3. выпрямитель для работы водородной газоразрядной трубки;
4. неоновая лампа;
5. ртутная лампа.

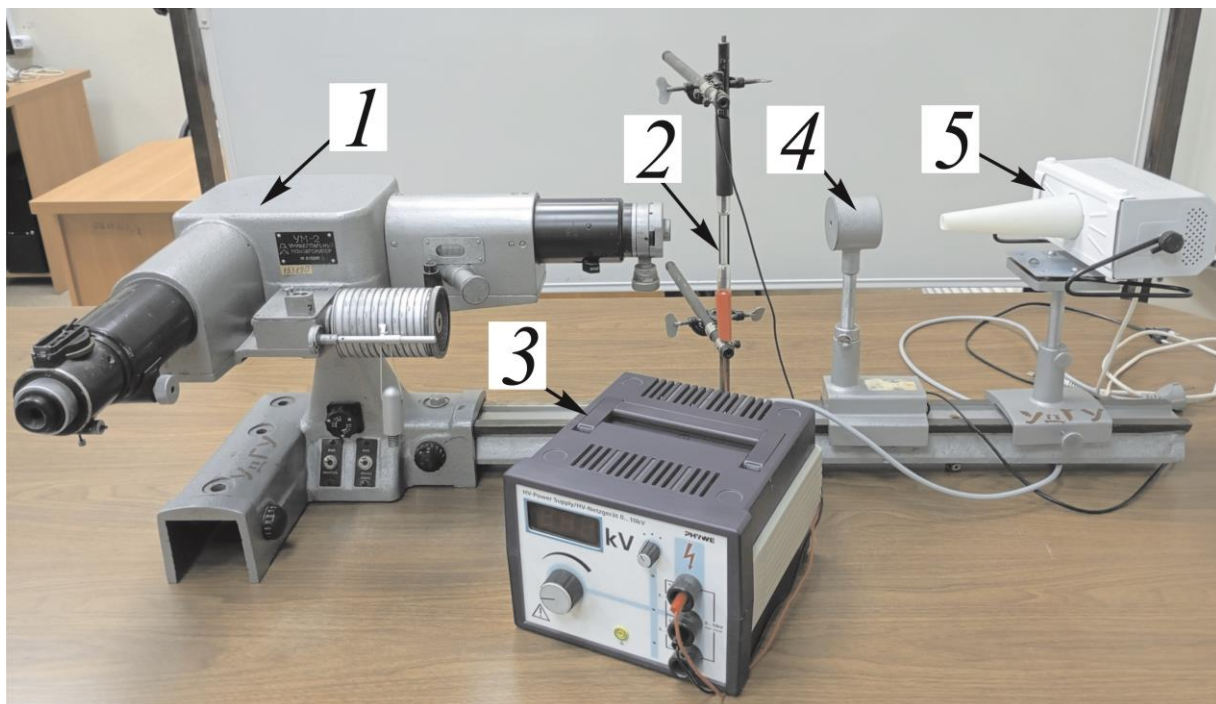


Рис. 1. Лабораторная установка

5.1. Задание для работы

1. Построить градуировочный график.
2. Определить постоянную Ридберга.

5.2. Методика эксперимента

5.2.1. Краткие теоретические сведения

Спектр излучения каждого химического элемента состоит из характерного для данного элемента набора спектральных линий. Количество спектральных линий может быть довольно значительным (например, в спектре железа спектральных линий с точно измеренными длинами волн более **3000**), что указывает на сложность внутренней структуры атомов. Закономерности распределения спектральных линий обусловлены внутренней структурой и свойствами атомов. Поэтому эмпирический материал, накопленный при изучении спектров, послужил основным фундаментом, на котором создавалась теория строения атома.

Одной из важнейших закономерностей строения атомных спектров является их сериальная структура, т.е. спектральные линии сгруппированы в отдельные серии. Длины волн спектральных линий внутри одной серии подчинены общей для данной серии закономерности. Сериальные закономерности представляют собой яркое проявление квантовых свойств излучающих атомов. В наиболее простой форме эти закономерности проявляются в спектре атома водорода и водородоподобных ионов. Именно исследование спектра атома водорода и привело к открытию сериальных закономерностей.

Первоначально была установлена закономерность для длин волн излучения атома водорода в видимой области спектра. (4 линии H_α , H_β , H_γ , H_δ) которая выражается формулой:

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

где величина $R = 109677,6 \text{ см}^{-1}$, называется постоянной Ридберга, m – принимает целочисленные значения 3, 4, 5, ..., каждому значению m соответствует длина волны одной спектральной линии.

Данная группа спектральных линий называется серией Бальмера, по фамилии швейцарского физика, эмпирически установившего эту закономерность в 1885 г. Спектральная линия, для которой $m=3$ (самая длинноволновая), называется головной линией этой серии, а длина волны границей серии. Граница серии Бальмера равна $\lambda = 6564,695 \text{ \AA}$.

Впоследствии были открыты другие серии, длины волн которых определяются формулами:

$$\begin{aligned}\frac{1}{\lambda} &= R \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{m^2} \right) & m = 2, 3, 4, \dots \text{ серия Лаймана} \\ \frac{1}{\lambda} &= R \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{m^2} \right) & m = 4, 5, 6, \dots \text{ серия Пашена} \\ \frac{1}{\lambda} &= R \left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{m^2} \right) & m = 5, 6, 7, \dots \text{ серия Брэкетта} \\ \frac{1}{\lambda} &= R \left(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{m^2} \right) & m = 6, 7, 8, \dots \text{ серия Пфунда}\end{aligned}$$

Головная линия серии Лаймана ($\lambda = 1215,671 \text{ \AA}$) называется резонансной линией водорода, т.к. она наблюдается и в спектре поглощения водорода. Длины волн всех линий можно выразить одной формулой:

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

она называется обобщенной формулой Бальмера. Для всех спектральных линий данной серии число n остается постоянным, а m принимает натуральные значения, начиная с $(n+1)$ и до бесконечности.

Теоретически формулу (2) можно получить, решив уравнение Шредингера для волновой функции электрона в атоме водорода:

$$\Delta \Psi(\vec{r}) + \frac{2m_e}{\hbar^2} [E - U(\vec{r})] \Psi(\vec{r}) = 0, \quad (3)$$

где m_e – масса электрона, $\hbar$ – постоянная Планка, $U(\vec{r})$ – потенциальная энергия электрона, которая для атома водорода равна:

$$U(\vec{r}) = -\frac{ke^2}{r}. \quad (4)$$

Здесь постоянная из закона Кулона $k = 9 \cdot 10^9 \frac{\text{Н} \cdot \text{м}^2}{\text{Кл}^2}$. Решение уравнения (3) дает, что энергия электрона в атоме водорода может принимать лишь дискретный ряд значений

$$E = -\frac{m_e k^2 e^4}{2\hbar^2} \cdot \frac{1}{n^2}, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (5)$$

Любая спектральная линия возникает при переходе электрона с энергетического уровня большей энергии на уровень с меньшей энергией, поэтому энергия излучаемого при этом кванта должна равняться разности энергий этих двух уровней:

$$E_{2,1} = \hbar \omega_{2,1} = E_2 - E_1 = \frac{m k^2 e^4}{2\hbar^2} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right), \quad (6)$$

где $n < m$. На Рис.2 представлена схема расположения энергетических уровней и переходы между ними.

Учитывая, что $\omega = \frac{2\pi c}{\lambda}$, из (6) получаем:

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{m_e k^2 e^4}{4\pi \hbar^3 c} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right). \quad (7)$$

Сравнивая (2) и (7), получаем теоретическое значение постоянной Ридберга:

$$R = \frac{m_e k^2 e^4}{4\pi \hbar^3 c}. \quad (8)$$

В случае водородоподобных ионов в уравнении (3) меняется лишь потенциальная энергия, вместо (4) имеем:

$$U(\vec{r}) = -\frac{Ze^2}{r},$$

где Ze – заряд ядра.

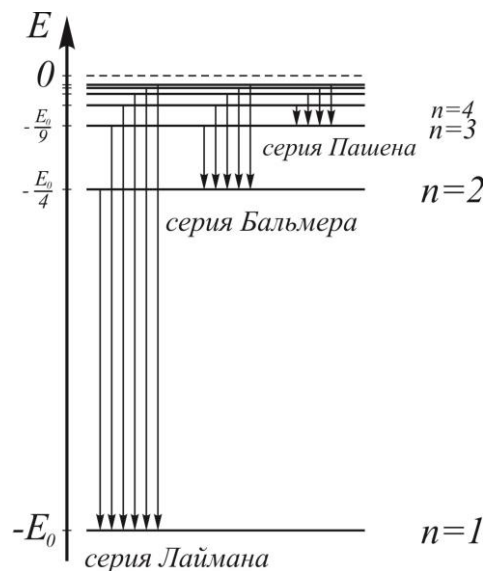


Рис. 2. Схема энергетических уровней и переходы между ними у атома водорода

В этом случае для энергии электрона получается выражение:

$$E_n = -\frac{m_e k Z^2 e^4}{2\hbar^2} \cdot \frac{1}{n^2}, \quad (9)$$

и для длин волн

$$\frac{1}{\lambda} = RZ^2 \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right). \quad (10)$$

При выводе формулы (5) и (9) не учитывалось движение ядра, т. е. принималось, что масса ядра бесконечна. При учете движения ядра вместо массы электрона следует взять приведенную массу

$$\mu = \frac{m_e M_{\text{яд}}}{m_e + M_{\text{яд}}} = \frac{m_e}{1 + m_e / M_{\text{яд}}},$$

где $M_{\text{яд}}$ – масса ядра.

Определив длины волн видимого спектра водорода из серии Бальмера ($n=2$) по градуировочному графику, вычисляем постоянную Ридберга по формуле

$$R = \frac{4m^2}{\lambda(m^2 - 4)}. \quad (11)$$

Первые 4 линии в серии Бальмера приведены в Таблице 1.

Таблица 1

m	Теоретическое значение длины волны, нм	Цвет спектральной линии
3	656,5	красный
4	486,3	зелено-голубой
5	434,2	фиолетово-синий
6	410,3	фиолетовый

5.2.2. План проведения работы

1. Установите ртутную лампу на оптическую скамью. Включите ртутную лампу. Регулируя положения лампы, добейтесь полного освещения входной щели монохроматора. Поворачивая барабан, просмотрите через окуляр весь спектр. Значения барабана всех спектральных линий должны определяться.

2. Совместите иглу указателя со спектральной линией ртути. Запишите показания барабана в таблицу 1 в строчку соответствующей спектральной линии. Повторите измерения, подводя спектральную линию к игле указателя с разных сторон. Результат занесите в Таблицу 2.

3. Вычислите среднее значение показаний барабана. Результат занесите в Таблицу 2.

4. Повторите пункты 2–3 для всех спектральных линий.

5. Уберите ртутную лампу с оптической скамьи. Установите неоновую лампу на оптическую скамью. Включите неоновую лампу. Регулируя положения лампы, добейтесь полного освещения входной щели монохроматора.

6. Совместите иглу указателя со спектральной линией неона. Запишите показания барабана в Таблицу 3 в строчку соответствующей спектральной линии. Повторите измерения, подводя спектральную линию к игле указателя с разных сторон. Результат занесите в Таблицу 3.

Таблица 2

Длина волны (нм)	Относит. интенсивн.	Цвет	Отсчет по шкале бара- бана β			β сред- нее
690,72	6	Красная				
	4					
623,44	10	Оранжевая				
612,33	8					
607,26	7					
579,07	70	Желтая				
576,96	71	Желтая				
567,59	5					
546,07	73	Зеленая				
496,03	8	Голубая				
491,60	9					
435,84	63	Три				
434,75	15	сине-				
433,92	10	фиолетовые				
410,81	3					
407,78	20	Темно-				
404,66	36	фиолетовые				

7. Вычислите среднее значение показаний барабана. Результат занесите в Таблицу 3.

8. Повторите пункты 2–3 для всех спектральных линий.

9. По значениям Таблицы 2 и Таблицы 3 постройте градуировочный график $\lambda(\beta)$ на миллиметровой бумаге.

Таблица 3

Длина волны (нм)	Относит. интенсивн.	Цвет	Отсчет по шкале барабана β			β среднее
	1	Красная				
	1					
671,70	2					
667,83	6					
659,89	5					
653,29	5					
650,65	8					
640,22	10	Ярко-				
638,30	10	Красные				
633,44	6					
630,48	2					
626,65	8	Оранжевая				
621,73	3					
616,35	4					

614,31	5					
609,62	5					
607,43	4					
603,00	2					
597,55	2					
594,48	4					
588,19	3					
585,25	10	Желтая				

10. Уберите неоновую лампу с оптической скамьи. Установите водородную лампу на оптическую скамью. Включите водородную лампу. Регулируя положения лампы, добейтесь полного освещения входной щели монохроматора.

11. Совместите иглу указателя со спектральной линией водорода. Запишите показания барабана в Таблицу 4 в строчку соответствующей спектральной линии. Повторите измерения, подводя спектральную линию к игле указателя с разных сторон. Результат занесите в Таблицу 4.

12. Совместите иглу указателя со спектральной линией водорода. Запишите показания барабана в Таблицу 4 в строчку соответствующей спектральной линии. Повторите измерения, подводя спектральную линию к игле указателя с разных сторон. Результат занесите в Таблицу 4.

13. Вычислите среднее значение показаний барабана. Результат занесите в Таблицу 4.

14. По градуировочному графику определите длины волн спектральных линий водорода. Результат занесите в Таблицу 4.

Таблица 4

Цвет	m	Отсчет по шкале барабана β			β среднее	λ среднее
красный	3					
зелено-голубой	4					
фиолетово-синий	5					
фиолетовый	6					

15. Рассчитайте для каждой спектральной линии постоянную Ридберга по формуле (11). Вычислите среднее значение и оцените погрешность постоянной Ридберга.

5.3.1 Контрольные вопросы для сдачи допуска

1. Что такое планетарная модель атома Резерфорда-Бора?
2. Каковы причины возникновения дискретного спектра излучения и поглощения вещества в газообразном состоянии?
3. Каков спектр энергий электрона в атоме водорода?
4. Фотоны какой энергии может излучать электрон в атоме водорода при переходе с вышележащего уровня энергии на другой уровень с меньшей энергией?
5. Фотоны какой энергии может поглощать электрон в атоме водорода при переходе с низлежащего уровня энергии на другой уровень с большей энергией?

5.3.2. Контрольные вопросы для сдачи отчета

1. Сформулируйте постулаты Бора.
2. Приведите формулу полной энергии электрона в атоме водорода.
3. Выводите выражение для постоянной Ридберга
4. Какие основные серии излучения атома водорода?
5. Сформулируйте обобщенную формулу Бальмера.

5.4. Список рекомендуемой литературы

1. Милантьев В.П. Атомная физика / В.П. Милантьев – 2-е издание испр. и доп. – Москва: Издательство Юрайт, 2018. – 415 с.
2. Матвеев А.Н. Атомная физика / А.Н. Матвеев. – Москва: Высшая школа, 1989. – 439 с.

6. Опыт Франка-Герца

Цель работы: усвоение знаний по разделу «Теория атома водорода по Бору» и приобретение практического навыка проведения опыта Франка-Герца.

Оборудование

Общий вид экспериментальной установки представлен на рисунке 1. Основными элементами установки являются:

1. модуль трехэлектродной лампы;
2. модуль управления УЛК.

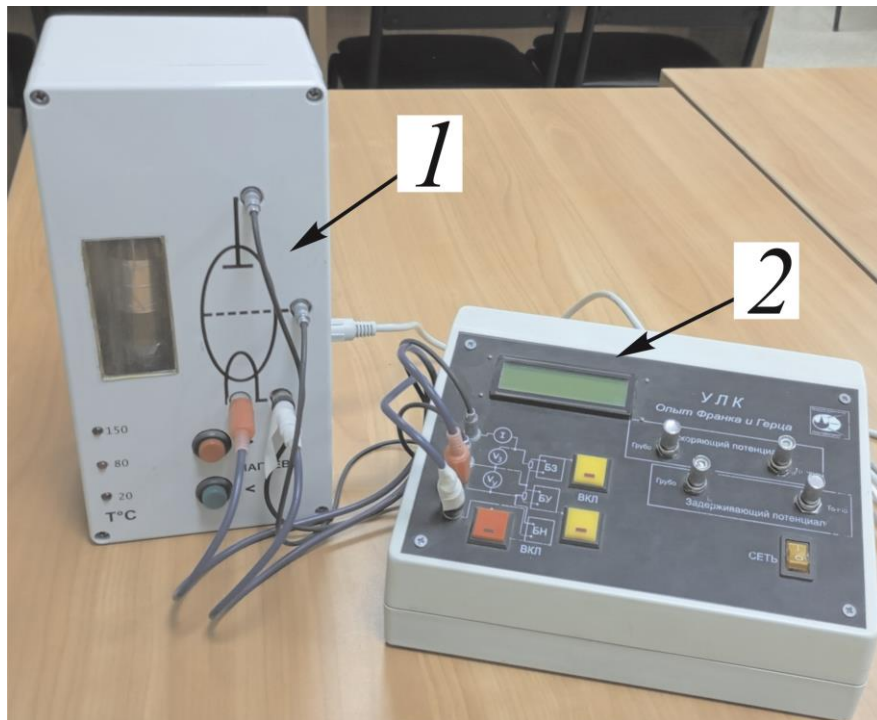


Рис. 1. Лабораторная установка

6.1. Задание для работы

Определить резонансный потенциал атомов ртути, измерить анодную характеристику и характеристику задержки для вакуумной и газонаполненной лампы.

6.2. Методика эксперимента

6.2.1. Краткие теоретические сведения

Опыты Франка и Герца подтвердили постулаты Бора:

1. из множества орбит электрона в атоме, допускаемых классической механикой, в центрально симметричном поле может существовать только дискретный набор орбит, на которых удовлетворяется принцип квантования момента импульса электрона. При движении по такой стационарной орбите электрон не излучает электромагнитных волн, хотя движется с ускорением;

2. изменение внутренней энергии происходит только порциями (квантами). При переходе электрона из состояния с энергией E_n в состояние с энергией E_m он испускает электромагнитную волну с энергией $E_n - E_m$, если $E_n > E_m$. Если напротив, $E_n < E_m$, электрон может перейти в конечное состояние с энергией E_m , поглотив электромагнитную волну с энергией $E_m - E_n$.

Состояние с наименьшим уровнем энергии E_1 называют основным состоянием, остальные уровни $E_2, E_3, \dots$ – возбужденными. Основное и возбужденное состояния соответствуют связанным состояниям электрона в атоме, когда электрон в основном находится вблизи ядра, при этом энергия электрона отрицательна. Значение энергии $E_\infty = 0$ отвечает состоянию, в котором электрон теряет связь с ядром и становится свободным. Часть спектра энергий электрона с $E > 0$ называют непрерывным спектром. В таких состояниях энергия принимает непрерывные, а не дискретные значения энергии.

Если постулаты Бора верны, то можно проверить их, обстреливая атом электронами, кинетическая энергия которых E_k была бы больше, например, чем энергия перехода электрона атома из основного состояния E_1 в состояние с энергией E_2 :

$$E_k > E_2 - E_1. \quad (1)$$

При большой кинетической энергии электронов будут возможны и переходы на уровни с номерами 3, 4, и т. д. В условиях данного опыта такие переходы маловероятны, их можно игнорировать.

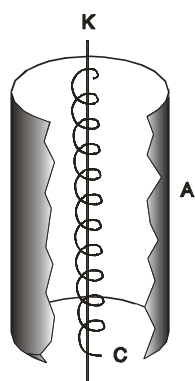


Рис. 2. Ламповый триод

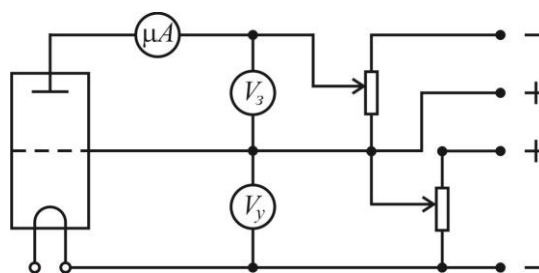


Рис. 3. Схема включения триода

Прибором для измерения резонансного потенциала атома ртути является ламповый триод, состоящий из катода К, сетки С и анода А (Рис. 2). Триод заполнен парами ртути при малом давлении около 1 мм ртутного столба. На сетку вокруг катода подается положительное относительно катода ускоряющее напряжение V_y , которое сообщает вылетевшим электронам энергию eV_y , где e – модуль заряда электрона. Потенциал анода ниже потенциала сетки и небольшое задерживающее напряжение V_3 направляет медленные электроны, потерявшие энергию после неупругого соударения, обратно на сетку. Для понимания процессов, происходящих в триоде, необходимо построить вольтамперные характеристики триода. Это анодная характеристика $i_A(V_y)$ – зависимость анодного тока от ускоряющего напряжения, и характеристика задержки $i_A(V_3)$ – зависимость анодного тока от задерживающего напряжения. Они отличаются принципиально для вакуумной и газонаполненной лампы.

6.2.1.1 Вакуумная лампа

Анодная характеристика

Пусть средняя длина свободного пробега λ много больше размеров L лампы: $\lambda \gg L$. Средней длиной свободного пробега электрона называют расстояние, пролетев которое, он столкнется с одним из атомов газа с вероятностью, равной единице. Температура газа для этого должна быть небольшой, около 20°C . В таком случае столкновения электронов с атомами ртути будут редкими. Анодная характеристика вакуумной лампы приведена на Рис. 4. При малом ускоряющем напряжении анодный ток мал, эта область заштрихована на графике. Так происходит потому, что энергии электронов неодинаковы, они распределены по определенному закону $f(E)$. Медленные электроны не успевают улететь далеко от катода и образуют вокруг него облако отрицательного заряда, сам катод после вылета электронов имеет положительный заряд. Поэтому электронное облако препятствует вылету медленных электронов. По мере роста ускоряющего напряжения размеры облака уменьшаются до размеров катода,

все большее число электронов достигает анода. При большом ускоряющем напряжении достигается максимальный ток насыщения, который зависит от материала катода и его температуры, но не зависит от ускоряющего напряжения.

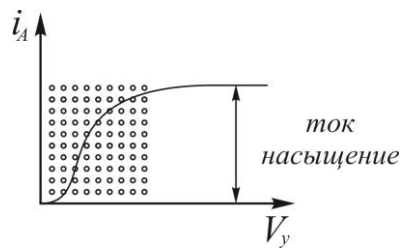


Рис. 4. Анодная характеристика триода при температуре 20° С.

Характеристика задержки

Характеристика задержки $i_A(V_3)$ позволяет получить закон распределения электронов по скорости $f(E)$. Для ее получения устанавливают небольшое фиксированное ускоряющее напряжение V_y и снимают зависимость анодного тока от задерживающего напряжения V_3 (Рис. 5). При малом значении задерживающего напряжения ток почти постоянен, на графике наблюдается плато. Это значит, что задерживающего напряжения недостаточно для торможения электронов. В заштрихованной области ток начинает уменьшаться, сначала задерживаются самые медленные электроны, затем самые быстрые и ток падает до нуля. Поскольку функция распределения есть число частиц ΔN вблизи энергии E в малом интервале энергий ΔE , она есть производная от числа частиц:

$$f(E) = \frac{dN}{dE}.$$

Величина dN пропорциональна изменению тока di_a , величина dE пропорциональна изменению напряжения dV_3 , поэтому функция распределения с точностью до множителя совпадает с модулем производной от силы тока по напряжению задержки:

$$f(E) = \frac{dN}{dE} \propto \left| \frac{di_a}{dV_3} \right|.$$

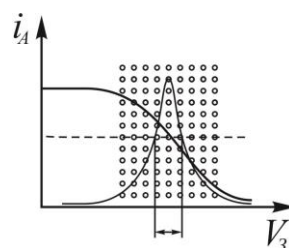


Рис. 5. Характеристика задержки триода при температуре 20° С.

Примерный вид функции распределения указан в заштрихованной области на Рис. 5. Максимум кривой отвечает электронам с наиболее вероятной энергией, очень быстрых или медленных электронов мало. На полувывсоте кривой отмечена ширина кривой, она называется шириной функции распределения.

6.2.1.2 Газонаполненная лампа

Анодная характеристика

В опыте Франка и Герца лампа содержала пары ртути. При росте температуры растет концентрация паров ртути, длина свободного пробега электронов Λ уменьшается, так что выполняется неравенство $\Lambda < L$, где L – характерные размеры лампы. Электроны, испускаемые катодом, начинают сталкиваться с атомами ртути. Длина свободного пробега связана с концентрацией атомов n и сечением взаимодействия электрона с атомом σ , которое имеет смысл поперечной площади атома:

$$\Lambda = \frac{1}{n\sigma}. \quad (2)$$

Таблица 1

t° C	20	50	80	150
P, мм.рт.ст	0,001	0,01	0,089	2,8

Сечение взаимодействия электрона с атомом при температурах ниже 100°C равно примерно $\sigma = 1,5 \cdot 10^{-20} \text{ м}^2$, концентрацию n можно оценить из уравнения Менделеева-Клапейрона:

$$P = nk_B T. \quad (3)$$

Здесь T – температура по шкале Кельвина, k_B – константа Больцмана. Давление паров ртути в лампе при различных температурах приведено в Таблице 1. С помощью Таблицы 1 и уравнения Менделеева–Клапейрона можно оценить длину свободного пробега при различных температурах. При переходе от комнатной температуры к температуре около 100°C давление паров растет в сотни раз, это вызывает рост концентрации и резкое уменьшение длины свободного пробега.

Анодная характеристика лампы меняется. На Рис. 6 приведена анодная характеристика при небольшом фиксированном напряжении задержки. В отличие от анодной характеристики вакуумной лампы здесь наблюдается ряд максимумов и минимумов. При малом ускоряющем напряжении характеристики вакуумной лампы и газонаполненной лампы схожи. В этой области электроны упруго сталкиваются с атомами ртути, потери кинетической энергии электронов ΔE_k малы, так как масса электрона m на пять порядков меньше массы атома M :

$$\Delta E_k \approx \frac{m}{M} E_k \approx 10^{-5} E_k.$$

При каждом столкновении электрон теряет первоначальное направление движения, но в среднем скорость электронов направлена вдоль электрического поля, поэтому сила тока растет с ростом напряжения. При достижении ускоряющего напряжения величины V_{p1} , такой, что выполняется равенство

$$E_2 - E_1 = eV_{p1}.$$

налетающий электрон может передать электрону атома энергию, достаточную для его перехода из основного состояния с энергией E_1 в возбужденное состояние с энергией E_2 . Налетающий электрон теряет энергию в неупругом ударе, поэтому задерживающее поле отбросит его на сетку лампы. Это вызовет уменьшение тока. Напряжение V_p , соответствующее максимуму на кривой, называется резонансным потенциалом.

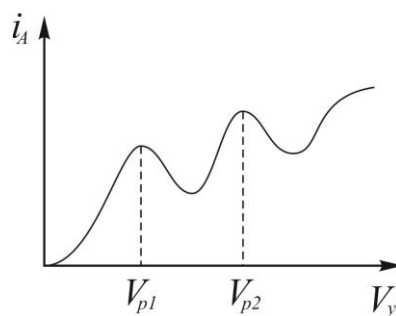


Рис. 6. Анодная характеристика триода при температуре 80°C

Если увеличить ускоряющее поле, налетающий электрон после первого столкновения снова наберет энергию, необходимую для неупругого удара, на большем расстоянии от сетки. Оставшегося пути до сетки будет достаточно для повторного набора кинетической энергии $E_k = E_2 - E_1$ и повторного неупругого удара. Электроны после второго неупругого удара будут иметь малую кинетическую энергию, и задерживающее поле отбросит их на сетку. Наблюдается второй пик на анодной характеристике при $V_{p2} = 2V_p$. Следующий пик будет наблюдаться при ускоряющем напряжении $V_y = 3V_p$, и так далее. Возбуждения более высоких уровней энергии электрона в атоме $E_3, E_4 \dots$ не происходит. Частота столкновений электронов с атомами велика и как только кинетическая энергия электрона становится равной $E_2 - E_1$, он с большой вероятностью передает эту энергию атому. Это следует, например, из анодной характеристики лампы при высокой температуре около 150°C . Плотность паров ртути при данной температуре велика, минимумы кривой опускаются почти до оси абсцисс, т. е. ток становится очень маленьким. Это говорит о том, что большинство соударений электронов с атомами неупругие, упругих соударений мало и почти все электроны после неупругого удара отбрасываются задерживающим напряжением на сетку. Расстояние между максимумами по шкале энергии в опыте

Франка и Герца равнялось $4,9 \text{ эВ}$. Как только электрон достигал такой кинетической энергии, он отдавал ее после неупругого удара атому ртути. Электрон атома переходил в возбужденное состояние с энергией E_2 , после чего мог перейти в основное состояние с испусканием фотона с энергией $4,9 \text{ эВ}$. Данная линия излучения ртути лежит в ультрафиолетовой части спектра с длиной волны λ :

$$\lambda = \frac{c}{\nu} = \frac{hc}{h\nu} = \frac{hc}{E_2 - E_1} = 253,6 \text{ нм}. \quad 4)$$

Энергия фотона ($E_2 - E_1$) находится из уравнения

$$E_2 - E_1 = eV_p.$$

Начало характеристики может не совпадать с началом координат из-за контактной разности потенциалов между сеткой и катодом, поэтому измерение резонансного потенциала надежнее производить по разности напряжений $V_{p2} - V_{p1} = V_p$.

Характеристика задержки

Пусть ускоряющее напряжение меньше резонансного потенциала $V_y < V_p$. В таком случае неупругих ударов не происходит и характеристика задержки аналогична той, которая наблюдалась для вакуумной лампы (Рис. 5). Это будет верно при всех доступных значениях температуры газа, от 20°C до 150°C .

Пусть ускоряющее напряжение больше резонансного потенциала $V_y > V_p$. Тогда энергия электронов в неупругом соударении с атомом ртути достаточна для перехода атома в возбужденное состояние. Характеристика задержки в этом случае изображена на Рис. 7.

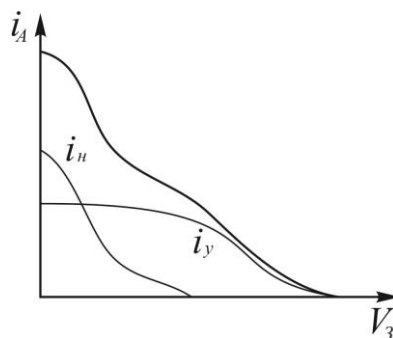


Рис. 7. Характеристика задержки триода при температуре 80°C

Ток электронов условно можно разделить на две части. Электроны, испытавшие неупругое соударение, теряют значительную часть энергии. Поэтому даже небольшое задерживающее напряжение тормозит такие электроны, и они не достигают анода. С ростом задерживающего напряжения этот ток быстро

убывает. Данный вклад в ток обозначен на Рис. 7 как i_n . Поведение электронов, испытавших только упругие удары практически без потери энергии, изображено на Рис. 7 как i_y . Вклад в ток таких электронов медленно убывает с ростом задерживающего напряжения, его поведение подобно току в характеристике задержки для малого ускоряющего напряжения $V_y < V_p$. Суммарный ток ($i_n + i_y$) имеет два плато, он выделен на Рис. 7 жирной линией. Сначала ток имеет небольшое плато, так как малое задерживающее напряжение не останавливает электроны, испытавшие неупругий удар. При большем задерживающем напряжении ток резко убывает за счет задержки электронов после неупругого удара. При еще большем напряжении задержки до анода долетают только электроны после упругих ударов. Такой вклад в ток имеет протяженное плато и затем медленно убывает. Проводить измерения характеристики задержки следует при температуре 80°C , поскольку при малой температуре лампы 20°C плотность паров мала и неупругие удары маловероятны. При большой температуре лампы 150°C плотность паров велика и вероятность неупругих становится очень большой, поэтому даже малое напряжение задержки V_z отбрасывает все электроны после неупругих ударов на сетку. В этом случае первое плато отсутствует, полный ток также имеет второе плато малого размера.

6.3.1 План проведения работы

1. Цепь должна быть собрана по схеме, изображенной на Рис. 3 инженером кабинета, проверьте правильность сборки;
2. Включите компьютер, выберите папку «УЛК Опыт Франка Герца» и запустите программу «Эксперимент»;
3. Введите свое имя и номер группы;
4. Включите модуль УЛК в сеть тумблером СЕТЬ;
5. Нажмите по очереди желтые кнопки на модуле УЛК для подачи ускоряющего напряжения и напряжения задержки;

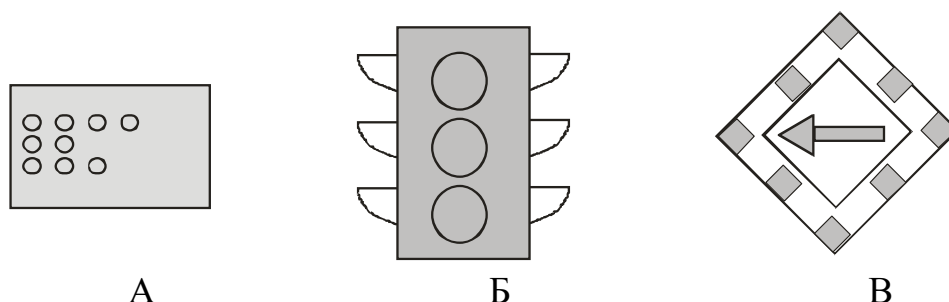


Рис. 8

6.3.1.1 Анодная характеристика при температуре 20°C

Температура на модуле трехэлектродной лампы должна быть равной 20°C.

1. В левой верхней части окна программы выберите значок **Оглавление** (Рис. 8а), при наведении курсора на него всплывает функция значка. В содержании оглавления выберите функцию **Настройка вольтамперной характеристики**.

2. В правой части экрана выберите функцию **Анодная характеристика**.

3. Регулировкой потенциометра на модуле УЛК установите максимальное ускоряющее напряжение 24 В, а задерживающее напряжение равным нулю. Значения напряжений и сила тока отображаются в левой части экрана на двух вольтметрах и амперметре. Кроме этого, отображаются температура лампы, состояние кабелей, готовность установки к работе. Если одно из окон темное, это говорит об отсутствии соединения и невозможности проводить измерения.

4. После просмотра графика, который появится в правой части экрана, выберите значок **Оглавление**, в нем функцию **Запись**.

5. В значке **Установка параметров** (Рис. 8б) выберите функцию **Анодная характеристика**, во всплывающем меню подтвердите **Запись**.

6. Если график верный, сделайте фотографию экрана.

7. Сохраните вольтамперную характеристику, напечатав название файла с указанием типа характеристики, температуры лампы и напряжений.

8. Распечатайте график.

9. Для возврата в исходное состояние нажмите значок возврата в верхней левой части экрана (Рис. 8в).

6.3.1.2 Характеристика задержки при температуре 20°C

Температура на модуле трехэлектродной лампы должна быть равной 20°C.

1. В левой верхней части окна программы выберите значок **Оглавление** (Рис. 8а), при наведении курсора на него всплывает функция значка. В содержании оглавления выберите функцию **Настройка вольтамперной характеристики**.

2. В правой части экрана выберите функцию **Характеристика задержки**.

3. Регулировкой потенциометра на модуле УЛК установите максимальное ускоряющее напряжение 10 В, а максимальное задерживающее напряжение равным 24 В. Значения напряжений и сила тока отображаются в левой части экрана на двух вольтметрах и амперметре. Кроме этого, отображаются температура лампы, состояние кабелей, готовность установки к работе. Если одно из окон темное, это говорит об отсутствии соединения и невозможности проводить измерения.

4. После просмотра графика, который появится в правой части экрана, выберите значок **Оглавление**, в нем функцию **Запись**.

5. В значке **Установка параметров** (Рис. 8б) выберите функцию **Характеристика задержки**, во всплывающем меню подтвердите **Запись**.

6. Если график верный, сделайте фотографию экрана.

7. Сохраните вольтамперную характеристику, напечатав название файла с указанием типа характеристики, температуры лампы и напряжений.

8. Распечатайте график.

9. Для возврата в исходное состояние нажмите значок возврата в верхней левой части экрана (Рис. 8в).

6.3.1.3 Анодная характеристика при температуре 80°C

1. Установите температуру на трехэлектродной лампе 80°C , нажав кнопку $>$ на модуле трехэлектродной лампы. Когда температура установится, зеленая лампочка у надписи 80°C будет устойчиво светиться.

2. В левой верхней части окна программы выберите значок **Оглавление** (Рис. 8а), при наведении курсора на него всплывает функция значка. В содержании оглавления выберите функцию **Настройка вольтамперной характеристики**.

3. В правой части экрана выберите функцию **Анодная характеристика**.

4. Регулировкой потенциометра на модуле УЛК установите максимальное ускоряющее напряжение 24 В , а задерживающее напряжение равным нулю. Значения напряжений и сила тока отображаются в левой части экрана на двух вольтметрах и амперметре. Кроме этого, отображаются температура лампы, состояние кабелей, готовность установки к работе. Если одно из окон темное, это говорит об отсутствии соединения и невозможности проводить измерения.

5. После просмотра графика, который появится в правой части экрана, выберите значок **Оглавление**, в нем функцию **Запись**.

6. В значке **Установка параметров** (Рис. 8б) выберите функцию **Анодная характеристика**, во всплывающем меню подтвердите **Запись**.

7. Если график верный, сделайте фотографию экрана.

8. Сохраните вольтамперную характеристику, напечатав название файла с указанием типа характеристики, температуры лампы и напряжений.

9. Распечатайте график.

10. Для возврата в исходное состояние нажмите значок возврата в верхней левой части экрана (Рис. 8в).

6.3.1.4 Характеристика задержки при температуре 80°C

Температура на модуле трехэлектродной лампы должна быть равной 80°C .

1. В левой верхней части окна программы выберите значок **Оглавление** (Рис. 8а), при наведении курсора на него всплывает функция значка. В содержании оглавления выберите функцию **Настройка вольтамперной характеристики**.

2. В правой части экрана выберите функцию **Характеристика задержки**.

3. Регулировкой потенциометра на модуле УЛК установите максимальное ускоряющее напряжение $10\text{--}12\text{ В}$, а максимальное задерживающее напряжение равным 24 В . Значения напряжений и сила тока отображаются в левой части экрана на двух вольтметрах и амперметре. Кроме этого, отображаются температура лампы, состояние кабелей, готовность установки к работе. Если одно из окон темное, это говорит об отсутствии соединения и невозможности проводить измерения.

4. После просмотра графика, который появится в правой части экрана, выберите значок **Оглавление**, в нем функцию **Запись**.

5. В значке **Установка параметров** (Рис. 8б) выберите функцию **Характеристика задержки**, во всплывающем меню подтвердите **Запись**.

6. Если график верный, сделайте фотографию экрана.

7. Сохраните вольтамперную характеристику, напечатав название файла с указанием типа характеристики, температуры лампы и напряжений.

8. Распечатайте график.

9. Для возврата в исходное состояние нажмите значок возврата в верхней левой части экрана (Рис. 8в).

В конце работы уменьшите до нуля ускоряющее напряжение и напряжение задержки с помощью ручек потенциометра на блоке УЛК. Затем понизьте температуру лампы с помощью кнопки $<$ на модуле трехэлектродной лампы. Дождитесь, когда устойчиво загорится лампочка на модуле лампы около температуры 20°C , выключите питание модуля УЛК тумблером СЕТЬ. Закройте программу. Вычислите длину свободного пробега электронов при 20°C и 80°C с помощью формул (2) и (3). Вычислите длину волны фотона, излучаемого в опыте возбужденного атомами ртути, используя уравнение (4). Объясните полученные результаты. Сделайте выводы.

6.3.2. Контрольные вопросы для сдачи допуска

1. Как устроена трехэлектродная лампа?

2. Что такое анодная характеристика лампы? Как она выглядит при низкой температуре лампы, почему достигает насыщения при напряжении выше $20\text{--}25\text{ В}$?

3. Что такое длина свободного пробега? Как она зависит от температуры газа в лампе?

4. Как выглядит анодная характеристика газонаполненной лампы при температуре более 80° ? Объясните появление нескольких максимумов и минимумов на этой кривой.

5. Что такое характеристика задержки лампы? Как она выглядит при низкой температуре лампы, почему наблюдается плато при низком напряжении задержки?

6. Как выглядит характеристика задержки газонаполненной лампы при высокой температуре, почему наблюдаются два плато при низком напряжении задержки, меньшем 24 В ?

6.3.3. Контрольные вопросы для сдачи отчета

1. Что такое опыт Франка-Герца?

2. Как зависит плотность паров ртути в лампе от температуры?

3. Почему убывает длина свободного пробега электронов в лампе с ростом температуры газа?

4. Вычислите длину свободного пробега электронов при температурах 20°C и 80°C .

5. Как связаны значения напряжений, при которых наблюдаются минимумы в анодной характеристике и разность энергий атома ртути ($E_2 - E_1$) в возбужденном и основном состоянии?

6. Вычислите по анодной характеристике при температуре 80°C разность энергий атома ($E_2 - E_1$) в возбужденном и основном состоянии.

7. Расчеты с объяснением. Анализ результатов.

6.4. Список рекомендуемой литературы

1. Милантьев В.П. Атомная физика / В.П. Милантьев – 2-е издание испр. и доп. – Москва: Издательство Юрайт, 2018. – 415 с.

2. Матвеев А.Н. Атомная физика / А.Н. Матвеев. – Москва: Высшая школа, 1989. – 439 с.

7. Дифракция электронов

Цель работы: усвоение знаний по разделу «Волновые свойства элементарных частиц», приобретение практических навыков в измерении длины волны электрона.

Оборудование

Необходимое оборудование лабораторной работы представлено на Рис. 1:

1. электронная дифракционная лампа;
2. источник высокого напряжения;
3. пластмассовый штангенциркуль.

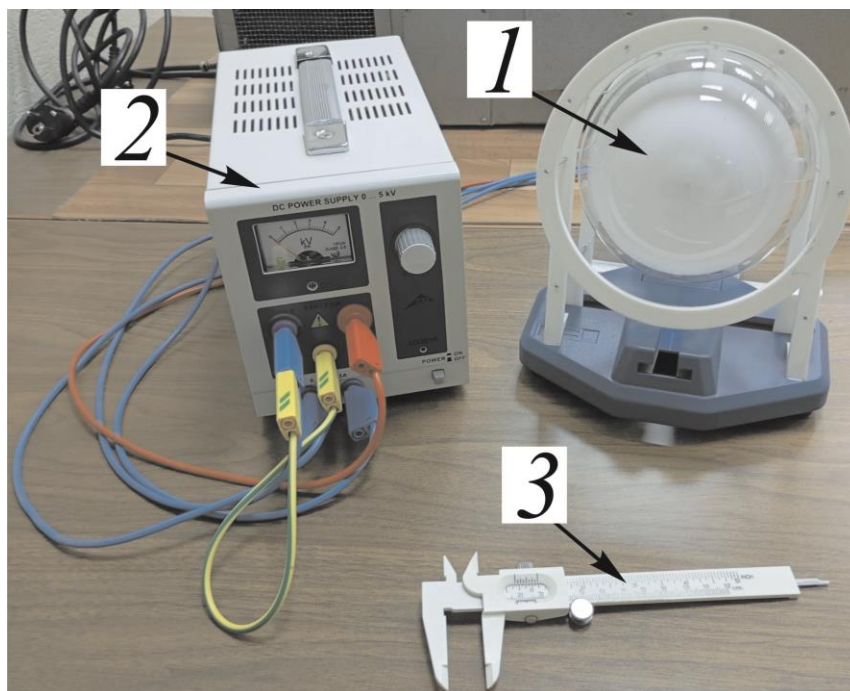


Рис. 1. Лабораторная установка

7.1. Задание для работы

Определить зависимость длины волны электрона от его скорости.

7.2. Методика эксперимента

7.2.1. Краткие теоретические сведения

После создания модели Бора возник вопрос, является ли электрон волной? Если он является волной, он должен дифрагировать на преградах, размер которых сравним с его длиной волны. В 1927 г. Дэвисон и Джермер наблюдали дифракцию в отраженных лучах пучка электронов на поликристалле никеля. В данной работе рассеяние происходит на поликристалле графита. Поликристалл состоит из большого числа монокристаллов. Пучок электронов, вылетевших из катода лампы, разгонялся в вакууме электрическим полем с разницей потенциалов от нескольких сот вольт до нескольких киловольт.

Пусть электроны, вылетевшие из катода лампы, имеют нулевую скорость $v_0 = 0$. Они попадают в электрическое поле, созданное положительно заряженным анодом лампы, напряжение между анодом и катодом равно V . Для определенности выберем потенциал катода нулевым $\phi_k = 0$, потенциал анода равным V . Применим закон сохранения энергии. При вылете из катода энергия электрона E равна нулю

$$E = \frac{mv_0^2}{2} + q\phi_k = 0 + 0 = 0,$$

на аноде она по прежнему равна нулю и складывается из кинетической и потенциальной энергий:

$$E = \frac{mv^2}{2} + qV = 0 \rightarrow \frac{p^2}{2m} - |q|V = 0 \rightarrow p = \sqrt{2m|q|V}.$$

Здесь $q = -1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$ – заряд электрона, m – масса электрона, $p = mv$ – модуль его конечного импульса.

В соответствии с гипотезой де Бройля, длина волны электрона λ равна

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{\sqrt{2m|q|V}} \quad (1)$$

Электроны, имеющие большой импульс, направляют на поликристалл, например, графита. Рассмотрим два пути, по которым шли электроны (Рис. 2). Они падают на малый монокристалл, расстояние между двумя параллельными соседними слоями атомов равно d , угол скольжения обозначим α . В данной работе лучше всего заметна дифракция на двух наборах плоскостей, расстояние между которыми обозначим d_1, d_2 . Рассмотрим случай, когда межплоскостное расстояние равно d_1 .

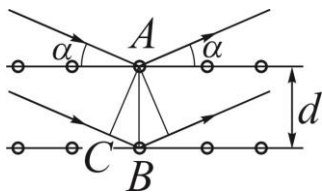


Рис. 2. Дифракция электронов на монокристалле

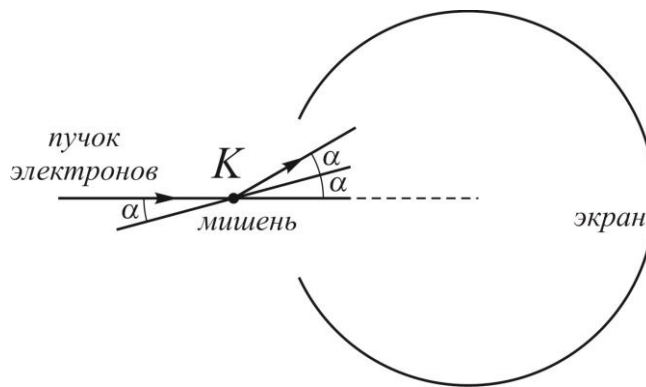


Рис. 3. Распределение электронов после дифракции на кристалле

Разность хода двух лучей равна $2BC$. В прямоугольном треугольнике $\triangle ABC$ катет BC лежит против угла α , гипотенуза треугольника равна $AB = d_1$. Поэтому разность хода двух лучей

$$2BC = 2d_1 \sin \alpha \quad (2)$$

Условие наблюдения максимума интерференции в отраженных лучах

$$2d_1 \sin \alpha = m\lambda \quad (3)$$

здесь m – любое целое число $0, \pm 1, \pm 2, \pm 3 \dots$. Если бы использовался монокристалл графита, на который направлен узкий пучок электронов, то при определенных значениях угла скольжения наблюдался бы узкий отраженный пучок, при остальных углах отраженный пучок имел бы заметно меньшую интенсивность. В случае поликристалла даже в узком пучке электронов поместится большое число малых монокристаллов. В части из них направление плоскостей атомов в точности такое, при котором угол скольжения удовлетворяет уравнению (2). Поэтому при таком расположении монокристалла в направлении, составляющем угол α с направлением первоначального пучка, будет наблюдаться максимум. Отраженные лучи будут лететь вдоль боковой поверхности конуса, направляющие которого составят угол 2α с осью конуса (Рис. 3). Мишень расположена на краю лампы, имеющей форму сферы радиуса $ON = R = D/2$ с центром в точке O (Рис. 4). Стекло лампы покрыто с внутренней стороны люминесцентным веществом, которое светится при попадании на него быстрых заряженных частиц. Электроны, летящие вдоль боковой поверхности конуса, попадают на экран и образуют на нем узкое кольцо радиуса $r = ML = D_1/2$ (Рис. 4).

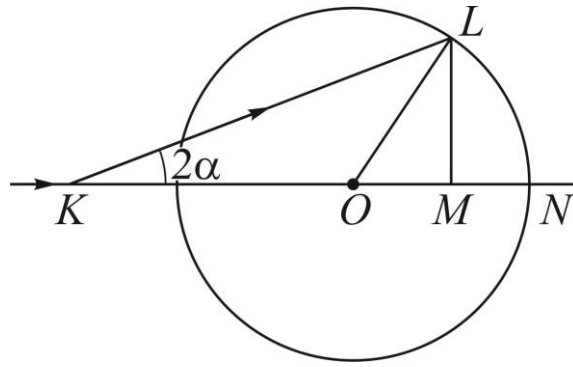


Рис. 4. Определение радиуса кольца на поверхности лампы

Номер 1 отвечает дифракции на плоскостях с межплоскостным расстоянием d_1 . Из прямоугольного треугольника $\triangle LOM$ отрезок OM равен:

$$OM = \frac{1}{2} \sqrt{D^2 - D_1^2}.$$

Поэтому отрезок MN равен:

$$MN = ON - OM = \frac{D}{2} - \frac{1}{2} \sqrt{D^2 - D_1^2}.$$

Катет KM из $\triangle KML$ равен

$$KM = KN - MN = L - \frac{D}{2} + \frac{1}{2} \sqrt{D^2 - D_1^2}.$$

Из прямоугольного треугольника $\triangle KML$ найдем тангенс угла $\angle LKM = 2\alpha$:

$$\operatorname{tg} 2\alpha = \frac{LM}{KM} = \frac{D_1}{2 \left(L - \frac{D}{2} + \frac{1}{2} \sqrt{D^2 - D_1^2} \right)}.$$

Измерив расстояния L , D , D_1 , из этого уравнения можно найти угол α и определить длину волну электрона из уравнения (2). Порядок дифракционного максимума в данной работе равен единице, поскольку отчетливо видны только максимумы первого порядка $m=1$.

Малый монокристалл нельзя считать плоской дифракционной решеткой. Можно провести атомные плоскости по-другому, так что расстояние между слоями будет другим. Если на такой атомной плоскости окажется мало атомов, отражение станет происходить слабее и кольца на поверхности лампы будут плохо различимыми. Как правило, для каждого кристалла есть несколько характерных наборов атомных плоскостей, которые и дают наибольший вклад в дифракцию. Для таких плоскостей характерно малое расстояние между ними и достаточно большая плотность атомов на плоскостях. На данной установке дают вклад в дифракцию плоскости с расстояниями $d_1 = 123 \text{ нм}$ и $d_2 = 213 \text{ нм}$. Для второго межплоскостного расстояния d_2 также наблюдаются дифракционные

кольца первого порядка диаметра D_2 , все вычисления проводятся аналогично. Полученное значение длины волны электрона при данном напряжении должно быть приближенно равным значению длины волны, вычисленной для межплоскостного расстояния d_1 . При этом меньшему межплоскостному расстоянию отвечает больший угол α . Вычисленные длины волн следует сравнить с длиной волны де Бройля, вычисленной в соответствии с формулой (1).

Для расчета длины волны можно использовать и приближенную формулу. Расстояние от поликристалла графита до поверхности лампы $KN = L = 130 \text{ мм}$ приближенно равно KM , поскольку точка M близка к поверхности сферы. Угол $\angle LKM = 2\alpha$, тангенс этого угла из $\triangle LKM$

$$\operatorname{tg} 2\alpha = \frac{LM}{KM} \approx \frac{LM}{KN} = \frac{D_1}{2KN} = \frac{D_1}{2L}.$$

Для малых углов α верно приближение

$$\operatorname{tg} 2\alpha \approx 2\alpha.$$

Поэтому угол α приближенно равен

$$\alpha \approx \frac{D_1}{4L}.$$

Из уравнения (3) получаем длину волны λ :

$$\lambda = \frac{d_1 D_1}{2Lm}.$$

Здесь мы использовали равенство, приближенно верное при малых углах $\sin \alpha \approx \alpha$. В данной работе наблюдаются только максимумы первого порядка $m=1$. Поэтому окончательная формула длины волны из данных дифракционного максимума для межплоскостного расстояния d_1 примет вид:

$$\lambda = \frac{d_1 D_1}{2L}. \quad (4)$$

Аналогичная формула верна для второго межплоскостного расстояния d_2 . Вычисленные длины волн следует сравнить с длиной волны де Бройля, полученной по формуле (1).

7.2.2. План проведения работы

1. Проверьте правильность сборки схемы в соответствии с Рис. 5. Низкое напряжение $6,3 \text{ В}$ подается для накала катода, высокое напряжение подается между катодом и анодом для разгона электронов. Установка должна быть заземлена.

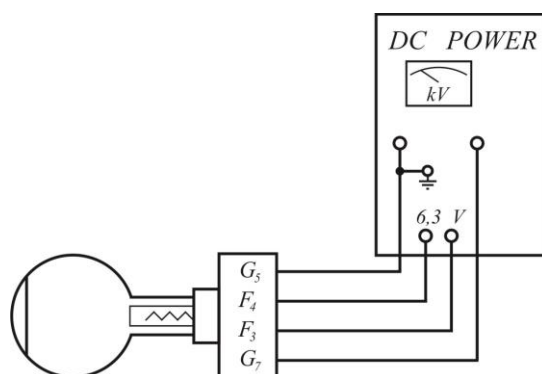


Рис. 5. Принципиальная схема установки

2. В присутствии лаборанта включите высокое напряжение, установите напряжение 5кВ и измерьте радиус двух дифракционных колец на выпуклой поверхности лампы. Термокатодные лампы представляют собой вакуумные стеклянные лампы с тонкими стенками. Такую лампу нельзя подвергать каким-либо механическим воздействиям. Поэтому измерения диаметров проводят с помощью штангенциркуля из пластмассы.

3. Пошагово снижайте напряжение с шагом 500В вплоть до 2500В , измеряя диаметры колец при каждом напряжении.

4. Занесите данные в Таблицу 1.

Таблица 1

$V, \text{В}$	$\lambda(V), \text{нм}$	$D_1, \text{мм}$	$\alpha_1, \text{рад}$	$\lambda_1, \text{нм}$	$D_2, \text{мм}$	$\alpha_2, \text{рад}$	$\lambda_2, \text{нм}$
5000 В							
4500 В							
4000 В							
3500 В							
3000 В							
2500 В							

5. Уменьшите высокое напряжение до нуля и отключите установку.

6. Рассчитайте длину волны де Бройля для электрона по формуле (1) и занесите значение в Таблицу 1.

7. Рассчитайте длину волны де Бройля электрона по формуле (4) для двух дифракционных колец при каждом значении напряжения. При расчетах используйте значения $L = 130\text{мм}$, $D = 100\text{мм}$, $d_1 = 123\text{нм}$, $d_2 = 213\text{нм}$. Занесите данные в Таблицу 1.

8. Нарисуйте график зависимости $\lambda = f\left(\frac{1}{\sqrt{V}}\right)$. В качестве длины волны укажите отдельно длины волн, вычисленных по формулам (1) и (4).

9. Объясните ход графика. Сделайте выводы.

7.3.1. Контрольные вопросы для сдачи допуска

1. Укажите связь импульса частицы и ее длины волны. Гипотеза де Бройля.
2. Как вычислить длину волны де Бройля для электрона, который был ускорен электрическим полем напряжения V ?
3. Определение кристаллической решетки. Что такое межплоскостное расстояние в кристалле?
4. Приведите формулу Вульфа-Брэгга. Назовите величины, входящие в эту формулу.
5. От чего зависит диаметр дифракционных колец электрона при дифракции на монокристалле?

7.3.2. Контрольные вопросы для сдачи отчета

1. Укажите основные параметры электрона.
2. Выведите формулу Вульфа-Брэгга. Почему m должно быть целым числом?
3. Почему при рассеянии пучка электронов на поликристалле графита отраженные электроны летят в основном вдоль боковой поверхности конуса?
4. Наблюдается дифракция электронов на двух типах плоскостей с межплоскостными расстояниями d_1 и d_2 , причем $d_1 < d_2$. В каком из двух случаев первый дифракционный максимум будет наблюдаться под большим углом?
5. Расчеты с объяснением. Анализ результатов.
6. Вывод из проделанной работы.

7.4. Список рекомендуемой литературы

1. Милантьев В.П. Атомная физика / В.П. Милантьев – 2-е издание испр. и доп. – Москва: Издательство Юрайт, 2018. – 415 с.
2. Матвеев А.Н. Атомная физика / А.Н. Матвеев. – Москва: Высшая школа, 1989. – 439 с.

8. Характеристическое рентгеновское излучение

Цель работы: исследование характеристического рентгеновского излучения и определение энергетических уровней атома меди.

Оборудование

Необходимое оборудование лабораторной работы представлено на Рис. 1:

1. модуль с рентгеновской трубкой;
2. отверстие для выхода рентгеновского излучения;
3. гониометр с монокристаллом;
4. счетчик;
5. набор диафрагм;
6. исследуемые кристаллы в держателе.

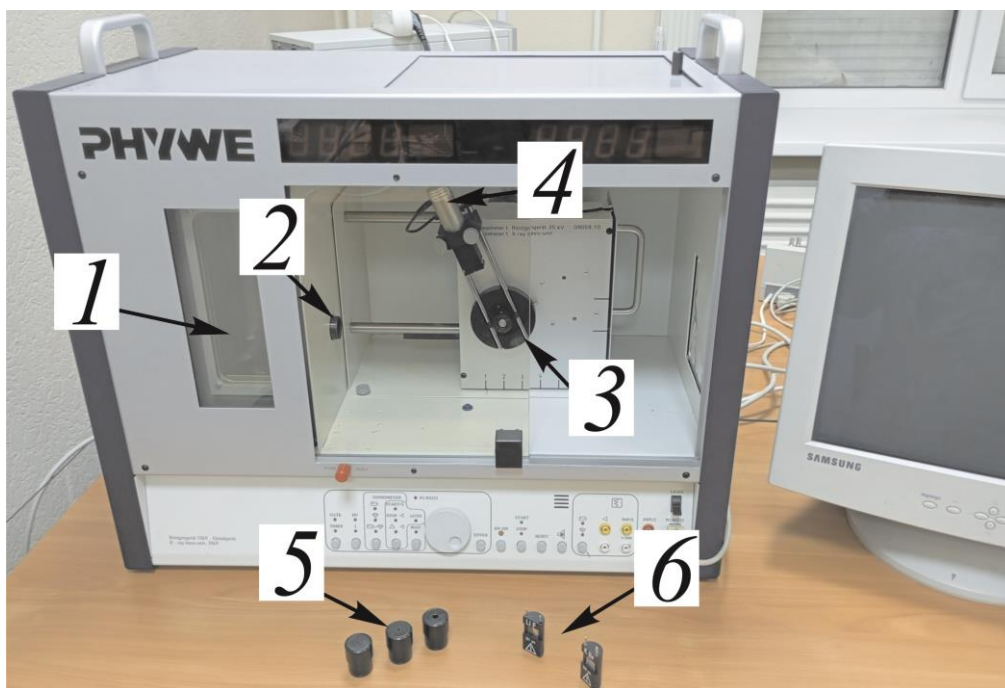


Рис. 1. Лабораторная установка

8.1. Задание для работы

Определить длины волн характеристического рентгеновского излучения меди.

8.2. Методика эксперимента

8.2.1. Краткие теоретические сведения

Рентгеновское излучение представляет собой электромагнитное излучение с длиной волны от $800 \text{ \AA}$ до $10^{-4} \text{ \AA}$, что отвечает энергии кванта излучения от $15,5 \text{ эВ}$ до $12,4 \cdot 10^7 \text{ эВ}$. Для получения рентгеновского излучения используется рентгеновская трубка. Она состоит из стеклянного баллона, в котором давление газа составляет от 10^{-3} до 10^{-5} мм рт.ст. Трубка содержит два электрода: катод K и анод A (Рис. 2). Катодом является спираль из вольфрама, через которую пропускают ток от низковольтного источника питания. Спираль нагревается при прохождении тока и становится источником термоэлектронов. Анод, или антикатод, представляет собой массивный металлический стержень. В данном случае он изготовлен из меди. Между катодом и анодом прикладывают напряжение $U_{AK} > 0$ величиной в несколько десятков киловольт. Термоэлектроны разгоняются разностью потенциалов, летят к аноду и тормозятся на его поверхности.

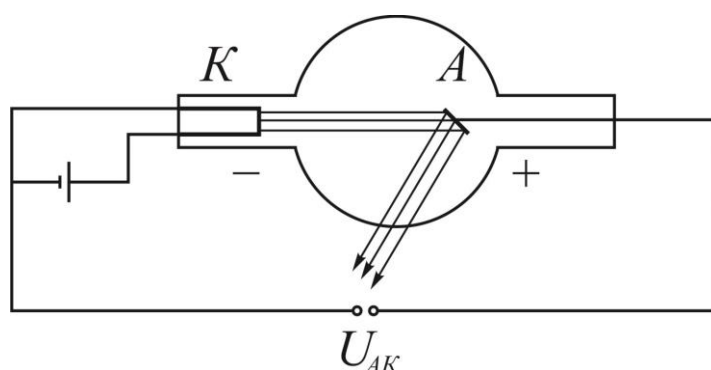


Рис. 2. Принципиальная схема установки

Торможение электронов приводит к появлению электромагнитного излучения, имеющего сплошной спектр. Это излучение называется тормозным рентгеновским излучением. На Рис. 3 приведены спектры тормозного рентгеновского излучения при трех значениях напряжения U_{AK} .

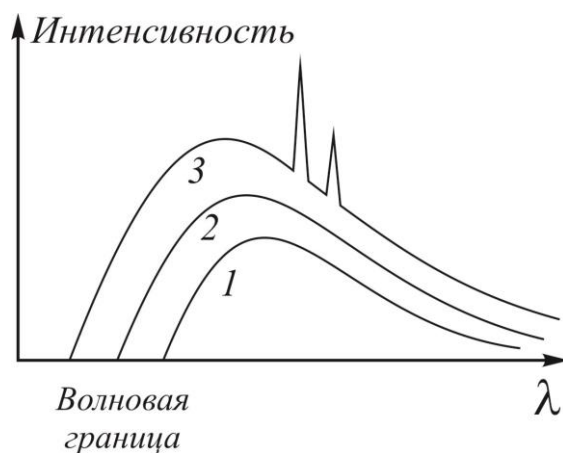


Рис. 3. Спектры тормозного рентгеновского излучения

В первом случае напряжение минимально, третий график отвечает максимальному напряжению U_{AK} . Спектр излучения имеет четкую границу в области малых длин волн, а значит большой энергии излученных фотонов. Граничная длина волны λ_{min} определяется из закона сохранения энергии. Энергия рентгеновского фотона $h\nu$ не может превышать кинетическую энергию ускоренного электрона, которая равна изменению его потенциальной энергии $|q|U_{AK}$:

$$\frac{mv^2}{2} = |q|U_{AK} = \frac{ch}{\lambda_{min}} \rightarrow \lambda_{min} = \frac{ch}{|q|U_{AK}}. \quad (1)$$

Наличие коротковолновой границы сплошного спектр говорит о квантовой природе излучения атомов вещества, находящихся в возбужденном состоянии.

При малой энергии электрона наблюдается только непрерывный спектр излучения, это графики 1 и 2 на Рис. 3. При большой энергии падающих на анод электронов на фоне непрерывного спектра появляются отдельные резкие линии. Это линейчатый спектр 3 на Рис. 3. Непрерывный спектр излучения электронов не зависит от материала анода, линейчатый спектр уникален для каждого материала и называется характеристическим рентгеновским спектром. Вид характеристического рентгеновского спектра связан с процессами, происходящими во внутренних электронных оболочках атомов.

Состояние электрона в атоме задается его энергией E_n , где n —натуральное число, моментом импульса относительно ядра L (орбитальным моментом), L_z —проекцией вектора орбитального момента на ось Oz , проекцией спина S_z на ось Oz . Полный момент импульса $\vec{J}$ равен сумме орбитального и спинового моментов

$$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}.$$

Все перечисленные величины принимают дискретные значения. Например, в атоме водорода энергия электрона равна

$$E_n = -\frac{k^2 q^4 m}{2\hbar^2 n^2}.$$

Здесь n – главное квантовое число, оно принимает натуральные значения, постоянная закона Кулона $k=9 \cdot 10^9 \text{ Н} \cdot \text{м}^2 / \text{Кл}^2$, q и m – заряд и масса электрона, $\hbar = h/(2\pi)$ и h – постоянная Планка. Квадрат орбитального момента равен

$$L^2 = \hbar^2 l(l+1),$$

где l – орбитальное квантовое число, которое принимает значения $l=0, 1, \dots (n-1)$.

Проекция вектора орбитального момента на ось Oz равна

$$L_z = \hbar m_l,$$

где орбитальное магнитное квантовое число принимает $(2l+1)$ значения $m_l=0, \pm 1, \pm 2, \dots \pm l$. Проекция спинового момента на любую ось имеет вид

$$S_z = \hbar m_s,$$

здесь спиновое квантовое число $m_s = \pm 1/2$. Квадрат полного момента импульса равен

$$J^2 = \hbar^2 j(j+1),$$

а величина j равна либо $(l+1/2)$, либо $(l-1/2)$ в зависимости от взаимной ориентации орбитального и спинового моментов. Набор четырех квантовых чисел n, l, m_l, m_s либо n, l, j, m_j однозначно задают состояние электрона в атоме. Нужно отметить, что две одинаковые частицы с полуцелым спином не могут одновременно находиться в состоянии, в котором у них одинаковы все характеристики, такие частицы называют Ферми частицами. Поэтому состояния двух электронов в атоме должны отличаться значением хотя бы одного квантового числа.

Совокупность электронов, имеющих одинаковую величину энергии, а значит одинаковое главное квантовое число, называют оболочкой. Оболочка с $n=1$ называют K -оболочкой, с $n=2$ – L -оболочкой и далее по алфавиту.

Таблица 1

Орбитальный момент L	0	1	2	3	4	5	...
Обозначение состояния электрона	s	p	d	f	g	h	...

В атомной физике для краткости описания принимаются обозначения состояний электронов с различными значениями квантового числа l . Электрон в состоянии $l=0$ называют s - электроном; если $l=1$, то его называют p - электроном, если $l=2$, то его называют d - электроном и т. д. (Таблица 1).

На Рис. 4 изображено схематически расположение электронов на уровнях энергии в атоме. Электроны атома изображены черными кружками. На K -оболочке допустимое значение орбитального момента $l=0$, это s - состояние электрона. Проекция спина электрона принимает два значения $m_s = \pm 1/2$, поэтому

на этой оболочке могут одновременно находиться два электрона. На следующей L -оболочке главное квантовое число равно $n=2$, поэтому допустимы значения орбитального момента $l=0$ (s - электрон) и $l=1$ (p -электрон). Для s -электрона возможны значения проекции спина $m_s=\pm 1/2$, поэтому на уровне с орбитальным моментом $l=0$ могут находиться два электрона. На уровне с орбитальным моментом $l=1$ могут находиться три электрона с проекциями орбитального момента $m_l=0, \pm 1$. Учитывая спин электрона, возможны шесть состояний электронов. В итоге на L оболочке могут быть восемь электронов. Пусть электрон, налетевший на анод (он изображен полым кругом), выбивает один из электронов из K -оболочки (Рис. 4а, 4б). Тогда в K -оболочке возникает вакансия и один из электронов L -оболочки может перейти на нижний уровень в K -оболочке, испустив квант рентгеновского излучения (Рис. 4в). По закону сохранения энергии фотон будет иметь энергию $E_L - E_K$. На свободное место в L -оболочке может перейти электрон с высшего уровня, излучив фотон соответствующей энергии. Спектр излученных фотонов зависит от структуры уровней энергии электрона в атоме, поэтому каждый химический элемент характеризуется своим собственным спектром характеристического излучения.

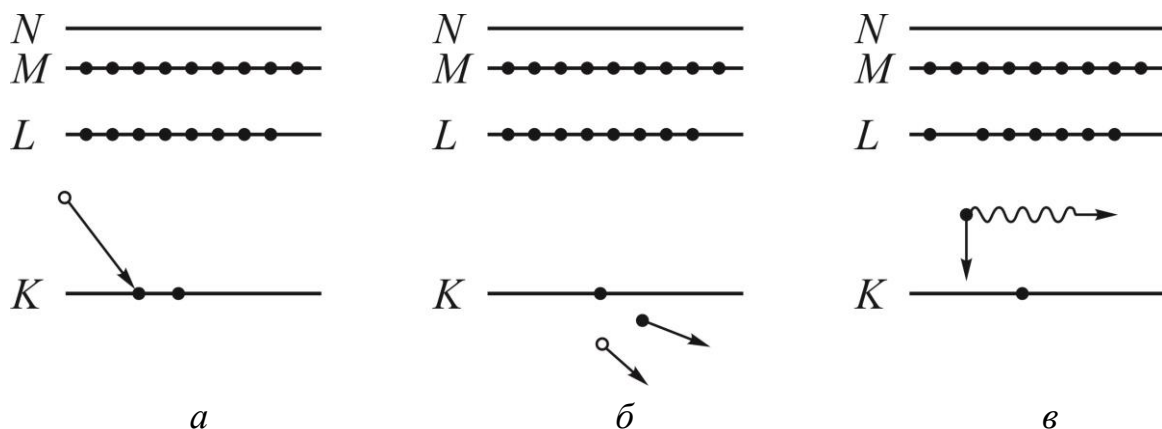


Рис. 4. Распределение электронов по уровням энергии в атоме

Переходы электронов с верхних уровней энергии на нижние подчиняются правилам отбора. Допустимы изменения орбитального момента $\Delta l=0, \pm 1$. При этом Δl может быть равным нулю лишь тогда, когда либо начальный, либо конечный орбитальный моменты отличны от нуля. Аналогичное правило отбора верно для полного момента импульса.

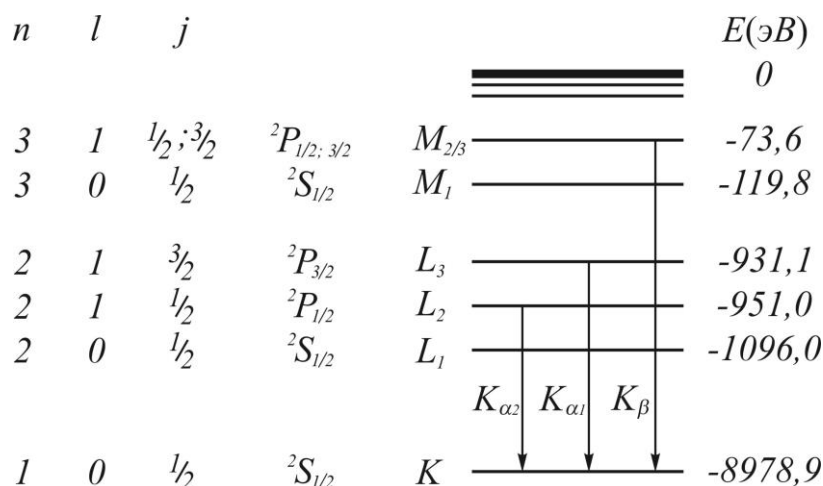


Рис. 5. Уровни энергии электрона в атоме меди

Линии спектра принято объединять в серии. К одной серии принадлежат линии, возникающие при переходах электронов на одну и ту же оболочку. Если фотон излучается при переходе электрона на K -оболочку, то линия входит в K -серию. Аналогично, L -серия состоит из линий, возникающих при переходе электронов на L -оболочку.

Схема уровней энергии электрона в атоме меди приведена на Рис. 5. Основной вклад в K -серию вносят три линии: $K_{\alpha_1}, K_{\alpha_2}, K_{\beta}$. На уровне энергии L_3 орбитальный момент $l=1$, полный момент импульса $j=3/2$. Поэтому при переходе на уровень энергии K изменение орбитального момента $\Delta l=1$, изменение полного момента импульса $\Delta j=1$, это разрешенный переход. Энергия излученного фотона по закону сохранения энергии равна

$$E_{K_{\alpha_1}} = E_{L_3} - E_K = -931,1 + 8978,9 = 8047,8 \text{ эВ.}$$

На уровне энергии L_2 орбитальный момент $l=1$, полный момент импульса $j=1/2$. Поэтому при переходе на уровень энергии K изменение орбитального момента $\Delta l=1$, изменение полного момента импульса $\Delta j=0$, это разрешенный переход. Энергия излученного фотона равна

$$E_{K_{\alpha_2}} = E_{L_2} - E_K = -951,0 + 8978,9 = 8027,9 \text{ эВ.}$$

Энергии двух гамма квантов близки и две линии в спектре фотонов не будут различаться. Выберем в качестве энергии фотона среднее значение

$$E_{K_{\alpha}} = 8037,9 \text{ эВ.}$$

Длина волны кванта рентгеновского излучения равна

$$\lambda_{\alpha} = \frac{ch}{E_{K_{\alpha}}} = 154,7 \text{ нм.} \quad (2)$$

Для перехода электрона с уровня энергии M на уровень K разрешены два случая. Электрон с орбитальным моментом импульса $l=1$ и полным моментом импульса $j=3/2$ или $1/2$ переходит в s - состояние с полным моментом импульса $j=1/2$. Оба перехода разрешены, энергия фотона при этом равна

$$E_{K\beta} = E_{M_2} - E_K = -73,6 + 8978,9 = 8905,3 \text{ эВ}.$$

Длина волны излученного кванта

$$\lambda_{\beta} = \frac{ch}{E_{K\alpha}} = 139,6 \text{ нм}. \quad (3)$$

Длину волны рентгеновских фотонов можно определить, изучая их дифракцию на кристалле. Параллельный пучок лучей с длиной волны λ падает на систему параллельных и отстоящих друг от друга на одинаковое расстояние атомных плоскостей кристалла (см. Рис. 6). Расстояние между двумя параллельными соседними слоями атомов равно d , его называют межплоскостным расстоянием. Угол скольжения обозначим α .

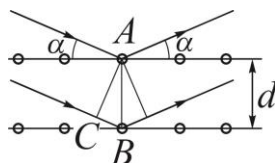


Рис. 6. Дифракция электронов в отраженных лучах на монокристалле

Разность хода двух лучей равна $2BC$. В прямоугольном треугольнике $\triangle ABC$ катет BC лежит против угла α , гипотенуза треугольника равна $AB = d$. Поэтому разность хода двух лучей

$$2BC = 2d \sin \alpha \quad (4)$$

Условие наблюдения максимума интерференции в отраженных лучах

$$2d \sin \alpha = m\lambda \quad (5)$$

Здесь m – порядок дифракционного максимума, принимает любые целые значения $0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$. Наблюдая максимумы рентгеновского излучения под углами $\alpha_1, \alpha_2, \dots$ для дифракционных максимумов порядка $m_1=1, m_2=2, \dots$ можно определить длины волн рентгеновского излучения и сравнить их с предсказаниями формул (2) и (3).

8.3.1 План проведения работы

1. Установите кристалл LiF в держателе на гониометре. В отверстие выхода рентгеновского излучения установите диафрагму диаметром 1 мм для кристалла LiF . Подключите компьютер.

2. Выберите рабочие параметры программы:
 - а) режим авто- и связанных колебаний;
 - б) временной шаг 2 сек, а угловой шаг $-0,1^\circ$;
 - в) угол развертки $6^\circ-55^\circ$ для монокристалла LiF , угол $6^\circ-75^\circ$ для монокристалла KBr ;
 - г) анодное напряжение $U_A=35$ кВ, анодный ток $I_A=1$ мА.

3. Снимите зависимость интенсивности рентгеновских лучей, испускаемых медным анодом как функцию угла скольжения α при использовании монокристалла LiF . Распечатайте график. Для точного определения углов дифракционных максимумов используйте функцию **peak analyses**. Межплоскостное расстояние для монокристалла LiF равно 201 нм.

4. Повторите пункты 1–3 с использованием в качестве анализатора монокристалла KBr . В отверстие выхода рентгеновского излучения установите диафрагму диаметром 2 мм для KBr . Кристалл KBr вклеен не идеально параллельно кристаллографическому направлению, поэтому к полученным значениям углов α следует прибавлять 1° . Межплоскостное расстояние для монокристалла KBr равно $d=329$ нм.

5. Заполните таблицу на основе данных, полученных при выполнении пунктов 3 и 4. Длину волны определите по формуле (5), сравните с предсказаниями этой длины волны из формул (2) и (3).

Таблица 1

Порядок дифракции	$\alpha, ^\circ$	Длина волны (нм)	Энергия (эВ)
Анализатор LiF			
Анализатор KBr			

6. Сделайте выводы.

8.3.2. Контрольные вопросы для сдачи допуска

1. Каков механизм возникновения сплошного рентгеновского спектра?
2. Почему сплошной рентгеновский спектр одинаков для различных материалов анода?
3. Почему рентгеновский спектр имеет коротковолновую границу?
4. Почему характеристическое рентгеновское излучение возникает только при установке большого напряжения между анодом и катодом?
5. Сформулируйте принцип Паули.

8.3.3. Контрольные вопросы для сдачи отчета

1. Что такое межплоскостное расстояние в кристалле?
2. Приведите определение кристаллической решетки. Приведите формулу Вульфа-Брэгга. Назовите величины, входящие в эту формулу.
3. Выведите формулы Вульфа-Брэгга. Почему m должно быть целым числом?
4. Сформулируйте правила отбора для возможных переходов электрона с одного энергетического уровня на другой уровень энергии.
5. Почему характеристическое рентгеновское излучение содержит только фотоны определенных длин волн?
6. Наблюдается дифракция рентгеновского излучения на двух различных кристаллах с межплоскостными расстояниями d_1 и d_2 , причем $d_1 < d_2$. В каком из двух случаев первый дифракционный максимум будет наблюдаться под большим углом?
7. Приведите расчеты с объяснением. Представьте анализ результатов.

8.4. Список рекомендуемой литературы

1. Милантьев В.П. Атомная физика / В.П. Милантьев – 2-е издание испр. и доп. – Москва: Издательство Юрайт, 2018. – 415 с.
2. Матвеев А.Н. Атомная физика / А.Н. Матвеев. – Москва: Высшая школа, 1989. – 439 с.

9. Электронный парамагнитный резонанс

Цель работы: изучение электронного парамагнитного резонанса.

Оборудование

Необходимое оборудование лабораторной работы представлено на Рис. 1:

1. электронный парамагнитный резонатор (ЭПР) с полевыми катушками;
2. блок питания ЭПР;
3. управляющий элемент ЭПР;
4. мультиметр;
5. осциллограф.

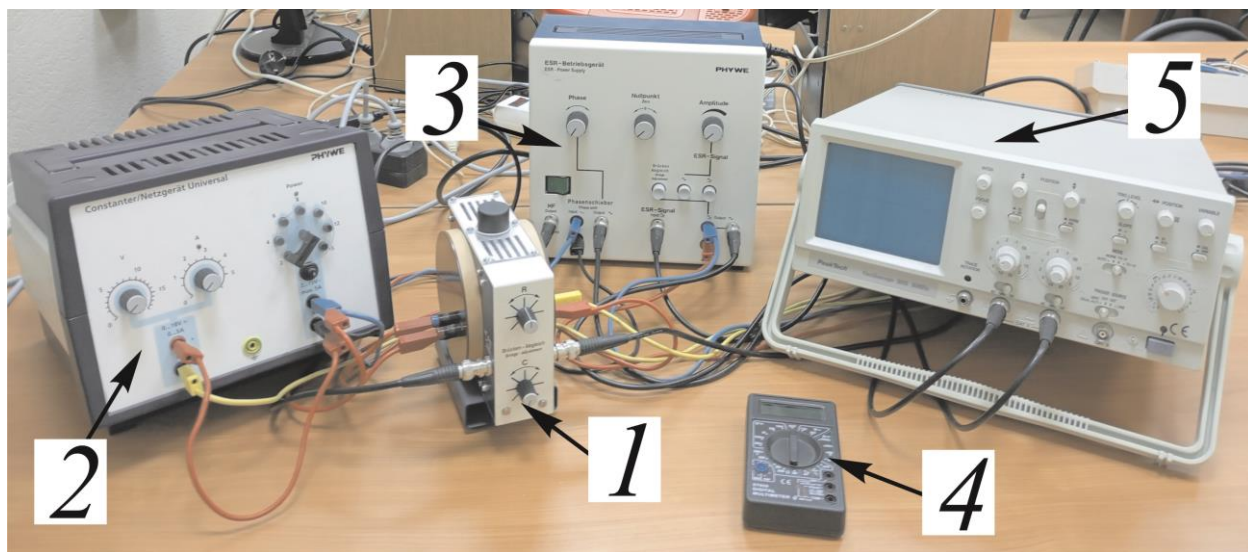


Рис. 1. Экспериментальная установка

9.1. Задание для работы

Измерить g-фактор Ланде свободного электрона.

9.2. Методика эксперимента

9.2.1. Краткие теоретические сведения

Эффектом Зеемана называется расщепление спектральных линий излучения атома в постоянном внешнем магнитном поле. Оно было открыто П. Зееманом в 1896 году и объясняется расщеплением энергетических уровней электронов, имеющих магнитный момент $\vec{\mu}$, во внешнем магнитном поле B . Энергия магнитного момента $\vec{\mu}$ во внешнем магнитном поле $\vec{B}$ равна их скалярному произведению:

$$E = -(\vec{\mu} \cdot \vec{B}). \quad (1)$$

Минимум энергии достигается при ориентации магнитного момента вдоль вектора индукции магнитного поля. Парамагнетиками называют вещества, молекулы которых обладают постоянным магнитным моментом. Поэтому при внесении парамагнетика в магнитное поле магнитные моменты в основном совпадают по направлению с индукцией внешнего поля и усиливают его. Парамагнетиком может быть вещество, атомы или молекулы которого имеют нечетное число электронов, свободные радикалы химических соединений с неспаренными электронами, ионы с частично заполненными внутренними оболочками, электроны проводимости в металлах и т. д.

Электронным парамагнитным резонансом (ЭПР) называется резонансное поглощение электромагнитных волн веществом, содержащим парамагнитные частицы и находящимся во внешнем магнитном поле. Явление ЭПР было открыто Е.К. Завойским в 1944 г. Оно помогает установить сверхтонкую структуру уровней энергии сложных ионов, изучить строение кристаллов, сложных органических молекул. Магнитный момент заряженной микрочастицы пропорционален его полному моменту импульса. Коэффициент пропорциональности для электрона (магнетон Бора) равен

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m}.$$

Здесь $\hbar = h/2\pi$, где h – постоянная Планка, e – и m – заряд и масса электрона. Аналогичный коэффициент пропорциональности для нуклона (протона или нейтрона) примерно в 2000 раз меньше, т.к. массы нуклонов на три порядка больше массы электрона. Поэтому магнитный момент атома в основном зависит от магнитных моментов его электронов. Пусть $\vec{L}$ – орбитальный момент электрона в атоме, тогда магнитный момент электрона $\vec{\mu}_L$, вызванный орбитальным движением, имеет вид:

$$\vec{\mu}_L = -\mu_B \cdot \vec{L}. \quad (2)$$

Знак минус в формуле возникает из-за отрицательного заряда электрона. Следовательно, магнитный момент и орбитальный момент электрона направлены в противоположные стороны. В квантовой теории орбитальный момент принимает дискретные значения и квадрат орбитального момента равен

$$L^2 = l(l+1),$$

где l – любое натуральное число, либо нуль. Наличие собственного момента импульса (спина) электрона создает дополнительный спиновый магнитный момент $\vec{\mu}_s$, который связан со спином электрона $\vec{S}$ похожим соотношением:

$$\vec{\mu}_s = -2\mu_B \cdot \vec{S}. \quad (3)$$

Коэффициент пропорциональности при этом в два раза больше, чем для орбитального магнитного момента. В квантовой теории спин принимает дискретные значения и квадрат спина равен

$$S^2 = s(s+1), \quad (4)$$

где для электрона $s=1/2$.

Полный момент импульса электрона $\vec{J}$ складывается из орбитального и спинового моментов импульса:

$$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}.$$

Полный момент импульса для микрочастиц также принимает дискретные значения, а его квадрат равен

$$J^2 = j(j+1),$$

где j для Ферми частиц имеет полуцелые значения $1/2, 3/2, 5/2 \dots$ Полный магнитный момент электрона в атоме $\vec{\mu}_{полн}$ равен сумме орбитального магнитного момента и спинового магнитного момента:

$$\vec{\mu}_{полн} = \vec{\mu}_L + \vec{\mu}_s.$$

Модуль полного магнитного момента электрона в атоме пропорционален модулю полного момента импульса $\vec{J}$, но при этом полный магнитный момент атома не лежит на одной прямой с полным моментом импульса (Рис. 2). Причина состоит в том, что гиромагнитное отношение для спина в два раза больше, чем для орбитального момента, как это следует из уравнений (2) и (3).

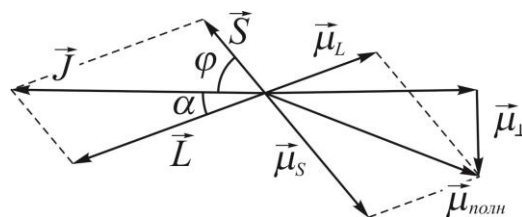


Рис. 2. Сложение орбитального и спинового магнитных моментов электрона

В замкнутой системе полный момент импульса сохраняется, а векторы орбитального момента и спина вращаются (прецессируют) вокруг вектора $\vec{J}$ с большой частотой. Аналогично, векторы орбитального и спинового магнитных моментов вращаются вокруг полного момента импульса. Поэтому прецессионное движение совершает и полный магнитный момент атома $\vec{\mu}_{полн}$. На Рис. 2 вектор $\vec{\mu}_J$ обозначает вектор магнитного момента в направлении полного момента импульса, а вектор $\vec{\mu}_\perp$ – составляющую полного магнитного момента, перпендикулярную вектору $\vec{J}$. При помещении атома в магнитное поле энергия взаимодействия атома (1) усредняется по многим периодам прецессии. Направление вектора $\vec{\mu}_J$ не меняется, а вектор $\vec{\mu}_\perp$ совершает большое число оборотов, следовательно, среднее значение вектора $\vec{\mu}_\perp$ равно нулю. Поэтому энергия взаимодействия атома с магнитным полем (1) зависит от вектора $\vec{\mu}_J$, равного

$$\vec{\mu}_J = -g\mu_B\vec{J}.$$

Модуль вектора μ_J записывается как

$$\mu_J = g\mu_B\sqrt{j(j+1)}, \quad (5)$$

где g – множитель Ланде равен:

$$g = 1 + \frac{j(j+1) + s(s+1) - l(l+1)}{2j(j+1)}, \quad (6)$$

а числа j, l, s – полный момент импульса, орбитальный момент и спин электрона в атоме.

Выведем выражение для g – фактора. Спин электрона выразим через момент импульса и орбитальный момент, затем возведем в квадрат:

$$\vec{S} = \vec{J} - \vec{L} \rightarrow s(s+1) = j(j+1) + l(l+1) - 2\sqrt{j(j+1)l(l+1)} \cdot \cos \alpha.$$

Аналогично поступим для орбитального момента:

$$\vec{L} = \vec{J} - \vec{S} \rightarrow l(l+1) = j(j+1) + s(s+1) - 2\sqrt{j(j+1)s(s+1)} \cdot \cos \varphi.$$

Углы α и φ указаны на Рис. 2. Длина вектора $\vec{\mu}_J$ складывается из длин проекций векторов $\vec{\mu}_L$ и $\vec{\mu}_S$ на вектор $\vec{J}$:

$$\mu_J = \mu_L \cdot \cos \alpha + \mu_S \cdot \cos \varphi.$$

Подставляя косинусы углов, длины векторов

$$\begin{aligned} \mu_L &= \mu_B\sqrt{l(l+1)} \\ \mu_S &= 2\mu_B\sqrt{s(s+1)} \end{aligned}$$

получим искомую формулу (4). Для свободного электрона $l=0, j=s=1/2$, поэтому g –фактор Ланде $g=2$. Учет влияния облака виртуальных фотонов вокруг электрона дает более точное значение $g=2,0023$. Если электрон находится в ато-

ме кристалла, электрон всегда взаимодействует с электромагнитным полем, созданным ионами и электронами решетки. В этом случае величина g -фактора отличается от 2 во втором знаке после запятой.

Пусть внешнее постоянное магнитное поле B направлено вдоль оси Oz . Тогда энергия электрона изменяется на величину

$$E = g\mu_B B m_J,$$

где m_J – проекция полного момента импульса $\vec{J}$ на ось Oz . Величина проекции момента импульса дискретна и она принимает все значения от $-j$ до $+j$ с шагом единица:

$$m_J = -j, -j+1, -j+2, \dots, j-1, j.$$

В результате каждый уровень энергии с фиксированным значением момента импульса j расщепляется на $(2j+1)$ уровня энергии, которые отличаются друг от друга на величину

$$\delta E = g\mu_B B.$$

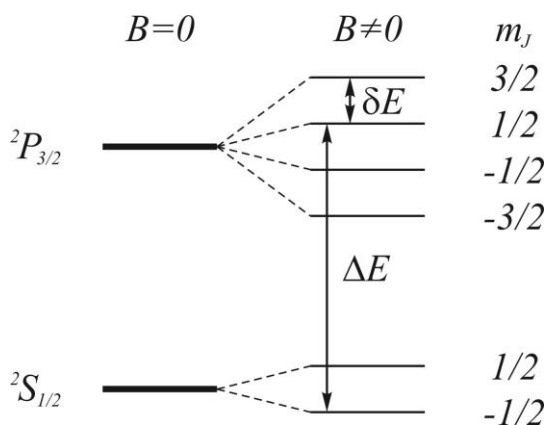


Рис. 3. Расщепление уровней энергии электрона в атоме во внешнем магнитном поле

На Рис. 3 приведена картина расщепления уровней энергии электрона при включении внешнего магнитного поля. Буквами $S, P, D, F, \dots$ обозначен орбитальный момент импульса $L=0, 1, 2, 3, \dots$. Полный момент импульса электрона $J = 1/2, 3/2, 5/2, \dots$ указывается внизу, вверху указывается число проекций спина S на ось Oz . Спин электрона равен $1/2$, поэтому число проекций спина равно двум. При наложении внешнего магнитного поля B уровни энергии расщепляются на одинаковую величину $\delta E = g\mu_B B$, при этом состояния с большей проекцией момента импульса m_J имеют большую энергию. Переходы электрона между расщепленными уровнями с изменением орбитального момента L сопровождаются большим изменением энергии ΔE . Если подуровни имеют одинаковое значение L , изменение энергии δE значительно меньше, частота поглощенных или излученных фотонов лежит в диапазоне радиоволн. При переходе электрона с нижнего уровня на верхний уровень энергия поглощается,

при обратном переходе она излучается. Пусть на парамагнетик, находящийся в постоянном магнитном поле B , падает внешнее электромагнитное излучение с энергией квантов $h\nu$. Если энергия квантов равна энергии расщепления подуровней δE

$$h\nu = \delta E = g\mu_B B, \quad (7)$$

атом поглощает фотон, а электрон переходит с нижнего уровня энергии на верхний уровень.

В условиях термодинамического равновесия при температуре T число состояний на верхнем уровне энергии N_2 относится к числу состояний на нижнем уровне энергии N_1 как

$$\frac{N_2}{N_1} = e^{-\frac{\delta E}{kT}},$$

т. е. заселенность верхнего уровня энергии меньше. Это означает, что атом чаще поглощает энергию, чем излучает, поэтому происходит резонансное поглощение энергии электромагнитных волн в диапазоне радиочастот. Из равенства (7) множитель Ланде равен

$$g = \frac{h\nu}{\mu_B B}. \quad (8)$$

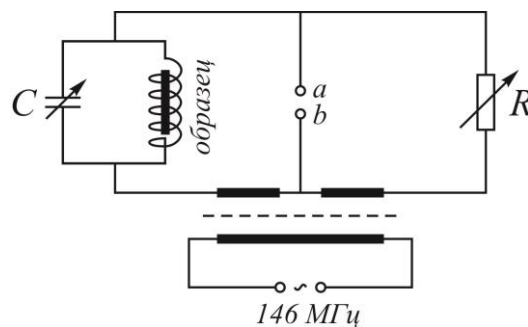


Рис. 4. Измерительный мост

В данной работе резонансное значение магнитного поля определяется с помощью измерительного моста (Рис. 4). Он состоит из резистора R в одной ветви и цепи резонатора в другой. Образец парамагнитного вещества дифенилпикрилгидразида (ДФПГ) помещается в катушку в цепи резонатора, роль которого играет конденсатор переменной емкости. В нижней части цепи подается напряжение высокой частоты $\nu \approx 146 \text{ МГц}$. Измерительный мост настроен так, что активное сопротивление R равно реактивному сопротивлению резонатора. Поэтому напряжение между точками a и b равно нулю. Если постоянное внешнее магнитное поле B выбрано таким, что происходит резонансное поглощение энергии, напряжение между этими точками будет отличным от нуля.

Постоянное магнитное поле в данной работе создается катушкой Гельмгольца с числом витков $n=250$ и радиусом $r=0,054$ м. Величина индукции магнитного поля на оси катушки равна:

$$B = 0,6445 \mu_0 \frac{nI}{r},$$

где $\mu_0 = 1,256 \cdot 10^{-6}$ Тл·м/А. Подставим численные значения и получим

$$B = 3,74765 \cdot 10^{-3} \cdot I,$$

где сила тока I подставляется в Амперах, значение индукции магнитного поля получается в Тл. Значение g -фактора в формуле (7) примет вид:

$$g = \frac{h\nu}{\mu_B B} = 10,43 \cdot 10^{-3} \cdot \frac{1}{B} = 2,783 \cdot \frac{1}{I}. \quad (9)$$

Частота переменного магнитного поля в данной работе равна $\nu = 146$ МГц.

9.3.1 План проведения работы

1. Соберите установку в соответствии с Рис. 5.
2. Включите блок управления ЭПР и вольтметр.
3. Сбалансируйте измерительный мост:
 - подключите вольтметр к управляющему элементу ЭПР;
 - в отсутствии внешнего магнитного поля установите регулятор **R** на электронном парамагнитном резонаторе в центральное положение, регулятор **C** в крайнее левое положение;
 - регулятор **Zero** на управляющем элементе ЭПР установите в крайнее левое положение. Затем нажмите кнопку **Bridge Adjustment** (Баланс Моста), регулятором **Zero** добейтесь показаний вольтметра, близких к нулю;
 - вращением регулятора **C** по часовой стрелке добейтесь резкого скачка напряжения на вольтметре в пределах 200-700 мВ, затем регулятором **Zero** установите показания вольтметра на ноль. Регулятор **C** после этого не вращать;
 - нажмите кнопку $\square$ на управляющем элементе ЭПР. Если показания вольтметра отклонились от нуля, установите ноль на вольтметре с помощью регулятора **Zero**;

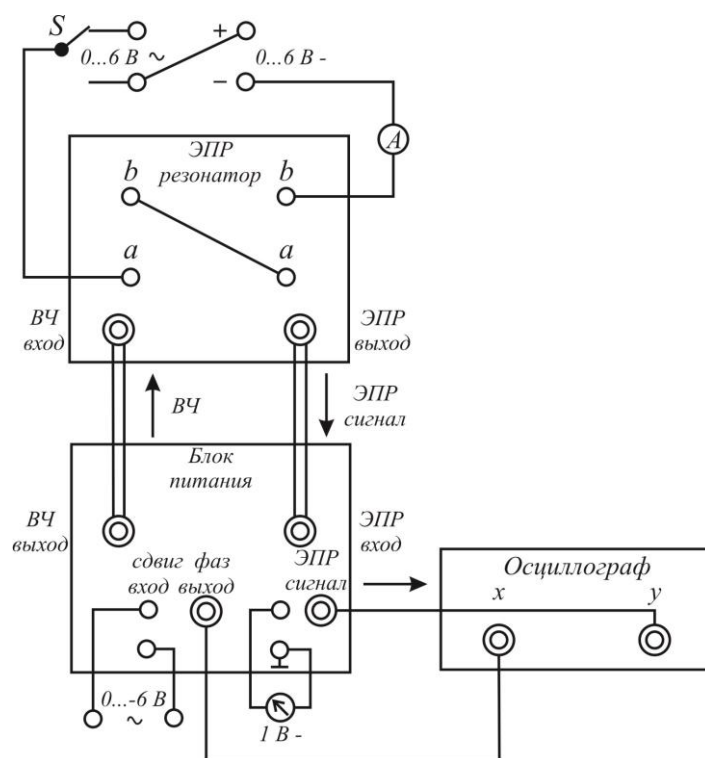


Рис. 5. Схема установки

4. Подайте на резонатор внешнее постоянное магнитное поле:

- поверните ручку A на блоке питания по часовой стрелке до предела;
- плавно изменяйте напряжение регулятором V и добейтесь на цифровом вольтметре резкого скачка напряжения;
- запишите значение резонансного тока I амперметра;
- вычислите g-фактор Ланде по формуле (8);

5. Прodelайте задание пять раз.

6. Вычислите среднее значение и погрешность среднего значения. Сделайте выводы.

9.3.2. Контрольные вопросы для сдачи допуска

1. Что такое парамагнетик?
2. Как направлены относительно друг друга орбитальный момент электрона и его магнитный момент?
3. Чему равны модули орбитального момента и спина электрона?
4. Как направлены относительно друг друга полный момент импульса электрона и его магнитный момент? Что такое фактор Ланде?
5. Что такое электронный парамагнитный резонанс?

9.3.3. Контрольные вопросы для сдачи отчета

1. Что такое эффект Зеемана?
2. Вывод формулы фактора Ланде.
3. Сформулируйте правила отбора для возможных переходов электрона с одного энергетического уровня на другой.
4. Принцип действия измерительного моста.
5. Почему в парамагнитном резонансе электромагнитная энергия поглощается, а не излучается?
6. К какому диапазону относятся частоты волн, при которых наблюдается парамагнитный резонанс?
7. Объясните вывод формулы расчета g-фактора (9).
8. Расчеты с объяснением. Анализ результатов.

9.4. Список рекомендуемой литературы

1. Милантьев В.П. Атомная физика / В.П. Милантьев – 2-е издание испр. и доп. – Москва: Издательство Юрайт, 2018. – 415 с.
2. Матвеев А.Н. Атомная физика / А.Н. Матвеев. – Москва: Высшая школа, 1989. – 439 с.

ПРИЛОЖЕНИЯ

Приложение 1

Обработка результатов прямых измерений

При обработке результатов прямых измерений физической величины x возможна реализация одного из двух способов вычисления доверительного интервала.

Первый способ. Однократные измерения.

Если в процессе эксперимента на результат измерений не оказывают существенного влияния случайные процессы, то среднее значение величины x_{cp} будет равно измеренному, а абсолютная погрешность – половине цены деления прибора. Абсолютная погрешность цифровых приборов определяют:

- а) по паспорту к прибору;
- б) по разряду последней значащей цифры.

Второй способ. Многократные измерения.

Учет случайных процессов предполагает следующую схему расчета доверительного интервала

1. Провести серию измерений изучаемой величины x : $x_1, x_2, x_3 \dots x_N$.

2. Найти среднее значение величины x : $x_{cp} = \frac{x_1 + x_2 + x_3 + \dots + x_N}{N} = \frac{\sum_{i=1}^N x_i}{N}$

3. Определить среднеквадратичное отклонение:

$$\sigma_x = \sqrt{\frac{(x_1 - x_{cp})^2 + (x_2 - x_{cp})^2 + (x_3 - x_{cp})^2 + \dots + (x_N - x_{cp})^2}{N(N-1)}} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N (x_i - x_{cp})^2}{N(N-1)}}.$$

4. Найти ошибки измерений:

– случайную: $\sigma_{cl} = t_{N\alpha} \sigma_x$,

где $t_{N\alpha}$ – коэффициент Стьюдента, численное значение которого для различных N и α приведено в Таблице 1;

– систематическую: $\sigma_{cuc} = \frac{\text{цена деления измерительного прибора}}{2}$;

– абсолютную: $\Delta x = \sqrt{\sigma_{cl}^2 + \sigma_{cuc}^2}$;

– относительную: $\varepsilon = \frac{\Delta x}{x_{cp}} 100\%$.

5. Записать результат эксперимента: $x = (x_{cp} \pm \Delta x)$.

Значения коэффициент Стьюдента

Число измерений ($N - 1$)	Коэффициент надежности (α)		
	0,8	0,9	0,95
2	1,9	6,3	12,7
3	1,6	2,9	4,3
4	1,5	2,4	3,2
5	1,5	2,1	2,8
6	1,4	2,0	2,6
7	1,4	1,9	2,4
8	1,4	1,9	2,4
9	1,4	1,9	2,3
10	1,4	1,8	2,3

Обработка результатов косвенных измерений

В большинстве случаев имеют дело с косвенными измерениями. Пусть x, y, z – непосредственно измеряемые величины, а $W = f(x, y, z)$ – их функция, то есть величина, измеряемая косвенно. Рассмотрим два способа вычисления доверительного интервала величины W .

Первый способ. Если косвенные измерения проводятся в невоспроизводимых условиях, то значения W_i вычисляются для каждого отдельного измерения, а затем обрабатываются как прямые измерения.

1. Вычислить значения W для каждой серии измерений: $W_1, W_2, W_3 \dots W_N$.

2. Найти среднее значение величины W : $W_{cp} = \frac{W_1 + W_2 + W_3 + \dots + W_N}{N} = \frac{\sum_{i=1}^N W_i}{N}$

3. Определить среднеквадратичное отклонение:

$$\sigma_W = \sqrt{\frac{(W_1 - W_{cp})^2 + (W_2 - W_{cp})^2 + (W_3 - W_{cp})^2 + \dots + (W_N - W_{cp})^2}{N(N-1)}} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N (W_i - W_{cp})^2}{N}}.$$

4. Найти ошибки измерений:

– абсолютную: $\Delta W = t_{N\alpha} \sigma_W$;

– относительную: $\varepsilon = \frac{\Delta x}{x_{cp}} 100\%$.

5. Записать результат эксперимента: $W = (W_{cp} \pm \Delta W)$.

Второй способ позволяет вычислить погрешность косвенного измерения как функцию погрешностей прямых измерений. Следует иметь в виду, что величина ошибки косвенно измеренной величины и порядок ее вычисления, зависят от того однократными или многократными измерениями получены непосредственно измеряемые величины. Далее остановимся подробнее на обоих вариантах.

Все или некоторые непосредственно измеряемые величины получены путем многократных измерений

1. Для каждой непосредственно измеренной величины определить доверительный интервал:

$$x = (x_{cp} \pm \Delta x)$$

$$y = (y_{cp} \pm \Delta y).$$

$$z = (z_{cp} \pm \Delta z)$$

2. Найти среднее значение величины W : $W_{cp} = f(x_{cp}, y_{cp}, z_{cp})$.

3. Найти ошибку измерений:

– абсолютную: $\Delta W = \sqrt{\left(\frac{\partial W}{\partial x} \Delta x\right)^2 + \left(\frac{\partial W}{\partial y} \Delta y\right)^2 + \left(\frac{\partial W}{\partial z} \Delta z\right)^2}$,

– относительную: $\varepsilon = \frac{\Delta W}{W_{cp}} 100\%$.

4. Записать результат эксперимента: $W = (W_{cp} \pm \Delta W)$.

*Все непосредственно измеряемые величины получены
путем однократных измерений*

1. Для каждой непосредственно измеренной величины определить доверительный интервал:

$$x = (x_{cp} \pm \Delta x); \quad y = (y_{cp} \pm \Delta y); \quad z = (z_{cp} \pm \Delta z).$$

2. Найти среднее значение величины W : $W_{cp} = f(x_{cp}, y_{cp}, z_{cp})$.

3. Найти ошибку измерений:

– абсолютную: $\Delta W = \sqrt{\left(\frac{\partial W}{\partial x} \Delta x\right)^2 + \left(\frac{\partial W}{\partial y} \Delta y\right)^2 + \left(\frac{\partial W}{\partial z} \Delta z\right)^2}$;

– относительную: $\varepsilon = \frac{\Delta W}{W_{cp}} 100\%$.

4. Записать результат эксперимента: $W = (W_{cp} \pm \Delta W)$.

Абсолютная и относительная ошибки определяются по виду математического выражения, дающего измеряемую физическую величину. В Таблице 2 приведены некоторые из них.

Таблица 2

Формулы определения абсолютной и относительной погрешностей

	Математическое выражение	Погрешность	
		Абсолютная (ΔW)	Относительная (ε)·100%
	$A + B + C$	$(\Delta A + \Delta B + \Delta C)$	$\frac{(\Delta A + \Delta B + \Delta C)}{A + B + C}$
	$A - B$	$(\Delta A + \Delta B)$	$\frac{(\Delta A + \Delta B)}{A - B}$
	$A \cdot B$	$(A\Delta B + B\Delta A)$	$\left(\frac{\Delta A}{A} + \frac{\Delta B}{B}\right)$

	$A \cdot B \cdot C$	$(AC \Delta B + BC \Delta A + AB \Delta C)$	$\left(\frac{\Delta A}{A} + \frac{\Delta B}{B} + \frac{\Delta C}{C} \right)$
	$\frac{A}{B}$	$\left(\frac{A \Delta B + B \Delta A}{B^2} \right)$	$\left(\frac{\Delta A}{A} + \frac{\Delta B}{B} \right)$
	A^n	$n A^{n-1} \Delta A$	$n \frac{\Delta A}{A}$
	$\sin A$	$\cos A \Delta A$	$ctg A \Delta A$
	$\cos A$	$\sin A \Delta A$	$tg A \Delta A$

Обработка результатов косвенных измерений физической величины, полученной в невоспроизводимых условиях

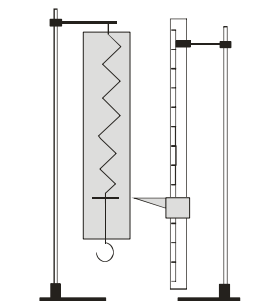


Рис. 1. Общий вид экспериментальной установки

Задание: определить коэффициент упругости пружины

1. Собрать установку, как показано на рисунке 2. Держась за динамометр, растянуть пружину на $l = 1 \text{ см}$. Измерить силу. Результат измерения занести в Таблицу 4.

2. Повторить пункт 1, растянув пружину на 2, 3, 4 и 5 см.

3. По формуле $k = \frac{F}{l}$ вычислить угловой коэффициент упругости пружины. Оценить точность измерения.

4. Построить график зависимости силы F от удлинения пружины

Таблица 4

$l \cdot 10^{-2}, \text{ м}$	1	2	3	4	5
$F, \text{ Н}$					
$k, \text{ Н/м}$					

Выполнение задания

1. Провести серию измерений. Результаты измерений представить в Таблице 5.

Таблица 5

$l \cdot 10^{-2}, \text{ м}$	1	2	3	4	5
$F, \text{ Н}$	0,30	0,65	0,90	1,25	1,55
$k, \text{ Н/м}$	30	32,5	30	31	31

2. Среднее значение: $k_{cp} = 31 \text{ Н/м}$.

3. Среднеквадратичное отклонение:

$$\sigma_k = \sqrt{\sum_{i=1}^N \frac{(k_i - k_{cp})^2}{N(N-1)}} = \sqrt{\frac{2 \cdot (30 - 31)^2 + (32,5 - 31)^2 + 2 \cdot (31 - 31)^2}{5(5-1)}} =$$

$$= 3 \frac{\text{Н}}{\text{м}}.$$

4. Ошибка измерений:

– абсолютная: $\Delta k = t_{N\alpha} \sigma_k = 6,1 \text{ Н/м}$;

- относительная: $\varepsilon = \frac{\Delta k}{k_{cp}} 100\% = 19\%$;
- Результат измерений: $k = (3,1 \pm 0,6) \cdot 10 \text{ Н/м}$.

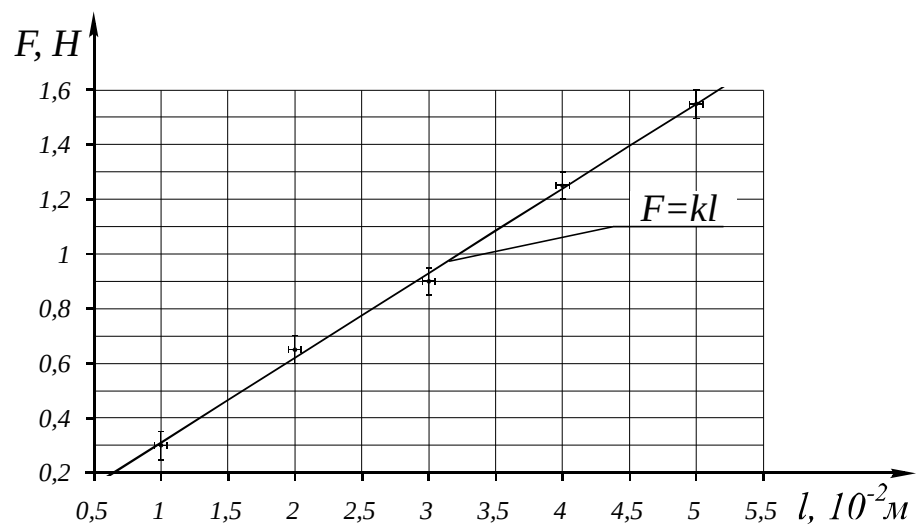


Рис. 2. График зависимости силы F от удлинения пружины l

Содержание

ВВЕДЕНИЕ	3
ТРЕБОВАНИЯ К ВЫПОЛНЕНИЮ ЛАБОРАТОРНОГО ПРАКТИКУМА	4
1. Этапы выполнения лабораторной работы	4
2. Оформление конспекта для допуска к лабораторной работе	5
3. Представление экспериментальных результатов на графиках.....	6
4. Запись результатов	7
5. Отчет о выполнении лабораторной работы.....	8
ЛАБОРАТОРНЫЕ РАБОТЫ	9
1. Внешний фотоэффект	9
2. Внутренний фотоэффект. Параметры и характеристики фотосопротивления	17
3. Измерение температуры пламени методом обращения спектральных линий	24
4. Измерение температуры тела методом спектральных соотношений	33
5. Определение постоянной Ридберга.....	40
6. Опыт Франка-Герца	48
7. Дифракция электронов	60
8. Характеристическое рентгеновское излучение	67
9. Электронный парамагнитный резонанс.....	76
ПРИЛОЖЕНИЯ	85
Обработка результатов прямых измерений.....	85
Обработка результатов косвенных измерений.....	87
Обработка результатов косвенных измерений физической величины, по- лученной в невоспроизводимых условиях	90

Учебное издание

**Лабораторные работы
по атомной физике**

Учебно-методическое пособие

Составители:

Белослудцев Александр Вениаминович
Бородулин Валерий Иванович

Авторская редакция

Компьютерная верстка: Т.В. Опарина

Издательский центр «Удмуртский университет»
426034, г. Ижевск, ул. Ломоносова, 4Б, каб. 021
Тел.: + 7 (3412) 916-364, E-mail: editorial@udsu.ru