

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РФ  
ДАГЕСТАНСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ»

**ЛАБОРАТОРНЫЙ ПРАКТИКУМ  
ПО ФИЗИКЕ АТОМА**

**Учебно-методическое пособие**

Махачкала  
Издательство ДГУ  
2025

Лабораторный практикум по физике атома: учебно-методическое пособие / сост.: Ашурбеков Н. А., Юпусова Г. М., Закарьяева М. З., Муртазаева А. А. – Махачкала: Издательство ДГУ, 2026. – 93 с.

В пособие включены описания лабораторных работ по дисциплине «Физика атома». Выделены два цикла лабораторных работ – цикл виртуальных цифровых лабораторных работ и цикл лабораторных работ с выполнением реального физического эксперимента. Лабораторные работы нацелены на понимание и более глубокое освоение студентами сущности и основных законов физики атома.

Предназначено для студентов физических факультетов университета, обучающихся по направлению 03.03.02 Физика.

Издается по решению редакционно-издательского совета Дагестанского государственного университета.

## Введение

Лабораторный практикум по физике атома является важной составляющей учебного процесса для студентов, изучающих физику по направлению 03.03.02 Физика. Он предоставляет уникальную возможность не только углубить теоретические знания, но и приобрести практические навыки проведения физических экспериментов, обработки и анализа полученных данных.

Цель практикума – развить практические навыки работы с лабораторным оборудованием, научиться анализировать экспериментальные данные и делать обоснованные выводы, приобретать навыки работы с цифровыми симуляторами реальных физических процессов.

Лабораторные работы подобраны таким образом, чтобы охватить основные разделы физики атома и дать студентам возможность познакомиться с различными методами исследования атомных явлений.

Пособие включает в себя следующие разделы:

- краткое введение в основные понятия и законы физики атома;
- описание лабораторных работ с указанием целей, оборудования и методики проведения;
- методические рекомендации по обработке результатов экспериментов;
- контрольные вопросы для самопроверки.

В пособии учтены требования образовательных стандартов и современные тенденции в преподавании физики атома. Оно может быть полезно как для проведения лабораторных занятий под руководством преподавателя, так и для самостоятельной работы студентов.

Практикум включает в себя цикл экспериментальных лабораторных работ, которые охватывают различные аспекты физики атома. Каждая работа содержит теоретическую часть, описание экспериментальной установки и методики проведения эксперимента, а также задания для обработки и анализа полученных результатов. Кроме того, лабораторный практикум включает цикл цифровых лабораторных работ, для выполнения которых используются методические рекомендации и цифровые симуляторы платформы виртуальных лабораторных работ [teachmen.csu.ru](http://teachmen.csu.ru).

В конце каждой работы представлены контрольные вопросы в виде тестов, охватывающие ключевые аспекты исследуемой темы лабораторной работы, а также дан список рекомендуемой литературы, включающий как классические труды, так и современные исследования в данной области.

Перед началом выполнения лабораторных исследований настоятельно рекомендуется тщательно изучить соответствующие разделы курса физики атома, что позволит получить исчерпывающее представление о целях и задачах каждой экспериментальной работы. Особое внимание следует уделить теоретическим основам, лежащим в основе исследуемых явлений, а также принципам работы используемого оборудования.

Кроме того, необходимо строго соблюдать все установленные правила техники безопасности при работе с лабораторными установками и приборами. Это позволит минимизировать риски, связанные с возможными несчастными случаями или повреждением оборудования, и обеспечит успешное проведение экспериментов в соответствии с современными научными стандартами.

## Лабораторная работа № 1

### Изучение волновых свойств частиц в виртуальном эксперименте

**Цель работы:** изучить корпускулярно-волновой дуализм частиц в ходе виртуального эксперимента; убедиться, что в определенных условиях при взаимодействии частиц последние обнаруживают волновые свойства.

Волновые свойства материальных частиц были впервые обнаружены благодаря гипотезе французского физика Луи де Бройля, выдвинутой в период с 1923 по 1924 годы. Он предложил идею о том, что не только фотоны, но и электроны, а также все прочие частицы материи обладают волновыми характеристиками, помимо своих корпускулярных свойств. За это открытие Луи де Бройль был удостоен Нобелевской премии в 1929 году, а К. Девиссон и Дж. П. Томсон получили её в 1937 году.

К концу 1924 года представление о том, что электромагнитное излучение проявляет себя как волны и как частицы одновременно, стало общепризнанным.

Луи де Бройль провёл исследование, противоположное тому, что сделал Эйнштейн для световых волн. Эйнштейн связал световые волны с частицами; де Бройль же связал движение частиц с распространением волн, которые он назвал волнами материи. В 1924 году в докторской диссертации он предположил, что для всех частиц справедливо соотношение

$$p = h / \lambda,$$

полученное ранее А. Эйнштейном для фотонов. Здесь  $p$  – импульс частицы,  $h$  – постоянная Планка,  $\lambda$  – длина волны, которая сопоставляется с движением частицы. В случае частиц с массой покоя, не равной нулю,  $p = mv$ , причем для малых скоростей  $m$  есть постоянная, а для скоростей, сравнимых со скоростью света,  $m$  – релятивистская масса, зависящая от скорости. То есть по де Бройлю для частиц с не равной нулю массой покоя  $\lambda = h / mv$ .

Для электрона малых энергий  $m = 9.1 \cdot 10^{-31}$  кг и  $\lambda = 1.22 / \sqrt{T_e}$ , где энергия электрона  $T_e$  в эВ.

Причина, по которой волновые свойства материи ранее не были замечены, заключается в чрезвычайно малых длинах волн, связанных с макроскопическими количествами вещества.

"В оптике, – говорил де Бройль, – на протяжении столетия слишком пренебрегали корпускулярным подходом по сравнению с волновым; не допускали ли мы в теории материи обратной ошибки? Не были ли мы слишком увлечены концепцией 'частиц' и не игнорировали ли чрезмерно волновую картину?"

Явления, характерные для волн, такие как интерференция и дифракция, являются весьма примечательными. В 1927 г. К. Девиссон и Л. Джермер случайно наблюдали дифракцию электронов. Их открытие не было целью их исследований. На первых порах они даже не подозревали, что это возможно. К. Девиссон совместно с коллегами изучал отражение электронов от металлических образцов. Энергии электронов в их экспериментах были относительно небольшими, порядка десятков эВ. Такие эксперименты требуют создания высокого вакуума. В начале прошлого века достичь высокого разряжения можно было только в стеклянных сосудах (обычные металлические сосуды сильно "газили"). Однажды такой сосуд лопнул. Чтобы восстановить образец из никеля после контакта с воздухом, его долго прокачивали в вакууме.

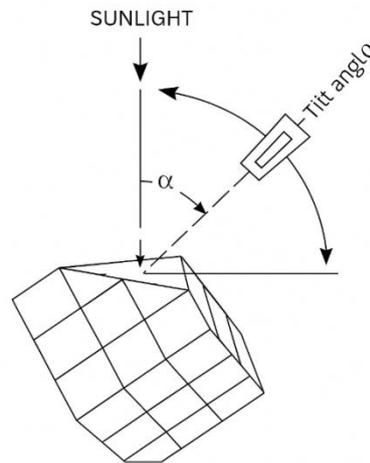


Рис. 1.1. Схема наблюдения дифракции электронов

После этой обработки картина углового распределения отраженных электронов разительно изменилась: на ней проявились отчетливые максимумы и минимумы. (После отжига в металле образуются довольно крупные кристаллы). Положение максимумов зависело от энергии электронов. Удовлетворительное объяснение этому не удавалось, пока не было осознано, что это пример интерференционного отражения. Тщательные измерения подтвердили это предположение. Параллельный пучок электронов от электронной пушки (см. схему на рис. 1.1) направлялся на кристалл никеля; отраженные электроны улавливались коллектором, соединенным с гальванометром. Коллектор мог устанавливаться под любым углом  $\theta$  относительно падающего пучка. Измерения силы тока при разных положениях коллектора позволило получить представление об интенсивности отражения электронов в различных направлениях.

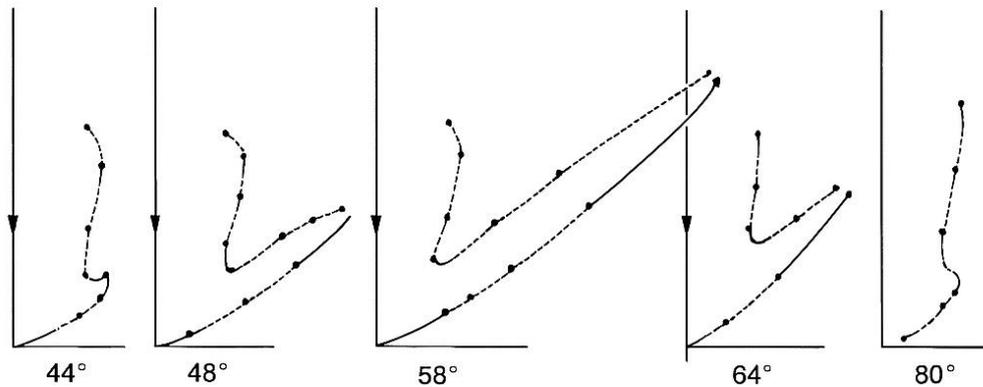


Рис. 1.2. Полярные диаграммы интенсивности упруго рассеянных электронов для ряда энергий первичного пучка

Результат одной серии измерений представлен на полярной диаграмме (рис. 1.2). Самый интенсивный максимум К. Девиссон и Л. Джермер обнаружили под углом  $\Theta = 50^\circ$  при энергии  $T_e = 54$  эВ. Если это дифракция, то можно воспользоваться формулой, связывающей длину волны излучения  $\lambda$ , постоянную решетки  $d$  и угол отражения  $\Theta$ , при котором наблюдается максимум интенсивности отраженных волн. Из рисунка 1.3 видно, что разность хода волн  $\Delta$ , отраженных от соседних атомов под углом  $\Theta$ , равна  $\Delta = d \cdot \sin\Theta$ . Чтобы эти волны усилили друг друга необходимо, чтобы разность хода была кратна длине волны:  $d \cdot \sin\Theta = n\lambda$ .

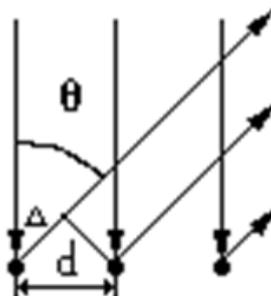


Рис. 1.3. К определению разности хода волн при дифракции электронов

Для  $T_e = 54$  эВ  $\lambda = 0.166$  нм. Из измерений с рентгеновскими лучами для этой конкретной ориентации кристалла никеля  $d = 0.215$  нм. Следовательно,  $\lambda = 0.215 \cdot \sin 50^\circ = 0.165$  нм, что превосходно согласуется с гипотезой де Бройля.

На самом деле все не так просто. Энергии электронов в вакууме и в кристалле различаются (в металле электроны связаны, их энергия ниже). Это приводит к преломлению электронных волн на границе и смещению максимумов на дифракционной картине. Учет этого обстоятельства только улучшает согласие теории и эксперимента в деталях.

Независимо от К. Девиссона и Л. Джермера дифракцию электронов на кристалле наблюдал английский физик Дж. П. Томсон.

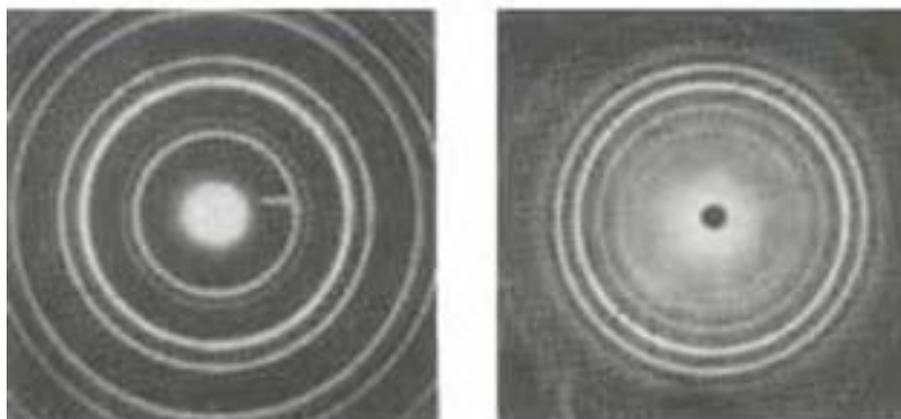


Рис. 1.4. Дифракция в кристалле

В своей лаборатории он ставил опыт специально с целью проверки идеи Луи де Бройля. В его экспериментах электроны с высокой энергией ( $\sim 10^4$  эВ) пропускались через тонкую (0.1 мкм) золотую фольгу. Поскольку длины волн рентгеновских лучей почти та же, что ожидалась у электронов, Дж. П. Томсон надеялся получить картину, сходную с известной дифракционной картиной рентгеновского излучения. И это ему удалось! На фотографиях две дифракционные картины (рис. 1.4). Одна получена при пропускании рентгеновских лучей через кристалл оксида циркония, вторая при рассеянии электронов в золотой фольге. Их трудно отличить. *(На фотографиях слева электроны, справа рентгеновские лучи).*

На этом физики не успокоились. В свое время (начало 19-го века) простые и убедительные опыты Юнга с двумя щелями сыграли огромную роль в поддержке волновой теории света. Рассмотрим подобные опыты с частицами.

О дифракции электронов на щели Р. Фейман в своих лекциях (начало шестидесятых годов) говорил: "Заранее предупреждаем вас: не пытайтесь проделать этот опыт. Этот опыт никогда никто так и не ставил. Все дело в том, для получения интересующих нас эффектов прибор должен быть чересчур миниатюрным. Мы с вами ставим сейчас "мысленный эксперимент". Что *должно* в нем получиться, известно заранее, потому что уже проделано множество опытов на приборах, размеры и пропорции которых подобраны так, чтобы стал заметен тот эффект, который мы сейчас опишем". Но невозможное не всегда остается таким.

Примерно через 30 лет после классического опыта Девиссона и Джермера К. Йенсон (1961 г.) провел наглядные опыты по дифракции электронов на двух щелях – прямой аналог опыта Юнга для видимого све-

та. Схема установки представлена на рисунке 1.5. Поток электронов, ускоренных разностью потенциалов 40 кВ, после прохождения двойной щели в медной диафрагме (Kupferfolie mit Spalten) попадал на экран (фотопластинку).

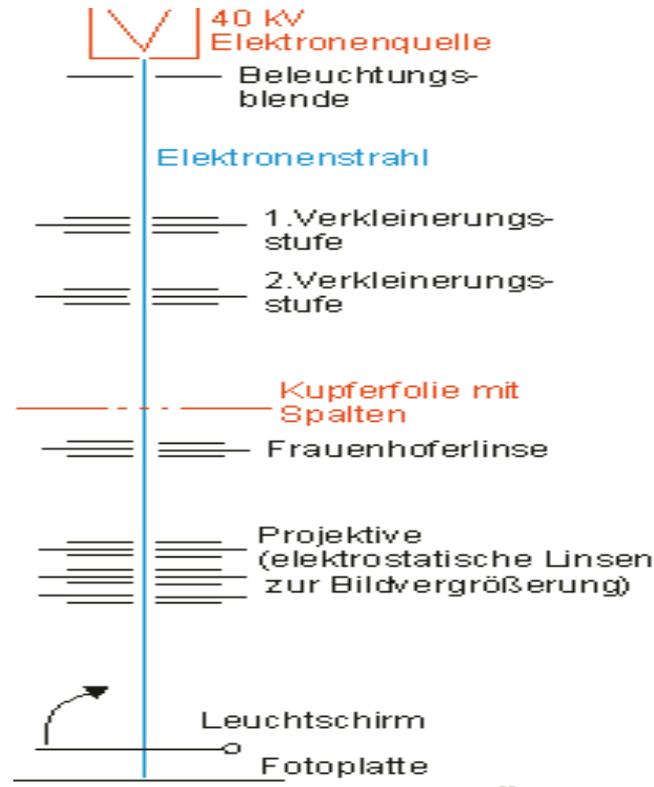


Рис. 1.5. Схема установки К. Йенсона

Система диафрагм и электростатических линз позволяет сформировать нужный пучок электронов. В тех местах, где электроны попадают на фотопластинку, образуются черные пятна.

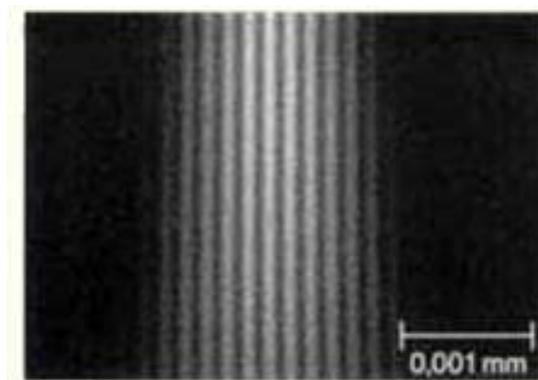


Рис. 1.6. Дифракция электронов на щели

В результате попадания большого числа электронов на фотопластинке наблюдается типичная интерференционная картина в виде чередую-

щихся максимумов и минимумов, полностью аналогичная интерференционной картине для видимого света (рис. 1.6).

По мнению крупнейших физиков (опрос газеты "The New York Times"), этот опыт – один из красивейших экспериментов за всю историю этой науки, который, по мнению опрошенных, занял первое место по красоте и первое же по бесполезности, т. к. его результаты были точно предсказаны в начале XX века.

Характерно, что все описанные результаты опытов по дифракции электронов наблюдаются и в том случае, когда электроны пролетают через экспериментальную установку "поодиночке". Этого можно добиться при очень малой интенсивности потока электронов, когда среднее время пролета электрона от катода до фотопластинки меньше, чем среднее время между испусканием двух последующих электронов с катода (примерно в 30 000 раз в опытах Бибермана, Сушкина и Фабриканта). При таких условиях взаимодействие между электронами, конечно, не играло никакой роли. Последовательное попадание на фотопластинку все большего и большего количества одиночных электронов постепенно приводит к возникновению четкой дифракционной картины. Описанные результаты означают, что в данном эксперименте электроны, оставаясь частицами, проявляют также волновые свойства, причем эти волновые свойства присущи *каждому электрону в отдельности*, а не только системе из большого числа частиц.

Вернемся в 30-е годы XX в. Оставался еще один вопрос, на который не было получено ответа. Можно было считать, что волноподобное движение, обнаруженное в этих опытах, свойственно исключительно электронам. Будут ли другие частицы вещества обнаруживать такие же свойства?

В своих ранних работах Л. де Бройль рассматривал электроны, но формула  $\lambda = h / mv$  справедлива для любых материальных тел. Поскольку масса частицы входит в знаменатель выражения де Бройля для длины волны, для его проверки желательно по возможности использовать наиболее легкие молекулы – водород и гелий.

И ответ пришел в 1930 г., когда О. Штерн и И. Эстерман провели опыты по дифракции атомов гелия, неона, молекул водорода и дейтерия на кристаллах. В различных вариантах эти эксперименты проводились и гораздо более поздними исследователями.

В статье О. Carnal и J. Mlynek "Young's double-slit experiment with atoms: A simple atom interferometer" (1991 г.) описан проведенный авторами известный интерференционный опыт Юнга, но не со световыми лучами, а с потоком атомов. В схеме интерферометра (рис. 1.7) с двумя щелями атомы от источника к детектору могут двигаться двумя отдельными путями. Эксперимент проведен с атомами гелия. В установке поток атомов

He из источника  $N$  облучался электронами  $EE$  для возбуждения атомов.  $A$  – экран с одной входной щелью;  $B$  – экран с двумя щелями;  $C$  – экран детектора и  $SEM$  – вторичный электронный умножитель. Энергия возбуждения атомов гелия больше работы выхода электронов из материала входного электрода детектора, поэтому поток нейтральных атомов при ударе о мишень преобразуется в поток электронов. За счет вторичной электронной эмиссии ток усиливается.

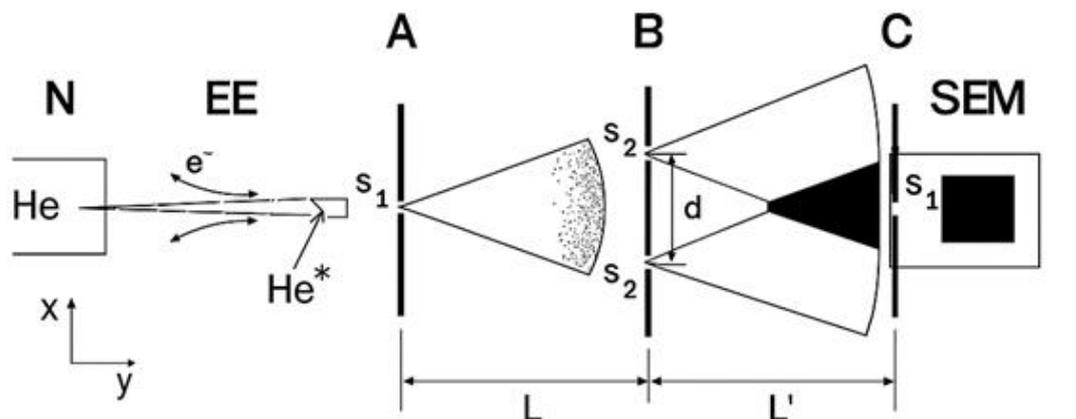


Рис. 1.7. Схема интерференционного опыта с потоком атомов

Размеры:  $s_1 = 2$  мкм,  $s_2 = 1$  мкм, расстояние между щелями  $d = 8$  мкм,  $L = L' = 64$  см. Опыты проводили при двух температурах  $T = 295$  и  $83$  К. Зная температуру, можно оценить среднюю кинетическую энергию атомов и длину волны де Бройля. Для приведенных температур  $\lambda = 0.056$  и  $0.103$  нм, соответственно. Двойная щель – два источника когерентных волн в опыте Юнга. На экране волны от них, складываясь, дают чередование темных и светлых полос.

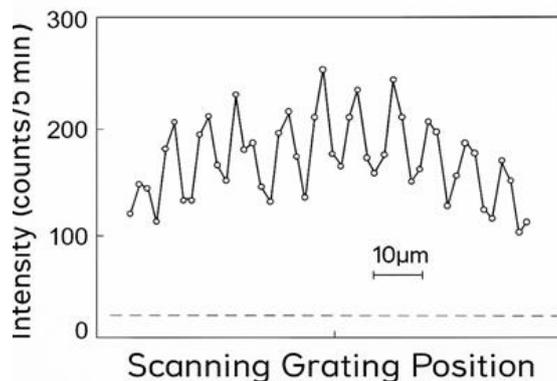


Рис. 1.8. Интерференция атомов гелия

Посмотрим на результаты измерений (рис. 1.8) для  $\lambda = 0.103$  нм. Налицо чередование максимумов и минимумов! Среднее расстояние меж-

ду максимумами  $7.7 \pm 0.5$  мкм, что в пределах погрешности эксперимента совпадает с теоретическим значением  $\Delta = L' \cdot \lambda / d = 8.2$  мкм.

То есть атомам гелия, как и электронам, присущи *волновые* свойства, для описания их движения нужен аппарат квантовой механики, как, впрочем, и для других частиц.

Детальные эксперименты по дифракции холодных нейтронов ( $\lambda \sim 2$  нм) описаны в работе "Single- and double-slit diffraction of neutrons" (1988 г.). Продемонстрировано явление интерференции нейтронов на щелях макроскопических масштабов (20–100 мкм).

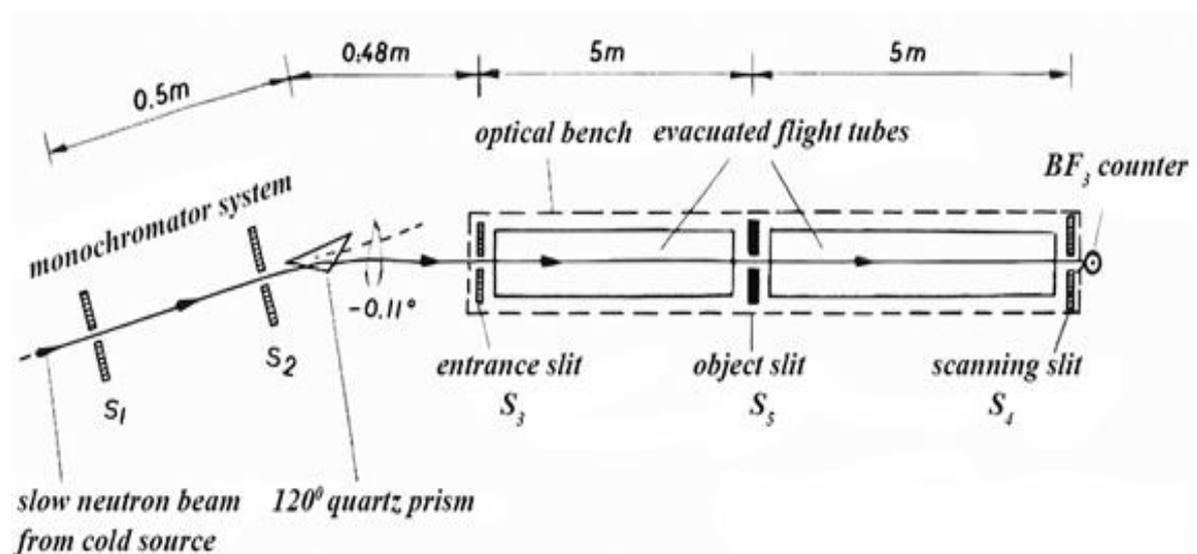


Рис. 1.9. Схема эксперимента по наблюдения интерференции нейтронов

Монохроматором потока нейтронов, как показано на схеме (рис. 1.9), выступает призма (как со светом, показатель преломления зависит от длины волны; только углы преломления чрезвычайно малы).  $S_3$  – входная щель,  $S_4$  – выходная подвижная щель. Их ширины 100 мкм. За щелью  $S_4$  расположен счетчик нейтронов, наполненный газом  $BF_3$  (в реакции с  $B$  образуется  $\alpha$ -частица, регистрируемая счетчиком). Передвигая  $S_4$  поперек пучка, снимают распределение плотности нейтронного потока. Исследуемый объект – пластина с одной или двумя щелями обозначена на схеме  $S_5$ . Она выполнена из боросиликатного стекла с добавкой окисла кадмия для увеличения поглощения нейтронов. (У нейтронов – нейтральных частиц – большая проникающая способность и не так просто сделать не проницаемый экран с узкой щелью). Бор и кадмий обладают большим сечением поглощения медленных нейтронов.

Для получения хорошего пространственного разрешения интерференционной картины все щели узкие. Плата за это – малое число регистрируемых нейтронов. Чтобы свести к минимуму статистическую ошибку, время измерения каждой из 100 точек на кривой составляло 11 500 секунд.

В опыте с дифракцией на щели, результаты которого приведены ниже (рис. 1.10), ширина щели 90 мкм. Длина волны де Бройля для нейтронного пучка  $\lambda = 1.926 \pm 0.07 \pm 0.002$  нм (средняя длина волны, разброс в пучке, ошибка измерения).

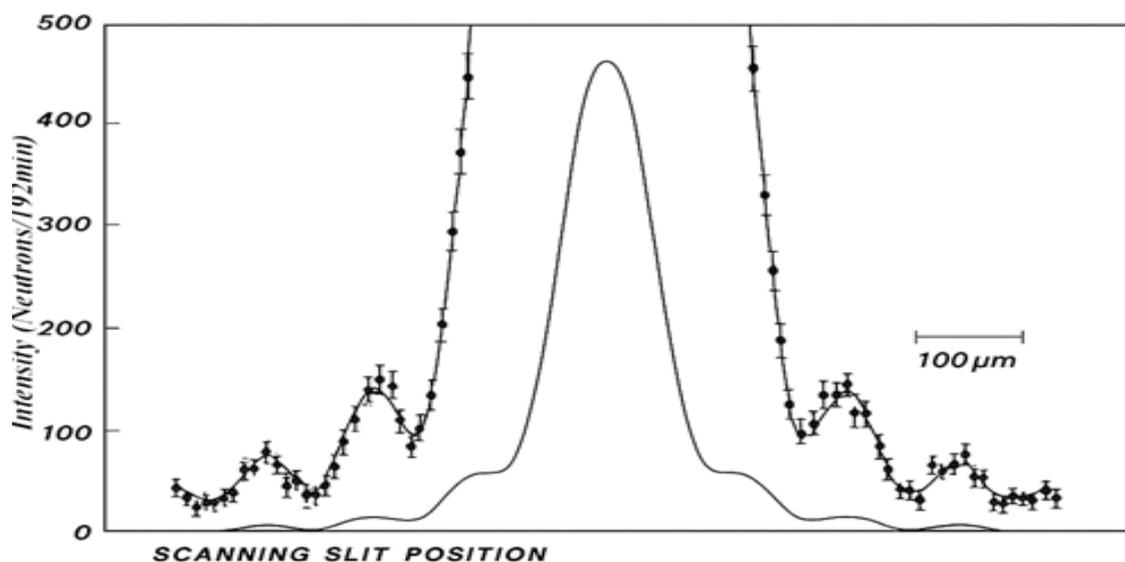


Рис. 1.10. Дифракция нейтронов

Опыт занял около 320 часов, измерения проводились в течение двух недель на атомном реакторе с большим потоком нейтронов. На графике приведены общий вид зависимости, и она же увеличенном масштабе, чтобы лучше показать дифракционные максимумы более высокого порядка. Экспериментальные точки нанесены с указанием ошибок, сплошная кривая – результат теоретического расчета. С экспериментом согласуются и положение максимумов, и их амплитуд.

### Описание эксперимента

Схема интерфейса цифрового симулятора для исследования волновых свойств электронов приведена на рис. 1.11.

В предлагаемом опыте вам предстоит проверить наличие волновых свойств у электронов (опыт Дэвиссона и Джермера). Конструкция экспериментальной установки такова, что угол скольжения частиц относительно мишени можно менять в пределах  $20 \div 70^\circ$ , а ускоряющее напряжение  $50 \div 100$  кВ.

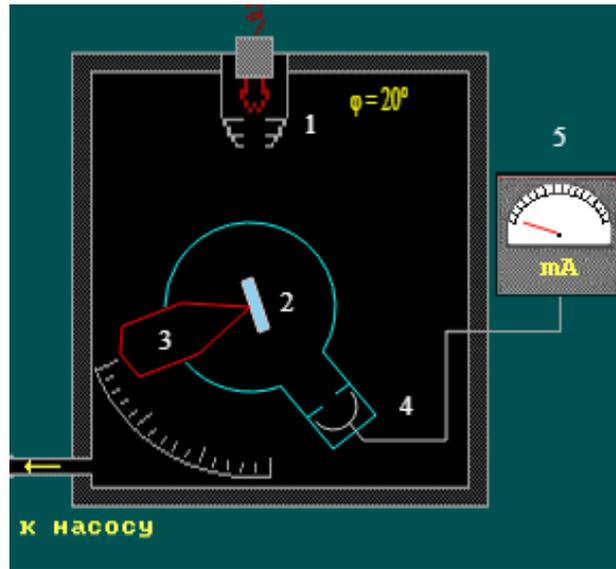


Рис. 1.11. Схема интерфейса установки с цифровым симулятором: 1. Электронная пушка; 2. Мишень; 3. Устройство для поворота мишени; 4. Приемный коллектор рассеянных электронов; 5. Измеритель тока рассеянных электронов

Исследуйте зависимость тока отраженных электронов  $I$  от угла скольжения  $\varphi$ . Запишите значения углов, при которых наблюдаются максимумы тока. Измерение проведите при 2–3 начальных значениях энергий электронов. Результаты исследований занесите в таблицу:

$\varphi$								
$I$								

Затем нажмите кнопку "Задание" и ответьте на три вопроса.

**Задание 1.** Определите скорость движения (км/с) электрона при текущем значении напряжения.

**Задание 2.** Определите дебройлевскую длину волны электрона (нм) при текущем значении напряжения.

**Задание 3.** Определите  $n$  в формуле Вульфа – Брэгга для отмеченного максимума при текущем значении напряжения.

---

1. Вычислите дебройлевскую длину волны протона, имеющего кинетическую энергию 100 эВ.

- 123 пм
- 0.123 нм
- 123 нм
- 0.123 пм
- 2.86 пм

2. Электрон и протон движутся с одинаковыми скоростями. Которая из этих частиц обладает большей длиной волны?

- электрон
- протон
- однозначный ответ дать нельзя
- длины волн электрона и протона одинаковы
- электроны и протоны нельзя характеризовать длиной волны

3. Оцените длину волны де Бройля, соответствующую телу, имеющему массу 1 г и движущемуся со скоростью 1 м/с.

- ~1 см
- ~10–13 м
- ~10–30 м
- ~10–15 м
- ~10–33 м

4. Вычислите дебройлевскую длину волны электрона, ускоренного разностью потенциалов 10 В.

- 2.86 пм
- 123 нм
- 0.123 пм
- 123 пм
- 0.123 нм

5. Почему волновая природа материи не выявляется в нашем повседневном опыте?

- потому, что длина волны де Бройля является понятием условным
- окружающие нас тела движутся со скоростями гораздо меньшими скорости света
- для большинства окружающих нас тел длина волны де Бройля слишком мала
- для большинства окружающих нас тел длина волны де Бройля слишком велика
- правильный ответ не приведен

6. Летящему электрону соответствует длина волны 0.18 нм. Какова скорость движения электрона, если известно, что он движется гораздо медленнее света.

- правильный ответ не приведен
- 4043 м/с
- 4043 мм/с

- 4043 см/с
- 4043 км/с

7. Пучок электронов, имеющих энергию 65 эВ, рассеивается на кристалле, как при дифракции рентгеновского излучения. Максимум первого порядка наблюдается под углом  $45^\circ$ . Чему равно расстояние между плоскостями кристалла, на котором происходит дифракция?

- 0.108 нм
- 1.08 нм
- $7.3 \cdot 10^{-16}$  м
- 108 нм
- 10.8 нм

8. Монохроматический пучок медленных нейтронов, полученный в результате ядерной реакции, падает на кристалл с периодом решетки 0.15 нм. Определите скорость нейтронов, если брэгговское отражение первого порядка наблюдается, когда угол скольжения равен  $30^\circ$ . Масса покоя нейтрона равна  $1.675 \cdot 10^{-27}$  кг.

- 26.4 км/с
- 2.64 м/с
- 2.64 см/с
- 2.64 км/с
- 2.64 мм/с

9. Вычислите отношение кинетической энергии электрона к кинетической энергии протона, если частицы имеют одинаковые дебройлевские длины волн. Предполагается, что скорости движения частиц гораздо меньше скорости света.

- 1736
- 2012
- 1912
- 1936
- 1836

10. Определите, какую ускоряющую разность потенциалов должен пройти электрон, чтобы длина волны де Бройля для него была равна 1 нм.

- 1.51 В
- 1.51 МВ
- 0.227 В
- 0.821 МВ
- 0.821 мВ

## Литература

1. teachmen.csu.ru
2. Матвеев, А. Н. Атомная физика : учебное пособие для студентов вузов / А. Н. Матвеев. – 2-е изд. – Москва : ОНИКС : Мир и Образование, 2007. – 430 с. : ил.; 24 см.; ISBN 978-5-488-01252-3
3. Кислов, А. Н. Атомная и ядерная физика : учеб. пособие / А. Н. Кислов.– Екатеринбург : Изд-во Урал. ун-та, 2017. – 271 с. – ISBN 978-5-7996-1992-33
4. Шпольский, Э. В. Атомная физика. Том 1. Введение в атомную физику : учебник для вузов. – 8-е изд., стер. / Э. В. Шпольский. – СПб. : Лань, 2010. – 560 с. – ISBN 978-5-8114-1005-7.
5. Шпольский, Э. В. Атомная физика. Том 2. Основы квантовой механики : учебник для вузов. – 6-е изд., стер. / Э. В. Шпольский. – СПб. : Лань, 2010. – 448 с. – ISBN 978-5-8114-1006-4

## Лабораторная работа № 2 Изучение эффекта Комптона

**Цель работы:** изучить характерные свойства явления в ходе виртуального эксперимента; убедиться, что при рассеянии электромагнитных волн с малой длиной волны проявляются корпускулярные свойства излучения.

А. Комптон исследовал рассеяние рентгеновских лучей на мишенях из различных материалов. С точки зрения волновых представлений механизм рассеяния состоит "в раскачивании" электронов электромагнитным полем падающей волны. Колеблющийся электрон должен в свою очередь излучать электромагнитную волну, имеющую частоту, равную частоте колебаний электрона, т. е. частоте падающей волны. Таким образом, свободные электроны рассеивают излучение, причем частота рассеянных волн должна равняться частоте падающих.

С помощью рентгеновского спектрометра А. Комптон произвел точные измерения длины волны рентгеновских лучей, рассеянных на мишени. А. Комптон обнаружил, что излучение бывает двух сортов: у одного длина волны совпадает с длиной волны первичного излучения (пунктирная кривая), а другое обладает большей длиной волны (сплошная кривая). Им были установлены две особенности процесса:

1) разность длин волн рассеянного и первичного излучений не зависит от природы рассеивателя и длины волны первичного излучения;

2) при возрастании атомного номера рассеивателя интенсивность несмещенной линии возрастает, интенсивность смещенной линии падает. Теоретическую интерпретацию этому явлению дали А. Комптон и П. Дебай. Эффект становится объяснимым, если полагать, что электромагнитное излучение представляет поток фотонов, каждый из которых обладает энергией  $h\nu$  и импульсом  $p_e$ . То есть фотон ведет себя, грубо говоря, как движущийся шарик. В легких веществах, с которыми проводил опыты А. Комптон, энергия связи электронов мала по сравнению с энергией, передаваемой ему квантами рентгеновского излучения, и электроны можно считать свободными. При комптоновском рассеянии происходит упругое столкновение фотона со свободным электроном.

Для видимого света ( $h\nu$  всего 2–3 эВ) в веществе нет электронов, которые можно было бы считать свободными, и эффект не наблюдается.

### Расчет эффекта Комптона

Пусть фотон с энергией  $h\nu$  падает на покоящийся электрон (рис. 2.1).

Запишем уравнения, выражающие законы сохранения энергии и импульса:

1. Энергия до столкновения (энергия фотона  $h\nu$  плюс энергия покоя электрона) должна равняться энергии после столкновения (энергия  $h\nu'$  рассеянного фотона плюс полная энергия получившего отдачу электрона)

$$h\nu + m_0c^2 = h\nu' + mc^2, \quad (1)$$

где  $m_0$  – масса покоящегося электрона,  $m$  – масса движущегося электрона,  $c$  – скорость света.

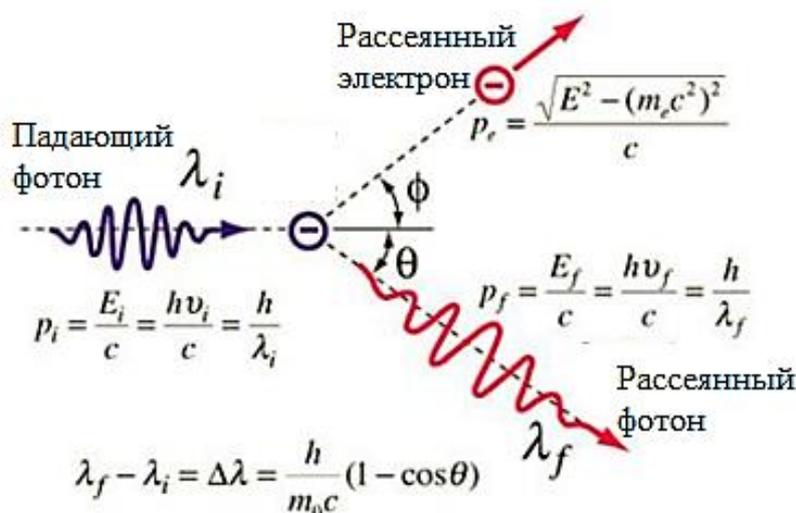


Рис. 2.1. К объяснению механизма эффекта Комптона

2. Импульс падающего фотона  $p$  должен равняться сумме импульсов электрона  $p_e$  и рассеянного фотона  $p'$

$$p = p' + p_e \quad (2)$$

Энергия фотона связана с импульсом соотношением

$$|p| = h\nu/c \quad (3)$$

Преобразуем выражение (1): перенесем энергию рассеянного кванта в левую часть, выразим энергии квантов через импульсы в соответствии с (3), разделим обе части равенства на  $c$  и возведем в квадрат

$$(p - p' + m_0c)^2 = (mc)^2 \quad (4)$$

В законе сохранения импульса (2) перенесем импульс рассеянного кванта в левую часть и возведем в квадрат обе части равенства

$$p^2 - 2pp' + p'^2 = p_e^2 \quad (5)$$

После вычитания последнего равенства из (4) получим

$$-2pp' + 2pp'\cos\Theta + 2p m_0c - 2p'm_0c + m_0^2c^2 = m^2c^2 - p_e^2 \quad (6)$$

Квадрат полной энергии электрона

$$E_e^2 = (mc^2)^2 = p_e^2c^2 + m_0^2c^4.$$

Учитывая это, замечаем, что правая часть (6) равна  $m_0^2c^2$ . Точно такое же слагаемое есть и в левой части (6). После сокращений получим выражение для модуля импульса рассеянного фотона

$$p' = p/[1 + (p/mc)(1 - \cos\Theta)] \quad (7)$$

Поскольку импульс фотона  $p = h/\lambda$ , получаем окончательное выражение для изменения длины волны рассеянного фотона

$$\lambda' - \lambda = (h/m_0c)(1 - \cos\Theta) \quad (8)$$

$$\lambda' = hc/h\nu'$$

Величина  $h/m_0c$  называется *комptonовской длиной волны электрона*, ее численное значение равно

$$h/m_0c = 2.4263096(15) \cdot 10^{-12} \text{ м.}$$

Это длина волны фотона с энергией, равной  $m_0c^2$  – энергии покоя электрона.

В своей статье "A Quantum Theory of the Scattering of X-Rays by Light Elements", опубликованной в 1923 году, А. Комптон провел расчеты и сравнил результаты с ранее полученными в эксперименте. Выше приведен график из этой работы. На поле графика – результаты для рассеяния рентгеновских лучей в мишени из графита. Впечатляющее согласие пионерских измерений А. Комптона и многих последующих с теоретическими расчетами явилось сильным доводом в поддержку выдвинутого в 1905 г. Эйнштейном предположения о том, что свет обладает свойствами не только волны, но и частицы. Корпускулярные свойства электромагнитного излучения проявлялись при взаимодействии первичных рентгеновских лучей с электронами, тогда как волновые свойства обнаруживались при детектировании рассеянных лучей – действие дифракционного спектрометра, использованного А. Комптоном, можно объяснить, только рассматривая рентгеновские лучи как волны.

Квантование энергии электромагнитной волны доказано ранее в опытах по фотоэффекту. Но при фотоэффекте импульс фотона передается всему образцу металла и испущенному из него электрону. Импульс, приобретенный металлом в таких условиях, слишком мал и не поддается измерению. Эффект А. Комптона демонстрирует, что фотон обладает импульсом.

А. Комптон не был бы настоящим ученым, если бы не задался вопросом, какие еще экспериментальные подтверждения можно найти приведенному выше объяснению смещения длины волны рассеянного излучения. Если обе части равенства (7) умножить на  $c$ , получим энергию рассеянного фотона

$$hv' = hv/[1 + (hv/m_0c^2)(1 - \cos\theta)] \quad (9)$$

Разность энергий первичного и рассеянного фотонов равна кинетической энергии электрона, который А. Комптон назвал "электроном отдачи",  $T_e = hv - hv'$ . На снимках в камере Вильсона по длине следов электронов измерялась их энергия. Экспериментальные значения оказались в хорошем согласии с расчетными.

В 1927 г. А. Комптону присуждена Нобелевская премия. При вручении премии, как водится, А. Комптон прочел лекцию об исследовании рентгеновского излучения "X-rays as a branch of optics" ("Рентгеновское излучение как раздел оптики").

### Исследование эффекта Комптона

Продемонстрируем эффект Комптона на модели экспериментальной установки (рис. 2.2).

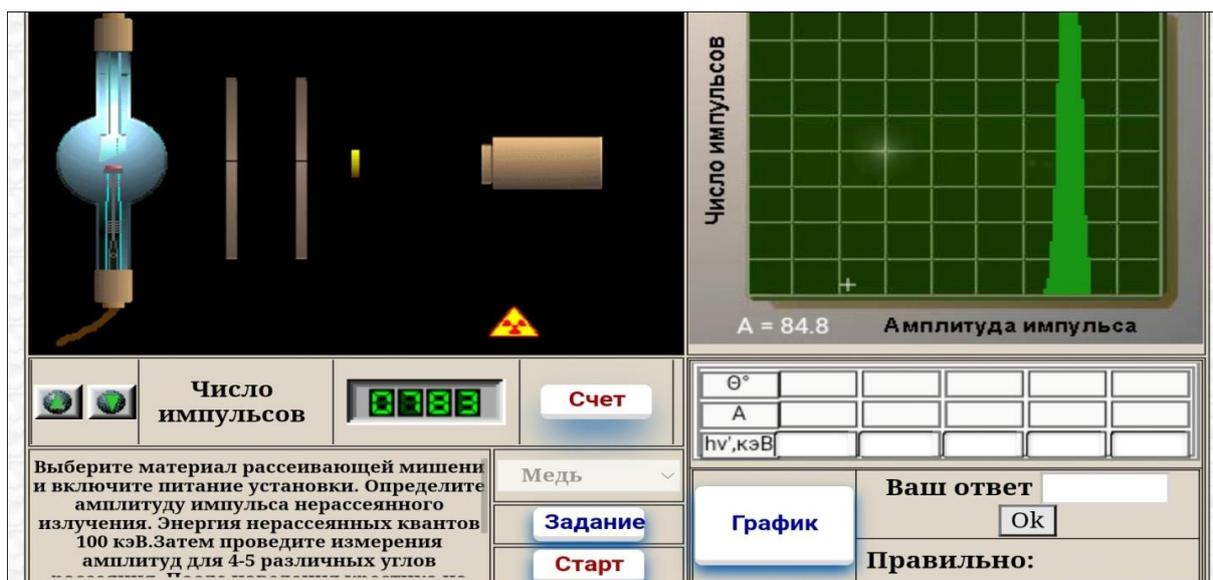


Рис. 2.2. Интерфейс симулятора для исследования эффекта Комптона

В нашем распоряжении источник – рентгеновская трубка (1), две диафрагмы (2), выделяющие узкий пучок излучения, мишени (3) из трех материалов и подвижный детектор (4). Спектр излучения рентгеновской трубки сплошной, на фоне которого выделяются линии характеристического излучения. У нашего идеализированного источника энергия квантов  $h\nu = 100 \text{ кэВ}$ , а сплошная часть спектра отфильтрована. Амплитуда электрических импульсов на выходе современного детектора (полупроводниковый или сцинтилляционный) пропорциональна энергии поглощенных квантов. С выхода детектора импульсы поступают на многоканальный амплитудный анализатор (мы увидим только экран анализатора). Его задача – сортировка поступающих импульсов по амплитуде и подсчет количества импульсов с каждой амплитудой (конечно, в некотором диапазоне около среднего). В силу конечного разрешения детектора моноэнергетическим квантам будет соответствовать некоторое распределение импульсов по амплитудам (для идеального детектора получили бы монолинию). Положение максимума на оси амплитуд определяет энергию излучения.

Сейчас приступим к эксперименту. После нажатие кнопки **"Начнем"** в новом окне будет представлена действующая модель экспериментальной установки. Установлен режим демонстрации. Справа внизу Вы увидите описание предстоящих действий компьютера после нажатия Вами кнопки **"Старт"** (потом эта кнопка – **"Далее"**). Когда компьютер "занят" (т. е. идет опыт) эта кнопка не активна. Переходите к следующему кадру, лишь осмыслив результат, полученный в текущем опыте. После окончания демонстрации вернитесь к материалу лекции и при желании к самостоятельным измерениям.

Интересно, что обнаружен и так называемый "обратный эффект Комптона", когда низкоэнергичные фотоны увеличивают свою энергию, рассеиваясь на горячих электронах. Им объясняют некоторые изменения в спектре реликтового излучения. С 1963 года метод обратного комптоновского рассеяния используется для получения монохроматических  $\gamma$ -пучков высоких энергий (до нескольких ГэВ) путем рассеяния лазерных фотонов на электронах (позитронах), циркулирующих в накопителях. Пучок таких фотонов полезен в исследовании ядер. Известен и процесс упругого рассеяния  $\gamma$ -квантов на протоне.

### **Порядок выполнения работы**

- 1) Включить питание рентгеновской трубки нажатием кнопки «Старт».
- 2) Начать счет импульсов детектора при  $\theta = 0^\circ$ . Это необходимо для калибровки детектора. При этом  $h\nu' = 100 \text{ кэВ}$ .
- 3) Терпеливо ждать окончания счета.

- 4) Измерить амплитуду импульсов.
- 5) Занести результаты в таблицу.
- 6) Установить угол детектора  $\theta = 30^\circ$ .
- 7) Терпеливо ждать окончания счета.
- 8) Измерить амплитуду импульсов.
- 9) Занести результаты в таблицу.
- 10) Установить угол детектора  $\theta = 48^\circ$ .
- 11) Начать счет импульсов детектора при  $\theta = 48^\circ$ .
- 12) Измерить амплитуду импульсов.
- 13) Занести результаты в таблицу.
- 14) Рассчитать  $h\nu'$  для  $30^\circ$  и  $48^\circ$
- 15) Выполнить эксперимент для разных материалов мишени.

### Контрольные вопросы

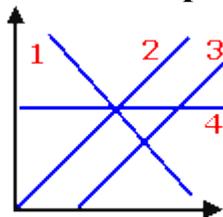
**1. Для защиты от рентгеновского излучения с энергией 10 кэВ лучше использовать экран из свинца, а не, скажем, алюминия, т. к.**

- А) ядро свинца имеет больший заряд и электроны сильнее связаны.
- Б) размер атома свинца больше.
- В) у атомов свинца больше электронов.
- Г) правильный ответ не приведен.
- Д) свинец сильнее рассеивает излучение.

**2. До какого потенциала  $\phi$  можно зарядить удаленный от других тел цинковый шарик, облучая его ультрафиолетовым излучением с длиной волны 200 нм? Работа выхода для цинка 3.74 эВ.**

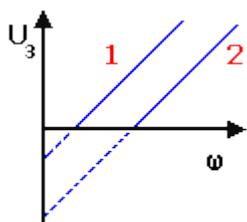
- А) 2.5 В
- Б) 6.2 В
- В) шарик не будет заряжаться
- Г) 4.0 В
- Д) пока не наступит пробой

**3. На рисунке одна из прямых представляет зависимость максимальной кинетической энергии фотоэлектронов от частоты света. Какая?**



- А) 1
- Б) 2
- В) 3
- Г) 4
- Д) однозначный ответ дать нельзя

**4. На рис. показаны зависимости задерживающего напряжения  $U$  от частоты падающего света. Чем разнятся условия, при которых получены эти прямые?**



- А) однозначный ответ дать нельзя
- Б) частотой света
- В) для ответа на вопрос не хватает данных
- Г) интенсивностью падающего света
- Д) материалом катода

**5. В результате фотоэффекта в камере, наполненной некоторым газом, выбит электрон, энергия которого на 13.6 эВ меньше энергии кванта. Каким газом наполнена камера?**

- А) водородом
- Б) парами натрия
- В) недостаточно данных для правильного ответа
- Г) парами цезия
- Д) гелием

**6. Один из атомных электронов получил энергию в результате комптон-эффекта. Может ли энергия электрона равняться энергии  $\gamma$ -кванта?**

- А) это зависит от главного квантового числа электрона
- Б) может
- В) это зависит от порядкового номера атома
- Г) не может
- Д) это зависит от начальной энергии  $\gamma$ -кванта

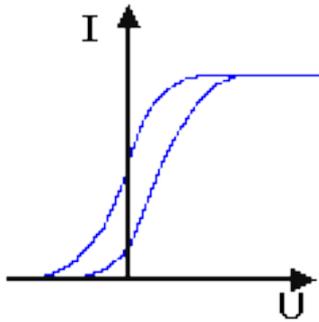
**7. При комптоновском рассеянии импульс электрона...**

- А) уменьшается до нуля
- Б) увеличивается
- В) становится равным импульсу  $\gamma$ -кванта
- Г) остается неизменным

**8. По результатам исследования фотоэффекта можно найти значение фундаментальной константы. Какой?**

- А) постоянной Планка
- Б) постоянной Больцмана
- В) постоянной Ридберга
- Г) никакой
- Д) всех перечисленных

**9. На рис. показаны вольтамперные характеристики вакуумного фотоэлемента. Катод из никеля освещался монохроматическим светом. Чем обусловлены различия кривых?**



- А) материалом анода
- Б) однозначный ответ дать нельзя
- В) для ответа на вопрос не хватает данных
- Г) частотой света
- Д) интенсивностью падающего света

**10. При комптоновском рассеянии длина волны  $\gamma$ -кванта...**

- А) увеличивается дискретно на величину, кратную  $h/2\pi$
- Б) уменьшается до нуля непрерывно
- В) увеличивается
- Г) остается неизменной
- Д) уменьшается до минимума

**Литература**

1. teachmen.csu.ru
1. Матвеев А. Н. Атомная физика : учебное пособие для студентов вузов / А. Н. Матвеев. – 2-е изд. – Москва : ОНИКС : Мир и Образование, 2007. – 430 с. : ил.; 24 см.; ISBN 978-5-488-01252-3
2. Кислов, А. Н. Атомная и ядерная физика : учеб. пособие / А. Н. Кислов. – Екатеринбург : Изд-во Урал. ун-та, 2017. – 271 с. – ISBN 978-5-7996-1992-33
3. Шпольский, Э. В. Атомная физика. Том 1. Введение в атомную физику : учебник для вузов. – 8-е изд., стер. / Э. В. Шпольский. – СПб. : Лань, 2010. – 560 с. ISBN 978-5-8114-1005-7.
4. Шпольский, Э. В. Атомная физика. Том 2. Основы квантовой механики : учебник для вузов. – 6-е изд., стер. / Э. В. Шпольский. – СПб. : Лань, 2010. – 448 с. ISBN 978-5-8114-1006-4

**Лабораторная работа № 3**

**Дискретность атомных состояний. Опыт Франка и Герца**

**Цель работы:** экспериментальное доказательство дискретности атомных состояний, изучение явления передачи энергии при столкновениях частиц в ходе виртуального эксперимента.

Квантовые постулаты Н. Бора (1913 г.) нашли непосредственное экспериментальное подтверждение в опытах Дж. Франка и Г. Герца (1914 г.). Известна вольтамперная характеристика лампового диода ( $I \sim U^{3/2}$ ). Если

колбу наполнить газом, и предохранить анод от сбора низкоэнергетических электронов, то обнаружится очень интересный эффект.

### Установка для наблюдения

В нашем распоряжении есть установка для изучения взаимодействия электронов с атомами (рис. 3.1).

Из трубки выкачан воздух и в нее введено небольшое количество (давление около 1 мм рт. ст.) какого-либо вещества. Электроны, испускаемые накалившимся катодом (1), ускоряются в постоянном электрическом поле, созданном между катодом и сетчатым анодом (2). Между ним и коллектором (3) поддерживается небольшое ( $\sim 1$  В) задерживающее напряжение. Поэтому на коллектор могут попасть только те электроны, энергия которых больше 1 эВ. Ток с коллектора измеряется микроамперметром. С помощью реостата (4) можно изменять ускоряющее напряжение.

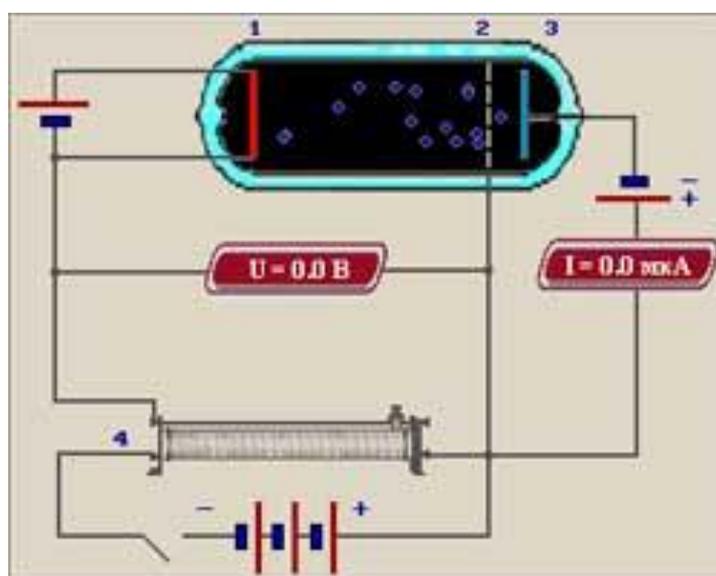


Рис. 3.1. Схема опыта Франка и Герца. Интерфейс цифрового симулятора

Теперь поясним происхождение минимумов на вольтамперной характеристике.

Столкновения частиц бывают как упругими, так и неупругими. *Упругими* называют такие столкновения, в которых суммарная кинетическая энергия частиц до соударения равна сумме кинетических энергий этих частиц после соударения. Очевидно при этом внутренняя энергия частиц (и состояние их) не изменяется. Если же часть кинетической энергии пойдет на изменение внутреннего состояния одной из сталкивающихся частиц, то такое столкновение является *неупругим*.

*Метод задерживающего потенциала.* Для анализа энергий электронов малых энергий часто используют тормозящее электрическое поле.

Пусть поток электронов разных энергий от источника  $K$  движется слева направо. Между двумя электродами ( $C$  и  $A$  на рис. 3.2) создадим тормозящее электроны поле (слева плюс, справа минус).

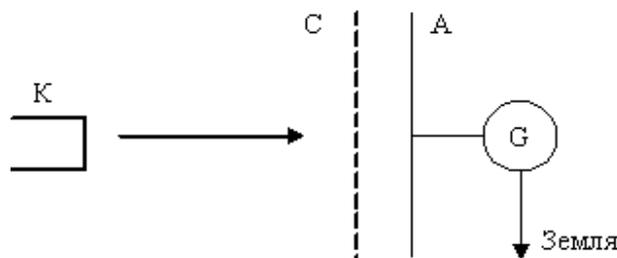


Рис. 3.2 Схема метода задерживающего потенциала

Электрод  $C$  выполнен в виде сетки, а с правого электрода  $A$  заряд стекает через гальванометр  $G$  на землю. Если разность потенциалов между  $C$  и  $A$  равна  $U_{зад}$ , то преодолеть промежуток могут только электроны, кинетическая энергия которых  $T > eU_{зад}$ , здесь  $e$  – заряд электрона. Ток гальванометра  $I$  пропорционален суммарному количеству электронов в потоке с энергией большей  $eU_{зад}$ . Изменяя  $U_{зад}$ , и измеряя ток при каждом значении, можно получить представление о распределении электронов по энергии  $n(T)$ . Метод очень прост. Недостаток его – для нахождения распределения  $n(T)$  приходится дифференцировать экспериментальную зависимость  $I(U_{зад})$ , что связано с большой потерей точности. Метод задерживающего потенциала использован Джеймсом Франком и Густавом Герцем для анализа энергий, теряемых электронами в столкновениях с атомами.

Изменение энергии налетающей частицы массы  $m$  (потеря энергии) при *упругом* соударении с другой частицей массы  $M$   $\Delta T \sim (m/M) \cdot T$ , где  $T$  – энергия частицы до столкновения. Так как масса электрона значительно меньше массы атома, то его кинетическая энергия при упругом столкновении с атомом меняется незначительно, происходит только изменение направления скорости (здесь уместно сравнение, как горох об стенку).

Если возможны *неупругие* соударения с атомом, то кинетическая энергия электрона после соударения окажется меньше на величину энергии, переданной атому. В первых опытах Дж. Франка и Г. Герца электроны, испущенные подогретым катодом  $K$ , ускоряются электрическим полем, создаваемым между катодом и сеткой  $C$  разностью потенциалов  $U_{уск}$ . Между сеткой и анодом поле тормозящее ( $U_{зад} \sim 0.5$  В). Стеклоанодная колба с электродами наполнена парами ртути. При малых напряжениях ( $U_{уск} < 4.9$  В для ртути) соударения электронов с атомами *упругие*, т. к. вольтамперная характеристика такая же, как для вакуумного диода. Упругие столкновения, как было сказано, практически не меняют энергетический спектр электронов, тормозящее поле им не помеха. Но вблизи  $U_{уск} \sim 4.9$  В ток резко уменьшается. Значит при  $T \sim 4.9$  эВ происходят *неупругие*

соударения с атомами, и электроны, отдавшие атому энергию, не могут преодолеть задерживающий промежуток  $C - A$ . Таким образом было установлено, что минимальная энергия, необходимая для возбуждения атомов ртути, составляет 4.9 эВ. Эта энергия, деленная на заряд электрона, называется *потенциалом возбуждения*. Падения тока при напряжениях, кратных 4.9 В, означает, что электроны, потерявшие энергию в первом неупругом соударении, снова набирают 4.9 эВ по пути к аноду и происходит второе (третье) неупругое соударение.

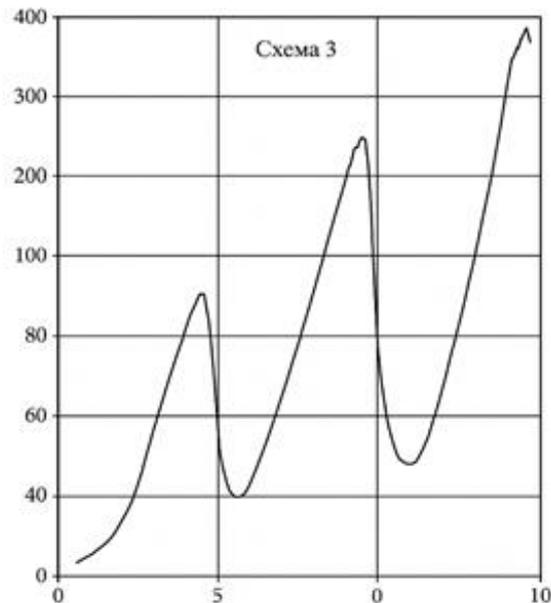


Рис. 3.3. Вольт-амперная характеристика для лампы Нг

Чуть раньше, чем проводились эти эксперименты, Н. Бор выдвинул гипотезу о стационарных состояниях атомов и излучении (поглощении) квантов при переходе между ними. Гипотеза Н. Бора объясняла линейчатый характер спектра атомов. Результаты опытов Дж. Франка и Г. Герца стали мощной поддержкой квантовых постулатов Н. Бора: показано существование у изолированных атомов дискретных уровней энергии. (Позднее Франк признался, что они "не оценили по достоинству фундаментальное значение теории Бора, настолько, что даже не упомянули о ней в своей статье".)

Дополнительным свидетельством того, что переданная электроном энергия пошла на возбуждение атома, явился спектральный анализ излучения, возникающего при возбуждении. Атом в возбужденном состоянии живет недолго. При возврате в основное состояние переданная энергия  $\Delta T = 4.9$  эВ должна излучиться в виде кванта  $h\nu$  с той же энергией. Длина волны  $\lambda = hc/\Delta T = 253$  нм. И такая линия действительно была найдена Дж. Франком и Г. Герцем.

Если давление паров в приборе снизить (первоначально было ~ 1 мм рт. ст.) до такого значения, что длина свободного пробега электрона будет больше или сравнима с расстоянием катод – анод, станет возможным возбуждения атомов в более высокие энергетические состояния и даже ионизация атомов (не встретив ни одного атома электроны смогут ускориться до энергий, превышающей первый порог возбуждения). Проводя анализ спектра неупруго рассеянных электронов, Дж. Франк и Г. Герц нашли уровни энергии и энергии ионизации большого количества элементов. Для примера некоторые цифры приведены в таблице.

**Таблица 1. Характеристики атомов некоторых элементов**

	натрий Na	цезий Cs	медь Cu	калий K	ртуть Hg	водород H
Энергия возбуждения 1-го уровня, эВ	2.1	1.39	3.8	1.6	4.9	10.2
Энергия ионизации, эВ	5.1	3.9	7.7	4.3	10.4	13.6

В 1925 г. Дж. Франку и Г. Герцу присуждена Нобелевская премия.

### **Порядок выполнения работы**

В опытах немецких физиков В. Франка и Г. Герца было получено прямое экспериментальное доказательство дискретности атомных состояний. Атомы возбуждаются только при передаче им энергии, превышающей разность энергий первого возбужденного и основного состояний (двух низших стационарных).

Мы предлагаем провести эти опыты на цифровом симуляторе. В первом опыте – поработайте на установке Франка и Герца. Во втором – исследуйте спектр (набор) возможных энергий для атомов разных металлов и определите, с каким веществом вы имели дело.

Характеристики энергий возбуждения и ионизации различных атомов приведены в таблице.

Использование спектроскопа в третьем опыте позволит исследовать спектр излучения атомов, которое испускается при возбуждении этих атомов.

## **Опыт 1**

### **Описание установки**

Из трубки выкачан воздух и в нее введено небольшое количество (давление около 1 мм рт. ст.) какого-либо вещества. Электроны, испускае-

мые накалившимся катодом (1), ускоряются в постоянном электрическом поле, созданном между катодом и сетчатым анодом (2). Между ним и анодом поддерживается небольшое (~) задерживающее напряжение. Поэтому на коллектор могут попасть только те электроны, энергия которых больше 1 эВ. Ток с коллектора измеряется микроамперметром. С помощью реостата (4) можно изменять ускоряющее напряжение (клавишами ← и → или, передвигая мышкой движок реостата).

Плавно изменяйте ускоряющее напряжение от 0 до 12 В и стройте график зависимости  $I = f(U)$ . Заметьте, при каких значениях энергии электронов (в эВ) наблюдаются спады тока. На сколько отличаются энергии электронов, при которых происходят спады тока?



Рис. 3.4. Интерфейс виртуальной установки к опыту 1

## Опыт 2

Внутренняя энергия атома изменяется степенями. В первом опыте вы нашли только одну величину ступени. Теперь из-за малости давления паров металла в колбе электрон может отдать энергию только одному атому. Определите, при каких значениях энергии электронов возможна передача энергии атомам данного вещества.

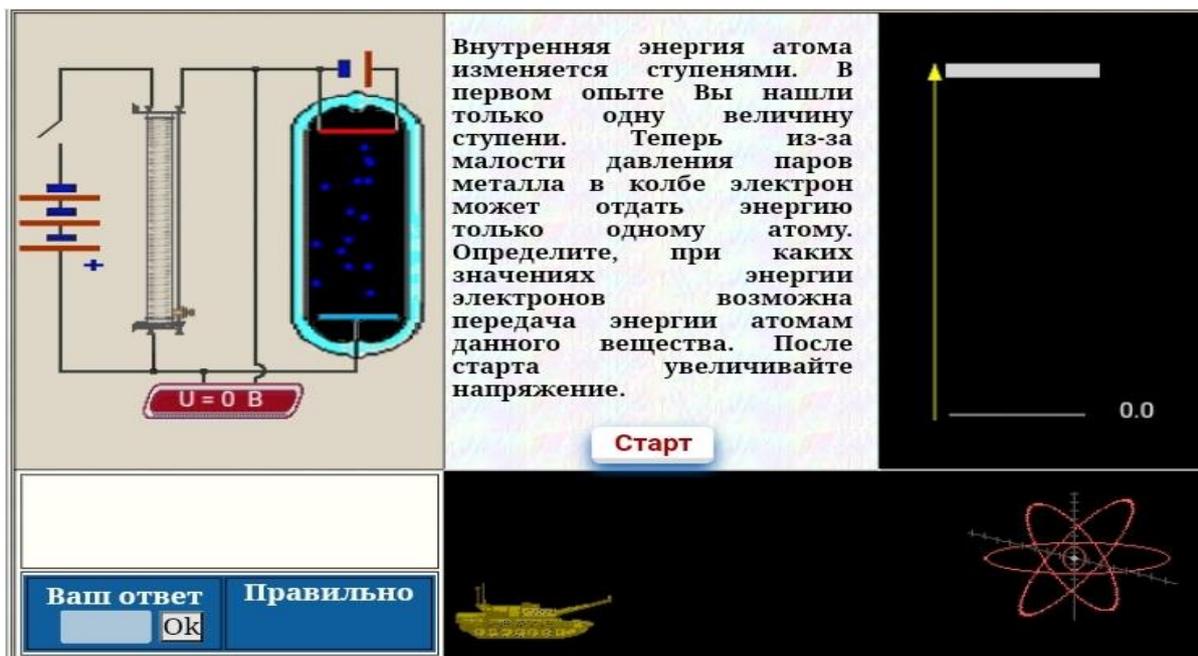


Рис. 3.5. Интерфейс виртуальной установки к опыту 2.

После старта увеличивайте напряжение.

- 1) Чему равна энергия ионизации атомов данного вещества? Рассчитанное значение в эВ введите в окне ответов.
- 2) Я полагаю, что в проведенном эксперименте колба была наполнена парами атомов... (введите в окне ответов свой вариант).

### Опыт 3

Изменяйте ускоряющее напряжение, передвигая ползунок реостата от 0 до максимума. Ответьте на предлагаемые вопросы.

- 1) Кванты какой энергии излучаются при выделенном переходе? Проведите измерения, введите ответ.
- 2) Какова длина волны (в нм) излучения при выделенном переходе?

**Исследование спектра излучения возбужденных атомов**

*Изменяйте ускоряющее напряжение от нуля до максимума и дайте ответы на предлагаемые вопросы.*

Кванты какой энергии излучаются при выделенном переходе? Проведите измерения, введите ответ.

Ваш ответ  Ok

Правильно

**Наблюдаемый спектр**

УФ область      400      500      600      700      800      λ, нм

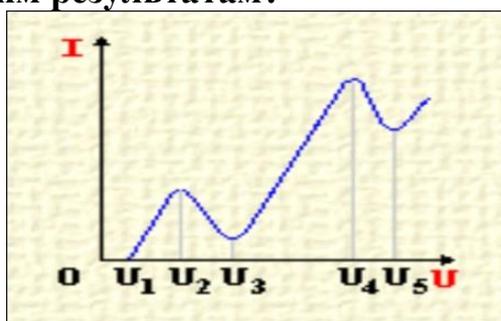
Рис. 3.6. Интерфейс виртуальной установки к опыту 3

### Контрольные вопросы

**1. Газообразный гелий облучается потоком электронов. Может ли он при этом излучать только одну спектральную линию?**

- А) может, если энергия электронов в пучке меньше энергии первого возбужденного состояния атомов;
- Б) нет, в этих условиях он будет излучать сплошной спектр;
- В) может, если энергия электронов в пучке больше энергии первого возбужденного состояния атомов, но меньше энергии второго возбужденного состояния;
- Г) нет, он будет испускать всегда весь свой линейчатый спектр.

**2. На рисунке представлена зависимость силы тока от напряжения в экспериментальной установке Франка и Герца. Чему равно минимально возможное изменение внутренней энергии атомов ртути по этим результатам?**



- А)  $eU_1$
- Б)  $eU_2$
- В)  $eU_3$
- Г)  $eU_4$
- Д)  $eU_5$

**3. Как изменится вольт-амперная характеристика, если атомы реального газа заменить на классические твердые шарики того же размера?**

- А) изменится глубина минимумов;
- Б) изменится положение максимумов;
- В) ничего не изменится;
- Г) она станет плавной кривой;
- Д) останется один минимум.

**4. Что было обнаружено в опытах Франка и Герца?**

- А) корпускулярные свойства электронов;
- Б) волновые свойства электронов;
- В) волновые свойства света;
- Г) квантовый характер поглощения энергии атомами;
- Д) корпускулярные свойства света.

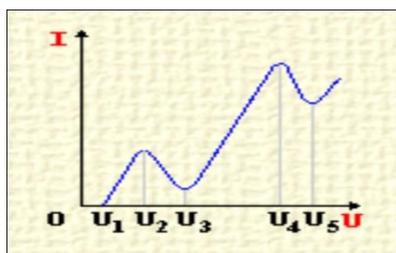
**5. Как может изменять свою внутреннюю энергию атом при неупругих столкновениях?**

- А) может принимать любую порцию энергии, отдавать лишь дискретный ряд значений энергии;
- Б) может отдавать и принимать любую порцию энергии;
- В) может отдавать и принимать лишь дискретный ряд значений энергии;
- Г) может отдавать любую порцию энергии, принимать лишь дискретный ряд значений энергии.

**6. Как может изменять свою энергию атом при упругих столкновениях?**

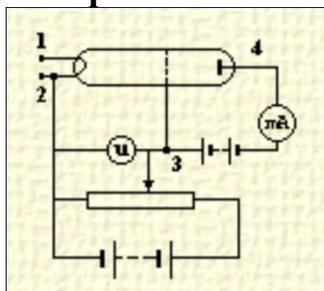
- А) может отдавать любую порцию энергии, принимать лишь дискретный ряд значений энергии;
- Б) может отдавать и принимать любую порцию энергии;
- В) может принимать любую порцию энергии, отдавать лишь дискретный ряд значений энергии;
- Г) может отдавать и принимать лишь дискретный ряд значений энергии.

**7. На рисунке представлена зависимость силы тока от напряжения в экспериментальной установке Франка и Герца. При каком минимальном значении напряжения электроны в сосуде приобретают энергию, достаточную для неупругих столкновений с атомами ртути?**



- А)  $U_1$
- Б)  $U_2$
- В)  $U_3$
- Г)  $U_4$
- Д)  $U_5$

8. На рисунке представлена схема экспериментальной установки Франка и Герца. К каким выводам подключают напряжение для создания электрического поля, ускоряющего электроны в приборе?

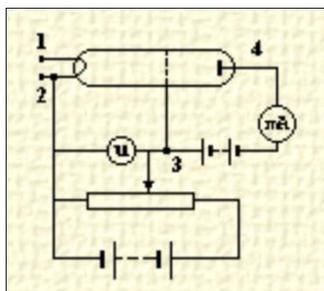


- А) 3 – 4
- Б) 2 – 3
- В) 1 – 2
- Г) 2 – 4
- Д) 1 – 4

9. Газообразный гелий облучается потоком электронов, энергия которых чуть больше энергии четвертого возбужденного состояния атома гелия. Какой спектр излучения гелия наблюдается при этом?

- А) линейчатый, включающий все линии излучения гелия;
- Б) монохроматический, линия излучения соответствует переходу из четвертого возбужденного состояния в основное;
- В) сплошной, ограниченный в области коротких волн частотой, соответствующей кинетической энергии электрона в пучке;
- Г) линейчатый, включающий линии излучения, начиная от перехода из четвертого состояния в основное и между более низкими уровнями.

10. На рисунке представлена схема экспериментальной установки Франка и Герца. К каким выводам подключают напряжение для создания электрического поля, замедляющего электроны в приборе?



- А) 1 – 2
- Б) 1 – 4
- В) 2 – 4
- Г) 2 – 3
- Д) 3 – 4

### Литература

1. teachmen.csu.ru
2. Матвеев А. Н. Атомная физика : учебное пособие для студентов вузов / А. Н. Матвеев. – 2-е изд. – Москва : ОНИКС : Мир и Образование, 2007. – 430 с. : ил.; 24 см. – ISBN 978-5-488-01252-3
3. Кислов, А. Н. Атомная и ядерная физика : учеб. пособие / А. Н. Кислов. – Екатеринбург : Изд-во Урал. ун-та, 2017. – 271 с. – ISBN 978-5-7996-1992-33

4. Шпольский, Э. В. Атомная физика. Том 1. Введение в атомную физику : учебник для вузов. – 8-е изд., стер. / Э. В. Шпольский. – СПб. : Лань, 2010. – 560 с. – ISBN 978-5-8114-1005-7.

5. Шпольский, Э. В. Атомная физика. Том 2. Основы квантовой механики : учебник для вузов. – 6-е изд., стер. / Э. В. Шпольский. – СПб. : Лань, 2010. – 448 с. – ISBN 978-5-8114-1006-4

## Лабораторная работа № 4

### Изучение спектра излучения атомов водорода в газовом разряде. Определение постоянных Ридберга

**Цель работы:** исследование спектра атома водорода и определение постоянных Ридберга и Планка.

#### Теория вопроса

Решение уравнения Шредингера для атома водорода дает набор дискретных уровней энергии для связанных состояний ( $E < 0$ ):

$$E_n = -\frac{me^4}{32\varepsilon_0^2\hbar^2} \cdot \frac{1}{n^2}, \quad (1)$$

где  $\hbar = \frac{h}{2\pi} = 1,05 \cdot 10^{-34}$  Дж·с,  $n = 1, 2, 3, \dots$  – главное квантовое число. Формулу (1) удобно записывать в виде:

$$E_n = -\frac{E_0}{n^2}, \quad \text{где } E_0 = -13,6 \text{ эВ.}$$

С ростом  $n$  уровни энергии атома сближаются, в пределе ( $n \rightarrow \infty$ ) дискретный спектр приближается к непрерывному, а квантовая система – к классической. Это и есть принцип соответствия Бора, который позволяет выразить постоянную Ридберга через фундаментальные постоянные.

Для простоты Бор принял, что в атоме водорода электроны вращаются вокруг протона по окружности радиусом  $r$  с циклической частотой  $\omega$ , и, согласно второму закону Ньютона, имеем:

$$m\omega^2 r = \frac{mV^2}{r} = \frac{e^2}{4\pi r^2 \varepsilon_0^2}. \quad (2)$$

Согласно принципу квантования состояния электрона, в атоме:

$$mVr = n\hbar. \quad (3)$$

Решение системы (2) и (3) дает выражение для радиусов круговых орбит электронов в атоме водорода:

$$r_n = \frac{\hbar^2}{4\pi\varepsilon_0 m e^2} \cdot n^2. \quad (4)$$

Полная энергия электрона в атоме есть сумма кинетической и потенциальной энергий:

$$E_n = \frac{mV^2}{2} - \frac{e^2}{4\pi r \varepsilon_0}. \quad (5)$$

Найдя скорость электрона из системы (3) и (4), имеем:

$V = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar n}$ , подставляя полученное выражение скорости в выражение (5), получим выражение для полной энергии атома на  $n$ -й стационарной орбите:

$$E_n = -\frac{me^4}{32\pi^2\epsilon_0^2\hbar^2} \cdot \frac{1}{n^2}. \quad (6)$$

Как видим, формула, полученная из постулатов Бора, совпадает с формулой для энергии, полученной с помощью решения уравнения Шредингера – основного уравнения квантовой механики.

При переходе атома водорода из состояния  $n_2$  с энергией  $E_2$  в состояние  $n_1$  с энергией  $E_1$  излучается квант света с частотой  $\omega$ , равной  $E_2 - E_1 = \hbar\omega$ .

Подставляя в формулу (6) для энергии атома значения  $n_2$  и  $n_1$ , получим следующее выражение:

$$E_2 - E_1 = \frac{me^4}{32\pi^2\epsilon_0^2\hbar^2} \left( \frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right). \quad (7)$$

Имея в виду, что  $E_2 - E_1 = \hbar\omega$ , а  $\omega = \frac{2\pi c}{\lambda}$ , можем записать:

$$\frac{1}{\lambda} = R \left( \frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right). \quad (8)$$

Формула (8) называется обобщенной формулой Бальмера, где

$$R = \frac{me^4}{64\pi^3\epsilon_0^2 c\hbar^3} = 1,09 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1} - \text{постоянная Ридберга.}$$

Если постоянную Ридберга вводить не для волнового числа  $\frac{1}{\lambda}$ , а для частоты  $\omega$ , то получается  $R_\omega = R \cdot 2\pi c = 2,067 \cdot 10^{16} \text{ с}^{-1}$ . С увеличением  $n_2$  разность между волновыми числами уменьшается, стремясь при  $n_2 \rightarrow \infty$  к предельному значению (для  $n_1 = 2, \frac{1}{\lambda} = \frac{R}{4}$ ). При этом линии сближаются и уменьшаются их интенсивности.

**Совокупность спектральных линий, закономерно меняющих свою интенсивность и возникающих при всех переходах со всех орбит на вторую орбиту, называют серией Бальмера.**

Предельное волновое число при  $n_2 \rightarrow \infty$  называется границей серии. Визуально можем наблюдать только серию Бальмера, которая представлена на рисунке 4.1.

Однако существуют и другие серии: серия Лаймана, все линии которой находятся в ультрафиолетовой области спектра, возникает при переходах со всех орбит, начиная со второй, на первую; серия Пашена, Брэкета, Пфунда и др. Все они лежат в инфракрасной области спектра. Набор уровней энергии и возможные переходы в атоме принято показывать на энергетической диаграмме, приведенной на рисунке 4.1. Здесь принято  $E_n = W_n$  – полная энергия атома на  $n$ -м уровне.

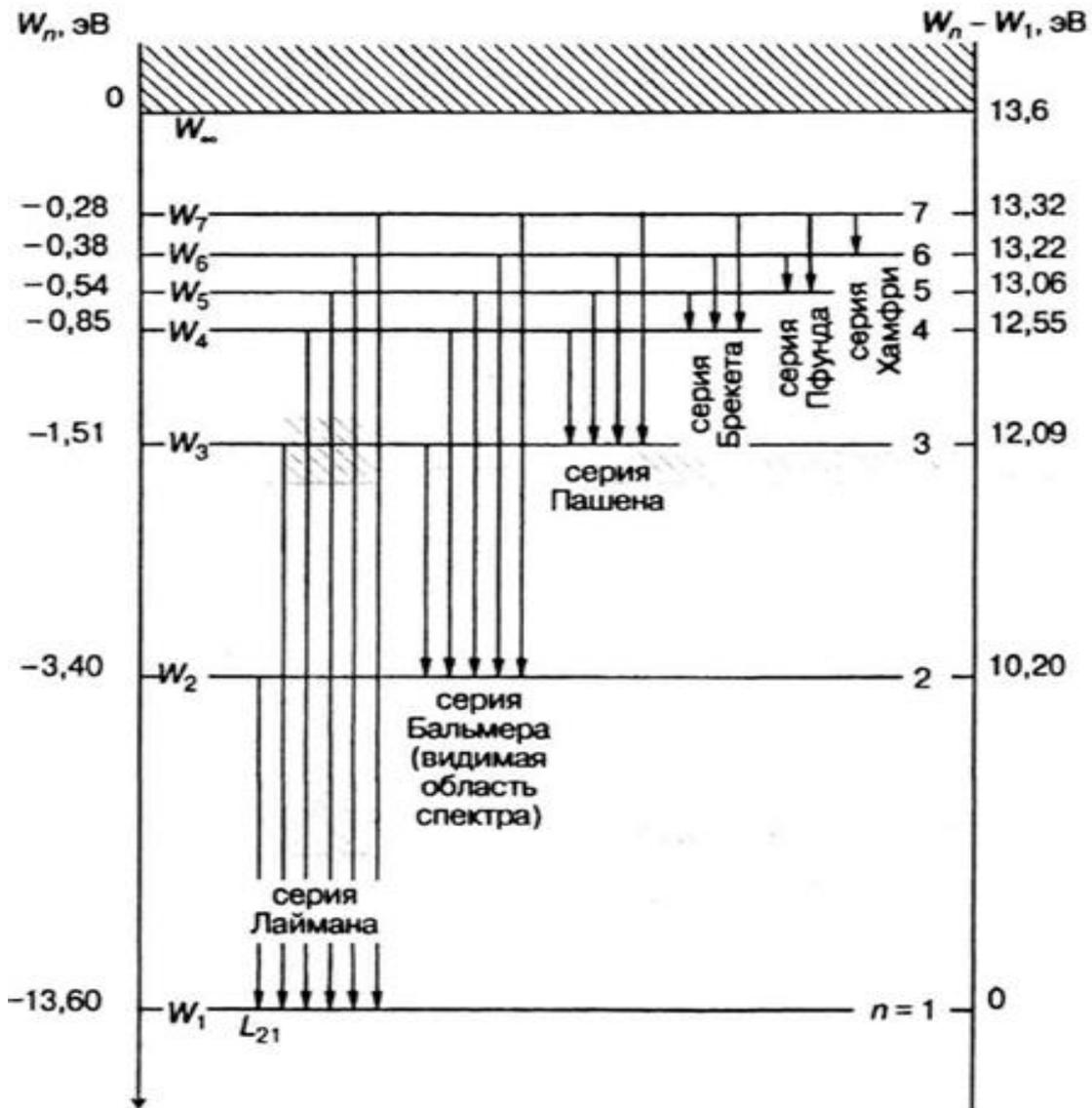


Рис. 4.1. Диаграмма энергетических уровней атома водорода

Состояние атома, в котором электрон находится на низшем энергетическом уровне (для атома водорода это состояние с энергией  $E_1 = -13,6$  эВ), называется основным. Атом без внешних возмущений может находиться в этом состоянии неопределенно долго. Энергетический уровень  $E_1$  соответственно является бесконечно тонким. Этот вывод вытекает непосредственно из соотношения неопределенностей:  $\Delta E_1 \Delta \tau_1 \sim \hbar$ , где  $\Delta E_1$  – неопределенность значения энергии,  $\Delta \tau_1$  – неопределенность времени пребывания атома в этом состоянии. Так как  $\Delta \tau_1 \rightarrow \infty$ , то  $\Delta E_1 \rightarrow 0$ . Остальные энергетические уровни являются возбужденными, так как возникают под действием внешних воздействий и могут существовать ограниченное время  $\Delta \tau$ . Поэтому возбужденные уровни несколько размыты, по порядку величины:  $\Delta E \sim \frac{\hbar}{\Delta \tau}$ .

## Экспериментальная часть

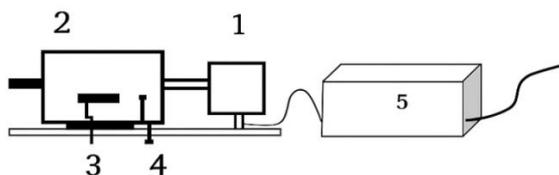


Рис. 4.2. Блок-схема экспериментальной установки. 1 – осветительное устройство; 2 – монохроматор; 3 ручка для управления спектром; 4 – шкала показаний монохроматора; 5 – пульт управления

Установка содержит осветительное устройство 1, монохроматор МУМ-01 и пульт управления 5. Блок осветителя содержит водородную трубку. Питание трубки осуществляется от специального источника. Под действием высокого напряжения, вырабатываемого блоком питания ламп, электроны в атомах водорода переходят на высшие энергетические уровни. Через время  $\sim 10^{-9}$  с они обязаны перейти на более низкий энергетический уровень, испустив квант света, частота которого определяется лой  $E_2 - E_1 = \hbar\omega$ .

Так как в разрядном промежутке содержится огромное число атомов, то под действием напряжения периодически электроны в них переходят на случайный менее возбужденный уровень, излучая квант света какой-то определенной частоты, и таким образом в окуляре монохроматора видим весь набор спектральных линий.

Водородная спектральная трубка представляет собой стеклянный баллон с впаянными внутрь электродами. Разряд в трубке возникает при столкновении ускоренных электронов с молекулами  $H_2$  или  $D_2$ . Образующие при этом электроны и ионы поддерживают разряд. Кроме областей непрерывного спектра, при рекомбинации наблюдаются также спектральные линии, соответствующие обычному эмиссионному спектру атомов и молекул водорода и дейтерия. Возбуждение их происходит главным образом за счет электронных ударов.

**Монохроматор** предназначен для выделения и исследования монохроматического излучения в спектральном диапазоне от 2000 до 8000 Å. Сканирование спектра осуществляется вращением ручки 3 рядом с индикатором цифрового счетчика длин волн 4. Первые три цифры счетчика 4 соответствуют длине волны в нм, по барабану с рисками отсчитываются десятые доли нм (рис. 4.2).

### Порядок выполнения работы

*Следует помнить, что в установке используется опасное для жизни напряжение  $\sim 6000$  В, поэтому необходимо проверить целостность всех проводов перед включением.*

1. Проверить положение ручки регулировки высокого напряжения «ВЫСОКОЕ НАПРЯЖЕНИЕ»: ручка должна быть повернута до упора против часовой стрелки. Поставить переключатель «ЛАМПА» в положение «ВОДОРОДНАЯ» и установить осветитель со спектральной водородной трубкой к приемному окну монохроматора, расположив его соосно, на расстоянии 7–10 см от приемного окна. Медленно вращая ручку «ВЫСОКОЕ НАПРЯЖЕНИЕ» по часовой стрелке, добиться возникновения устойчивого разряда в трубке. Напряжение, подаваемое на трубку, следует отрегулировать так, чтобы происходил устойчивый разряд, и наблюдалась приемлемая яркость свечения. Запрещается переключать ручку «ВЫСОКОЕ НАПРЯЖЕНИЕ», так как при подаче на трубку чрезмерного напряжения возможен выход ее из строя.

2. В связи с тем, что в спектре водородной лампы наряду с линиями атомарного водорода наблюдаются полосы спектра молекулярного водорода, поиск линий нужно начинать с наиболее интенсивной четкой красной линии  $H_{\alpha}$ . Она располагается практически на самой границе красного спектра. Для поиска линий следует медленно вращать ручку 2.9 монохроматора в пределах 640–670 нм, дожидаясь появления в окуляре монохроматора соответствующей яркой линии, контролируя значение длины волны по индикатору цифрового счетчика длин волн. Записать измеренные значения видимых длин волн с учетом поправки  $\langle \Delta \lambda \rangle$  в таблицу:

Номер орбиты, с которой осуществлен переход	Обозначение линии	Длина волны $\lambda$ , нм	Длина волны, измеренная в нм	Длина волны с учетом поправки, в нм	Постоянная Ридберга, в $\text{м}^{-1}$
3	$H_{\alpha}$ -красная	656,3			
4	$H_{\beta}$ – зеленая	486,1			
5	$H_{\gamma}$ – синяя	434,0			
6	$H_{\delta}$ – фиолетовая	410,2			

3. Вторая линия в спектре водорода – интенсивная зелено-голубая.

В промежутке между первой и второй линиями располагается множество красно-желтых и зеленых сравнительно слабых размытых молекулярных полос. Для поиска второй линии медленно вращать ручку 2.9 монохроматора в области длин волн 470–500 нм.

4. Уточнив длину волны второй линии, записать ее обозначение в таблицу.

5. Третья линия атомарного водорода имеет фиолетово-синий цвет. В спектре излучения трубки она видна относительно слабо и не во всех экземплярах ламп, поэтому измерение рекомендуется проводить при минимальной освещенности. Перед этой линией могут располагаться слабые размытые молекулярные полосы синего цвета. Вращая ручку 2.9 монохроматора как можно более тщательно в области длин волн 430–440 нм, уточнив положение третьей линии, записать значение ее длины волны в таблицу.

6. По окончании измерений отключить облучатель от сети, переводя переключатель «СЕТЬ» на панели ПУЛЬТА УПРАВЛЕНИЯ установки в положение «ВЫКЛ».

7. Сравнить измеренные значения длин волн в серии Бальмера с табличными значениями, приведенными в приложении.

8. Для серии Бальмера формула (8) переписется в виде:

$$\frac{1}{\lambda} = R \left( \frac{1}{4} - \frac{1}{n_2^2} \right).$$

9. С помощью формулы, приведенной в пункте 8, вычислить для каждой линии постоянную Ридберга. Все вычисления проводить в системе СИ. Среднее значение  $R$  записать в таблицу.

10. Из формулы

$$R = \frac{me^4}{64\pi^3 \varepsilon_0^2 c \hbar^3}$$

получить выражение для постоянной Планка  $\hbar$  и, используя среднее значение  $R$ , вычислить ее значение.

11. Оценить относительную ошибку в определении постоянной Ридберга по формуле:

$$\varepsilon = \frac{\langle \Delta R \rangle}{\langle R \rangle} \cdot 100 \%, \text{ где } \langle \Delta R \rangle = \frac{\sum |R_i - \langle R \rangle|}{n},$$

где  $R_i$  – постоянная Ридберга, определенная экспериментально для какой-либо  $i$ -той длины волны,  $\langle R \rangle$  – среднее ее значение,  $n$  – количество опытов (в нашем случае три).

12. Сравнить полученное значение  $R_{\text{экспер.}}$  с теоретическим значением. Сделать вывод о точности своего эксперимента.

### Контрольные вопросы и задания

1. Воспользовавшись полуквантовой теорией Бора, получить формулу для энергии электрона в однократно ионизированном атоме гелия.

2. Пользуясь энергетической диаграммой для атома водорода, определить первый потенциал атома водорода.

3. Написать обобщенную формулу Бальмера и выражение для определения постоянной Ридберга через основные константы.

4. Определить энергию фотона, испускаемого при переходе электрона в атоме водорода с третьего энергетического уровня на основной уровень.

5. Во сколько раз минимальная длина волны в серии Пашена спектра водорода больше максимальной длины волны в серии Бальмера?

6. Вычислить наибольшие длины волн в сериях Лаймана, Бальмера, Пашена в спектре водорода.

7. Объяснить причины размытия энергетических уровней электрона в атоме. Какой уровень будет размыт в наименьшей степени и почему?

8. Какой метод возбуждения атомов используется в данной установке для получения спектра?

### Литература

1. Фриш, С. Э. Оптические спектры атомов : учебное пособие / С. Э. Фриш. – 2-е изд., испр. – Санкт-Петербург : Лань, 2022. – 640 с. – ISBN 978-5-8114-1143-6. – URL: <https://e.lanbook.com/book/210515> (дата обращения: 15.12.2025).

2. Савельев, И. Е. Курс общей физики. Том 3. Оптика, атомная физика, физика атомного ядра и элементарных частиц / И. Е. Савельев. – Москва, 2002. – 528 с.

3. Лабораторный практикум по физике / под ред. В. И. Барсукова. – Москва : Высшая школа, 1988.

4. Матвеев, А. Н. Атомная физика : учебное пособие для студентов вузов / А. Н. Матвеев. – 2-е изд. – Москва : ОНИКС : Мир и Образование, 2007. – 430 с. : ил.; 24 см. – ISBN 978-5-488-01252-3

5. Кислов, А. Н. Атомная и ядерная физика : учеб. пособие / А. Н. Кислов. – Екатеринбург : Изд-во Урал. ун-та, 2017. – 271 с. – ISBN 978-5-7996-1992-33

6. Шпольский, Э. В. Атомная физика. Том 1. Введение в атомную физику : учебник для вузов. – 8-е изд., стер. / Э. В. Шпольский. – Санкт-Петербург : Лань, 2010. – 560 с. – ISBN 978-5-8114-1005-7.

7. Шпольский, Э. В. Атомная физика. Том 2. Основы квантовой механики : учебник для вузов. – 6-е изд., стер. / Э. В. Шпольский. – Санкт-Петербург : Лань, 2010. – 448 с. – ISBN 978-5-8114-1006-4

## Лабораторная работа № 5

### Изучение линейчатого спектра атомов ртути в газовом разряде

**Цель работы:** наблюдение и анализ линейчатого спектра атомов ртути, определение длин волн характерных спектральных линий с целью верификации теоретических моделей и экспериментальных методик. Градуировка монохроматора по спектру излучения ртути.

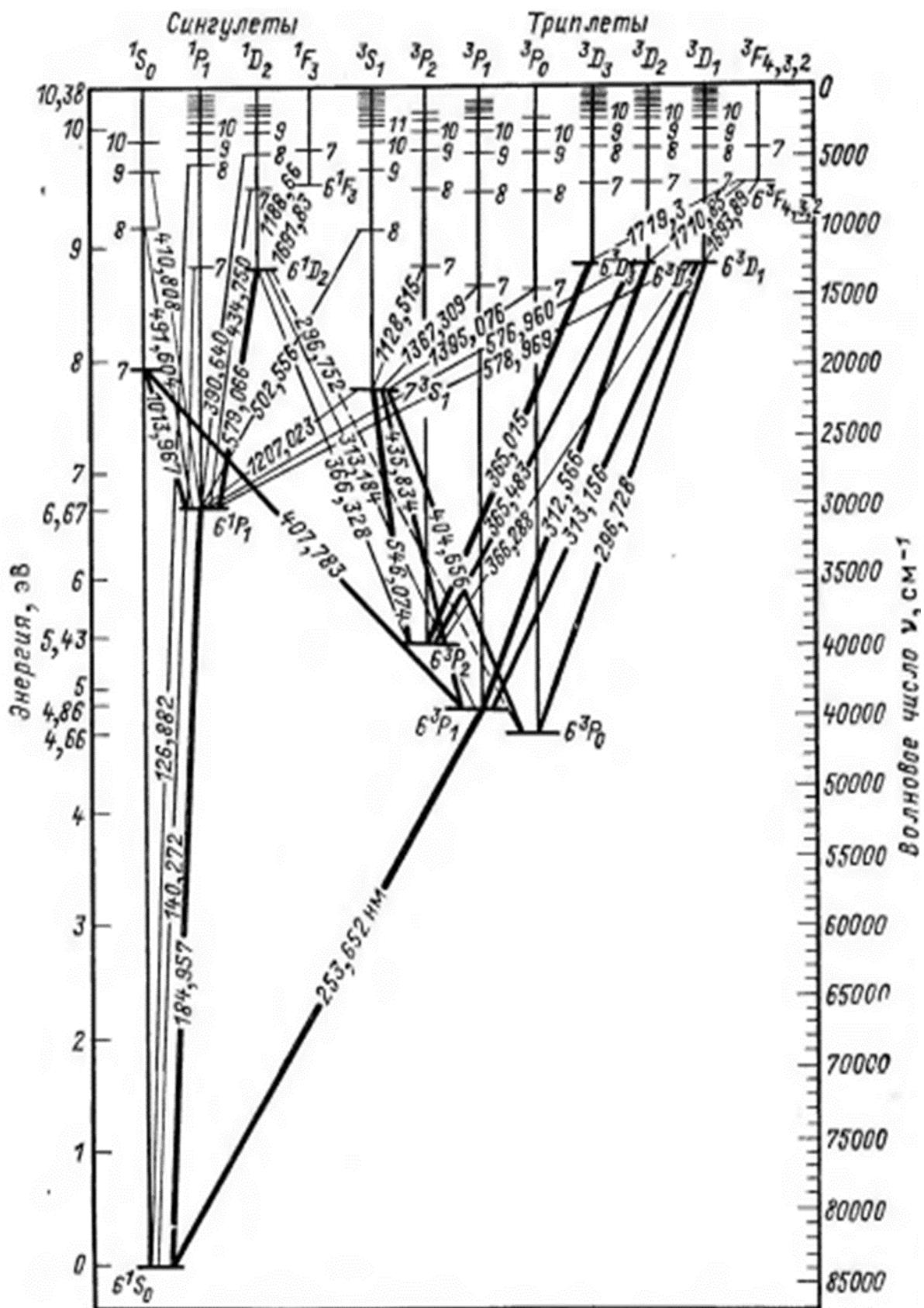
Линейчатый спектр излучения атомов ртути в условиях газового разряда представляет собой дискретный набор интенсивных линий, соответствующих определённым длинам волн. Эти линии возникают вследствие эмиссии фотонов при переходах электронов между энергетическими уровнями в атомах ртути.

Наблюдение оптического спектра атомов ртути возможно в разряде в парах ртути при пропускании излучения газового разряда через спектроскопические приборы, такие как спектроскоп, монохроматор, спектрограф, предназначенные для анализа спектральных характеристик оптического излучения.

В процессе газового разряда электроны в атомах ртути претерпевают переходы на более низкие энергетические состояния, что сопровождается испусканием фотонов с энергией, пропорциональной длине волны видимого излучения. В результате формируется спектр, состоящий из отдельных ярких линий, контрастирующих на фоне тёмного пространства.

Схема энергетических уровней атомов ртути представлена на рисунке 5.1.

Спектральный профиль ртути охватывает как видимую, так и ультрафиолетовую, и инфракрасную области спектра. Наиболее заметные линии наблюдаются на длинах волн около 404,7 нм (синий цвет), 435,8 нм (сине-фиолетовый) и 546,1 нм (зелёный), а также на других длинах волн. Линейчатый спектр излучения атомов ртути обладает высокой степенью специфичности, что делает его незаменимым инструментом для идентификации присутствия ртути в анализируемых образцах.



Характерный вид участка спектра атомов ртути представлен на рисунке 5.2.

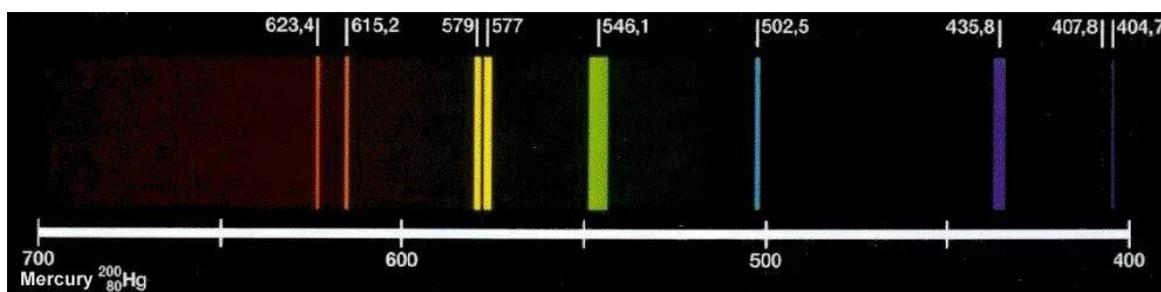


Рис. 5.2. Общий вид линейчатого оптического спектра атомов ртути

### Содержание работы

Основным элементом модуля является ртутная лампа. Разряд в ней возникает при столкновении ускоренных электронов с атомами и молекулами ртути. Образующиеся при этом электроны и ионы поддерживают разряд. Эти частицы ответственны за появление интенсивного рекомбинационного свечения разряда в ультрафиолетовой области спектра.

### Построение градуировочного графика монохроматора по спектру атомов ртути методом наименьших квадратов (МНК). Введение в теорию отыскания параметров

В научно-исследовательской и инженерной практике часто возникает следующая задача. Имеется совокупность экспериментальных значений некоторой величины  $y$  в зависимости от величины  $x$ . Эта совокупность задается в виде набора  $n$  опытных точек. Каждая точка характеризуется тремя параметрами  $(y_i, \sigma_i, x_i)$ , где  $x_i$  – аргумент;  $y_i$  – функция;  $\sigma_i$  – среднеквадратичная ошибка экспериментального определения  $y_i$ . Задача состоит в том, чтобы подобрать сглаживающую кривую, зависящую от параметров и удовлетворяющую определенным требованиям точности в смысле совпадения экспериментальных и расчетных значений функции в каждой точке.

Другими словами, мы должны найти такую зависимость, чтобы отклонения расчетных значений величины  $y$  от экспериментально измеренных в каждой точке не превышали бы погрешности эксперимента. При этом вид аналитической зависимости либо известен из физических соображений, либо выбирается из соображений математического удобства и простоты использования. В этом заключается задача сглаживания опытных данных.

Функция может быть задана таблично. Однако при решении многих задач таблицей пользоваться неудобно. Это касается задач, решаемых с

помощью ЭВМ. Вводить в машину таблицу иногда невыгодно из соображений экономии памяти машины. Кроме того, использование данных в табличной форме вызывает усложнение алгоритма процедуры вычислений.

### Математическая формулировка метода наименьших квадратов (МНК)

В свое время было предложено два метода отыскания параметров эмпирических формул.

#### 1. Принцип Эджворта.

Неизвестные параметры  $a_0, a_1, \dots, a_n$  определяются из условия минимума суммы

$$\sum |y_i - y(x_i, a_0, a_1, \dots, a_n)| = \min. \quad (1)$$

Однако этот метод распространения не получил вследствие имеющихся математических трудностей, связанных с наличием модулей и неувязок под знаком суммы.

#### 2. Принцип Лежандра – Гаусса (МНК).

Неизвестные параметры  $a_0, a_1, \dots, a_n$  определяются из условия минимума суммы  $\sum \omega_i (y_i - y(x_i, a_0, a_1, \dots, a_n))^2 = \min$ , где  $\omega_i$  – начальное значение весовой функции в точке  $i$ . В качестве весовой функции принимается величина  $\omega_i = \frac{1}{\sigma_i^2}$ , где  $\sigma_i^2$  – среднеквадратичная погрешность  $y_i$ . Обычно авторы измерений сообщают предельную относительную ошибку  $\delta$ , которая считается постоянной для данной серии опытов. Тогда в качестве весовой функции можно использовать величину  $\omega_i = \frac{1}{(\delta \cdot y_i)^2}$ .

Если  $\omega_1 = \omega_2 = \omega_3 = \dots = \omega_n$ , то неизвестные параметры:  $a_0, a_1, \dots, a_n$  находятся из условия минимума суммы

$$\sum (y_i - y(x_i, a_0, a_1, \dots, a_n))^2 = \min. \quad (2)$$

Для нахождения параметров, удовлетворяющих уравнению (2), применяем условие экстремума функции:

$\frac{\partial}{\partial k} [\sum (\lambda_{ист.i} - k\lambda_{шк.i} - \Delta\lambda)^2] = -2 \sum (\lambda_{ист.i} - \Delta\lambda - k\lambda_{шк.i}) \cdot \lambda_{шк.i} = 0$ , откуда следует:

$$\sum \lambda_{ист.i} \cdot \lambda_{шк.i} = k \sum \lambda_{шк.i}^2 + \Delta\lambda \sum \lambda_{шк.i}. \quad (3)$$

$$\frac{d}{d(\Delta\lambda)} [\sum (\lambda_{ист.i} - k\lambda_{шк.i} - \Delta\lambda)^2] = -2 \sum (\lambda_{ист.i} - k\lambda_{шк.i} - \Delta\lambda) = 0,$$

откуда следует:

$$\sum \lambda_{ист.i} = k \sum \lambda_{шк.i} + n\Delta\lambda, \quad (4)$$

где  $n$  – число опытов.

Из уравнений (3) и (4) легко найти эмпирические постоянные  $k$  и  $\Delta\lambda$  по опытным значениям  $x_i$  и  $y_i$ . Прямая  $y = ax + b$ , определяемая уравнени-

ями (3) и (4), называется **прямой, полученной методом наименьших квадратов (МНК)**. Сами уравнения (3) и (4) называются **нормальными уравнениями**.

Как видно, искомые параметры  $k$  и  $\Delta\lambda$  определяются из системы (3) и (4) однозначно, следовательно, минимум, если он существует, должен быть единственным и задаваться значениями коэффициентов  $k$  и  $\lambda$ .

*Принцип Лежандра – Гаусса получил широкое распространение под названием метода наименьших квадратов.*

Кроме областей непрерывного спектра при рекомбинации наблюдаются также спектральные линии, соответствующие обычному эмиссионному спектру атомов и молекул. Работа выполняется на монохроматоре МУМ-01 (рис. 5.3). Монохроматор имеет сферическую дифракционную решетку 2.6, боковой выход 2.3, задний выход 2.1, механизм поворота 2.8 решетки и связанный с ним механизм 2.7 отсчета длины волны излучения с приводом от вала с ручкой 2.9, на входе и выходах имеется возможность устанавливать сменные щели.

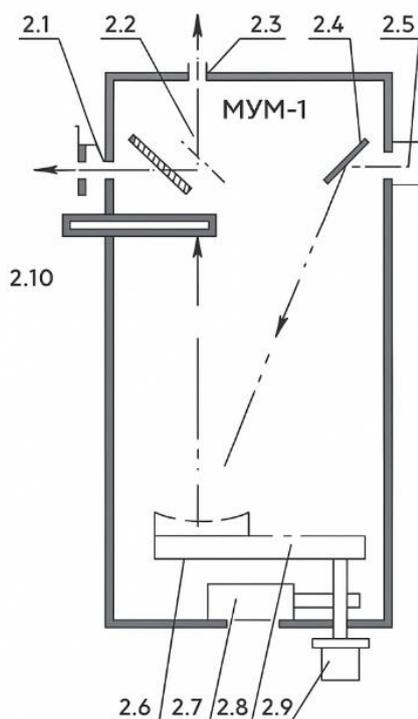


Рис. 5.3. Монохроматор учебный малогабаритный МУМ-1 к установке ФКЛ-3 (вид сверху)

Излучение, вошедшее во входную щель 2.5, направляется на дифракционную решетку 2.6 неподвижным зеркалом 2.4. Длина волны излучения, отраженного от решетки в направлении выхода монохроматора, зависит от ориентации решетки. Поворот решетки осуществляется вращением ручки 2.9. Длина волны отсчитывается по шкале 2.7 отсчетного устрой-

ства. Шкала имеет три барабана, показывающие значение длины волны в нанометрах. Правый барабан имеет дополнительную шкалу с ценой деления 0.2 нм, отсчет по которой производится по горизонтальной визирной линии (рис. 5.4).

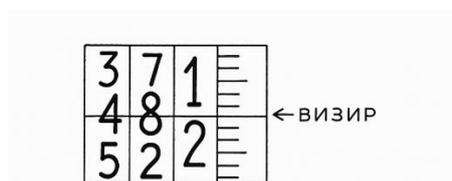


Рис. 5.4. Вид шкалы показаний спектра монохроматора МУМ-1

Выбор выхода монохроматора осуществляется с помощью подвижного зеркала 2.2, перемещаемого штоком 2.10 рисунка 1.1. Для градуировки монохроматора применяется ртутная лампа ДРСк-125, представляющая собой ртутную горелку из кварцевого стекла. Питание лампы осуществляется от сети переменного тока  $\sim 220$  В через специальное пускорегулирующее устройство.

Технические характеристики лампы: ДРСк-125

Напряжение на лампе, В	125
Номинальный рабочий ток, А	1,15
Номинальный световой поток, лм	4800
Диаметр, мм	77
Длина, мм	176

Блок-схема экспериментальной установки приведена на рис. 5.5.

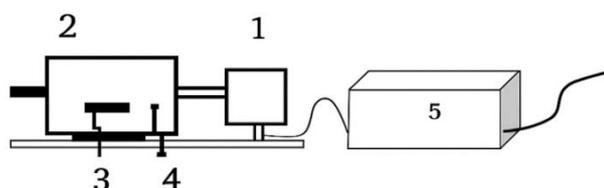


Рис. 5.5. Схема установки ФКЛ-3. 1 – осветительное устройство; 2 – монохроматор; 3 – ручка для управления спектром; 4 – шкала показаний монохроматора; 5 – пульт управления

### Порядок выполнения работы

**Следует помнить, что в установке используется опасное для жизни напряжение  $\sim 6000$  В, поэтому необходимо проверить целостность всех проводов перед включением.**

1. Повернуть осветитель со спектральной ртутной лампой к приемному окну монохроматора и расположить его соосно на расстоянии 10–15 см от приемного окна.

2. Включить установку в сеть напряжением  $\sim 220$  В. Переключатель «СЕТЬ» на пульте управления (блоке питания) при этом должен находиться в положении «ВЫКЛ». Переключатель «ЛАМПА» в положении «РТУТНАЯ». **Ручка регулировки высокого напряжения, подаваемого на трубку, должна быть повернута до упора против часовой стрелки!**

3. Поставить переключатель «СЕТЬ» в положение «ВКЛ». При этом должен начаться процесс розжига ртутного дугового разряда в ртутной лампе. Дать лампе прогреться 3–5 минут.

**Во время разгорания запрещается отключение лампы от сети!**

4. Поставить щели, обеспечивающие возможность поиска и четкого изображения спектральных линий. Для этого вследствие интенсивности излучения ртутной лампы рекомендуется на входе и выходе зрительной трубы монохроматора поставить щели 0,05 мм в положение II (римская цифра II на щелях обращена наружу).

5. Наблюдение спектра ртути рекомендуется начинать с фиолетовой области. Для чего, медленно вращая ручку поворота решетки 2.9 монохроматора, добиться изображения первой фиолетовой линии ртути в центре окуляра (выходного зрительного окна). **Вращение ручки против часовой стрелки соответствует движению в область уменьшения длины волны, по часовой стрелке – в область увеличения длины волны.** Медленно вращая столик с осветителем или монохроматором, добиться наиболее яркого изображения спектральной линии ртути в выходном окне монохроматора.

6. Записать показания измерительной шкалы монохроматора  $\lambda_{\text{шкалы}}$  в таблицу:

Окраска линии	Относительная яркость	Длина волны, табличная $\lambda_{\text{таб.}}$ , нм	Длина волны, измеренная $\lambda_{\text{шкалы}}$ , нм	Ошибка опред. длины волны, $\Delta\lambda$ , нм	Коэф. $k$
Фиолетовая 1	2	404,66			
Фиолетовая 2	1	407,78			
Синяя	8	435,83			
Голубая	1	491,60			
Зеленая	10	546,07			
Желтая 1	8	576,96			
Желтая 2	10	579,07			

7. Провести аналогичные измерения для всех остальных видимых в монохроматор линий спектра ртути, записывая измеренные значения длины волны  $\lambda_{\text{шкалы}}$  в таблицу.

8. Найти ошибку измерения для каждой спектральной линии  $\Delta\lambda = \lambda_{\text{табл.}} - \lambda_{\text{шкалы}}$  и среднюю ошибку определения длины волны  $\langle \Delta\lambda \rangle$ .

9. Формулу, определяющую истинные значения длины волны в зависимости от показания шкалы монохроматора, можно записать следующим образом:

$$\lambda_{\text{истинная}} = k \cdot \lambda_{\text{шкалы}} + \Delta\lambda. \quad (1)$$

Для градуировки монохроматора считаем, что  $\lambda_{\text{табличная}} \equiv \lambda_{\text{истинная}}$ .

10. Коэффициент  $k$  и  $\Delta\lambda$  вычислить, используя метод наименьших квадратов.

### Контрольные вопросы и задания

1. Что такое линейчатый и сплошной спектр? Какой спектр наблюдается в этом опыте?

2. Почему спектр водорода и других газов линейчатый, а спектр лампы накаливания сплошной?

3. Какой метод возбуждения атомов для получения спектра используется в данной установке? Объясните методику эксперимента: необходимость в монохроматоре, принцип его устройства, принцип работы излучателя.

4. Как меняется после включения высокого напряжения сопротивление газоразрядного промежутка в лампах ДВС-25 и ДРС-125? Чему равно сопротивление этого промежутка до включения и после? Почему происходит резкое изменение сопротивления трубки? С какими физическими явлениями, происходящими в газе, заполняющем трубку, это связано?

5. В чем особенность метода наименьших квадратов? В чем состоит задача измерения параметров эмпирической формулы?

### Литература

1. Фриш, С. Э. Оптические спектры атомов : учебное пособие / С. Э. Фриш. – 2-е изд., испр. – Санкт-Петербург : Лань, 2022. – 640 с. – ISBN 978-5-8114-1143-6. – URL: <https://e.lanbook.com/book/210515> (дата обращения: 15.12.2025).

2. Матвеев А. Н. Атомная физика : учебное пособие для студентов вузов / А. Н. Матвеев. – 2-е изд. – Москва : ОНИКС ; Мир и Образование, 2007. – 430 с. : ил.; 24 см. – ISBN 978-5-488-01252-3

3. Кислов, А. Н. Атомная и ядерная физика : учеб. пособие / А. Н. Кислов. – Екатеринбург : Изд-во Урал. ун-та, 2017. – 271 с. – ISBN

978-5-7996-1992-33

4. Шпольский, Э. В. Атомная физика. Том 1. Введение в атомную физику : учебник для вузов. – 8-е изд., стер. / Э. В. Шпольский. – СПб. : Лань, 2010. – 560 с. – ISBN 978-5-8114-1005-7.

5. Шпольский Э. В. Атомная физика. Том 2. Основы квантовой механики : учебник для вузов. – 6-е изд., стер. / Э. В. Шпольский. – СПб. : Лань, 2010. – 448 с. – ISBN 978-5-8114-1006-4

6. Линник, Ю. В. Метод наименьших квадратов и основы теории обработки наблюдений / Ю. В. Линник. – М.: Физматгиз, 1958.

7. Спиридонов, Г. И. Отыскание параметров эмпирических формул методом наименьших квадратов / Г. И. Спиридонов. – М. : МЭИ, 1977.

8. Методическое руководство по выполнению лабораторной работы ФКЛ-8 (п/о Туланаучпроект). – Тула, 2008.

9. Физический практикум по атомной физике / Мутаева Г. М., Эфендиев А. З., Курбанисмаилов В. С. – Махачкала 2013.

## Лабораторная работа № 6

### Изучение спектра излучения атомов неона в газовом разряде

**Цель работы:** изучение линейчатых спектров атомов неона, определение длин волн спектра неона с помощью построения градуировочного графика для монохроматора МДР (ЛОМО ФОТОНИКА) по спектру атомов ртути, определение экранированного заряда ядра атома неона.

### Краткая теория

Законы классической механики и классической электродинамики в применении к атому как системе, состоящей из ядра и электронов, приводят к выводу о невозможности существования атома как устойчивой системы, поскольку любое возможное движение электронов в атоме сопровождается непрерывной потерей энергии на электромагнитное излучение. В частности, при аperiодическом движении электрона спектр излучения должен быть непрерывным.

Объяснение приведенных экспериментальных результатов было получено на основе квантовых представлений. Положение спектральных линий в атомных спектрах строго может быть объяснено только на основе квантовых представлений.

Состояние электрона в атоме водорода без учета его спина описывается волновой функцией  $\Psi$ , удовлетворяющей стационарному уравнению Шредингера:

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

Квантовая механика показывает, что энергия электронов в атоме может принимать не любые, а только некоторые определенные значения, образующие дискретный набор. Состояния с различными значениями энергии называются энергетическими уровнями. Каждое стационарное состояние электрона в атоме определяют четыре квантовых числа:

**$n$  – главное квантовое число**, возможные значения – целые положительные числа,  $n = 1, 2, 3, \dots$

**$l$  – орбитальное квантовое число**. При данном  $n$  это число может принимать значения  $l = 0, 1, 2, \dots, n - 1$  (всего  $n$  значений). Орбитальное квантовое число определяет момент импульса электрона в атоме

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

**$m$  – магнитное квантовое число**. При данном  $l$  квантовое число  $m$  может принимать  $(2l + 1)$  разных значений:  $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \pm l$ . Магнитное квантовое число определяет проекцию момента импульса электрона в атоме на произвольное направление в пространстве  $L_z = m \hbar$ ;  $m_s$  – спиновое квантовое число, равное для электронов  $\pm 1/2$ .

Спиновое квантовое число определяет проекцию собственного момента импульса электрона на произвольное направление в пространстве:

$$L_{sz} = m_s \hbar.$$

Для обозначения главного квантового числа  $n$  используются целые положительные числа:  $n = 1, 2, 3 \dots \infty$ . Для обозначения числового значения орбитального квантового числа ( $l = 0, 1, 2, 3, 4, \dots n - 1$ ) используются строчные буквы латинского алфавита:  $s, p, d, f, g, h$  соответственно.

Спектры испускания и поглощения светящихся газов являются линейчатыми, причем линии, определяющие длину волны излученного (поглощенного) кванта энергии, расположены в спектре группами или сериями. Длины волн всех линий спектра водородного атома могут быть точно представлены так называемой сериальной формулой:

$$\frac{1}{\lambda} = R \left( \frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right), \quad (1)$$

где  $\lambda$  – длина волны перехода,  $n_1$  и  $n_2$  – целые положительные числа, определяющие соответственно серию и линию в серии наблюдаемого спектра, и равные главным квантовым числам состояний, между которыми происходит переход электрона,  $R = 1,0973731 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$  – постоянная Ридберга.

Формула (1) применима не только к атому водорода, но и к водородоподобной системе, состоящей из ядра с зарядом  $Ze$  и одного электрона, вращающегося вокруг ядра ( $Z$  – атомный номер элемента,  $e$  – заряд электрона). В этом случае формула (8.1) имеет вид:

$$\frac{1}{\lambda} = ZR \left( \frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right). \quad (2)$$

У нейтрального атома неона десять электронов ( $Z = 10$ ) и спектр однократно ионизированного атома неона с достаточной точностью можно описать формулой (2), учитывая экранирующее действие других электронов на заряд ядра:

$$\frac{1}{\lambda} = (Z - \sigma)R \left( \frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right). \quad (3)$$

В этой формуле  $\sigma$  – постоянная экранирования. Смысл постоянной экранирования заключается в том, что в тяжелом атоме, содержащем  $Z$  электронов, на электрон, совершающий переход, действует не весь заряд ядра  $Ze$ , а эффективный заряд  $(Z - \sigma)e$ , ослабленный экранирующим действием остальных электронов, остающихся в оболочке.

В многоэлектронном атоме электроны внешнего электронного слоя испытывают отталкивание со стороны электронов более глубоких внутренних слоев, в результате чего энергия валентных электронов повышается, а их связь с ядром ослабевает. Внутренние электроны как бы экранируют ядро, вследствие чего последнее действует на валентные электроны так, как будто заряд его меньше действительного, равного порядковому номеру элемента.

Вероятностная модель атома предполагает, что электрон может находиться на любом расстоянии от ядра, хотя и с разной вероятностью. Наиболее вероятное расстояние между ядром и электроном определяется положением главного максимума на кривой радиальной вероятности, однако любой электрон, в том числе и валентный, часть времени пребывает на меньших расстояниях от ядра, как бы погружаясь под внутренние слои электронов. При этом энергия электрона уменьшается, а притяжение его ядром усиливается, как если бы произошло увеличение заряда ядра. Кажущийся заряд ядра, соответственно которому ядро действует на внешние электроны, называется эффективным зарядом ядра ( $Z_{\text{эфф}}$ ). Эффективный заряд ядра:  $Z_{\text{эфф}} = Z - \sigma$ , где  $Z$  – истинный заряд ядра, а  $\sigma$  – константа экранирования, значение которой определяется характером внутренних подуровней, заполненных электронами.

Согласно квантовой теории атома водорода энергия электрона в атоме зависит от главного квантового числа  $n$ , а значит, квантовое число  $n$  входит в перечень квантовых чисел, характеризующих состояние электрона в атоме водорода. Кроме того, каждому значению энергии  $E_n$  (кроме  $E_1$ ) соответствуют несколько состояний электрона, различающихся значениями квантовых чисел  $l$  и  $m$ .

Состояния с одинаковой энергией называются вырожденными, а число различных состояний с одинаковым значением энергии называется кратностью вырождения соответствующего энергетического уровня. Мож-

но показать, что кратность вырождения энергетических уровней атома водорода в рассматриваемом случае равна  $n^2$ .

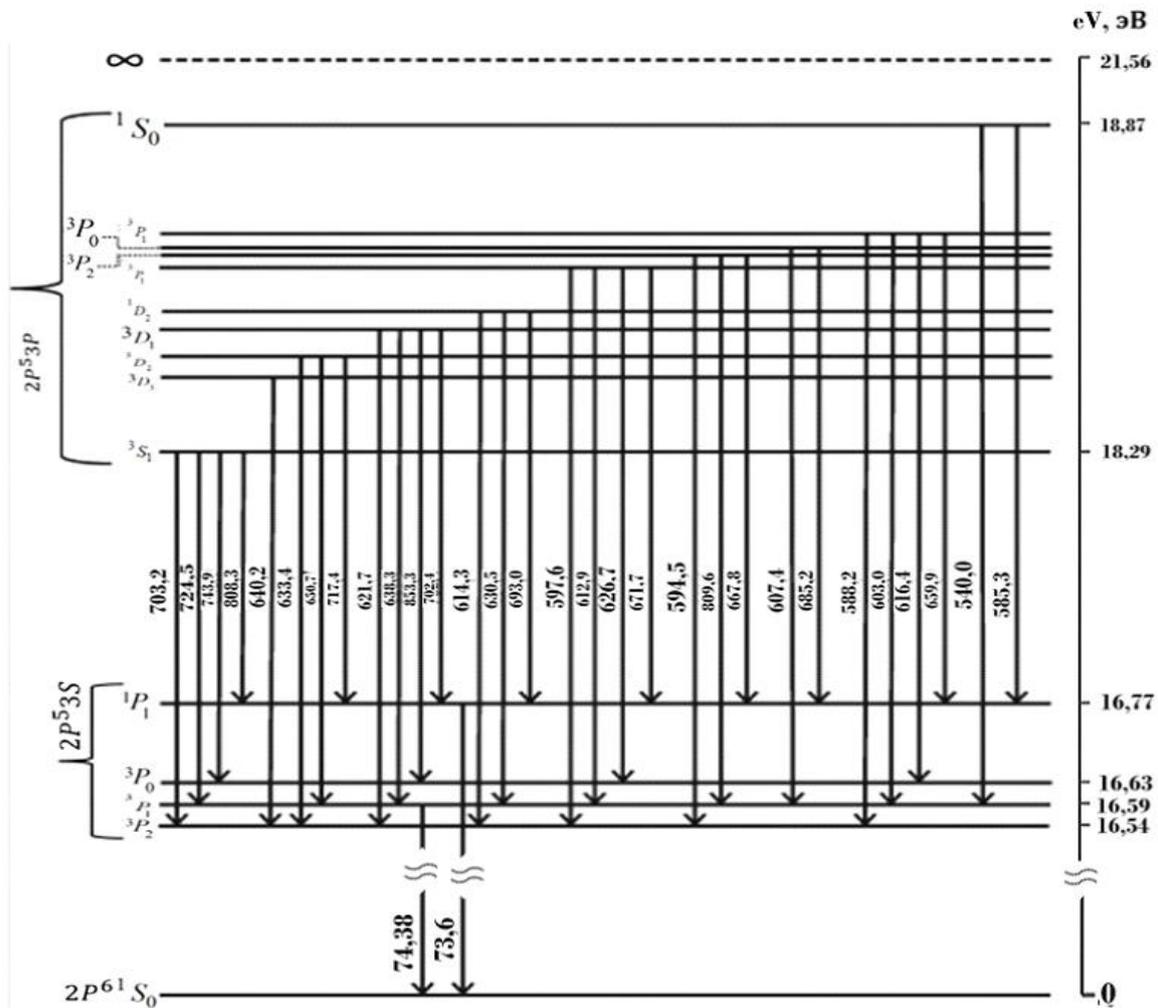


Рис. 6.1. Схема нижних энергетических уровней атомов неона

### Порядок выполнения работы

Для измерения длин волн спектральных линий в работе используется монохроматор МДР-23 с дифракционной решеткой 1200 штр/мм, предназначенный для спектральных исследований в диапазоне длин волн от 380 до 1000 нм. В состав прибора входят следующие основные части: 1,4 – зеркала; 2 (1) – зеркало; 2 (2) – зеркальный коллиматор; 3 – поворотная дифракционная решетка; 5 – лампа; 6 – окуляр.

В работе использованы два типа газоразрядных ламп:

1. Ртутная газоразрядная лампа (см. описание предыдущей лабораторной работы № 5 для градуировки монохроматора).
2. Газоразрядная неоновая лампа для исследования спектра излучения атомов неона.

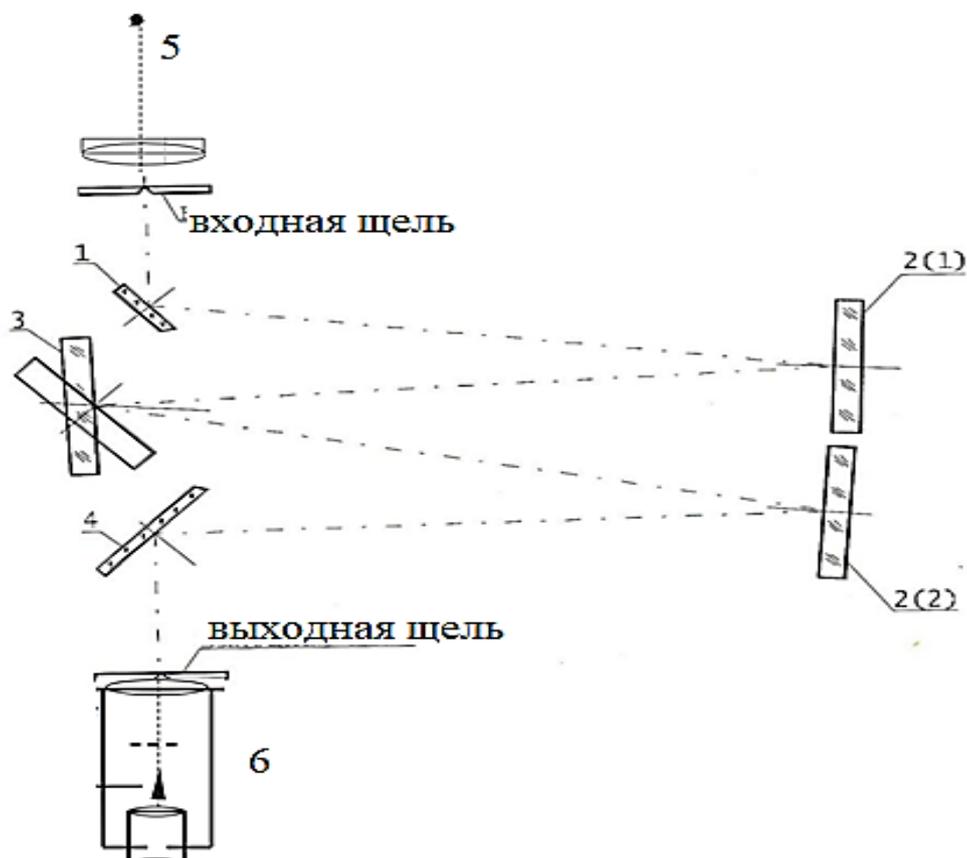


Рис. 6.2. Оптическая схема монохроматора МДР. 1,4 – зеркала; 2 (1) – зеркало; 2 (2) – зеркальный коллиматор; 3 – поворотная дифракционная решетка; 5 –лампа; 6 – окуляр

*Неоновая* лампа является газоразрядным источником света, в котором оптическое излучение возникает при электрическом разряде. Большинство ламп наполняется не чистым неоном, а неонгелиевой смесью с небольшой добавкой аргона, чтобы понизить напряжение зажигания. Поэтому свечение ламп имеет оранжево-красный цвет. Оно видно на далекие расстояния, невозможно спутать его с другими источниками света, туман ему не помеха. Широко используется в качестве световых индикаторов напряжения и тока в системах сигнализации, контрольно-измерительной аппаратуре, а также для освещения.

Спектр излучения чистого одноатомного газа – неона представлен на рис. 6.3.

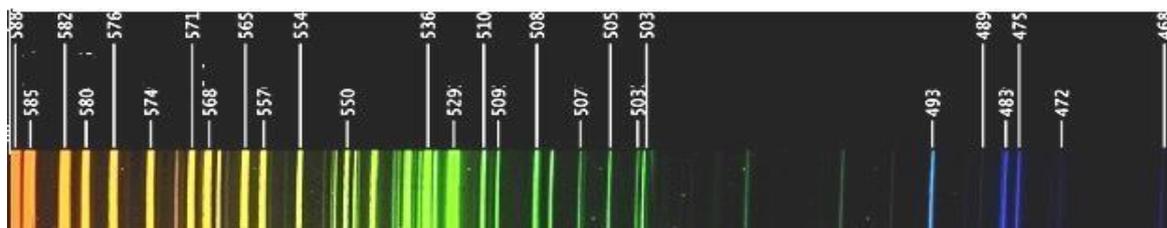


Рис. 6.3. Образец спектра излучения неона (нм)

**ЗАДАНИЕ 1.** Выполните градуировку монохроматора с помощью линейчатого спектра излучения ртутной лампы по аналогии с работой № 5. Постройте градуировочный график монохроматора МДР-23.

**ЗАДАНИЕ 2.** Перед конденсором установите неоновую лампу, подключите ее к источнику питания. Сфокусировав изображение лампы на щель, наблюдайте спектр в окуляре зрительной трубы. Совмещая острие указателя с серединой соответствующей спектральной линии, произведите отсчет угла поворота по шкале барабана. Полученные отсчеты занесите в таблицу:

Спектральная линия атомов неона	$n_1$	$n_2$	$\varphi$ , угол поворота монохроматора, град	$\lambda$ , нм
Яркая красная	2	3		
Желтая	2	4		
Зеленый дублет	2	5		

Воспользовавшись градуировочным графиком, определите длины волн в спектре неона  $\lambda$ .

Подставив полученные значения  $n_1$ ,  $n_2$  и  $\lambda$  из таблицы в формулу (3) определить значения постоянной экранирования  $\sigma$  для трех значений длин волн  $\lambda$ .

### Контрольные вопросы

1. Волновая функция электрона в атоме водорода (без учета его спина) какому уравнению удовлетворяет?
2. Перечислите квантовые числа, характеризующие стационарное состояние электрона в атоме водорода.
3. Дайте определение вырожденным состояниям в атоме водорода. Сколько их существует (с учетом спина)?
4. Почему спектры излучения атомов линейчатые?
5. Какая формула может быть использована для оценки длин волн в спектре излучения многоэлектронных атомов?
6. Почему возникает эффект экранирования заряда ядра?
7. Что такое эффективный заряд ядра?
8. Объясните смысл постоянной экранирования.

### Литература

1. Фриш, С. Э. Оптические спектры атомов : учебное пособие / С. Э. Фриш. – 2-е изд., испр. – Санкт-Петербург : Лань, 2022. – 640 с. – ISBN 978-5-8114-1143-6. – URL: <https://e.lanbook.com/book/210515> (дата обращения: 15.12.2025).
2. Матвеев, А. Н. Атомная физика : учебное пособие для студентов

вузов / А. Н. Матвеев. – 2-е изд. – Москва : ОНИКС ; Мир и Образование, 2007. – 430 с. : ил.; 24 см. – ISBN 978-5-488-01252-3

3. Кислов, А. Н. Атомная и ядерная физика : учеб. пособие / А. Н. Кислов.– Екатеринбург : Изд-во Урал. ун-та, 2017.– 271 с. – ISBN 978-5-7996-1992-33

4. Шпольский, Э. В. Атомная физика. Том 1. Введение в атомную физику : учебник для вузов. – 8-е изд., стер. / Э. В. Шпольский. – Санкт-Петербург : Лань, 2010. – 560 с. – ISBN 978-5-8114-1005-7.

5. Шпольский, Э. В. Атомная физика. Том 2. Основы квантовой механики : учебник для вузов. – 6-е изд., стер. / Э. В. Шпольский. – Санкт-Петербург : Лань, 2010. – 448 с. – ISBN 978-5-8114-1006-4

6. Линник, Ю. В. Метод наименьших квадратов и основы теории обработки наблюдений / Ю. В. Линник. – М.: Физматгиз, 1958.

7. Спиридонов Г. И. Отыскание параметров эмпирических формул методом наименьших квадратов / Г. И. Спиридонов. – М. : МЭИ, 1977.

8. Методическое руководство по выполнению лабораторной работы ФКЛ-8 (п/о Туланаучпроект). – Тула, 2008.

## Лабораторная работа № 7

### Изучение тонкой структуры спектра излучения атомов натрия в газовом разряде

**Цель работы:** наблюдать спектр атома натрия в видимом диапазоне и знакомство с проявлением спин-орбитального взаимодействия на примере изучения спектров натрия.

#### Краткая теория

Экспериментальные данные говорят о том, что у атомов с одинаковым строением наружной электронной оболочки аналогична структура оптических спектров поглощения или излучения. Это объясняется тем, что такие спектры обусловлены переходами слабо связанных внешних электронов на разрешенные правилами отбора энергетические уровни, имеющие похожее расположение. Внутренние электроны образуют с ядром атомный остов, поэтому участия в переходах не принимают. Ярким примером могут служить атомы щелочных металлов: литий  $Li$ , натрий  $Na$ , калий  $K$ , рубидий  $Rb$ , цезий  $Cs$ , франций  $Fr$ , состоящие из атомных остовов и одного внешнего электрона. Их электронная конфигурация заканчивается на  $ns^1$ . Атомы щелочных металлов имеют одинаковые особенности в оптических спектрах, несмотря на то, что у них различные основные состояния:  $Li - 2^2S_{1/2}$ ,  $Na - 3^2S_{1/2}$ ,  $K - 4^2S_{1/2}$  и т. д., а также численные значения энергетических уровней.

Исследование спектров щелочных металлов при помощи приборов большой разрешающей способности показало, что некоторые линии спектра являются двойными, т.е. представляют собой дублет. Таким дублетом является, в частности, характерная желтая линия *Na* с  $\lambda_1 = 5890 \text{ \AA}$  и  $\lambda_2 = 5896 \text{ \AA}$ . Использование монохроматора с отражательной дифракционной решеткой, имеющей 1200 штрихов на миллиметр, позволяет определить с точностью до  $\pm 0,5 \text{ \AA}$  длины волн желтого дублета в спектре атома *Na* и рассчитать разность энергий соответствующих уровней.

Тонкая структура атома, которая проявляется в расщеплении энергетических уровней на подуровни, обусловлена релятивистской зависимостью энергии электрона от его скорости и спин-орбитальным взаимодействием. Спин-орбитальное взаимодействие, в свою очередь, возникает из-за взаимодействия собственного магнитного момента электрона с магнитным полем, создаваемым при его орбитальном движении вокруг ядра в электростатическом поле. Это взаимодействие также имеет релятивистский характер.

Атомы щелочных металлов – лития, натрия, калия, рубидия и т. д. имеют один валентный электрон, который в нормальном состоянии является *s*-электроном, т. е. обладает орбитальным моментом равным нулю. Атом *Na* ( $Z = 11$ ) содержит 11 электронов и имеет следующее распределение электронов в основном состоянии (электронную конфигурацию):  $1s^2 2p^2 2p^6 3s^1$ . Десять электронов образуют конфигурацию инертного газа с полностью заполненной оболочкой (внутренние электроны), составляя вместе с ядром атомный остаток – ион с зарядом, равным заряду протона, а 11-й валентный электрон попадает в состояние  $3s$  и определяет химические свойства атома.

В атоме водорода и водородоподобных ионах ядро непосредственно взаимодействует с единственным электроном. В атомах щелочных металлов на внешний электрон влияют не только ядро, но и экранирующие внутренние электроны.

Для излучательных переходов выполняются правила отбора. Разрешенными являются переходы с изменением квантовых чисел:  $\Delta l$  – любое,  $\Delta l = \pm 1$ . В спектре атомов натрия наблюдаются следующие серии (указанные на рис. 7.1):

главная:  $3s - np, n = 3, 4, 5...$

резкая:  $3p - ns, n = 4, 5, 6...$

диффузная:  $3p - nd, n = 3, 4, 5...$

основная:  $3d - nf, n = 4, 5, 6...$

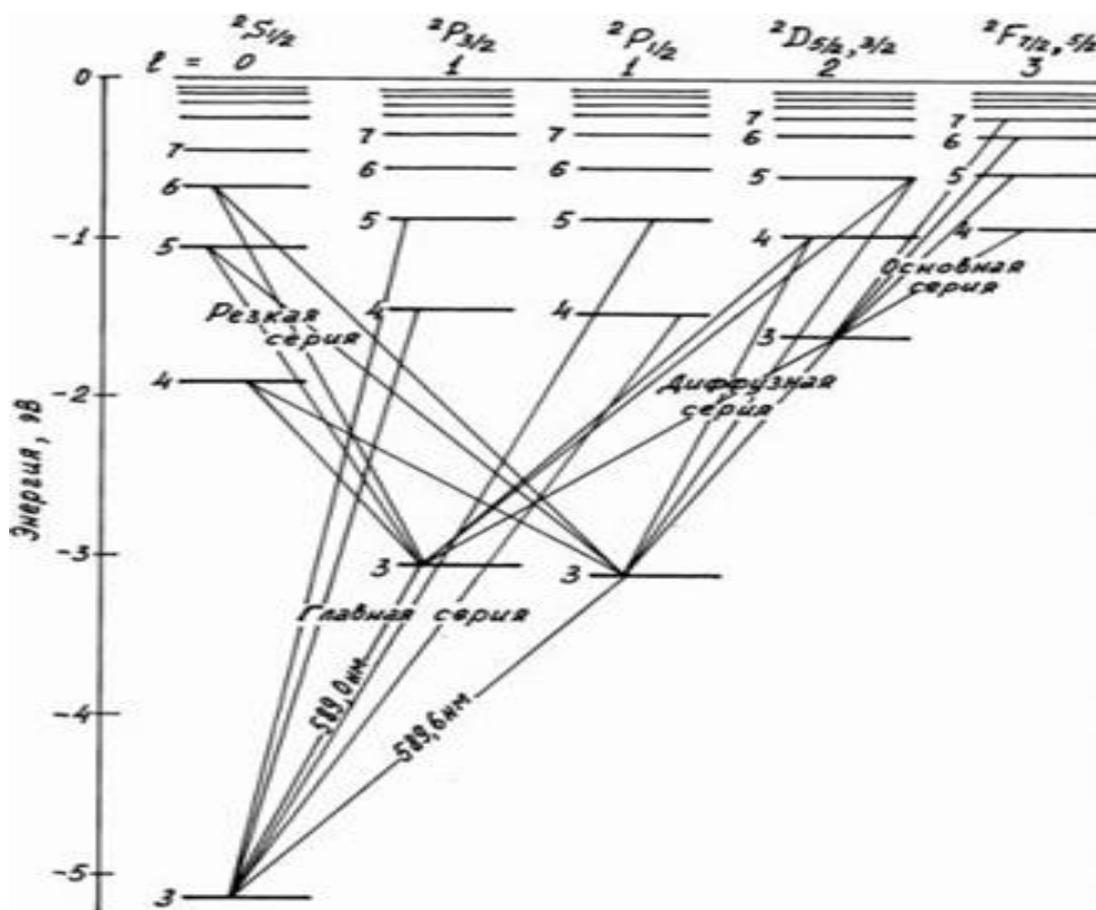


Рис. 7.1. Схема энергетических уровней атома натрия

При учете спин-орбитального взаимодействия энергия валентного электрона в атомах щелочных металлов оказывается зависящей не только от главного квантового числа  $n$  и орбитального числа  $l$ , но и от квантового числа полного момента импульса  $j = l \pm 1/2$  (если  $l = 0$ , то  $j = 1/2$ ).

Тонкая структура спектров обусловлена тонкой структурой уровней, т. е. зависимостью энергии от квантового числа  $j$ . В основном состоянии атомов щелочных металлов валентный электрон находится в  $ns$ -состоянии ( $l = 0, j = 1/2$ ). Ближайшее возбужденное состояние – это  $np$ -состояние ( $l = 1, j = 1/2, 3/2$ ). Спин-орбитальное взаимодействие приводит к расщеплению  $p$ -уровня на два подуровня с  $j = 1/2$  и  $j = 3/2$ . Переходы между основным  $s$ -уровнем и возбужденными расщепленными  $p$ -уровнями приводят к появлению дублетов в спектрах щелочных металлов.

Для излучательных переходов выполняется правило отбора для числа  $j$ :  $\Delta j = \pm 1$  или  $\Delta j = 0$ .

В спектроскопии состояние электрона в атоме обозначают следующим образом:  $3S_{1/2}$  соответствует состоянию с  $n = 3, l = 0, j = 1/2$ ;  $4P_{3/2}$  соответствует состоянию с  $n = 4, l = 1, j = 3/2$  и т. д. Тонкая структура уровней приводит к расщеплению спектральных линий (рис. 7.2). В главной и

резкой сериях наблюдаются дублеты (т. к.  $s$ -уровни не расщеплены, а  $p$ -уровни состоят из двух подуровней), а в диффузной серии – триплеты (т. к. оба уровня  $3p - nd$  расщеплены). Изучаемый в данной работе дублет натрия соответствует переходам  $3S_{1/2} \leftarrow 3P_{1/2}$  и  $3S_{1/2} \leftarrow 3P_{3/2}$ . Эту двойную спектральную линию, принадлежащую главной серии, называют резонансной – она является самой интенсивной.

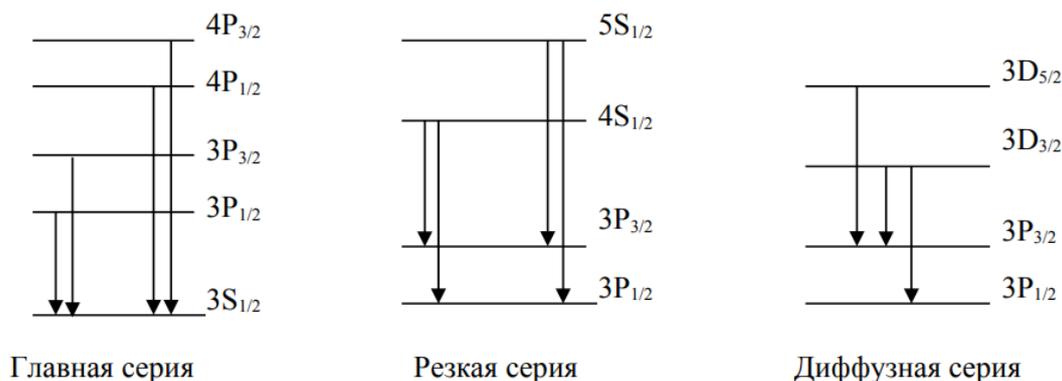


Рис. 7.2. Тонкая структура расщепления спектральных линий натрия

Тонкая структура уровней присутствует и у атомов водорода. Энергетические уровни атома водорода и водородоподобных ионов определяются формулой тонкой структуры (формулой Дирака):

$$E_{nj} = -\frac{RhcZ^2}{n^2} \left[ 1 + \frac{\alpha^2 Z^2}{n} \left( \frac{1}{j + 1/2} - \frac{3}{4n} \right) \right],$$

где  $R$  – постоянная Ридберга, постоянная тонкой структуры  $\alpha$  равна:

$$\alpha = \frac{1}{2\epsilon_0} \frac{e^2}{hc} = \frac{1}{137}$$

Согласно этой формуле, расстояние  $\Delta E_n$  между подуровнями ( $n, j = 1/2$ ) и ( $n, j = 3/2$ ) составляет  $\Delta E_n$

$$\Delta E_n = \frac{1}{2} \frac{Rhc \alpha^2 Z^4}{n^3}.$$

Для уровня  $n = 2$  атома водорода  $\Delta E_n = 0,45 \cdot 10^{-4}$  эВ. По порядку величины это значение совпадает с расщеплением  $3p$ -уровня атома натрия.

### Порядок выполнения работы

**Оборудование:** натриевая лампа (стеклянная трубка, в которой разряд происходит в парах натрия), спектральный прибор (например, монохроматор с дифракционной решёткой). Для наблюдения дублетной структуры спектральных линий атома натрия необходима высокая разрешающая сила спектрального прибора и высокая чувствительность приёмника.

**Спектр излучения натрия** состоит из нескольких перекрывающихся серий спектральных линий с систематически убывающими расстояниями между линиями и уменьшающейся интенсивностью. Главная серия с яркими линиями и с жёлтым дублетом обусловлена переходом атома Na из  $nP$ -состояния в основное состояние  $3S$ .

- **Включить натриевую лампу** (лампа должна разгораться в течение 3 минут, после чего приступить к работе).
- **Использовать монохроматор МДР-23** для наблюдения спектра.
- **Найти положение линий** в видимой области излучения паров натрия и измерить дублетное расщепление каждой линии.
- **Определить длину волны** каждой спектральной линии.
- **Найти погрешность** измерения величины  $\lambda$ .
- **Определить дублетное расщепление** для каждого дублета и найти погрешность.

**Задание 1.** Измерение длины волн двух желтых линий дублета Na в спектре 1-го и 2-го порядка дифракционной решетки монохроматора. Осветив щель монохроматора натриевой лампой, найдите в спектрах 1-го и 2-го порядка характерный для излучения натрия дублет (две близко расположенные линии ярко желтого цвета в спектре 1-го порядка и 2 более бледные линии в спектре 2-го порядка). Пользуясь градуировочным графиком получите значения длин волн дублета натрия с точностью до  $\pm 0,5$  А. Постоянная решетки берется с точностью до пяти значащих цифр. Результаты измерений и вычислений занесите в таблицу

**Задание 2.** Определение разности энергий линий дублета Na. Найдите разность энергий уровней дублета Na в электронвольтах.

### **Контрольные вопросы**

1. Объясните физический механизм формирования тонкой структуры спектров атомов.
2. Что характеризует постоянная тонкой структуры в квантовой теории?
3. Как убедиться, что постоянная тонкой структуры  $\alpha$  – величина безразмерная?
4. Объясните принцип работы монохроматора с дифракционной решеткой? От чего зависит разрешающая способность монохроматора с дифракционной решеткой?
5. Оцените расщепление уровней  $2P$  состояния атома водорода и необходимую для наблюдения тонкой структуры  $2P - 1S$  перехода разрешающую способность монохроматора.

6. Оцените разрешающую способность монохроматора с дифракционной решеткой, необходимую для наблюдения желтого дублета линии Na.

7. Приведите примеры и обозначьте на схеме разрешенные правилами отбора переходы, принадлежащие главной серии, резкой серии и диффузной серии атома Na.

8. Какими экспериментами подтверждается наличие спина у электрона?

### Литература

1. Фриш, С. Э. Оптические спектры атомов : учебное пособие / С. Э. Фриш. – 2-е изд., испр. – Санкт-Петербург : Лань, 2022. – 640 с. – ISBN 978-5-8114-1143-6 // Лань : электронно-библиотечная система. – URL: <https://e.lanbook.com/book/210515> (дата обращения: 15.12.2025).

2. Матвеев, А. Н. Атомная физика : учебное пособие для студентов вузов / А. Н. Матвеев. – 2-е изд. – Москва : ОНИКС ; Мир и Образование, 2007. – 430 с. : ил.; 24 см. – ISBN 978-5-488-01252-3

3. Кислов, А. Н. Атомная и ядерная физика : учеб. пособие / А. Н. Кислов. – Екатеринбург : Изд-во Урал. ун-та, 2017. – 271 с. – ISBN 978-5-7996-1992-33

4. Шпольский, Э. В. Атомная физика. Том 1. Введение в атомную физику : учебник для вузов. – 8-е изд., стер. / Э. В. Шпольский. – Санкт-Петербург : Лань, 2010. – 560 с. – ISBN 978-5-8114-1005-7.

5. Шпольский, Э. В. Атомная физика. Том 2. Основы квантовой механики : учебник для вузов. – 6-е изд., стер. / Э. В. Шпольский. – Санкт-Петербург : Лань, 2010. – 448 с. – ISBN 978-5-8114-1006-4

6. Линник, Ю. В. Метод наименьших квадратов и основы теории обработки наблюдений / Ю. В. Линник. – М.: Физматгиз, 1958.

7. Спиридонов, Г. И. Отыскание параметров эмпирических формул методом наименьших квадратов / Г. И. Спиридонов. – М. : МЭИ, 1977.

8. Методическое руководство по выполнению лабораторной работы ФКЛ-8 (п/о Туланаучпроект). – Тула, 2008.

### Лабораторная работа № 8

#### Исследование спектров поглощения молекул органических красителей с помощью фотометра

**Цель работы:** получение спектров поглощения органических красителей и исследование влияния на них концентрации растворенного вещества и толщины слоя красителя.

## Спектры поглощения жидкостей и растворов

В спектрах жидкостей благодаря тепловому движению и межмолекулярному взаимодействию расширение линий столь значительно, что линии сливаются в сплошные полосы, резкие с одного края и размытые с другого. Резкий край полосы, называемый кантом, возникает в результате сгущения вращательных линий. При применении приборов высокой разрешающей силы обнаруживается, что полосы состоят из большого числа тесно расположенных линий, на которых видна тонкая структура спектра молекул. Интенсивность поглощения неодинакова по всей ширине полосы. Максимум поглощения соответствует частоте кванта, вызвавшего соответствующий переход между уровнями молекулы.

Распределение интенсивности излучения в полосах регламентируется принципом Франка – Кондона, согласно которому наиболее интенсивными будут те электронные переходы, при которых не изменяются импульсы и координаты ядер. А переходы, при которых названные величины заметно меняются, маловероятны. Относительная величина смещения ядер за «электронное время» мала. Инертность ядер и является физической причиной принципа Франка – Кондона.

Благодаря поглощению раствором лучистой энергии в определенной области спектра свет, прошедший через индивидуальную жидкость или раствор, имеет в этой области интенсивность  $J$  меньшую, чем интенсивность падающего света  $J_0$ .

Поглощенный жидкостью квант можно приблизительно рассматривать как сумму трех квантов, отвечающих электронному, колебательному и вращательному переходам:

$$E = E_{\text{эл}} + E_{\text{кол}} + E_{\text{вр.}}$$

Частота соответствующей полосы в спектре может быть представлена как сумма трех частот:  $\nu = \nu_{\text{эл}} + \nu_{\text{кол}} + \nu_{\text{вр.}}$

При электронном возбуждении молекулы, как правило, переход совершает только один из внешних электронов, но т. к. с данным значением частоты  $\nu_{\text{эл}}$  может сочетаться множество значений частот  $\nu_{\text{кол}}$  и  $\nu_{\text{вр.}}$ , то получается полоса сложной структуры.

Каждому из электронных состояний молекулы отвечает своя потенциальная кривая. Возбужденные состояния могут быть неустойчивыми или устойчивыми; в последнем случае потенциальная кривая имеет минимум, как и в основном состоянии. В спектроскопии принято обозначать молекулярные константы индексами: (') для верхнего из двух состояний, между которыми совершается переход, и (') для нижнего, например:  $D'_0$  и  $D''_0$  и т. д.

Наиболее важным обстоятельством при разделении энергии на части является различный порядок величин, составляющих энергии молекулы. Электронная энергия молекулы, имеющая тот же порядок величины, что и

в атоме, много больше колебательной энергии, а колебательная, в свою очередь, много больше вращательной. Если выразить в электрон-вольтах, электронная энергия имеет порядок нескольких эВ, колебательная – десятых и сотых долей эВ, а вращательная – тысячных и десятитысячных долей эВ. Именно различие в порядке величин этих компонентов энергии молекулы приводит к тому, что эти спектры отличаются по диапазонам длин волн и частот.

Энергия молекулы, так же, как и энергия атома, квантуется. При этом приближенно можно квантовать сначала электронную энергию, затем колебательную энергию при заданной электронной энергии и, наконец, вращательную энергию при заданных электронной и колебательной энергиях. При заданных значениях компонентов энергии молекулы ее полная энергия имеет определенное значение, соответствующее определенному электронно-колебательно-вращательному состоянию, и получается совокупность далеко расположенных электронных уровней, более близко расположенных колебательных уровней и еще близко расположенных вращательных уровней.

Соответствующая схема уровней для двухатомной молекулы дана на рисунке 8.1.

Как правило, в возбужденном устойчивом состоянии энергия диссоциации молекулы и частота колебаний меньше, а межъядерное расстояние больше, чем в основном состоянии. Переходы с поглощением энергии между двумя электронными состояниями двухатомной молекулы показаны на рисунке 1, с помощью которого легко осуществить иллюстрацию принципа Франка–Кондона. Этот принцип позволяет также разъяснить, почему при электронном переходе не всегда молекула диссоциирует, хотя энергия кванта электронного перехода больше энергии диссоциации молекулы. Согласно этому принципу электронный переход совершается так быстро, что за время перехода ни положение ядер, ни их скорость не успевают измениться. Таким образом, переход совершается без изменения межъядерного расстояния. В зависимости от взаимного расположения потенциальных кривых верхнего и нижнего электронных состояний можно судить, в каком колебательном состоянии окажется возбужденная молекула.

Если переход совершается из состояния с  $v'' = 0$ , то наиболее вероятное расстояние между ядрами отвечает точке  $r_0''$  на нижней кривой (рис. 1). Отсюда проводим вертикаль до пересечения с кривой верхнего состояния. Точка пересечения укажет колебательный уровень верхнего электронного состояния. Если переход совершается из состояния с  $v'' \neq 0$ , например, с  $v'' = 1$ , то наиболее вероятно нахождение ядер вблизи точек возврата  $a_1$  и  $a_2$ , где их скорость максимальна. Восстанавливая из этих точек вертикали до пересечения с верхней кривой, узнаем о соответствующем

щих колебательных состояниях возбужденной молекулы: если ядра были на максимальном расстоянии при  $v'' = 1$ , возбужденная молекула окажется в колебательном состоянии  $v' = 1$ , если ядра в момент перехода были на минимальном расстоянии, то вертикальный переход приведет к состоянию  $v = 3$ .

Уменьшение интенсивности светового потока зависит от числа поглощающих молекул, т. е. от толщины слоя жидкости  $d$  и концентрации вещества в растворе  $c$ .

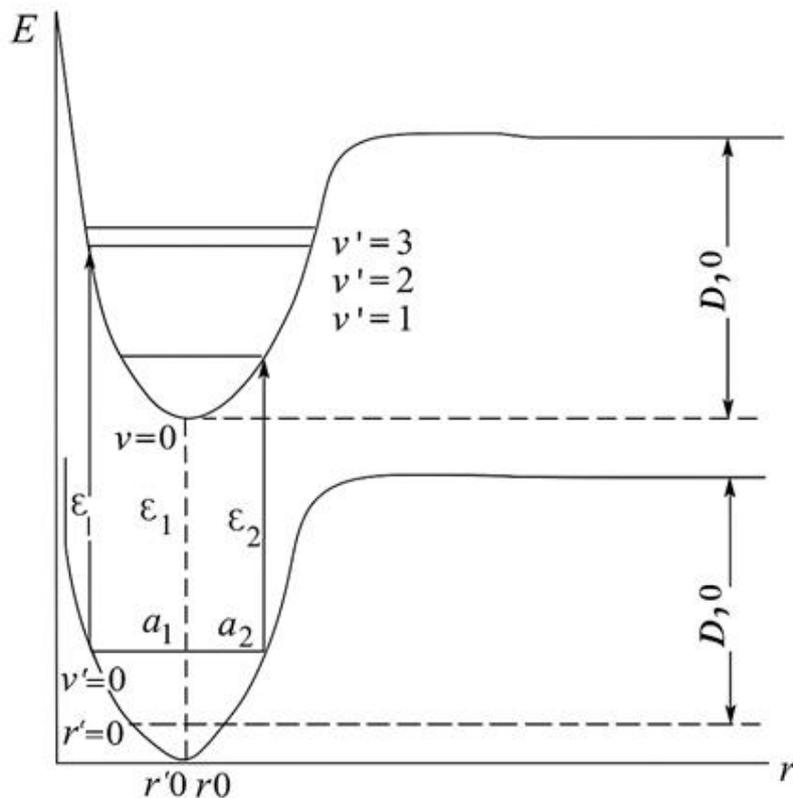


Рис. 8.1. Схематическое изображение потенциальных кривых двухатомной молекулы

Для монохроматического излучения действителен закон Бугера – Беера:  $J = J_0 \cdot 10^{-kcd}$ .

Величина  $k$  (коэффициент поглощения) зависит от выбора единиц, концентрации и толщины слоя. Если концентрация выражена в моль  $\cdot$  л $^{-1}$ ,  $k$  называют молярным коэффициентом поглощения. Он численно равен обратной толщине слоя жидкости (раствора с концентрацией  $c = 1$  моль  $\cdot$  л $^{-1}$ ), уменьшающей интенсивность в 10 раз.

Помимо поглощения света в эксперименте происходят потери, связанные с частичным рассеянием и отражением света стенками кюветы. Обычно эти потери учитывают, пропуская световой поток поочередно через кювету с раствором и растворителем.

Логарифмируя выражение для закона Бугера – Беера, получаем:

$\lg\left(\frac{J_0}{J}\right) = kcd$ . Отношение  $\frac{J}{J_0} = \tau$  называют пропусканием, а величину  $D = \lg\left(\frac{J_0}{J}\right)$  – оптической плотностью, которая равна  $D = kcd$ .

Пропорциональность между  $C$  и  $D$  (закон Бугера – Беера) строго выполняется лишь для газов и достаточно разбавленных растворов в инертных растворителях.

В настоящее время красителями принято называть сложные органические соединения с разветвленной системой сопряженных связей, обладающие интенсивными полосами поглощения в видимой или ближней ультрафиолетовой областях спектра. Как правило, спектр поглощения таких сложных молекул наблюдается путем их растворения в различных растворителях (например, в эталоне, толуоле, ацетоне и т. п.). Эти же растворы красителей служат активными средами широко распространенных в настоящее время перестраиваемых по частоте жидкостных лазеров.

Процесс поглощения в таких молекулах может быть представлен схемой двух электронно-колебательных уровней, соответствующих основному и первому возбужденному синглетному состояниям молекулы. Для этой простой модели коэффициент поглощения органического красителя на частоте  $\nu$  равен:

$$K(\nu) = \sigma_{1,3}(\nu) \cdot (n_3 - n_1) \exp\left(-\frac{h(\nu_{эл}-\nu)}{kT}\right),$$

где  $\sigma_{1,3}$  – сечение поглощения;  $n_1, n_3$  – населенности уровней,  $\nu_{эл}$  – частота чисто электронного перехода.

Возбужденные таким образом молекулы красителя могут терять свою энергию двумя путями:

- в результате излучения фотона и перехода в основное состояние;
- в результате безызлучательных переходов в одно из триплетных состояний.

В последующем возможно дальнейшее поглощение из этих состояний, носящих названия триплетного поглощения или излучения с переходом в основное состояние, которое называется фосфоресценцией. Излучение, возникающее при переходах с синглетных состояний, носит название флюоресценции, а при переходах с триплетных состояний – фосфоресценцией.

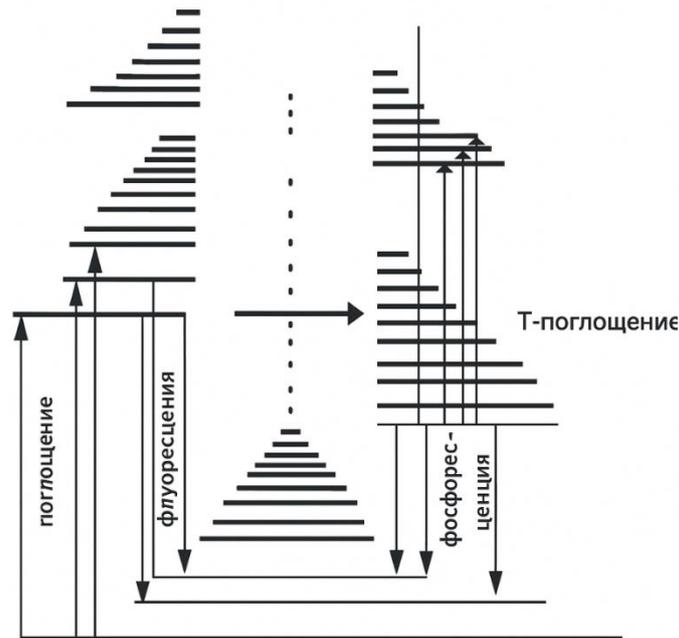


Рис. 8.2. Схема энергетических уровней органических красителей

Для большинства красителей спектры излучения и триплет-триплетного поглощения частично перекрываются.

### Порядок величин электронной, колебательной и вращательной энергий

Рассмотрим подробнее относительные порядки величин энергии для различных видов движений в молекуле. Это можно сделать на основе классических и полуклассических представлений; получаемые оценки остаются справедливыми и при переходе к квантовой теории.

Сравним колебательную энергию с электронной энергией. С классической точки зрения электронные спектры соответствуют собственным колебаниям упруго связанного электрона, частоты которых равны:

$$\nu_{\text{эл}} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k_{\text{эл}}}{m_e}},$$

где  $k_{\text{эл}}$  – силовая постоянная (постоянная упругой связи), а  $m_e$  – масса электрона.

Колебательные спектры соответствуют колебательному движению ядер друг относительно друга с частотой, определяемой по порядку величины аналогичной формулой

$$\nu_{\text{кол}} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{K_{\text{кол}}}{M}},$$

где  $M$  – величина порядка массы ядер, а  $K_{\text{кол}}$  – силовые постоянные, характеризующие колебательное движение. В частности, для двухатомной молекулы последняя формула дает частоту, с которой изменяется расстояние

$\rho$  между ядрами двух образующих ее атомов; в этом случае  $M = \frac{M_1 \cdot M_2}{M_1 + M_2}$ , где  $M_1$  и  $M_2$  – массы ядер, и представляет приведенную массу молекулы,  $K_{\text{кол}}$  – силовая константа, характеризующая квазиупругую силу, возникающую при изменении  $\rho$ , если считать колебание чисто гармоническим.

Так как движение электронов в молекуле и колебательное движение ядер происходит под действием электростатических (кулоновских) сил, то порядок величины постоянных  $K_{\text{эл}}$  и  $K_{\text{кол}}$  одинаков, т. е. они приблизительно равны.

Отсюда вытекает, что порядок отношения  $\frac{\nu_{\text{кол}}}{\nu_{\text{эл}}} = \frac{E_{\text{кол}}}{E_{\text{эл}}} = \sqrt{\frac{m_e}{M}}$  равен корню квадратному из отношения массы электрона к массе ядра.

Для простейшей молекулы водорода можно положить  $E_{\text{эл}}$  равной 10 эВ (энергии, соответствующей первому члену лаймановской серии, обусловленному переходом атома водорода из основного состояния в первое возбужденное состояние; такой же порядок величины имеет энергия электронного возбуждения молекулы водорода). Разность энергий соседних колебательных уровней для молекулы водорода составляет примерно 0,5 эВ (около  $4000 \text{ см}^{-1}$ ). Таким образом, отношение  $\frac{E_{\text{кол}}}{E_{\text{эл}}} \approx \frac{1}{20}$ .

Приведенная масса молекулы  $M = \frac{M_{\text{H}}}{2} \approx \frac{1836 m_e}{2} = 918 m_e$ , следовательно,  $\frac{m_e}{M} = \frac{1}{918}$ ,  $\sqrt{\frac{m_e}{M}} \approx \frac{1}{30}$ , что по порядку величины совпадает с предыдущим отношением.

Теперь сравним вращательную энергию с электронной.

Электронная энергия по порядку величины равна кинетической энергии вращения электрона вокруг ядра:

$$E_{\text{эл}} \approx T = \frac{M_L^2}{2m_e a^2},$$

где  $M_L$  – орбитальный момент импульса электрона,  $a$  – его расстояние от ядра.

Вращательная энергия молекулы по порядку величины определяется аналогичной формулой:  $E_{\text{вр}} \approx \frac{M_{\text{вр}}^2}{2I}$ , где  $I$  – момент инерции, т. е. величина порядка  $M\rho^2$ , где  $\rho$  – размеры молекулы,  $M$  – масса ядра.

Величина квадрата момента импульса, согласно общему закону квантования, имеет одинаковый порядок  $(\hbar J)^2$  для всех моментов импульса; при малых квантовых числах  $J$  ее порядок равен просто  $\hbar^2$ . Если положить, что  $M_L^2 \approx M_{\text{вр}}^2$ , и учесть, что размеры электронных орбит по порядку величины равны размерам молекулы, т. е.  $a \approx \rho$ , получим следующее отношение

$$\frac{E_{\text{вр}}}{E_{\text{эл}}} \approx \frac{m_e}{M}$$

Для молекулы водорода расстояние между первым и вторым вращательными уровнями равно примерно  $120 \text{ см}^{-1}$ , т. е.  $0,015 \text{ эВ}$ . Тогда имеем

$$\frac{E_{\text{вр}}}{E_{\text{эл}}} \approx \frac{0,015}{10} \approx \frac{1}{700}$$

Принимая порядок величины электронной энергии за единицу, получаем

$$E_{\text{эл}} = 1; \quad E_{\text{кол}} = \sqrt{\frac{m_e}{M}}; \quad E_{\text{вр}} = \frac{m_e}{M}$$

Колебательная энергия есть малая первого порядка, а вращательная энергия – малая второго порядка.

### Описание эксперимента

Спектры поглощения в настоящей работе измеряются с помощью специального фотометра, собранного на основе универсального малогабаритного монохроматора МУМ. Монохроматор позволяет регистрировать спектр излучения или поглощения в диапазоне длин волн  $200\text{--}800 \text{ нм}$ . Величина обратной линейной дисперсии монохроматора МУМ составляет величину порядка  $3\text{--}4 \text{ нм/мм}$ . Погрешность показаний счетчика длин волн монохроматора равна  $\pm 0,2 \text{ нм}$ .

В качестве источника излучения использована галогенная лампа накаливания типа КГМ 12–100. Он размещен в закрытом кожухе. Световой поток выводится через конденсор, встроенный в стенку кожуха. На лицевой панели блока питания лампы имеется тумблер «накал – недонакал», обеспечивающий работу источника излучения в двух режимах.

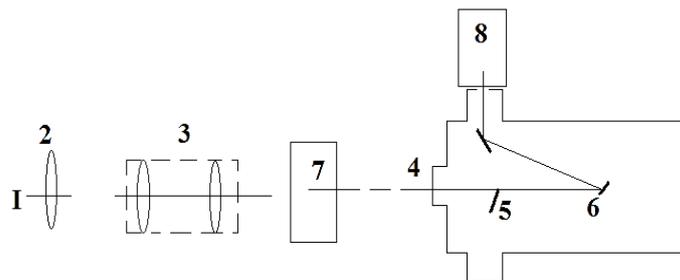


Рис. 8.3. Схема экспериментальной установки. 1 – излучение от лампы; 2 – конденсор; 3 – телескопическая система из двух линз; 4 – входная щель монохроматора; 5 – зеркало; 6 – дифракционная решетка; 7 – кювета с раствором красителя; 8 – фотоэлемент

Излучение от лампы (1) через конденсор (2) и телескопическую систему из двух линз (3) попадает на входную щель (4) и посредством зеркала (5) заполняет вогнутую дифракционную решетку (6), которая выполняет роль фокусирующего и диспергирующего элемента. В монохроматоре применена решетка с переменным шагом нарезки и криволинейными

штрихами, что дает возможность значительно скомпенсировать расфокусировку и другие аберрации. При регистрации спектров поглощения растворов кювета с раствором (7) помещается на специальный столик перед монохроматором. Регистрация интенсивности прошедшего через раствор излучения осуществляется с помощью фотоэлемента (8).

Перед началом измерений оптическая часть установки юстируется таким образом, чтобы центры линз, лампы и входной щелей монохроматора лежали на одной оси.

### Упражнение 1. Получение и исследование спектра излучения лампы

На столик устанавливают пустую кювету, идентичную той, которая заполняется исследуемым раствором красителя. Через него пропускают излучение и наблюдают отчетливый сплошной спектр. Вращая ручку счетчика монохроматора и наблюдая спектр излучения в окуляр, установленный у выходной щели, на эту щель выводят границу спектра с фиолетовой или с красной стороны. Затем на окуляр надевают фотоэлемент, подключенный к измерительному прибору.

Вращая счетчик монохроматора в обратную сторону, снимают зависимость интенсивности излучения в относительных единицах от длины волны излучения. Полученные данные заносят в таблицу:

№ п/п	Длина волны, нм	Сила фототока, отн. ед. (пустая кювета)

По полученным данным строят график зависимости интенсивности излучения лампы от длины волны.

### Упражнение 2. Получение кривых поглощения красителя в зависимости от толщины поглощающего слоя

Кювету, наполненную исследуемым раствором, помещают на столик.

Включают источник излучения и в окуляр наблюдают спектр излучения после прохождения через раствор. Ручкой счетчика монохроматора в окуляр выводят опять начало спектра с длинноволновой или коротковолновой стороны. Затем на окуляр надевают фотоэлемент и измеряют зависимость интенсивности излучения  $J$ , прошедшего через раствор от длины волны. Полученные данные заносят в таблицу:

№ п/п	$\lambda$ , нм	Сила фототока, отн. ед. (кювета с красителем)	Коэф. поглощения, $K$	Толщина кюветы	Толщина кюветы

По полученным данным строят график зависимости интенсивности прошедшего через раствор излучения от длины волны для разных толщин кюветы.

По результатам упражнений 1 и 2 рассчитывают зависимости пропускания  $D$  и коэффициента поглощения  $K$  от длины волны. Полученные зависимости изобразить графически.

### Упражнение 3. Исследование влияния концентрации красителя на оптический коэффициент поглощения

Для одной толщины поглощающегося слоя выполняют измерения, аналогичные описанным в упражнении 2, но для двух различных концентраций красителя. Рассчитанные затем зависимости коэффициента поглощения от длины волны наносятся на один и тот же график. Объяснить полученные закономерности.

№ п/п	$\lambda$ , нм	Сила фототока, отн. ед. (кювета с красителем)	Коэф. поглощения, $K$	Толщина кюветы	Концентрация красителя	Концентрация красителя

### Контрольные вопросы и задания

1. Назовите типы спектров поглощения.
2. Как соотносятся между собой электронная, колебательная и вращательная энергии?
3. Какие энергетические уровни называются синглетными, а какие – триплетными? Какая между ними разница?
4. Почему в упражнении 1 для определения интенсивности  $I_0$  использована пустая кювета?
5. Какова причина потерь излучения на отражение от прозрачной стеклянной пластинки?

### Литература

1. Матвеев, А. Н. Атомная физика : учебное пособие для студентов вузов / А. Н. Матвеев. – 2-е изд. – Москва : ОНИКС : Мир и Образование, 2007. – 430 с. : ил.; 24 см. – ISBN 978-5-488-01252-3
2. Кислов, А. Н. Атомная и ядерная физика : учеб. пособие / А. Н. Кислов. – Екатеринбург : Изд-во Урал. ун-та, 2017. – 271 с. – ISBN 978-5-7996-1992-33
3. Шпольский, Э. В. Атомная физика. Том 1. Введение в атомную физику : учебник для вузов. – 8-е изд., стер. / Э. В. Шпольский. – СПб. : Лань, 2010. – 560 с. – ISBN 978-5-8114-1005-7.

4. Шпольский, Э. В. Атомная физика. Том 2. Основы квантовой механики : учебник для вузов. – 6-е изд., стер. / Э. В. Шпольский. – СПб. : Лань, 2010. – 448 с. – ISBN 978-5-8114-1006-4
5. Горяга, Г. И. Атомный практикум / Г. И. Горяга. – М.: МГУ, 1972.
6. Ельяшевич, А. М. Атомные и молекулярные спектры / А. М. Ельяшевич. – М., 1976.
7. Лазеры на красителях / Ф. П. Шефер, Б. Б. Снэйвли, К. Шенк и др. – М.: Мир, 1976. – 329 с.
8. Практикум по физической химии / под общ. ред. Воробьева Н.К. – М.: Химия, 1975.

### **Лабораторная работа № 9** **Эффект Зеемана**

**Цель работы:** ознакомление с теоретическими основами эффекта Зеемана, исследование расщепления спектральных линий в магнитном поле, приобретение навыков работы с виртуальной лабораторией.

В 1896 г. П. Зееман обнаружил, что, если поместить источник света между полюсами электромагнита, то спектральные линии источника расщепляются на несколько компонентов. Расщепление уровней энергии и спектральных линий во внешнем магнитном поле получило название **эффекта Зеемана**. Исследование этого явления на спектральных линиях атомов представляет собой один из важных методов определения характеристик их уровней энергии, облегчает интерпретацию сложных спектров, позволяет получать ценные сведения о магнитных свойствах атома, а также магнитных полях в источниках излучения.

В простейшем случае эффект Зеемана заключается в том, что при помещении источника света в магнитное поле спектральная линия расщепляется на два или три компонента. Такой тип расщепления, который наблюдается на системе синглетных (одиночных) спектральных линий, называется **нормальным или простым** эффектом Зеемана. Этот эффект был объяснен Лоренцем на основе классической электронной теории как результат расщепления частоты колебания в атоме упруго связанного электрона и лишь впоследствии, на основе квантовых представлений, был истолкован естественным образом как результат расщепления уровней энергии. Для многих спектральных линий расщепление в магнитном поле имеет более сложный характер. Эффект Зеемана, выражающийся в многократном расщеплении спектральных линий, носит название **аномального или сложного**.

Электрон в атоме движется. Поскольку это движение не прямолинейное, электрон обладает моментом импульса (в классической физике момент импульса частицы относительно некоторого начала отсчёта определяется векторным произведением её радиус-вектора и импульса  $\vec{L} = [\vec{r} m \vec{v}]$ , где  $m$  – масса частицы,  $v$  – её скорость,  $r$  – радиус-вектор). Для микрочастиц эта формула неприменима, так как радиус и скорость нельзя определить одновременно (см. соотношение неопределенности).

Момент импульса, обусловленный перемещением в пространстве, называют орбитальным. Согласно квантовой теории модуль вектора орбитального момента равен

$$|\vec{L}| = \hbar \sqrt{l(l+1)},$$

где  $l$  – орбитальное квантовое число, принимающее значения  $0, 1, 2, \dots$

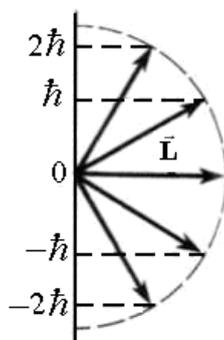


Рис. 9.1. Иллюстрация квантования момента количества движения атома

Таким образом, момент импульса электрона  $L$ , как и энергия, квантуется, т. е. принимает дискретные значения. Из квантовой теории следует еще один важный вывод: проекция момента импульса электрона на какое-либо заданное направление в пространстве  $z$  (например, на направление силовых линий магнитного или электрического поля) также квантуется по правилу:  $L_z = \hbar m$

Электрон, движущийся вокруг ядра, представляет собой элементарный круговой электрический ток. Согласно классической теории электромагнитных явлений, замкнутый ток является источником магнетизма. Из опыта следует, что магнитное действие замкнутого тока (контура с током) определено, если известно произведение силы тока  $i$  на площадь контура  $S$ . Это произведение носит название *магнитного момента*. Обозначим его  $\mu$ :  $\mu = iS$ .

Для электрона с массой  $m$  и зарядом  $e$  ( $e < 0!$ ) квантовая теория приводит к следующей связи орбитального механического и магнитного моментов электрона:

$$\vec{\mu} = \frac{e}{2m} \vec{L}$$

Опытные данные говорили о том, что электрон в состоянии  $1s$  (орбитальное квантовое число  $l = 0$ , и, следовательно,  $L = 0$ ) имеет ненулевой момент импульса  $S$ , не связанный с перемещением частицы как целого. Этот момент импульса назвали спиновым (англ. *spin* – вращение). При введении понятия *спин* предполагалось, что электрон можно рассматривать как "вращающийся волчок", а его спин – как характеристику такого вращения. Для модуля спинового момента и его проекции справедливы выражения

$$|\vec{S}| = \hbar \sqrt{s(s+1)} \quad S_z = \hbar m_s$$

Спиновое квантовое число для электрона  $s = 1/2$ . Квантовое число проекции  $m_s = \pm 1/2$ . Т. е. проекций только две.

Спиновому моменту импульса пропорционален спиновый магнитный момент  $\mu_s$

$$\vec{\mu}_s = \frac{e}{m} \vec{S} \quad (1)$$

Для электрона в атоме полный момент импульса  $J$  складывается из орбитального и спинового моментов, и по правилу сложения моментов квантовое число полного момента имеет два значения:

$$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}, \quad \mathbf{J} = \mathbf{L} + \frac{1}{2}, \quad \mathbf{L} - \frac{1}{2} \quad (2)$$

### 9.1. Изучение простого эффекта Зеемана

Наличие спина и магнитного момента у электрона позволило объяснить наблюдаемое ранее расщепление спектральных линий. Если крупинки поваренной соли попадут в пламя газовой плиты, заметно желтое свечение: возбужденные атомы натрия переходят из состояния  $3p$  в состояние  $3s$ . Но, если наблюдать это излучение с хорошим спектрометром, обнаружится, что желтая линия натрия – дублет: две близкие линии с длинами волн 589.0 и 589.6 нм. И так для большинства других линий. Это явление названо "тонкой структурой" атомных спектров.

Причина раздвоения – наличие у электрона собственного магнитного момента  $\mu_s$ , взаимодействующего с магнитным полем  $BL$ , создаваемым орбитальным движением в атоме.

Энергия взаимодействия объекта с магнитным моментом  $\mu$  с внешним магнитным полем  $B$  равна

$$U_m = -(\vec{\mu} \vec{B}) \quad (3)$$

Эту энергию надо добавить к энергии кулоновского взаимодействия электрона с ядром. Например, для атома водорода энергия атома равна

$$E = -\frac{me^4}{8\epsilon_0^2 h^2} \frac{1}{n^2} - (\vec{\mu}_s \vec{B}_L)$$

С учетом выражений (1) и (2) скалярное произведение векторов собственного магнитного момента электрона  $\mu_s$  и индукции  $B_L$  можно записать как

$$(\vec{\mu}_s \vec{B}_L) = \text{const}(\vec{s} \vec{L})$$

Поскольку магнитный момент электрона  $\mu_s$  имеет два значения проекции, выражение в круглых скобках также имеет два значения. Спин-орбитальное взаимодействие приводит к расщеплению уровня энергии на два подуровня. В атоме натрия энергии состояний  $3p_{3/2}$  и  $3p_{1/2}$  несколько отличаются, и при переходе в  $3s_{1/2}$  состояние мы наблюдаем 2 линии с близкими длинами волн.

В далеком 1896 году голландскому физiku П. Зееман удалось обнаружить, что при помещении источника света в магнитное поле спектральные линии испытывают расщепление. Эффект весьма тонкий: при индукции магнитного поля 1 Тл разность длин волн составляет сотые доли нм. Различают простой и сложный эффекты Зеемана.

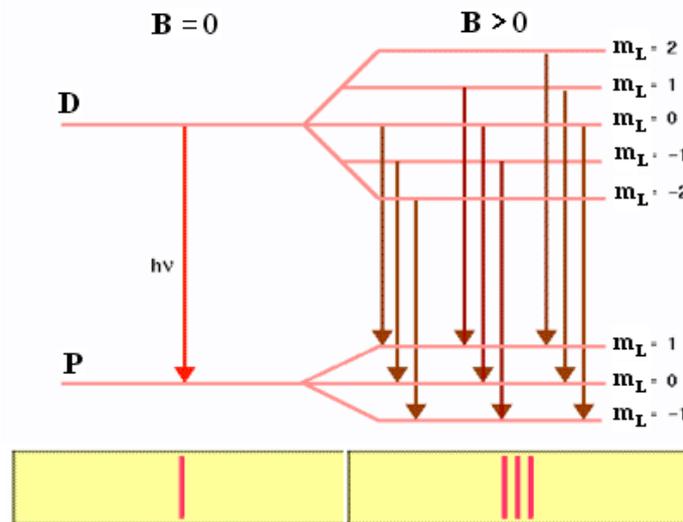


Рис. 9.2. Схема расщепления энергетических уровней атома во внешнем магнитном поле

Начнем с объяснения простого эффекта Зеемана. Рассмотрим атом, у которого сумма спиновых моментов электронов  $S$  равна нулю. Отличны от нуля только орбитальный момент импульса и пропорциональный ему магнитный момент. Во внешнем магнитном поле  $B$  энергия взаимодействия магнитного момента (направление оси  $z$  совпадает с вектором индукции)

$$U = -(\vec{\mu}_L \vec{B}) = \mu_z B = \frac{e}{2m} L_z B = \frac{e\hbar}{2m} B m_L = \mu_B B m_L$$

В этом выражении константа  $\mu_B = 0.927 \cdot 10^{-23}$  Дж/Тл – магнетон Бора,  $m$  – масса электрона,  $m_L = 0, \pm 1, \dots, \pm L$  – магнитное квантовое число, определяющее возможные значения проекций орбитального момента на заданное магнитным полем направление. Эту энергию надо добавить к энергии атома. Дополнительная энергия в магнитном поле имеет  $(2L+1)$  равноотстоящих значений.  $\Delta U = \mu_B B$ .

Чтобы правильно отобразить возможные переходы электрона из возбужденных состояний, надо учитывать правила отбора  $\Delta m_L = 0, \pm 1$ .

На рисунке 9.2 видно, что уровень, соответствующий  $P$ -состоянию ( $L = 1$ ) расщепляется в магнитном поле на 3 подуровня, а для  $D$ -состояния ( $L = 2$ ) подуровней 5. На рисунке 9.2 показаны и все переходы, разрешенные правилами отбора. Переходов 9, но, т. к. подуровни – равноотстоящие, различных частот только 3. Излучение поляризовано. Если смотреть перпендикулярно магнитному полю, то видны все 3 линии, если вдоль, то только 2 крайних.

### 9.2. Изучение сложного (аномальный) эффекта Зеемана

Теперь рассмотрим более сложный случай, когда орбитальный  $L$  и спиновый  $S$  моменты атома отличны от нуля. Этим механическим моментам соответствуют магнитные, которые тоже складываются

$$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S} \quad \text{и} \quad \vec{\mu}_J = \vec{\mu}_L + \vec{\mu}_S$$

Магнитные моменты пропорциональны механическим

$$\vec{\mu}_L = \frac{e}{2m} \vec{L} = g_L \frac{e}{2m} \vec{L}, \quad \vec{\mu}_S = \frac{e}{m} \vec{S} = g_S \frac{e}{2m} \vec{S}$$

Введенный коэффициент пропорциональности  $g$  называется гиромагнитным отношением (или фактором Ланде по имени физика, его предложившего).

Для орбитального движения  $g_L = 1$ , для спинового  $g_S = 2$ . Вот это различие в значениях гиромагнитных отношениях и вызывает сложный эффект Зеемана.

Рассмотрим векторную модель атома, изображенную на рисунке 9.3. Поскольку заряд электрона отрицателен, вектора магнитных моментов направлены противоположно соответствующим моментам импульсов. Масштаб выбран так, чтобы длины отрезков, представляющих вектора  $L$  и  $\mu_L$  были одинаковы. При этом условии вектор  $\mu_S$  изобразится отрезком вдвое большей длины, чем  $S$ , т. к.  $g_S = 2$ .

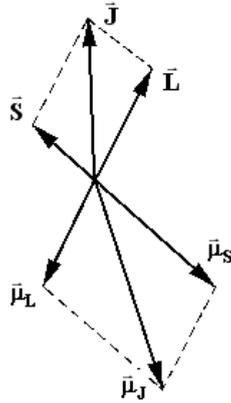


Рис. 9.3. Векторное сложение механического и магнитного моментов атома

Очевидно, вектор суммарного момента  $\mu_J$  не будет лежать на одной прямой с вектором полного момента импульса  $J$ . В отсутствии внешнего поля вектор  $J$  сохраняется по величине и направлению, а его составляющие  $L$  и  $S$  сохраняют только длины. Вектора  $L$  и  $S$  прецессируют вокруг неизменного вектора  $J$ . С той же угловой скоростью будут прецессировать соответствующие магнитные моменты  $\mu_L$ ,  $\mu_S$  и их сумма  $\mu_J$ . Из-за большой скорости этой прецессии важна только проекция вектора магнитного момента  $\mu_J$  на направление вектора  $J - \mu_{||}$  (от наличия перпендикулярной составляющей можно отвлечься). Параллельная составляющая может быть записана в виде

$$\bar{\mu}_{||} = g \frac{e}{2m} \bar{J}$$

где гиромангнитное отношение (фактор Ланге)  $g$

$$g = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)}$$

Поместим атом в однородное магнитное поле  $B$ . И это поле будет "слабым", меньшим  $B_L$ . Тогда спин-орбитальное взаимодействие остается в силе, в магнитном поле будет ориентироваться суммарный момент  $\mu_{||}$ . К энергии атома в отсутствии поля  $E_0$  добавится энергия взаимодействия магнитного момента атома с внешним полем

$$E = E_0 - (\bar{\mu} \bar{B}) = E_0 + g \mu_B B m_J, \quad (4)$$

где магнитное квантовое число принимает ряд значений  $m_J = J, J-1, \dots, -J$  (всего их  $2J+1$ ). Эта формула показывает, на какие энергетические уровни расщепляется каждый уровень атома в магнитном поле. Чтобы представить, какие линии появятся в спектре излучения, надо принять во внимание правила отбора  $\Delta m_J = 0, \pm 1$ .

На рисунке 9.4 справа изображено расщепление уровней  $3S_{1/2}$ ,  $3P_{1/2}$  и  $3P_{3/2}$  натрия в магнитном поле и показаны все возможные переходы. Переход с уровня  $P_{1/2}$  на уровень  $S_{1/2}$  имеет длину волны 589.6 нм, а с уровня

$P_{3/2}$  на уровень  $S_{1/2}$  – 589.0 нм. Поскольку множитель  $g$  отличен по величине для разных состояний ( $g_S = 2$ , для состояний  $3P_{1/2}$  и  $3P_{3/2}$  его величина  $2/3$  и  $4/3$ , соответственно), длины волн всех переходов различны.

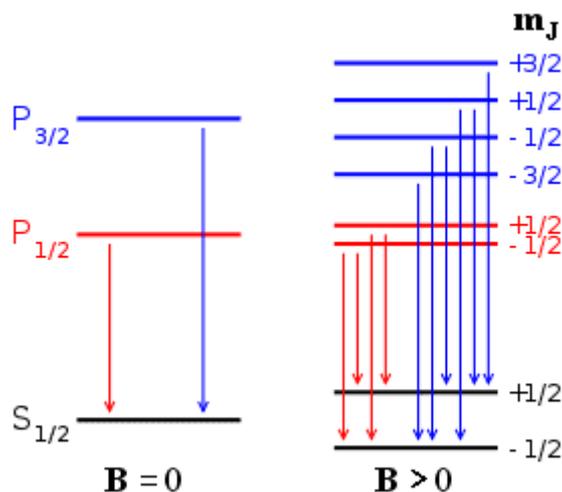


Рис. 9.4. Схема расщепление энергетических уровней атома во внешнем магнитном поле в результате аномального эффекта Зеемана

Излучение поляризовано. Картина расщепления существенно зависит от направления наблюдения по отношению к направлению магнитного поля. В связи с этим различают продольный и поперечный эффект Зеемана. При наблюдении перпендикулярно магнитному полю (поперечный эффект Зеемана) все компоненты спектральных линий поляризованы линейно: часть – параллельно полю  $B$  ( $\pi$ -компоненты), часть – перпендикулярно ( $\sigma$ -компоненты). При наблюдении вдоль поля (продольный эффект Зеемана) остаются видимыми лишь  $\sigma$ -компоненты, однако линейная поляризация их сменяется круговой.

Исторические названия "нормальный" для простого эффекта и "аномальный" для сложного оказались неудачными, т. к. подавляюще часто встречается сложный эффект, а простой – частный случай сложного.

Эффект Зеемана применяется в спектроскопии, в устройствах квантовой электроники, в частности для измерения напряжённостей слабых магнитных полей в лабораторных условиях.

Эффект Зеемана впоследствии нашел очень полезное применение в астрономии, поскольку по расщеплению линий в спектре излучения небесных тел можно судить о напряженности их магнитных полей. Например, именно по эффекту Зеемана астрофизикам удалось установить, что пятна на Солнце являются следствием возмущения мощных магнитных полей вблизи его поверхности – солнечных магнитных бурь.

В сильных магнитных полях связь спинового и орбитального магнитных моментов разрывается, они независимо ориентируются в магнит-

ном поле. Наблюдается расщепление на 3 линии, как в простом эффекте Зеемана (эффект Пашена – Бака, 1912 г.).

## Выполнение работы

### 9.1. Простой эффект Зеемана

**ЗАДАНИЕ 1.** Зажгите спектральную лампу нажатием кнопки "Старт". В появившемся спектре найдите подходящую для изучения линию (желтая ртути 579 нм). Несколькоими последовательными нажатиями кнопки "Разрешение спектрометра" увеличиваем его. Тут стоит посмотреть схему уровней и переход между ними, которые дают эту линию в отсутствие внешнего магнитного поля (для этого служит кнопка "Перейти к схеме уровней" вывода на экран этой схемы). Затем надо подвести указатель под эту линию (индикатор покажет длину волны).

Регулируя величину тока, протекающего через обмотку магнита, качественно исследуйте зависимость расщепления спектральной линии от величины магнитной индукции. (Пока без записи результатов, необходимо качественно увидеть расхождение компонент спектра  $\Delta\lambda$ )

Если расщепление линии в магнитном поле не видно, разрешение надо еще увеличить, нажав еще раз кнопку "Разрешение спектрометра" (Не переусердствуйте, а то вернетесь к начальному низкому разрешению).

Опишите наблюдаемые результаты эксперимента.

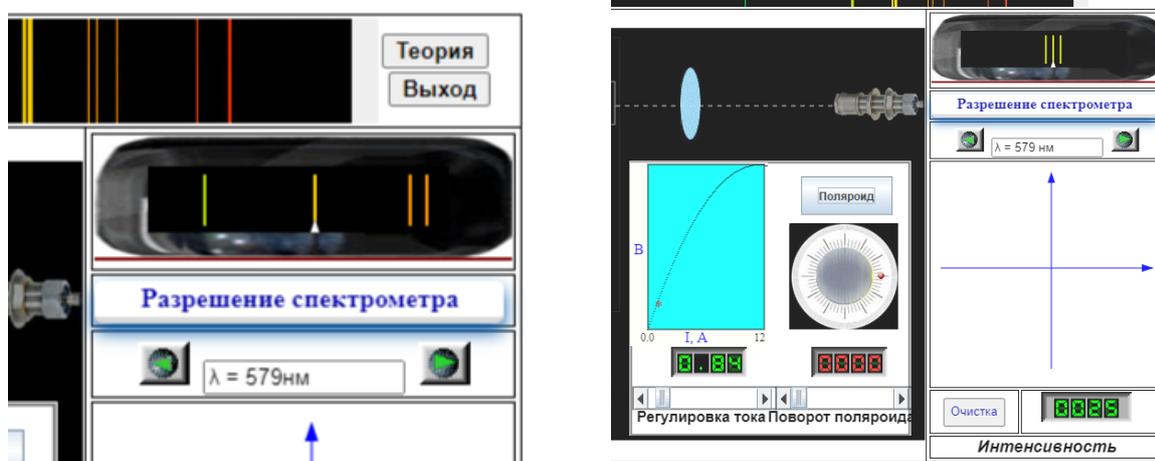


Рис. 9.5. Интерфейс виртуальной лабораторной работы для наблюдения эффекта Зеемана

**ЗАДАНИЕ 2.** При максимальном разрешении измерьте величину расщепления  $\Delta\lambda$  для крайних компонент при 6–8 значений индукции магнитного поля. Величина индукции связана с силой тока формулой:  $B = 0.2 \cdot (I - I_0 / 24)$  Тл (ток в А)

Полученные результаты оформите в таблицу. Постройте в тетради график зависимости  $\Delta\lambda/\lambda^2 = f(B)$ . Методом наименьших квадратов рассчитайте отношение  $e/m$  для электрона. Сравните с табличным.

$$\Delta\lambda = \pm \frac{e\lambda^2 B}{4\pi m_e c} \quad (5)$$

Заполняем таблицу

$\Delta\lambda$ , нм	I, А

С помощью приведенных формул, построить график  $\Delta\lambda/\lambda^2 = f(B)$  и найти величину наклона прямой.

Табличное значение  $q/m = 1,76 \cdot 10^{11}$  Кл/кг.

**ЗАДАНИЕ 3.** Исследуйте поляризацию отдельных компонент линии. (Установите поляроид, нажав соответствующую кнопку, и вращайте его.) Опишите наблюдаемое явление с качественной стороны. (Должны увидеть линейчатую поляризацию компоненты) Какие предположения можно высказать по поводу наблюдаемого? Измерьте и зафиксируйте интенсивности компонент.

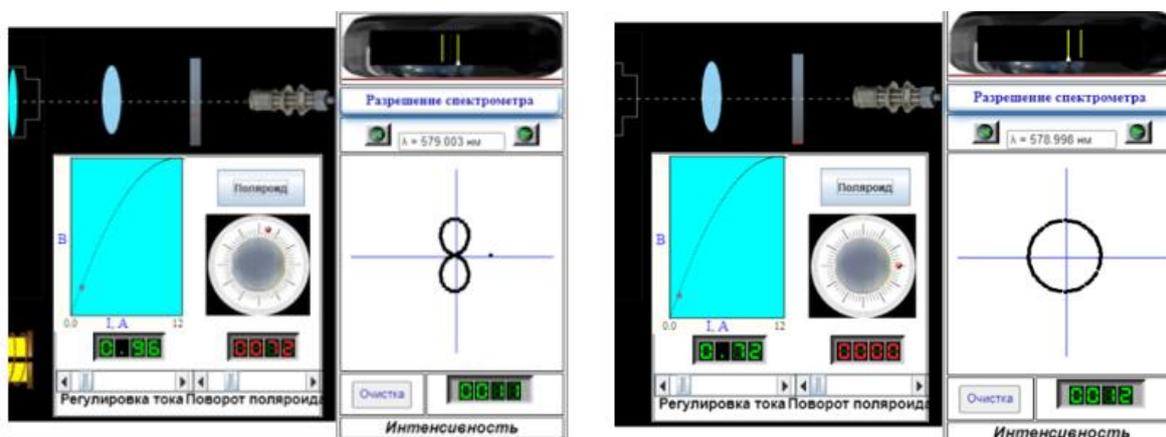


Рис. 9.6. Интерфейс виртуальной лабораторной работы для наблюдения поляризации компонент Зеемановского расщепления

Поворот поляроида	Интенсивность линии

В направлении, *перпендикулярном к магнитному полю*, спектральный аппарат обнаружит первоначальную частоту  $\nu$ , соответствующую колебанию заряда параллельно магнитному полю, т. е. излучение, представляющее собой  $\pi$ -компоненту. Два других излучения с частотами  $\nu + \Delta\nu$ ,  $\nu - \Delta\nu$  соответствуют колебанию зарядов перпендикулярно к магнитному

полю ( $\sigma$ -компоненты). Таково объяснение наблюдаемого Зееманом нормального триплета в *поперечном* эффекте.

**ЗАДАНИЕ 4.** Поверните магнит так, чтобы в спектрометр попадало излучение, испущенное вдоль направления индукции магнитного поля. Проведите те же измерения, что и для поперечного случая. Объясните различие в результатах.

В направлении *вдоль магнитного поля* компонента с частотой  $\nu$  излучаться **не будет** вследствие поперечности световых волн (т. е. заряд не излучает при движении вдоль линий поля), две другие компоненты с  $\nu + \Delta\nu$  и  $\nu - \Delta\nu$  представляются в виде поляризованного по кругу света правого и левого вращения.

**ЗАДАНИЕ 5.** Исследуйте поляризацию расщепленных линий, затем установите пластину  $\lambda/4$  и повторите измерения с поляроидом. Какое заключение о поляризации линий можно сделать? (Должны увидеть круговую поляризацию компонент, рисунки снизу)

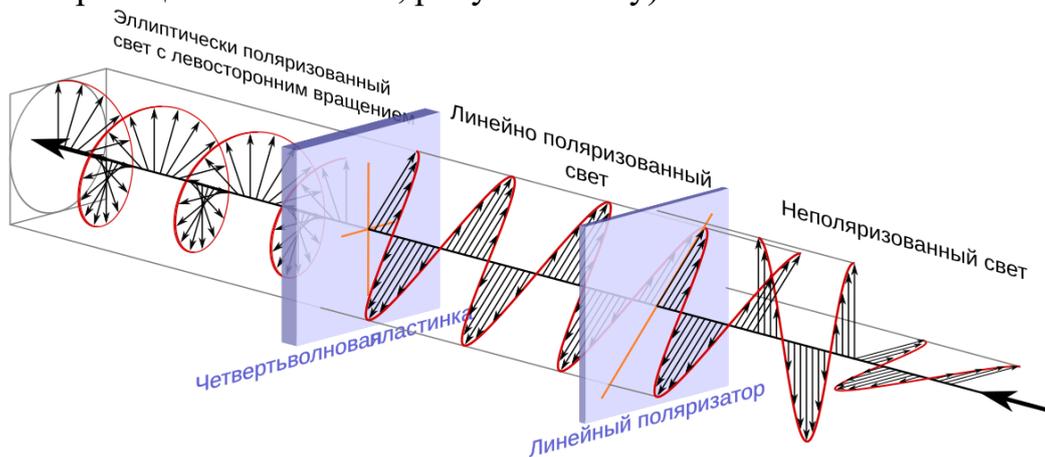


Рис. 9.7. Схематическое изображение различных поляризаций оптического излучения

**ЗАДАНИЕ 6.** Определите индукцию магнитного поля в солнечных образованиях (в Гл) по наблюдаемому расщеплению линии  $\lambda = 592.6$  нм в этом поле. Проверьте полученный вами ответ. Пользуемся формулой

$$\Delta\lambda = \pm \frac{e\lambda^2 B}{4\pi m_e c} \quad (6)$$

### 9.2. Сложный эффект Зеемана

**ЗАДАНИЕ 1.** Зажгите спектральную лампу нажатием кнопки "Старт". В появившемся спектре найдите подходящую для изучения линию (желтая натрия 589 нм). Несколько последовательных нажатий кнопки "Разрешение спектрометра" позволят увидеть, что желтая линия натрия – дублет. Тут стоит посмотреть схему уровней и переходы между ними, которые дают этот дублет в отсутствие внешнего магнитного поля (для

этого служит кнопка "Перейти к схеме уровней" вывода на экран этой схемы).

Затем надо выбрать одну из линий дублета. Для выбранной линии индикатор покажет длину волны.

Регулируя величину тока, протекающего через обмотку магнита, качественно исследуйте зависимость расщепления спектральной линии от величины магнитной индукции.

Если расщепление линии в магнитном поле не видно, разрешение надо еще увеличить, нажав еще раз кнопку "Разрешение спектрометра" (Не переусердствуйте, а то вернетесь к начальному низкому разрешению). Найдите формулу, связывающую число подуровней, образующихся в магнитном поле, и квантовое число полного момента количества движения атома (из теории выше).

Опишите наблюдаемые результаты эксперимента, в т. ч. что вы качественно наблюдаете при увеличении силы тока.

**ЗАДАНИЕ 2.** При максимальном разрешении измерьте величину расщепления  $\Delta\lambda$  для крайних компонент при 6–8 значений индукции магнитного поля (для обеих линий дублета).

Величина индукции связана с силой тока формулой.

$$B = 0.2 \cdot (I - I/24) \text{ Тл (ток в А)}$$

Полученные результаты оформите в таблицу.

B, Тл	$\Delta\lambda/\lambda^2$ (нм <sup>-1</sup> )

Постройте в тетради график зависимости  $\Delta\lambda/\lambda^2=f(B)$ . Объясните его вид.

**ЗАДАНИЕ 3.** При максимальных значениях индукции поля и разрешения установите соответствие между длиной линии и переходами между подуровнями  $P_{3/2}$  и  $P_{1/2}$  и  $S_{1/2}$ . Для этого на схеме уровней и переходов определите с помощью подвижного указателя энергию каждого из подуровней и рассчитайте длины волн излучения при переходах (пользуемся формулой Планка). Схему уровней с указанием найденных значений энергии постройте в отчете, пронумеруйте линии переходов в порядке возрастания длин волн (частоты). Сравните расчетные значения длин волн с измеренными ранее.

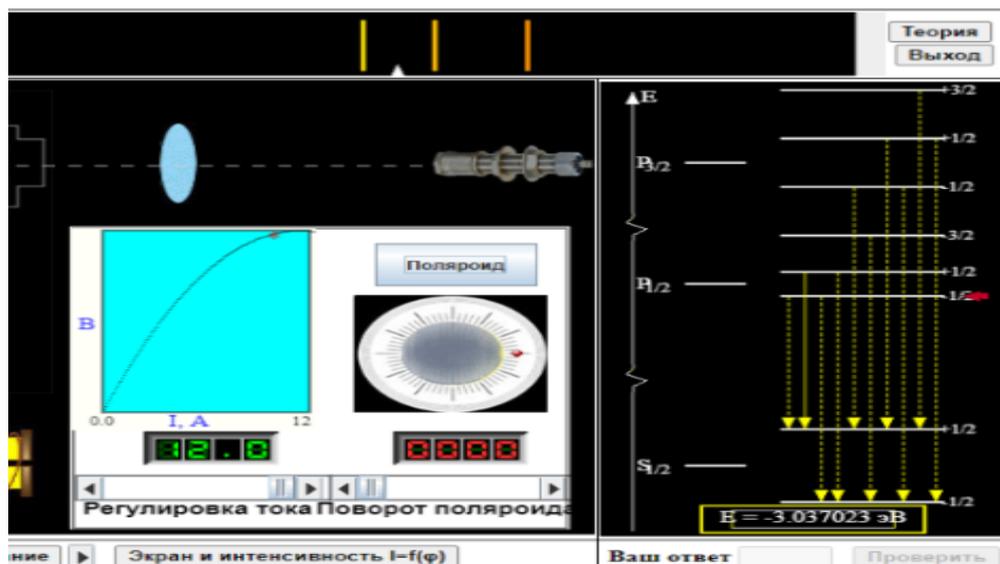


Рис. 9.8. Интерфейс виртуальной лабораторной работы для наблюдения аномального эффекта Зеемана

**ЗАДАНИЕ 4.** По измеренным расщеплениям подуровней  $\Delta E$ , рассчитайте гироманнитное отношение  $g$  для подуровней  $P_{3/2}$  и  $P_{1/2}$  и  $S_{1/2}$ . Введите Ваше значение для подуровня  $P_{3/2}$  и проверьте его. Сравните остальные с известными значениями.

$$g_J = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} = \frac{3}{2} + \frac{S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)}$$

Фактор Ланде является гироманнитным отношением для полного магнитного и механического моментов атома. если  $S = 0$  и  $J = L$ , то  $g_L = 1$ . Если  $L = 0$  и  $J = S$ ,  $g_L = 2$ . В общем случае фактор Ланде является рациональной дробью.

Классификация состояний атома производится по квантовому числу полного спина атома  $S$ , по квантовому числу полного орбитального момента атома  $L$  и по квантовому числу полного момента атома  $J$ . Орбитальный момент атома обозначается символами  $S, P, D, F, \dots$  в полной аналогии с одноэлектронными состояниями в схеме, указанной в таблице:

$L$	0	1	2	3	4	5	6	7
Состояние $\{L\}$	$S$	$P$	$D$	$F$	$G$	$H$	$I$	$K$

Полный момент атома  $J$  указывается индексом внизу справа у символа орбитального состояния атома: Полный спин характеризуется обусловленной им мультиплетностью термов, которая равна  $(2S + 1)$ . Число  $(2S + 1)$  ставится слева вверху у символа орбитального состояния. То есть

состояние атома с квантовыми числами  $L, J, S$  запишется как  $^{(2S+1)}\{L\}_J$ . Например, символ  $^2S_{1/2}$  показывает, что у атома  $L = 0, J = 1/2, S = 1/2$ , символ  $^2D_{3/2}$  – что у атома  $L = 2, J = 3/2, S = 1/2$  и т. д. Такое написание состояний атома является общепринятым. Также иногда перед обозначением состояния ставят главное квантовое число  $n^{(2S+1)}\{L\}_J$ .

**ЗАДАНИЕ 5.** Исследуйте поляризацию отдельных компонент линии. (Установите поляроид, нажав соответствующую кнопку, и вращайте его.) Опишите наблюдаемое явление с качественной стороны. Какие предположения можно высказать по поводу наблюдаемого?

Опишите, что вы наблюдаете при повороте поляроида (линейная или круговая поляризация)

**ЗАДАНИЕ 6.** Чтобы установить поляризацию отдельных компонент, измерьте и постройте для них графики интенсивности  $I = f(\varphi)$  в полярных координатах. Какие выводы можно сделать из этого эксперимента? Чем отличаются полученные графики для различных компонент линий? Чем вызвано это отличие?

### Литература

1. teachmen.csu.ru
2. Матвеев А. Н. Атомная физика : учебное пособие для студентов вузов / А. Н. Матвеев. – 2-е изд. – Москва : ОНИКС : Мир и Образование, 2007. – 430 с. : ил.; 24 см. – ISBN 978-5-488-01252-3
3. Кислов, А. Н. Атомная и ядерная физика : учеб. пособие / А. Н. Кислов.– Екатеринбург : Изд-во Урал. ун-та, 2017. – 271 с. – ISBN 978-5-7996-1992-33
4. Шпольский, Э. В. Атомная физика. Том 1. Введение в атомную физику : учебник для вузов. – 8-е изд., стер. / Э. В. Шпольский. – СПб. : Лань, 2010. – 560 с. ISBN 978-5-8114-1005-7.
5. Шпольский, Э. В. Атомная физика. Том 2. Основы квантовой механики : учебник для вузов. – 6-е изд., стер. / Э. В. Шпольский. – СПб. : Лань, 2010. – 448 с. – ISBN 978-5-8114-1006-4

### Лабораторная работа № 10 Изучение гелий-неонового (He-Ne) лазера

**Цель работы:** изучение принципов действия и устройства гелий-неонового лазера на основе квантовых процессов вынужденного излучения и инверсной населенности уровней с помощью виртуального эксперимента.

Лазер – оптический квантовый генератор, излучающий узкий пучок света с высокой монохроматичностью, когерентностью и направленностью. Излучение лазера может быть непрерывным или в виде коротких импульсов длительностью от нескольких миллисекунд до рекордно коротких величин менее  $10^{-15}$  с. В основе работы лазера лежит явление вынужденного излучения, обеспечивающего уникальность лазерного излучения. Усиление света достигается за счет свойств вынужденного излучения в средах, в которых создана инверсная заселенность уровней. Для получения лазерной генерации такую среду помещают в оптический резонатор, обеспечивающий, в т. ч. обратную связь в усилителе света. В настоящее время лазерная генерация получена с усилителями света в конденсированном, жидком и газообразном состояниях. Одним из наиболее распространенных типов лазеров является гелий-неоновый лазер.

### Спонтанное и вынужденное излучение

В атомах и молекулах внутренняя энергия принимает дискретные значения, соответствующие определенным квантовым значениям. Ряд дискретных значений  $E_i$ , называемых уровнями энергии. Набор этих значений свой для каждого вида частиц: у атомов водорода один, а у атомов, скажем, гелия другой. Состояние каждой частицы и ее энергия могут изменяться при взаимодействии с другими частицами или с электромагнитным полем. При переходе атома из состояния с энергией  $E_2$  в состояние с энергией  $E_1$  излучаются кванты света (фотоны) с частотой  $\nu$

$$h\nu = E_2 - E_1 \quad (E_2 > E_1)$$

При переходе на более высокий уровень атомы могут поглощать приходящие извне электромагнитные волны такой же частоты.

А. Эйнштейн создал квантовую теорию взаимодействия света с веществом. Согласно этой теории, процесс взаимодействия электромагнитных волн с веществом состоит из трех элементарных актов – поглощения фотонов и их спонтанного или вынужденного излучения. Если частица находится в возбужденном состоянии, т. е. ее энергия превышает минимальное значение  $E_0$ , то это не может продолжаться неопределенно долго. Даже если частицу полностью изолировать от внешних воздействий, через некоторое время она перейдет в состояние с меньшей энергией, испустив фотон. Такой переход называют спонтанным (самопроизвольным). Отдельные частицы излучают независимо, направление излучения и его фаза случайны. При сложении таких колебаний не наблюдается интерференционных явлений, поэтому такие колебания называют некогерентными. Все традиционные источники света дают спонтанно излучаемый свет.

Иначе происходит вынужденное излучение. Пусть атом находится в возбужденном состоянии с энергией  $E_2$  и облучается фотонами с частотой

$$\nu = (E_2 - E_1) / h,$$

где  $E_1$  – энергия одного из уровней этого атома ( $E_2 > E_1$ ). Тогда возможен переход в состояние с энергией  $E_1$ , с испусканием фотона, неотличимого от приходящего извне, т. е. имеющего ту же частоту, фазу и направление распространения. Чем больше интенсивность внешнего излучения, тем чаще происходят вынужденные переходы. Поскольку фазы электромагнитных волн, возникающих при вынужденных переходах, строго согласованы с фазой внешних волн, такое излучение называют когерентным. При сложении когерентных волн наблюдается явление интерференции.

### Инверсная населенность уровней

В обычном веществе в равновесных условиях чем выше энергия состояния, тем реже встречаются частицы в таком состоянии. Распределение частиц по возбужденным состояниям подчиняется закону распределения Больцмана. Поэтому процесс поглощения фотонов с переводом атомов в возбужденное состояние преобладает над вынужденным излучением, сопровождающим переход в состояние с низкой энергией. Как результат, излучение резонансной частоты в среде затухает. Для того, чтобы вынужденное излучение преобладало над поглощением, надо за счет внешнего источника энергии создать населенность одного из возбужденных состояний более высокую, чем населенность хотя бы одного из состояний с меньшей энергией. Говорят, что надо создать инверсную (обратную равновесному распределению) населенность в системе атомов (молекул). Тогда среда становится активной и способна усиливать волны резонансной частоты.

В активной среде при распространении квантов резонансной частоты, появившихся, например, в результате спонтанного перехода, происходит увеличение их числа – усиление. Но коэффициент усиления при однократном прохождении газоразрядной трубки очень мал (3–5 %). Если на торцах трубки поставить зеркала, возвращающие излучение, то можно заставить фотоны проходить через активную среду многократно, и добиться значительного усиления. Причем усиливаться будет только излучение, движущееся вдоль оси трубки, т. к. фотоны других направлений покинут трубку. Расстояние между зеркалами не может быть произвольным: чтобы падающие на зеркала и отраженные от них волны усиливали друг друга, на длине пути должно укладываться целое число длин полуволн. Устройство с двумя плоскими зеркалами на расстоянии  $(2k+1) \lambda/2$ , где  $k$  – целое число, называют резонатором. Чтобы выпустить наружу излучение, у одного из зеркал коэффициент отражения делают немного меньше единицы (0.97÷0.98).

## **He-Ne лазер**

Для работы лазера необходимы: среда, в которой можно создать инверсную населенность, источник энергии для перевода частиц в возбужденное метастабильное состояние и резонатор, обеспечивающий синхронную работу "активных" частиц среды.

В He-Ne лазере используется электрический разряд в газовой смеси из примерно 15 % гелия и 85 % неона. Электрический разряд в такой смеси представляет собой активную среду благодаря удачному сочетанию свойств обоих газов. Высокое напряжение, приложенное к трубке со смесью, вызывает тлеющий электрический разряд в газе. В процессе разряда часть атомов гелия возбуждается электронами и переходит в метастабильное состояние  $E_2$  с энергией 20,6 эВ. У атомов неона есть возбужденное долгоживущее состояние  $E_3$  с почти такой же энергией над основным состоянием – 20,66 эВ. Атомы гелия при столкновениях часто передают избыток своей энергии атомам неона (вместо быстрого перехода в основное состояние за счет спонтанного излучения). Такая передача энергии называется резонансным возбуждением. В результате такого столкновения атом гелия переходит в основное состояние  $E_1$ , а атом неона – в возбужденное метастабильное состояние  $E_3$ . Небольшой недостаток энергии (0.05 эВ) восполняется кинетической энергией движущихся атомов. В результате метастабильное состояние  $E_3$  атома неона оказывается более населенным, чем ниже лежащее состояние  $E_2$ , и возникает инверсная населенность, необходимая для лазерной генерации. Таким образом, гелий в He-Ne лазере служит резервуаром возбуждений, резонансным образом передаваемых от гелия к неону.

Торцы газоразрядной трубки скошены, чтобы, во-первых, избежать ненужных отражений, и, во-вторых, получить поляризованное излучение. Положение зеркал, составляющих резонатор, можно регулировать с помощью юстировочных устройств. От источника питания на электроды внутри трубки подается высокое напряжение для поддержания электрического разряда.

He-Ne лазер работает в непрерывном режиме, что удобно при многих практических применениях. Мощность He-Ne лазеров достигает нескольких десятков милливатт. В хорошо сконструированном лазере угловое расхождение пучка ограничено только дифракцией и составляет величину порядка  $\lambda/D$ , где  $\lambda$  – длина волны излучения,  $D$  – диаметр торцевого зеркала.

### **Описание работы.**

**Опыт 1.** На экране цифрового симулятора лазера условно изображены три атома. Обратите внимание на характер излучения выделенного атома (он в центре и неподвижен). Атомы каким-либо образом возбужда-

ются. Переход в основное состояние может быть самопроизвольным или вызван фотоном другого атома. Последний случай возможен, если энергия фотона  $h\nu = E_2 - E_1$ , где  $E_2$  и  $E_1$  – допустимые значения энергии атома, и состояние атома характеризуется энергией  $E_2$ .

На экране условно изображены три атома. Обратите внимание на характер излучения выделенного атома (он в центре и неподвижен). Атомы каким-либо образом возбуждаются. Переход в основное состояние может быть самопроизвольным или вызван фотоном другого атома. Последний случай возможен, если энергия фотона  $h\nu = E_2 - E_1$ , где  $E_2$  и  $E_1$  – допустимые значения энергии атома, и состояние атома характеризуется энергией  $E_2$ .

Разряд      Задание

Энергия возбуждения, эВ

3.3

1.39

0.0

Повторите опыт несколько раз. Потом нажмите клавишу "Задание" и дайте ответ на несколько вопросов.

Ваш ответ

Правильно:

Энергия, сообщаемая атому

Рис. 10.1. Схематическая иллюстрация процессов излучения атома

1. Проведите опыт и ответьте, какой тип перехода выделенного атома вы наблюдали.
2. Проведите опыт и ответьте, к какому типу относится переход выделенного атома, который произошел первым.
3. Приглядитесь внимательней. Повторите опыт несколько раз. В ответе укажите тип излучения в последнем из повторов.
4. Определите длину волны излучения при переходе в основное состояние. Ответ дайте в *нм*.
5. Что в результате опыта можно сказать о направлении распространения волн? О фазе волн?
6. Каким одним словом можно определить характер излучения при последнем переходе, наблюдавшемся в опыте?
7. Чему равна энергия кванта (эВ), испущенного выделенным атомом при вынужденном переходе?
8. Чему равна разность фаз фотонов, движущихся после вынужденного перехода?

9. Каким одним словом можно охарактеризовать вынужденное излучение?

**Опыт 2.** Атомы газа в трубке могут находиться в основном или в возбужденном состоянии. Время жизни в возбужденном состоянии порядка  $10^{-8}$  с. При соударении с электроном (на экране синий кружок) большой энергии происходит возбуждение. Через газ можно пропустить поток света и наблюдать за изменением его интенсивности  $I(x)$ .

Атомы газа в трубке могут находиться в основном или в возбужденном состоянии. Время жизни в возбужденном состоянии порядка  $10^{-8}$  с. При соударении с электроном ( на экране синий кружок ) большой энергии происходит возбуждение. Через газ можно пропустить поток света и наблюдать за изменением его интенсивности  $I(x)$ .

Энергия, сообщаемая атому

Регулируйте энергию электронов, начиная с нулевой, и наблюдайте за происходящими переходами. Потом ответьте на несколько вопросов.

Ваш ответ

Правильно:

Атомы газа в трубке могут находиться в основном или в возбужденном состоянии. Время жизни в возбужденном состоянии порядка  $10^{-8}$  с. При соударении с электроном ( на экране синий кружок ) большой энергии происходит возбуждение. Через газ можно пропустить поток света и наблюдать за изменением его интенсивности  $I(x)$ .

Энергия возбуждения, эВ

4.9  
4.1  
3.6  
2.1  
0.0

Ваш ответ

Правильно:

Какова главная особенность третьего энергетического уровня ?

Рис. 10.2. Схематическая иллюстрация распространения света через среду

### Задание

Регулируйте энергию электронов, начиная с нулевой, и наблюдайте за происходящими переходами. Потом ответьте на несколько вопросов.

1. При прохождении света через газ, атомы которого не имеют метастабильных уровней, интенсивность его падает, так как ...

- слишком много атомов в возбужденном состоянии
- интенсивность проходящего света слишком мала
- большая часть атомов не возбуждена
- в такой системе не происходит возбуждение атомов

2. Какова главная особенность третьего энергетического уровня?

3. Какой тип излучения наблюдается в системе с инверсной населенностью уровней?

**Опыт 3.** Вам предлагается упражнение на установке, моделирующей работу лазера. Сначала ознакомьтесь с устройством лазера. Затем включите источник высокого напряжения и установите зеркала на концах трубки с газом. Теперь надо настроить полученную систему ("отъюстировать зеркала"). Для этого передвигайте соответствующими кнопками вдоль горизонтальной оси лазера одно из зеркал и следите за графиком интерференции прямой и отраженной световой волны. При одном из положений зеркала лазер начнет генерировать световой луч. Как бы Вы охарактеризовали это положение?

Подумайте над работой модели, иллюстрирующей обмен энергией между атомами гелия и неона. Какую роль выполняет каждый из атомов? Ответьте на вопросы заданий.

1. Исследуйте изменение амплитуды волны (красная линия на графике) от положения зеркал. Время наблюдения при каждом положении зеркал примерно 1 мин. Наблюдайте за передачей энергии от *He* к *Ne*.

2. Какова длина волны *He-Ne* лазера?

3. Для сварки сетчатки глаза используют лазер, генерирующий импульсы с  $\lambda = 630$  нм, длительностью 25 мс, средней мощностью 0.3 Вт в импульсе. Сколько энергии  $W$  выделяется в импульсе? Ответ дайте в миллиджоулях.

4. Для сварки сетчатки глаза используют лазер, генерирующий импульсы с  $\lambda = 630$  нм, длительностью 20 мс, средней мощностью 0.3 Вт в импульсе. Сколько фотонов в нем? Введите порядок числа.

5. Оцените угловое расхождение лазерного пучка из-за дифракции, если он выходит через зеркало диаметром 5 мм. Длина волны излучения 600 нм. Ответ в минутах.

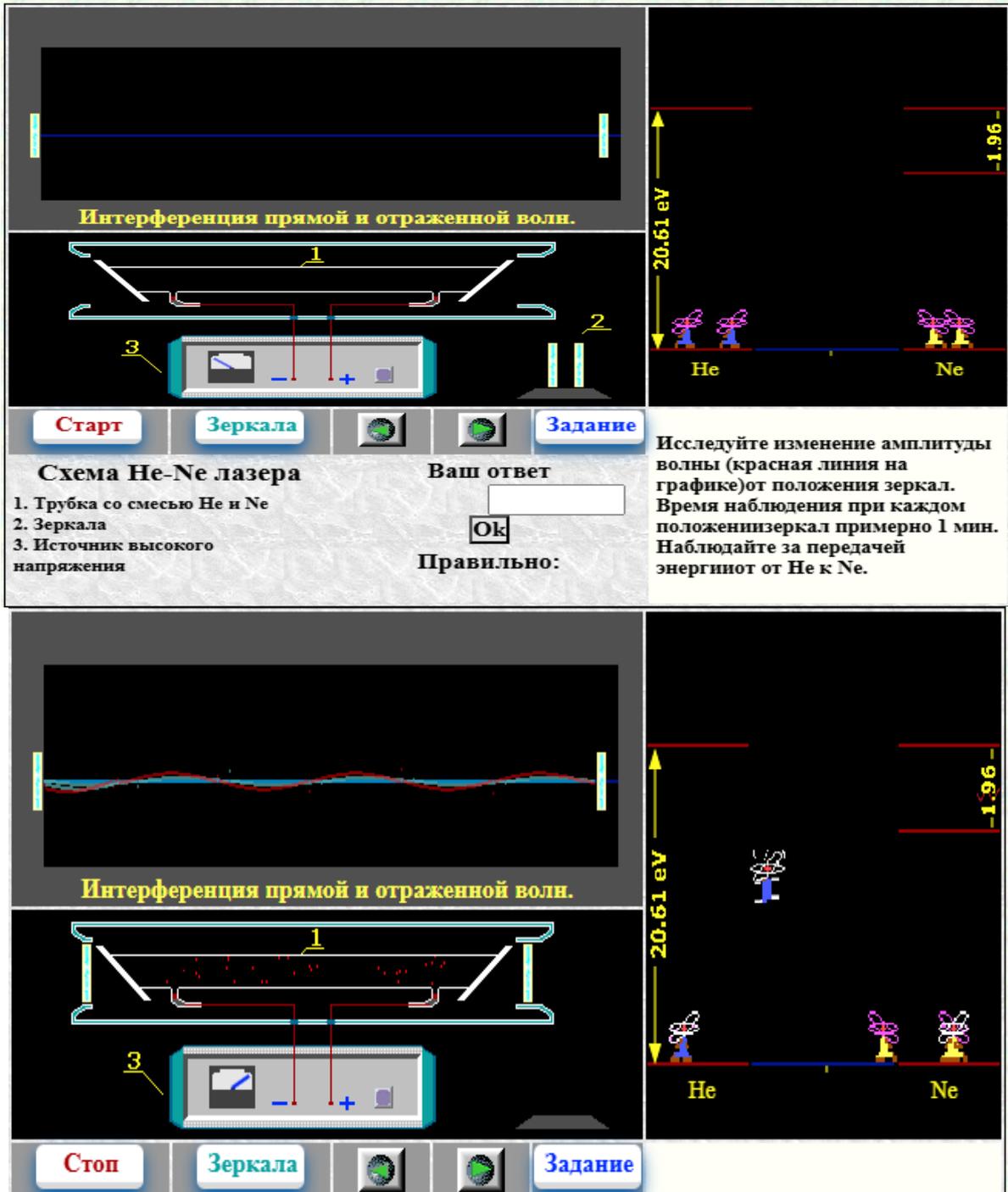


Рис. 10.2. Схематическое изображение процессов в резонаторе лазера

6. Лазерный пучок выходит через зеркало диаметром 4 мм. Чему равен диаметр пучка  $D$  на искусственном спутнике Земли, находящемся на высоте 500 км? Длина волны излучения лазера  $\lambda = 630.8$  нм.
7. Какие атомы являются рабочими в *He-Ne* лазере?
8. Атомы какого вещества в *He-Ne* лазере помогают достигнуть состояния инверсии?

9. Почему исчезает световой луч, если одно из зеркал сдвинуть из рабочего положения?

### Контрольные вопросы

1. Лазер, работающий в импульсном режиме, потребляет мощность 1 кВт. Длительность одного импульса 5 мкс, а число импульсов в 1 с равно 200. Найдите мощность одного импульса, если на излучение идет 0.1 % потребляемой мощности.

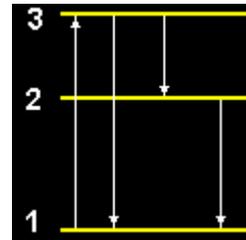
1. 100 Вт
2. 5 кВт
3. 1 кВт
4. 1 Вт
5. 1 МВт

2. Какую протяженность в пространстве занимает лазерный импульс длительностью 10–12 с?

1. 0.3 см
2. 0.3 м
3. 0.3 мм
4. 0.3 мкм
5. 0.3 нм

3. На рисунке изображены три энергетических уровня лазера и схема переходов между ними. Переход между какими уровнями обуславливает возникновение когерентного лазерного излучения?

1. 2 --> 1
2. 3 --> 1
3. 1 --> 2
4. 3 --> 2
5. 1 --> 3



4. Жидкостный лазер, работающий в импульсном режиме, излучает 0.1 Дж лучистой энергии за один импульс, длящийся 1 мкс. Расходимость излучения (т. е. плоский угол осевого сечения конуса излучения) 2 мрад. Найдите плотность потока лучистой энергии (кВт/м<sup>2</sup>) на расстоянии 6 м от лазера и сравните с плотностью потока излучения Солнца, падающего на Землю, равного (без учета поглощения атмосферой) 1.36 кВт/м<sup>2</sup>.

1. 1
2. 113
3. 3 10<sup>5</sup>
4. 885
5. 8.8 10<sup>5</sup>

5. Максимальный уровень энергии при возбуждении атомов в рубиновом лазере происходит при поглощении световых волн длиной 560 нм,

лазер при этом генерирует световые волны длиной 694 нм. Определите разность энергетических уровней атома между состояниями возбуждения и состояния излучения.

1. 4.28 эВ
2. 0.685 эВ
3. 42.8 эВ
4. 0.428 эВ
5. 0.0428 эВ

6. В чем главное отличие светового пучка лазера от световых пучков, испускаемых обычными источниками света?

1. монохроматичность излучения
2. правильный ответ не приведен
3. когерентность излучения
4. большая мощность излучения
5. все особенности одинаково важны

7. Рубиновый лазер излучает в одном импульсе  $3.5 \cdot 10^{19}$  фотонов на длине волны 694 нм. Какова средняя мощность вспышки лазера, если ее длительность 1 мс?

1. 8.6 мВт
2. 8.6 МВт
3. 8.6 Вт
4. 10 кВт
5. 8.6 кВт

8. Лазер дает импульс света, имеющий длину волны 600 нм и длительность 10–12 с. Сколько электромагнитных колебаний произойдет на протяжении импульса?

1. 5000
2. 5
3. 50
4. 500
5. 600

9. Лазер, работающий в импульсном режиме, потребляет мощность 1 кВт. Длительность одного импульса 5 мкс, а число импульсов в 1 с равно 200. Найдите излучаемую энергию за один импульс, если на излучение идет 0.1 % потребляемой мощности.

1. 0.05 Дж
2. 5 Дж
3. 5 мДж
4. 1 Дж
5. 5 МДж

10. Гелий-неоновый лазер работает в непрерывном режиме, развивая мощность 2 мВт. Излучение лазера имеет длину волны 632 нм. Сколько фотонов излучает лазер за одну секунду?

1. 6.35 1025
2. 6.35 1015
3. 6.35 1014
4. 6.35 1016
5. 6.35 1019

### Литература

1. teachmen.csu.ru
2. Матвеев А. Н. Атомная физика : учебное пособие для студентов вузов / А. Н. Матвеев. – 2-е изд. – Москва : ОНИКС : Мир и Образование, 2007. – 430 с. : ил.; 24 см. – ISBN 978-5-488-01252-3
3. Кислов, А. Н. Атомная и ядерная физика : учеб. пособие / А. Н. Кислов. – Екатеринбург : Изд-во Урал. ун-та, 2017. – 271 с. – ISBN 978-5-7996-1992-33
4. Шпольский, Э. В. Атомная физика. Том 1. Введение в атомную физику : учебник для вузов. – 8-е изд., стер. / Э. В. Шпольский. – СПб. : Лань, 2010. – 560 с. – ISBN 978-5-8114-1005-7.
5. Шпольский, Э. В. Атомная физика. Том 2. Основы квантовой механики : учебник для вузов. – 6-е изд., стер. / Э. В. Шпольский. – СПб. : Лань, 2010. – 448 с. – ISBN 978-5-8114-1006-4
6. Звелто, О. Принципы лазеров / О. Звелто ; пер. с англ. Козлов Д. Н., Созинов С. Б., Адамович К. Г. ; пер. с англ. Шмаонов Т. А. – 4-е изд., перераб. и доп. – СПб. : Лань, 2008. – 719 с. : ил. – (Учебные пособия для вузов. Специальная литература). – Библ. в конце гл., с. 664, с. 681, с. 686. – ISBN 978-5-8114-0844-3.

## Содержание

Введение.....	3
<i>Лабораторная работа № 1. Изучение волновых свойств частиц в виртуальном эксперименте.....</i>	4
<i>Лабораторная работа № 2. Изучение эффекта Комптона.....</i>	16
<i>Лабораторная работа № 3. Дискретность атомных состояний. Опыт Франка и Герца.....</i>	23
<i>Лабораторная работа № 4. Изучение спектра излучения атомов водорода в газовом разряде. Определение постоянных Ридберга.....</i>	33
<i>Лабораторная работа № 5. Изучение линейчатого спектра атомов ртути в газовом разряде.....</i>	40
<i>Лабораторная работа № 6. Изучение спектра излучения атомов неона в газовом разряде.....</i>	48
<i>Лабораторная работа № 7. Изучение тонкой структуры спектра излучения атомов натрия в газовом разряде.....</i>	54
<i>Лабораторная работа № 8. Исследование спектров поглощения молекул органических красителей с помощью фотометра.....</i>	59
<i>Лабораторная работа № 9 Эффект Зеемана.....</i>	69
9.1. Изучение простого Эффекта Зеемана.....	71
9.2. Изучение сложного (аномальный) эффекта Зеемана.....	73
<i>Лабораторная работа № 10. Изучение гелий-неонового (He-Ne) лазера.....</i>	81

Назир Ашурбекович Ашурбеков  
Гюльханум Магомедгаевна Юсупова  
Мадина Закарьяевна Закарьяева  
Асият Акаевна Муртазаева

Лабораторный практикум по физике атома  
Учебно-методическое пособие

В авторской редакции

Компьютерная верстка Искандерова Г. А.

Подписано в печать 26.01.2026 г. Дата выхода в свет 27.01.2026 г.  
Формат 60×84 <sup>1</sup>/<sub>8</sub>. Усл. п. л. 12,0. Уч.-изд. л. 3,6.  
Тираж 50 экз. Заказ № 2