Министерство науки и высшего образования Российской Федерации Государственный университет «Дубна» Филиал «Протвино» Кафедра общеобразовательных дисциплин

А. А. Масликов

Общий физический практикум: атомная физика

ПРАКТИКУМ

Рекомендовано учебно-методическим советом университета «Дубна» в качестве практикума для студентов, обучающихся по направлению подготовки «Физика» (бакалавриат)



Рецензент:

кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник НИЦ «Курчатовский институт» – ИФВЭ И. И. Дегтярев

Масликов, А. А.

М 315 Общий физический практикум: атомная физика : практикум / А. А. Масликов. — Дубна : Гос. ун-т «Дубна», 2022. — 118, [2] с.

ISBN 978-5-89847-662-5

В учебное издание включены теоретические описания и руководства по выполнению лабораторных работ по общефизическому практикуму (раздел «Атомная физика»). Каждая работа содержит теоретическое введение, описание экспериментальной части, порядка проведения измерений и обработки их результатов. Студенты выполняют измерения на приборах и стендах лаборатории филиала, предполагается активное использование компьютерных технологий. Часть работ использует компьютерную симуляцию физических явлений и процессов.

Предназначено для студентов 3-го курса (5-й семестр), обучающихся по направлению 03.03.02 «Физика» (бакалавриат).

УДК 539.1 ББК 22.384я73-5

ISBN 978-5-89847-662-5

© Государственный университет «Дубна», 2022 © Масликов А.А., 2022

Введение

Современная атомная (квантовая) физика имеет не только огромное мировоззренческое значение - она, в значительной степени, стала прикладной наукой. Лабораторные исследования по атомной и квантовой физике способствуют опережающему интеллектуальному развитию студентов в сфере физики, математики, информатики и формированию у них навыков физикотехнического моделирования и количественного анализа явлений. Представляется, что состав лабораторных работ по этому разделу физики наиболее оптимально определяется через ключевые эксперименты, для которых характерна исключительная мировоззренческая и прикладная значимость. В частности, несомненно спектр ключевых экспериментов по атомной физике отражен в истории Нобелевских премий. Целью лабораторного практикума по атомной (квантовой) физике является углубление и практическое применение теоретических знаний, ознакомление с тонкостями исследования атомной и квантовой физики. Данный лабораторный практикум включает лабораторные работы по изучению закономерностей фотоэффекта, определению квантовых чисел возбужденного состояния атома водорода, исследованию спектра щелочных металлов и тонкой структуры энергетических уровней атома натрия, изучению термоэлектронной эмиссии и определению работы выхода электронов из металла, определению закономерностей, описывающих энергетическую светимость нагретого тела.

Общий порядок выполнения лабораторных работ

При подготовке к работе студент должен самостоятельно изучить теоретический материал; ознакомиться по методическим указаниям с целью работы; составить письменный отчет, содержащий заранее подготовленные пустые бланки расчетных таблиц. Во время лабораторной работы студенты отвечают на контрольные вопросы (если они имеются), обсуждают порядок выполнения работы и затем выполняют ее.

Методические указания к лабораторным работам являются только основой для выполнения эксперимента. Теоретическую подготовку к лабораторной работе необходимо осуществлять с помощью учебной литературы. Преподаватель заблаговременно проверяет готовность студента к выполнению предстоящей лабораторной работы. Студент, не подготовившийся к работе, к ее выполнению не допускается.

Результаты экспериментов заносятся в заготовленные заранее бланки, результаты исследований обрабатываются, строятся графики и формулируется вывод.

Готовые отчеты по лабораторным работам студент предоставляет преподавателю для проверки и проходит теоретическое собеседование по каждой работе.

Отчет по лабораторной работе должен быть кратким и ясным и содержать следующие разделы:

- 1. Цель работы.
- 2. Основные теоретические сведения и расчетные формулы.
- 3. Схема установки и ее описание.
- 4. Обработка результата проведенного эксперимента.
- 5. Расчетные таблицы, графики и вывод.

Лабораторная работа № 1. Изучение внешнего фотоэффекта и определение постоянной Планка



Рис. 1.1. Внешний вид установки ЭЛБ-190.028.02

1.1. Введение

Учебный лабораторный стенд «Изучение внешнего фотоэффекта и определение постоянной Планка» предназначен для проведения лабораторных работ по курсу «Атомная физика».

Выполнение лабораторных работ способствует лучшему усвоению теоретического курса и приобретению практических основ.

Стенд позволяет:

-изучить законы фотоэффекта;

-определить величину постоянной Планка;

-определить красную границу фотоэффекта;

-определить пороговую энергию выхода фотоэлектрона.

1.2. Описание лабораторного оборудования

Стенд выполнен из АБС пластика. На блоке управления расположены (рис. 1.2):

-индикатор «Сеть», индикатор красного цвета сигнализирует о подключении стенда к сети электропитания;

-переключатель «Вкл.» для включения и выключения блока;

-ЖК-дисплей отображения результатов измерений;

-энкодер «Регулятор направления анод-катод».

Основные характеристики стенда приведены в табл. 1.1.



Рис. 1.2. Блок управления оборудованием стенда

1.3. Технические характеристики

Таблица 1.1

Наименование	Значение		
Мощность, Вт	1000		
Напряжение питания, В	220		
Класс защиты от поражения электрическим	Т		
ТОКОМ	1		
Габаритные размеры, Д×Ш×В, мм	1000×300×600		
Масса, кг	15		
Год выпуска	2018		

1.4. Теоретические сведения

<u>Цель работы</u>: изучить законы фотоэффекта, определить величину постоянной Планка, красную границу фотоэффекта и пороговую энергию выхода фотоэлектрона.

Среди разнообразных явлений, в которых проявляются квантовые свойства света, одно из самых важных мест занимает фотоэлектрический эффект. Различают два вида фотоэлектрического эффекта – внешний и внутренний. Внешним фотоэффектом называется испускание электронов веществом при облучении его электромагнитным излучением. Внешний фотоэффект наблюдается в твердых телах (металлах, полупроводниках, диэлектриках), а также в газах на отдельных атомах и молекулах (фотоионизация). Фотоэффект обнаружен Г. Герцем (1887), наблюдавшим усиление процесса разряда при облучении искрового промежутка ультрафиолетовым излучением. Схема опыта показана на рис. 1.3. Величина искрового промежутка между электродами подбирается так, чтобы искра между ними проскакивала с трудом (1–2 раза в минуту). Если же осветить электрод светом от ртутной лампы, то частота разрядов существенно повышается.



Рис. 1.3. Схема опыта, проведенного Г. Герцем

Первые фундаментальные исследования фотоэффекта выполнены русским ученым А.Г. Столетовым. Принципиальная схема для исследования фотоэффекта приведена на рис. 1.4. Два электрода (катод К – из исследуемого металла, в качестве анода А в схеме Столетова применялась металлическая сетка) в вакуумной трубке подключены к батарее так, что с помощью потенциометра можно изменять не только значение, но и знак подаваемого на них напряжения. Ток, возникающий при освещении катода монохроматическим светом (через кварцевое окошко), измеряется включенным в цепь миллиамперметром.



Рис. 1.4. Принципиальная схема для исследования фотоэффекта

Облучая катод светом различных длин волн, А.Г. Столетов установил следующие закономерности, не утратившие своего значения до нашего времени:

1) наиболее эффективное действие оказывает ультрафиолетовое излучение;

2) под действием света вещество теряет только отрицательные заряды;

3) сила тока, возникающего под действием света, прямо пропорциональна его интенсивности.

В дальнейших опытах Ленарда и других физиков, проводимых в начале XX в., была детально исследована зависимость силы фототока от напряжения, приложенного к пластинам конденсатора. При этих измерениях определялся задерживающий потенциала U_3 , который нужно приложить, чтобы прекратился фототок. К этому времени уже были известны заряд *q* и масса *m* электрона и оказалось возможным прямыми измерениями отношения *q/m* доказать, что из металла выбиваются светом электроны, обладающие различной скоростью. При описании явления основной интерес представляют электроны наибольшей скорости v_{max} , т.к. в этом случае вся энергия света расходуется на вырывание их из тела металла и на сообщение им кинетической энергии. Во всех остальных случаях часть световой энергии переходит в тепло и ее трудно учесть при составлении баланса.

Вольт-амперная характеристика фотоэффекта для двух разных значений интенсивности света (частота света в обоих случаях одинакова) приведена на рис. 1.5. По мере увеличения разности потенциалов между анодом и катодом U фототок постепенно возрастает, т.е. все большее число фотоэлектронов достигает анода. Пологий характер кривых показывает, что электроны вылетают из катода с различными скоростями. Максимальное значение фототока (фототок насыщения $I_{\rm hac}$) определяется таким напряжением U, при котором все электроны, испускаемые катодом, достигают анода: $I_{\rm hac} = qn$, где n - число электронов, испускаемых катодом в единицу времени.



Рис. 1.5. Вольт-амперная характеристика фотоэффекта для двух разных значений интенсивности света

Из вольт-амперной характеристики следует, что при U = 0 фототок не исчезает. Следовательно, электроны, выбитые светом из катода, обладают некоторой начальной скоростью v, а значит, отличной от нуля кинетической энергией, и могут достигнуть анода без внешнего поля. Для того чтобы фототок стал

равным нулю, необходимо приложить задерживающее напряжение U_3 . При $U = U_3$ ни один из электронов, даже обладающий при вылете из катода максимальной скоростью v_{max} , не может преодолеть задерживающего поля и достигнуть анода. Следовательно,

$$\frac{mv_{\max}^2}{2} = qU_3. \tag{1.1}$$

Для истолкования механизма явления очень важен следующий экспериментальный результат. Оказалось, что U_3 не зависит от светового потока и для данного материала катода определяется частотой падающего на него излучения. Если освещать фотокатод светом различной частоты, то наблюдается линейная зависимость между измеряемым на опыте задерживающим потенциалом (соответствующим условию I = 0) и частотой падающего света:

$$U_3 = kv - U_0. (1.2)$$

В полученном из экспериментальных данных выражении (1.2) значение U_0 зависит от свойств и материала катода, а коэффициент k, определяющий наклон прямой в координатах (v, U_3), является некоторой константой. Фотоэффект начинается лишь при частотах, удовлетворяющих условию:

$$v_{\rm KP} = U_0 / k'', \tag{1.3}$$

где $v_{\rm kp}$ называется красная граница фотоэффекта, т.е. минимальная частота света (зависящая от химической природы вещества и состояния его поверхности), ниже которой фотоэффект невозможен.

Эти экспериментальные результаты никак нельзя объяснить в рамках классической физики. Действительно, предположив, что электрон вылетает из металла под действием световой волны, нужно рассматривать ее как некоторую вынуждающую силу, амплитуда которой должна определять максимальную скорость вылетевших электронов. Следовательно, U_3 должно быть пропорциональным световому потоку, а в эксперименте, как уже указывалось, установлено отсутствие такой зависимости. Непонятна также зависимость U_3 от частоты падающего на катод света. Казалось бы, эффект должен иметь резонансный характер и наблюдаться лишь в том случае, когда частота собственных колебаний электрона в металле совпадает с частотой падающего света, иными словами, красной границы фотоэффекта не должно быть, между тем эффект усиливается при $\nu > \nu_{\rm kp}$.

А. Эйнштейн в 1905 г. показал, что явление фотоэффекта и его закономерности могут быть объяснены на основе предложенной им квантовой теории фотоэффекта. Согласно Эйнштейну, свет частотой ν не только испускается, как это предполагал Планк, но и распространяется в пространстве и поглощается веществом отдельными порциями (квантами), энергия которых $\varepsilon_0 = h\nu$ (h – постоянная Планка). Таким образом, распространение света нужно рассматривать не как непрерывный волновой процесс, а как поток локализованных в пространстве дискретных световых квантов, движущихся со скоростью *с* распространения света в вакууме. Кванты электромагнитного излучения получили название фотонов.

По Эйнштейну, каждый квант поглощается только одним электроном. Поэтому число вырванных фотоэлектронов должно быть пропорционально интенсивности света. Безынерционность фотоэффекта объясняется тем, что передача энергии при столкновении фотона с электроном происходит почти мгновенно.

Нужно учесть, что электрон в металле не является свободным и, чтобы покинуть тело металла, электрон должен преодолеть работу выхода *A*. Энергия падающего фотона расходуется на совершение электроном работы выхода *A* из металла и на сообщение вылетевшему фотоэлектрону кинетической энергии. По закону сохранения энергии,

$$h\nu = A + \frac{m\nu_{\max}^2}{2}.$$
 (1.4)

Уравнение (1.4) называется уравнением Эйнштейна для внешнего фотоэффекта.

Учитывая исходное соотношение (1.1) между потенциалом задержки и максимальной кинетической энергией фотоэлектрона, имеем:

$$U_3 = \frac{h}{q}v - \frac{A}{q}.$$
 (1.5)

11

Выражение (1.5) находится в полном согласии с данными опыта. Коэффициент k = h/q действительно является константой, а $U_0 = A/q$ должен зависеть от свойств катода, т.к. работа выхода электрона характеризуется глубиной потенциальной ямы, в которой находится электрон, и определяется свойствами данного металла. Однако, когда катодом является полупроводник, следует говорить не о работе выхода электрона, а об энергии порога выхода W. Это связано с тем, что у металлов фотоэлектрическая работа выхода совпадает с термоэлектронной работой выхода, а у полупроводников такого совпадения нет, что связано с особенностями строения их энергетических зон.

Соотношение (1.5) позволяет определить постоянную Планка из измерения наклона прямых, выражающих зависимость потенциала задержки от частоты падающего на фотокатод излучения. Весьма точное определение h таким методом было выполнено П.И. Лукирским и С.С. Прилежаевым в 1930 г.

Для измерений использовался сферический конденсатор, внутренний шарик которого был изготовлен из никеля и освещался светом ртутной лампы. Спектральные линии ртути, возбуждавшие фотоэффект, выделялись монохроматором с кварцевой призмой. В этих опытах наблюдался относительно крутой спад кривых, характеризующих зависимость силы фототока от приложенного потенциала, т.к. в сферическом конденсаторе практически все фотоэлектроны достигают анода, что уменьшало ошибку в измерении U_3 . При этом автоматически учитывалась контактная разность потенциалов.

На рис. 1.6 приведены экспериментальные кривые зависимости силы фототока от приложенной разности потенциалов, полученные при облучении катода светом различных ультрафиолетовых линий ртути.

Зависимость U_3 от частоты облучающего фотокатод света приведена на рис. 1.7. Это идеально прямая линия, из угла наклона которой находится постоянная Планка. Отличное согласие результатов данных опытов с измерениями этой константы, проведенными совсем другими методами (законы абсолютно черного тела, коротковолновая граница сплошного рентгеновского спектра), являлось доказательством корректности квантового описания фотоэффекта.



Рис. 1.6. Экспериментальные кривые зависимости силы фототока от приложенной разности потенциалов



Рис. 1.7. Зависимость U₃ от частоты облучающего фотокатод света

1.5. Экспериментальная установка

Схема установки приведена на рис. 1.8. Ее основными элементами являются: ртутная лампа (Л), набор светофильтров (СФ), фотоэлемент (ФЭ).

В настоящей работе фотоэлемент располагается непосредственно перед ртутной лампой. Между лампой и фотоэлементам имеется обойма, изготовленная из пластика, в которую поочередно можно вставлять светофильтры. В качестве фотоэлектрического приемника света служит фотоэлементом СЦВ4. Данный фотоэлемент имеет сурьмяно-цезиевый катод, обладающий высокой фоточувствительностью к видимому свету. Фотоэлемент представляет собой колбу В, на часть внутренней поверхности которой нанесен тонким слоем катод К (рис. 1.9).



Рис. 1.8. Схема лабораторной установки



Рис. 1.9. Схема фотоэлемента

Анод выполнен в виде металлического кольца, помещенного в центральной части баллона. При освещении катода в цепи фотоэлемента возникает электрический ток, сила которого пропорциональна световому потоку.

Свет от дуговой ртутной лампы проходит через светофильтр, поэтому фотоэлемент облучается почти монохроматическим светом, длиной волны $\lambda \pm \Delta \lambda$.

1.6. Порядок выполнения лабораторной работы

1. Включить в сеть макет и дуговую ртутную лампу, дать приборам прогреться 3 минуты.

2. В обойму между лампой и фотоэлементом вставить желтый светофильтр.

3. Для измерения задерживающего напряжения U_3 необходимо изменять напряжение U с помощью ручки на панели макета, плавно поворачивая ее против часовой стрелки; при этом на индикаторе должен появиться знак минус; поворот проводить до тех пор, пока показания микроамперметра не станут равны нулю.

4. Вернуть ручку разности потенциалов в нулевое положение и повторить измерение задерживающего напряжения для данного светофильтра еще два раза. Аналогичные действия провести с другими светофильтрами. Данные занести в таблицу 1.2.

5. Найти среднее значение задерживающего напряжения для каждого светофильтра.

6. Используя данные табл. 1.2, построить точечный график зависимости среднего значения задерживающего напряжения от частоты света, аналогичный рис. 1.7. Через экспериментальные точки на графике провести прямую. Найти постоянную Планка h из величины тангенса угла α (где α – угол между прямой графика и осью абсцисс):

$$\frac{h}{q} = \mathrm{tg}\alpha = \frac{\Delta U_3}{\Delta \nu}.$$

8. По графику найти красную границу фотоэффекта как точку пересечения прямой с осью абсцисс.

9. Продлив прямую до пересечения с осью ординат, определить энергию порога выхода для исследуемого фотоэлемента как $W = q|U_3(0)|$. Сравнить значение энергии порога выхода с табличными данными. Построение графика (прямой) и нахождение его параметров рекомендуется выполнять методом наименьших квадратов (МНК) с использованием электронных таблиц.

Таблица 1.2. Результаты измерений и вычислений

№	Цвет светофильтра (v, ТГц)							
	Желтый v = 514 ТГц	Зеленый v = 546 ТГц	Голубой v = 575 ТГц	Фиолетовый v = 680 ТГц				
	<i>U</i> ₃ , B	<i>U</i> ₃ , B	$ U_{\mathrm{g}} ,\mathrm{B}$	<i>U</i> _д , В				
1								
2								
3								
Ср								

Красный: 460 ТГц , оранжевый: 490 ТГц, тера ~ 10^{12} , нано ~ 10^{-9} , c = 299792458 м/с, $q_e = 1,602176634 \cdot 10^{-19}$, $h = 6,62607015 \cdot 10^{-34}$ Дж с.

Контрольные вопросы

1. Что называется фотоэффектом?

2. Как объясняется явление фотоэффекта с квантовой точки зрения?

- 3. Напишите и объясните уравнение Эйнштейна.
- 4. Сформулируйте законы фотоэффекта.
- 5. Что называется красной границей фотоэффекта?
- 6. Расскажите о практическом применении фотоэффекта.

Лабораторная работа № 2. Полупроводниковые оптические генераторы. Определение постоянной Планка на основе измерения напряжения включения полупроводниковых излучающих светодиодов и полупроводникового лазера



Рис. 2.1. Внешний вид установки ФКЛ-20

2.1. Общее техническое описание лабораторной установки

Отличительной особенностью лабораторной установки является использование современной элементной базы, технологии поверхностного монтажа и интеграции на одной плате электрической схемы и передней панели сменного блока, что позволило снизить длину проводных соединений и, как следствие, значительно уменьшить уровень паразитных наводок и помех. Встроенная микропроцессорная система управления и автоматизации эксперимента делает комфортным процесс выполнения учащимся лабораторных заданий, а полученные результаты обладают высокой наглядностью.

Лабораторная установка формирует одно рабочее место для бригады из двух-трех студентов и обеспечивает проведение серии экспериментов учебного лабораторного практикума дисциплины «Атомная физика» и смежных технических дисциплин.

Лабораторная установка конструктивно выполнена в идеологии единой модульной конструкции, состоящей из единого блока, содержащего объекты исследования, – набор полупроводниковых источников излучения (светодиоды с длинами волн: 410, 450, 540, 580 нм и лазерный (красный) излучатель с $\lambda = 650$ нм), источник стабилизированного тока и цифровой комбинированный измерительный прибор (вольтметр и миллиамперметр).

Стабилизированное напряжение от источника постоянного тока подается через делитель на исследуемую схему. Необходимый светодиод подключается к схеме при помощи специальной перемычки «тюльпан – тюльпан». Длина волны излучения подключенного светодиода отображается на LCD ЖКД индикаторе совместно с измеренными значениями напряжения на светодиоде и тока через светодиод. Плавным вращением ручки регулировки «Напряжение светодиода» снимается вольт-амперная характеристика излучающего *p-n*-перехода I = f(U) и одновременно визуально наблюдается возбуждение свечения электролюминесценции

Управление установкой осуществляется с помощью регулятора, установленного на лицевой панели управления лабораторного стенда. Установка снабжена микропроцессорной системой управления, контроля и измерения необходимых параметров. Для наглядной визуализации экспериментальных данных предусмотрено подключение к лабораторной установке внешнего монитора стандарта VGA, на экран которого выводятся все необходимые данные эксперимента: средняя длина волны подключениого источника излучения, текущее значение тока и напряжения, а также в реальном масштабе времени строится графическая зависимость вольт-амперной характеристики излучателя.

Питание лабораторного стенда осуществляется от однофазной сети переменного тока напряжением 220 В частотой 50 Гц посредством подключения кабеля электропитания к стандартной розетке "euro" с заземленным центральным электродом.



Рис. 2.2. Внешний вид лабораторного стенда «Полупроводниковые оптические генераторы. Определение постоянной Планка на основе измерения напряжения включения полупроводниковых излучающих светодиодов и полупроводникового лазера»

Здесь крупными цифрами обозначены:

1. Переключатель электропитания лабораторного стенда. В верхнем положении переключателя сетевое электропитание стенда включено, в нижнем – выключено.

2. Многофункциональный ЖКД индикатор лабораторного стенда. На экран выводятся текущие показания вольтметра (В) и амперметра (мА) экспериментальной цепи, а также центральная длина волны (λ нм) излучателя.

Примечание: для защиты экспериментальных образцов излучателей предусмотрена система ограничения максимального протекающего тока.

3. Цифровой многооборотный регулятор (энкодер) «Напряжение» установки требуемого напряжения регулируемого источника питания. При повороте регулятора шаг перестройки амплитуды составляет 0,1 В, при одновременном нажатии и повороте – 0,5 В.

4. Схема экспериментальной цепи.

5. Разъем XS1 общей цепи экспериментальной схемы.

6. Разъем XS2 цепи питания светодиода фиолетового цвета ($\lambda = 410$ нм).

7. Разъем XS3 цепи питания светодиода синего цвета ($\lambda = 450$ нм).

8. Разъем XS4 цепи питания светодиода зеленого цвета ($\lambda = 540$ нм).

9. Разъем XS5 цепи питания светодиода желтого цвета ($\lambda = 580$ нм).

10. Разъем XS6 цепи питания полупроводникового лазера красного цвета ($\lambda = 650$ нм).

Примечание: на излучающий торец модуля полупроводникового лазера с целью защиты зрения студентов от лазерного пучка нанесено рассеивающее диффузное покрытие.

2.2. Необходимые теоретические сведения

Оптоэлектронные полупроводниковые приборы можно разделить на две группы: излучающие и фоточувствительные (фотоприемные). К первой группе относятся светодиоды и полупроводниковые лазерные излучатели, а ко второй – фотодиоды, фототранзисторы, фототиристоры, фоторезисторы и ряд других.

Светодиод представляет собой прибор с *p-n*-переходами между слоями полупроводниковых материалов, входящих в его состав. Он преобразует энергию протекающего через него тока в электромагнитное некогерентное излучение.

При прохождении через диод прямого тока в зоне *p*-*n*-перехода происходит рекомбинация электронов и дырок. Этот процесс может сопровождаться электромагнитным излучением с частотой ν , определяемой соотношением:

$$\nu = \frac{\Delta F}{h},\tag{2.1}$$

где ΔF – величина, соответствующая ширине запрещенной зоны полупроводника; h – постоянная Планка. Однако одновременно с данным (излучательным) механизмом рекомбинации действует и безызлучательный, связанный, в частности, с поглощением энергии кристаллической решеткой. При изготовлении светодиодов его влияние стремятся уменьшить. Эффективность преобразования электрической энергии в световую оценивается величиной η_{ϕ} , называемой внутренним квантовым выходом. Он определяется отношением числа излученных фотонов к количеству прорекомбинировавших пар носителей.

Как следует из (2.1), длина волны излучения светодиода

$$\lambda = \frac{1}{\nu} = \frac{h}{\Delta F}$$

обратно пропорциональна ширине запрещенной зоны полупроводника. У диодов из германия, кремния и арсенида галлия максимум излучаемой энергии приходится на инфракрасную область, и, кроме того, у германиевых и кремниевых диодов велика вероятность безызлучательной рекомбинации.

Для изготовления светодиодов, излучающих в видимом диапазоне, применяются специальные полупроводниковые материалы: фосфид галлия, нитрид галлия, карбид кремния и другие с большой шириной запрещенной зоны. В современных светодиодах используются гетеропереходы, т.е. полупроводниковые структуры на основе материалов с разной шириной запрещенной зоны.

На рис. 2.3 приведены зависимости интенсивности излучения светодиодов из различных материалов от длины волны (спектральные характеристики), там же показано условное обозначение светодиода на электрических схемах.



Рис. 2.3. Спектральные характеристики и обозначение светодиодов на электрических схемах

Вольт-амперная характеристика светодиода (рис. 2.4) похожа на характеристику обычного полупроводникового диода. Ее особенность состоит в том, что величины прямых напряжений могут достигать нескольких вольт (из-за большой ширины запрещенной зоны), а обратные напряжения невелики вследствие малой толщины *p-n*-перехода. При электрическом пробое светодиода вследствие ударной ионизации в объеме *p-n*-перехода также может возникнуть излучение электромагнитной энергии. Однако интенсивность излучения в таком режиме мала, и он не находит практического применения.



Рис. 2.4. Вольт-амперные характеристики светодиодов

Очень важна яркостная характеристика светодиода, т.е. зависимость яркости излучения L от величины прямого тока. Яркость определяется отношением силы света к площади светящейся поверхности. Примерный вид такой характеристики приведен на рис. 2.5. Ее загибы на начальном и конечном участках объясняются тем, что при малых и больших токах увеличивается вероятность безызлучательной рекомбинации.



Рис. 2.5. Яркостная характеристика светодиода

Светодиоды, в отличие от других излучающих приборов (ламп накаливания и т.п.), являются очень быстродействующими (безынерционными). Время, за которое световой поток, формируемый светодиодом при подаче прямоугольного импульса прямого тока, достигает максимума, лежит в пределах от единиц микросекунд до десятков наносекунд.

Светодиоды характеризуются следующими основными параметрами: длина волны максимума излучения или цвет свечения; яркость или сила света при заданном прямом токе; прямое падение напряжения при заданном прямом токе и максимально допустимые прямой ток, обратное напряжение и мощность, рассеиваемая светодиодом.

В полупроводниковом лазере, в отличие от лазеров других типов, используются излучательные квантовые переходы не между изолированными уровнями энергии атомов, молекул и ионов, а между разрешенными энергетическими зонами кристалла. В полупроводниковом лазере возбуждаются и излучают (коллективно) атомы, слагающие кристаллическую решетку. Это отличие определяет важную особенность в полупроводниковом лазере – малые размеры и компактность. В полупроводниковом лазере удается получить показатель оптического усиления до 10⁴ см⁻¹.

Другими практически важными особенностями полупроводникового лазера являются: высокая эффективность преобразования электрической энергии в энергию когерентного излучения (до 30–50%); малая инерционность, обусловливающая широкую полосу частот прямой модуляции (более 10⁹ ГГц); простота конструкции; возможность перестройки длины волны излучения и наличие большого числа полупроводниковых материалов, непрерывно перекрывающих интервал длин волн от 0,32 до 32 мкм.

2.3. Порядок выполнения лабораторной работы

Лабораторный стенд должен располагаться на ровной поверхности лабораторного стола. Справа от лабораторной установки рекомендуется установить монитор стандарта VGA.

Примечание: применение в экспериментах внешнего монитора повышает наглядность проведения эксперимента. Однако конструкция лабораторного стенда содержит ЖКД индикатор, на который в реальном масштабе времени выводятся экспериментальные данные, что достаточно для проведения серии экспериментов без монитора. Размеры лабораторного стола должны обеспечивать свободный доступ обучающихся к передней панели лабораторного стенда и органам управления монитора.

Подключить кабель VGA внешнего монитора к разъему, расположенному на задней боковой поверхности стенда.

Подключить кабели электропитания лабораторного стенда и монитора к стандартным сетевым электророзеткам (220 В 50 Гц) стандарта "euro" с заземленным центральным электродом.

Включить электропитание лабораторного стенда и монитора. Выждать около одной минуты для прогрева приборов.

Коаксиальным кабелем соединить разъем XS1 (5 на рис. 2.2) с разъемом XS2 (6 на рис. 2.2) на передней панели стенда. Плавно поворачивая по часовой стрелке регулятор «Напряжение» (3 на рис. 2.2), наблюдать за показаниями напряжения и тока экспериментальной цепи. Экспериментальные данные занести в таблицу.

Вольтамперная характеристика образца полупроводникового излучателя (λ =...)

Напряжение, U(В)					
Ток, <i>I</i> (мА)					

На основании экспериментальных данных построить экспериментальную зависимость ВАХ I = f(U). Построение участка прямой (пунктирная линия) и нахождение ее параметров рекомендуется выполнять методом наименьших квадратов (МНК, см. Приложение) с использованием электронных таблиц. По графику определить контактную разность потенциалов φ_k (рис. 2.6).

По формуле (2.2) рассчитать постоянную Планка:

$$h = \frac{\varphi_k q_e \lambda}{c},\tag{2.2}$$

где q_e – модуль заряда электрона (1,6·10⁻¹⁹ Кл);

λ – длина волны излучения (м);

c – скорость света (3·10⁸ м/с).



Рис. 2.6. Определение контактной разности потенциала φ_k по графику ВАХ

Провести аналогичные исследования для других образцов полупроводниковых источников излучения. По результатам всех опытов вычислить среднее значение постоянной Планка h и сравнить его с табличной величиной $h = 6,63 \cdot 10^{-34}$ Дж·с.

Сделать соответствующие выводы и занести их в отчет.

Лабораторная работа № 3. Изучение закона Стефана–Больцмана. Определение зависимости энергетической светимости нагретого тела от температуры

3.1. Теоретические сведения

<u>Цель работы</u>: Определение постоянных в законе Стефана–Больцмана и в законе смещения Вина с помощью стенда ЭЛБ-190.046.01.

Теоретическая часть

Под тепловым излучением понимают свечение нагретых тел, при котором электромагнитное излучение, испускаемое веществом, возникает за счет внутренней энергии тела (излучающие атомы оказываются в возбужденном состоянии за счет энергии теплового движения).

Излучение тела сопровождается потерей энергии, которую необходимо пополнять для того, чтобы поддерживать процесс излучения более или менее длительное время. В зависимости от способа пополнения энергии выделяют различные виды излучения, называемые также *люминесценцией*, такие как химическая, фото-, электролюминесценция и другие. Особое место среди всех видов излучения занимает *тепловое излучение*. В этом случае пополнение энергии атомов происходит путем передачи телу теплоты.

Если за единицу времени вещество излучает и поглощает одинаковое количество лучистой энергии в любом спектральном диапазоне и в любом направлении, то говорят, что излучение находится в равновесии с веществом, и называют такое излучение *равновесным*. Для равновесного излучения можно ввести понятие температуры излучения, которая принимается равной температуре излучающего вещества.

Введем величины, характеризующие состояние излучения. Эти величины имеют смысл для произвольного излучения, а не только для равновесного.

Пусть за время dt какая-либо поверхность dS излучает энергию dW.

Потоком излучения Φ с поверхности dS называется величина

$$\Phi = \frac{dW}{dt}.$$
(3.1)

Энергия излучения, проходящая через единичную площадку за единицу времени при условии, что площадка ориентирована перпендикулярно направлению распространения энергии, называется *интенсивностью излучения I*. Очевидно,

$$I = \frac{d\Phi}{dS}.$$
 (3.2)

Обозначим символом *w* энергию, излученную в единице объема пространства. Ее можно разложить по частотам или длинам волн:

$$w = \int_0^\infty w_\omega d\omega = \int_0^\infty w_\lambda d\lambda.$$
(3.3)

Величины w_{ω} и w_{λ} называют спектральной плотностью излучения. Они имеют смысл объемной плотности энергии в интервале частот (ω ; $\omega + d\omega$) или длин волн (λ ; $\lambda + d\lambda$). Если речь идет о равновесном излучении, функция w_{ω} (w_{λ}) зависит только от ω (или λ) и температуры тела *T*. Основная задача теории теплового излучения состоит в определении этой функции.

Для теплового излучения с открытой поверхности тела спектральное излучение зависит не только от температуры, но и от материала тела. Для количественной характеристики этого спектрального распределения вводят понятие излучательной способности тела R_{ω} (или R_{λ}). Излучательная способность тела – это поток, испускаемый единицей поверхности излучающего тела по всем направлениям в некотором малом интервале частот или длин волн,

$$R_{\omega} = \frac{d\Phi}{d\omega}; \ R_{\lambda} = \frac{d\Phi}{d\lambda}.$$
 (3.4)

Полный поток излучения на всех частотах или на всех длинах волн называют энергетической светимостью поверхности *R*:

$$R = \int_0^\infty R_\omega d\omega = \int_0^\infty R_\lambda d\lambda.$$
(3.5)

Закон Кирхгофа. Абсолютно черное тело

Одновременно с излучением энергии тело может поглощать излучение, падающее на него. В дальнейших рассуждениях будем ограничиваться частным случаем, когда тело непрозрачно, т.е. толщина тела достаточна, чтобы электромагнитная волна поглощалась, не достигнув противоположной границы.

Поглощательной способностью тела A_{ω} (или A_{λ}) называется безразмерная величина, показывающая, какая доля энергии падающего излучения поглощается рассматриваемой поверхностью. Мы будем придерживаться той точки зрения, что величины R_{ω} и A_{ω} будут характеристиками только самого тела, не зависящими от окружающей среды. При прочих равных условиях они зависят только от температуры самого тела. Обозначим Φ_{ω} поток излучения в малом интервале частот, попавший на единичную площадку тела. Часть этого потока $A_{\omega}\Phi_{\omega}$ поглощается телом. Остальная часть $(1 - A_{\omega}) \cdot \Phi_{\omega}$ отражается и рассеивается. Полный поток, излучаемый телом, складывается из отраженного и рассеянного потока, а также собственной излучательной способности R_{ω} . Так как излучение равновесное, то

 $(1 - A_{\omega}) \cdot \Phi_{\omega} + R_{\omega} = \Phi_{\omega},$

откуда

$$\frac{R_{\omega}}{A_{\omega}} = \Phi_{\omega}.$$
(3.6)

Из формулы (3.6) можно сделать вывод: для равновесного излучения каждая из величин A_{ω} и R_{ω} может изменяться при переходе от одного тела к другому, но отношение R_{ω}/A_{ω} является универсальной функцией, не зависящей от материала тела. Максимальное значение, которое может принимать величина A_{ω} , равно единице. Кирхгоф назвал тела, у которых $A_{\omega} = 1$ во всем интервале частот и температур, *абсолютно черными* или *абсолютно поглощающими*. Излучательную и поглощательную способность абсолютно черного тела обозначают r_{ω} и a_{ω} соответственно. Тогда

$$\frac{R_{\omega}}{A_{\omega}} = \frac{r_{\omega}}{a_{\omega}} = r_{\omega}.$$
(3.7)

Выражение (3.7) описывает закон Кирхгофа. Закону Кирхгофа можно дать следующую формулировку: отношение излучательной способности тела к его поглощательной способности есть универсальная функция частоты и температуры тела, равная излучательной способности абсолютно черного тела. Из закона Кирхгофа следует, что излучательная способность тем больше, чем больше его поглощательная способность тем больше, чем больше его поглощательная способность тем больше, чем больше его пори данной температуре излучает волны преимущественно тех длин, которые оно при той же температуре сильнее поглощает.

Следует отметить, что абсолютно черные тела в природе не встречаются. Это представление является физической абстракцией подобно материальной точке или гармонической волне. Однако существуют объекты, которые с достаточной достоверностью можно назвать черными. Это всем известные сажа и «черные дыры». Хорошим приближением к абсолютно черному телу можно считать отверстие в замкнутой полости с непрозрачными стенками. Тела с поглощательной способностью меньше единицы называются *серыми*.

Законы теплового излучения

На основании экспериментальных данных Йозеф Стефан в 1879 г. пришел к заключению, что излучательная способность абсолютно черного тела прямо пропорциональна четвертой степени температуры:

$$R = \int_0^\infty r_\omega d\omega = \sigma \cdot T^4.$$
 (3.8)

В 1884 г. Людвиг Больцман вывел это соотношение теоретически. Он использовал выражение, описывающее давление изотропного излучения, вытекающее из электродинамики Максвелла, а также учитывая термодинамические соображения. Коэффициент пропорциональности $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \, \text{Bt/m}^2 \, \text{K}^4$ называют постоянной Стефана–Больцмана, а выражение (3.8) – законом Стефана–Больцмана.

Очевидно, что суммарная энергия излучения по всем частотам (длинам волн), испускаемая площадкой *S* абсолютно черного тела, равна:

$$R = S \cdot \sigma \cdot T^4. \tag{3.9}$$

Закон Стефана–Больцмана, определяя зависимость R от температуры, не дает ответа относительно спектрального состава излучения абсолютно черного тела. Из экспериментальных кривых зависимости функции $w_{\lambda,T}$ от длины волны λ при различных температурах (рис. 3.1) следует, что распределение энергии в спектре абсолютно черного тела является неравномерным. Все кривые имеют ярко выраженный максимум, который по мере повышения температуры смещается в сторону более коротких длин волн. Площадь, ограниченная кривой зависимости $w_{\lambda,T}$ от λ и осью абсцисс, пропорциональна энергетической светимости R черного тела и, следовательно, по закону Стефана–Больцмана четвертой степени температуры.





Немецкий физик В. Вин (1864–1928), опираясь на законы термо- и электродинамики, установил зависимость длины волны λ_{max} , соответствующей максимуму функции $w_{\lambda,T}$ от температуры *T*. Согласно *закону смещения Вина*,

$$\lambda_{\max} \cdot T = b = \text{const}, \tag{3.10}$$

т.е. длина волны λ_{\max} , соответствующая *максимальному* значению спектральной плотности энергетической светимости $w_{\lambda,T}$ черного тела, обратно пропорциональна его термодинамической температуре; b – постоянная Вина; ее экспериментальное значение равно 2,9·10⁻³ м·К. Выражение (3.10) потому называют законом смещения Вина, что оно показывает смещение положения максимума функции $w_{\lambda,T}$ по мере возрастания температуры в область коротких длин волн. Закон Вина объясняет, почему при понижении температуры нагретых тел в их спектре все сильнее преобладает длинноволновое излучение (например, переход белого каления в красное при остывании металла).

Английские ученые Д. Рэлей и Д. Джинс, используя классические представления о равномерном распределении энергии по степеням свободы и методы статистической физики, получили выражение для спектральной плотности излучения

$$w_{\omega,T} = \frac{\omega^2}{(2\pi c)^2} kT. \tag{3.11}$$

Выражение (3.11) получило название формулы Рэлея– Джинса для теплового излучения.

Эта формула хорошо согласуется с экспериментальными данными при больших длинах волн, поэтому она с успехом используется в длинноволновой инфракрасной области спектра и в радиодиапазоне (рис. 3.2).



Рис. 3.2. Зависимость излучательной способности абсолютно черного тела от длины волны и ее вид, исходя из классических рассуждений Рэлея и Джинса

При коротких длинах волн (больших частотах), соответствующих ультрафиолетовой части спектра, наблюдается резкое расхождение опытных данных с формулой Рэлея– Джинса. Кроме того, интегрирование выражения (3.11) по всему частотному диапазону дает бесконечно большое значение, т.е. спектральная плотность излучения абсолютно черного тела должна равняться бесконечности при любой температуре. Получалось, что безупречная с точки зрения классической физики формула (3.11) приводила к абсурдному результату. Эта ситуация получила название «ультрафиолетовая катастрофа».

Формула Планка

Правильное, согласующееся с опытными данными выражение для спектральной плотности энергетической светимости черного тела было найдено в 1900 г. немецким физиком М. Планком. Для этого ему пришлось отказаться от установившегося положения классической физики, согласно которому энергия любой системы может изменяться *непрерывно*, т.е. может принимать любые сколь угодно близкие значения.

Согласно выдвинутой Планком *квантовой гипотезе* атомные осцилляторы излучают энергию не непрерывно, а *определенными порциями* – *квантами*, причем энергия кванта пропорциональна частоте колебания

$$\varepsilon_0 = h\nu = \frac{hc}{\lambda},$$

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

Так как излучение испускается порциями, то энергия осциллятора ε может принимать лишь определенные *дискретные значения*, кратные целому числу элементарных порций энергии ε_0 .

Таким образом, Планк вывел для универсальной функции Кирхгофа формулу

$$w_{\lambda,T} = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{\frac{hc}{e^{\lambda kT} - 1}},\tag{3.12}$$

которая блестяще согласуется с экспериментальными данными по распределению энергии в спектрах излучения абсолютно черного тела *во всем интервале волн и температур* (см. рис. 3.2). Теоретический вывод этой формулы М. Планк изложил на заседании Немецкого физического общества 14 декабря 1900 г. Этот день стал датой рождения квантовой физики.

В области малых частот (энергия кванта очень мала по сравнению с энергией теплового движения *kT*) формула Планка (3.12) совпадает с формулой Рэлея–Джинса.

3.2. Методика эксперимента

Исследуемым телом, которое считается абсолютно черным, является вольфрамовая плоская спираль лампы, нагреваемая электрическим током. Используемый в данной работе метод определения постоянной Стефана–Больцмана предполагает, что вся энергия тока, протекающего через нить накала лампы, превращается в энергию теплового излучения лампы. Согласно этому приближению, зная силу тока I и напряжение на спирали лампы U, получаем следующее выражение для определения мощности, затрачиваемой на поддержание единицы площади спирали в накаленном состоянии:

$$W = \frac{UI}{2S},$$

где *S* – площадь одной стороны спирали.

Приравнивая эту мощность к количеству энергии, теряемой спиралью за 1 секунду, в соответствии с законом Стефана– Больцмана (3.9) получим следующую формулу:

$$\sigma = \frac{UI}{2S(T^4 - T_0^4)},\tag{3.13}$$

где T – температура спирали; T_0 – температура окружающей среды.

Сопротивление лампы возрастает в несколько раз при изменении температуры нити от комнатной до температуры в режиме нормального накала. Температуру нити лампы можно найти, используя результаты измерения сопротивления R лампы и известную зависимость сопротивления вольфрама от температуры t в градусах Цельсия:

$$R = R_0 (1 + \alpha t + \beta t^2), \qquad (3.14)$$

где R_0 – сопротивление при t = 0°C; $\alpha = 4,56 \cdot 10^{-3}$ K⁻¹; $\beta = 6,67 \cdot 10^{-7}$ K⁻².

Из формулы (3.14) следует выражение для расчета температуры T нити (в Кельвинах) из результатов измерения ее сопротивления R в нагретом состоянии:

$$T = 273 + \frac{1}{2\beta} \left[\sqrt{\alpha^2 + 4\beta \left(\frac{R}{R_0} - 1\right)} - \alpha \right].$$
 (3.15)

Сопротивление *R* нагретой нити вычисляют по закону Ома:

$$R = \frac{U}{I},\tag{3.16}$$

где U – напряжение на лампе; I – сила тока лампы. Сопротивление $R_0 = 1,15$ Ом.

3.3. Порядок выполнения лабораторной работы

Часть 1

1. Включить установку в сеть 220 В. Поставить переключатель «Сеть» на «Блоке управления» в положение «Вкл».

2. С помощью кнопки выбрать первый эксперимент для определения постоянной Стефана–Больцмана.

3. Вращая ручку на панели прибора, снять вольт-амперную характеристику спирали лампы накаливания. Плавно изменяя напряжение *U* на лампе накаливания, снять не менее семи значений силы тока *I*. Данные занести в табл. 3.1. После измерений установить нулевое напряжение на лампе.

4. По закону Ома (формула (3.16)) посчитать сопротивление спирали лампы накаливания.

5. Для напряжений, больших 1 В, из формулы (3.15) найти температуру нити накаливания лампы. Температура окружающей среды T_0 определяется по термометру.

6. Подставляя численные значения *I*, *U*, *T*, *T*₀, *S* в формулу (3.13), вычислить постоянную Стефана–Больцмана. Площадь одной стороны спирали лампы накаливания $S = 2 \text{ мм}^2$. Определить среднее значение $\langle \sigma \rangle$. Сравнить полученный результат со справочным значением.

<i>U</i> , B	<i>I</i> , A	<i>R</i> , Ом	<i>Т</i> , К	σ, Вт/(м² · К ⁴)

Таблица

Часть 2

7. Кнопкой выбрать второй эксперимент для исследования зависимости спектральной плотности энергетической светимости от длины волны и температуры.

8. Установить на лампе накаливания напряжение так, чтобы температура спирали была не менее 700 °С. Изменяя кнопкой длину волны излучения λ , определить значения спектральной плотности энергетической светимости $w_{\lambda,T}$ для данной температуры *T*. Повторить измерения для более высоких температур.

9. Построить графики зависимости спектральной плотности энергетической светимости $w_{\lambda,T}$ от длины волны для каждой температуры.

10. По графикам определить значение длины волны λ_{max} , при которой спектральная плотность энергетической светимости достигает максимального значения.

11. По результатам всех экспериментов рассчитать среднее значение постоянной Вина *b* из формулы (3.10) и сравнить полученное значение с табличной величиной.

Контрольные вопросы

1. Что такое тепловое излучение?

2. Чем тепловое излучение отличается от люминесценции?

3. Какое тепловое излучение называется равновесным?

4. Перечислить основные характеристики и основные законы теплового излучения.

5. Что такое абсолютно черное тело?

6. Какой физический смысл постоянной Стефана-Больцмана?

7. Объяснить физический смысл формулы Планка для абсолютно черного тела.

Лабораторная работа № 4. Определение резонансного потенциала атома ртути. Опыт Франка и Герца



Рис. 4.1. Внешний вид стенда ЭЛБ-190.048.01

4.1. Введение

Учебный лабораторный стенд «Установка для определения резонансного потенциала атома ртути. Опыт Франка и Герца» ЭЛБ-190.048.01 предназначен для постановки лабораторных работ по курсу «Атомная физика».

Стенд позволяет:

 – получить вольт-амперные характеристики газонаполненного триода с максимумами, характерными для опыта Франка и Герца;

 проводить лабораторные и демонстрационные опыты по определению резонансного потенциала атома ртути и инертного газа.

4.2. Описание лабораторного оборудования

Стенд представляет собой законченный модуль, выполненный из АБС пластика. Модуль выполнен в виде законченного блока (рис. 4.2), не требующего вмешательства пользователей в процессе эксплуатации. Установка предназначена для работы с осциллографом любого типа, имеющим резистивный вход Y.
Осциллограф предназначен для визуализации быстротекущих процессов (изменения напряжения и тока), наблюдения изменения сигналов во времени, измерения характеристик сигналов.

На блоке управления расположены:

1. Индикатор «Сеть». Индикатор красного цвета сигнализирует о подключении стенда к сети электропитания.

2. Переключатель «Вкл.» для включения и выключения блока.

3. Переключатель «Выбор режима» для выбора режима проведения эксперимента.

4. Канал «Выход» для подключения канала Ү.

5. Канал «Синхронизация» для подключения канала Х.

6. Переключатель «Тип сигнала» для переключения сигнала.

7. Контактные точки для подключения внешних измерительных приборов.



Рис. 4.2. Блок управления оборудованием стенда

4.3. Технические характеристики

- Напряжение питания 220 В.
- Потребляемая мощность 100 Вт.

• Амплитуда развертки ГЛИН (генератор линейно изменяющегося напряжения) – 42.

• Год выпуска – 2018 г.

4.4. Теоретические сведения

<u>Цель работы</u>: определение наименьшего значения энергии возбуждения атомов ртути и длины волны излученного фотона.

Оборудование: лабораторная установка с ртутной лам-пой, осциллограф.

Д. Франк и Г. Герц, ставившие целью измерение потенциалов ионизации атомов, в 1913 г. экспериментально подтвердили обоснованность постулатов Бора.

В своих опытах они пропускали через исследуемый газ ускоренные электрическим полем электроны. При столкновении электронов с атомами газа последние могли переходить в новые возбужденные состояния с определенным значением энергии, большим, чем энергия основного состояния. При этом, если энергетические уровни атома дискретны, то кинетическая энергия электронов должна быть не меньше некоторой минимальной величины, способной возбудить атом газа.

Схема опыта изображена на рис. 4.3.



Рис. 4.3. Схема проведения опыта Франка и Герца

Между катодом К и сеткой С вакуумной лампы создано постоянное электрическое поле. Электроны, испускаемые разо-

гретым катодом, ускоряются в электрическом поле и направляются к сетке, сталкиваясь с атомами разряженного одноатомного газа, заполняющего лампу. Франк и Герц в своих опытах в качестве исследуемого газа использовали пары ртути.

Если энергия электрона, налетающего на атом, недостаточно велика, чтобы возбудить его, то возможны только *упругие* столкновения, при которых электрон изменяет направление скорости, но практически не теряет энергии. При увеличении разности потенциалов между катодом и сеткой энергия электрона увеличивается и становится достаточной для возбуждения атомов. При *неупругих* столкновениях кинетическая энергия налетающего электрона передается атому, внутри которого его собственный электрон переходит на более высокий энергетический уровень.

Потеряв при *неупругом* столкновении энергию, электроны не могут преодолеть потенциальный барьер порядка 0.5 эВ между сеткой и анодом (коллектором). Этот барьер создается подключением источника ЭДС между сеткой и анодом так, что потенциал анода меньше потенциала сетки (см. рис. 4.2). Поэтому анодный ток, который пропорционален числу падающих на него за секунду электронов, уменьшается. При дальнейшем увеличении напряжения между катодом и сеткой анодный ток вновь возрастает, поскольку электроны после неупругого столкновения успевают набрать энергию, достаточную для преодоления задерживающего потенциала.

Общий вид экспериментальной кривой показан на рис. 4.4. С увеличением потенциала сетки ток в лампе сначала растет по закону трех вторых, подобно аналогичной ситуации в вакуумном диоде.

Однако насыщения не происходит, т.к. энергия электрона становится достаточной для неупругих столкновений, после которых часть электронов почти полностью теряет свою энергию и не может преодолеть задерживающего потенциального барьера между сеткой и катодом. Как следствие этого процесса – участок уменьшения тока на вольт-амперной характеристике.

При последующем увеличении потенциала сетки электроны, испытавшие неупругие столкновения, могут вновь набрать энергию и преодолеть потенциальный барьер, давая вклад в новый рост тока на вольт-амперной характеристике. Необходимо учесть, что вклад в преодоление задерживающего поля вносит только продольная составляющая скорости электрона, а не полная скорость, которая меняется при упругих столкновениях. Это приводит к сглаживанию зависимости I(V) и некоторому сдвигу максимумов на кривой в сторону меньших энергий.



Рис. 44. Общий вид экспериментальной кривой

Таким образом, на кривой зависимости тока анода от напряжения сетка–катод имеется ряд максимумов и минимумов, отстоящих друг от друга на расстоянии ΔV , равные потенциалу первого возбужденного состояния. Для атома ртути $\Delta V = 4,9$ В.

Потенциал ΔV называется критическим потенциалом атома ртути или *первым потенциалом возбуждения*. Если ускоряющее напряжение в лампе достигает первого потенциала возбуждения, пары ртути начинают излучать свет в ультрафиолетовой области спектра, когда атом возвращается в свое основное состояние, испуская энергию. Это можно наблюдать на опыте, заменив стеклянную колбу кварцевой, прозрачной для ультрафиолетовых лучей.

Определив длину волны с помощью спектрометра (253,7 нм), можно вычислить первый потенциал возбуждения ртути, используя соотношение, в соответствии со вторым постулатом Бора:

$$E_2 - E_1 = e \cdot \Delta V = \frac{hc}{\lambda},$$

где *E*₁ и *E*₂ – соответствующие уровни энергии;

е – заряд электрона;

h – постоянная Планка;

с – скорость света;

λ – длина волны.

Расчеты дают значение $\Delta V = 4,887$ В, что в пределах погрешности эксперимента совпадает с результатами опыта Франка и Герца.

Таким образом, опыт Франка–Герца показал, что спектр поглощаемой атомом энергии не непрерывен, а дискретен. Минимальная порция, которую может поглотить атом ртути (Hg), равна 4,9 эВ.

На установках, аналогичной описанной выше, можно производить измерения первых и более высоких потенциалов возбуждения для различных атомов, а также измерять ионизационные потенциалы. Ионизационным потенциалом называется энергия ионизации (энергия, необходимая для отрыва электрона от атома), деленная на заряд электрона.

Возможные отклонения теории и эксперимента можно объяснить рядом причин:

1) разбросом энергии электронов из-за пространственного заряда в прикатодной области;

2) наличием контактной разности потенциалов между катодом и анодом и катодом и сеткой;

3) пространственным потенциалом, создаваемым самими электронами. Его влияние будет максимальным в области наибольшей плотности электронов, т.е. вблизи катода, и будет проявляться в первую очередь на первом максимуме.

4.5. Экспериментальная установка

В лабораторной работе используется трехэлектродная лапа ПМИ-2, находящаяся внутри приборного макета (блока).

Устройство лампы показано на рис. 4.5. Внутри стеклянного баллона 4, из которого откачан воздух, имеется цилиндрический анод 2, сетка 3, выполненная в виде спирали, и нить накала 1, одновременно являющаяся катодом лампы (см. также рис. 4.2).



Рис. 4.5. Устройство трехэлектродной лампы

Анодный ток имеет малую величину, поэтому для его регистрации используется усилитель постоянного тока. Величина задерживающего потенциала между сеткой и анодом составляет 0,5 В.

Вольт-амперную характеристику лампы можно наблюдать на экране осциллографа. Для этого с измерительного блока между сеткой и катодом лампы подается пилообразное напряжение $V_{c\kappa}$ амплитудой 15 В. Анодный ток лампы I_a измерительным устройством преобразуется в напряжение, пропорциональное току, и подается на вход Y осциллографа. При правильном выборе частоты генератора развертки на экране осциллографа отображается зависимость I_a от напряжения $V_{c\kappa}$.

4.6. Порядок выполнения лабораторной работы

1. Включить блок питания лампы, переводя кнопку «Сеть» в положение «Вкл». Выждать 3 минуты.

2. Включить осциллограф. Выключить генератор развертки осциллографа. Подать пилообразное напряжение V_{ck} на вход Y и выполнить калибровку по развертке (определить, какому напряжению соответствует один период «пилы»).

3. Подать пилообразное напряжение V_{ck} на вход X, а сигнал, пропорциональный анодному току, на вход Y осциллогра-

фа. Ручками «Усиление» по осям X и Y сформировать изображение в пределах экрана осциллографа. Используя калибровку пилообразного напряжения, определить масштаб напряжения по оси X.

4. Ручками на макете «Грубо» и «Плавно» добиться устойчивой вольт-амперной характеристики на экране осциллографа.

5. Определить ΔV как расстояние между соседними максимумами по шкале X осциллографа. Найти среднее значение $\Delta V (\Delta V_{cp})$.

6. Зная ΔV_{cp} , определить наименьшее значение энергии возбуждения атомов ртути. Сравнить полученные данные с табличными результатами.

7. Используя формулу, по измеренной величине Δ*V* определить длину волны излучения, испускаемого атомами ртути.

Контрольные вопросы

1. Какие постулаты выдвинул Бор в теории атома водорода?

2. Охарактеризуйте физическую сущность и значимость в атомной физике опытов Франка и Герца.

3. Почему на вольт-амперной характеристике лампы в опыте Франка–Герца наблюдаются неоднократные спады анодного тока?

4. Почему анодный ток в опыте уменьшается в минимумах не до нуля?

5. Какие столкновения электронов с атомами называются упругими, а какие неупругими?

6. На каких участках вольт-амперной характеристики имеют место упругие, а на каких – неупругие столкновения?

7. С какой целью на коллектор подается задерживающее напряжение? Из каких соображений оно выбирается?

8. Что такое первый потенциал возбуждения?

Лабораторная работа № 5. Исследование поглощения и пропускания света

5.1. Теоретические сведения

<u>Цель работы:</u> освоение методов получения спектров пропускания, ознакомление с параметрами фильтров и с принципом работы монохроматора.

При распространении в веществе электромагнитные волны взаимодействуют с его молекулами, атомами и электронами, которые можно рассматривать как колебательные системы. Электромагнитные волны вызывают вынужденные колебания этих систем, причем вынуждающая сила пропорциональна напряженности электрического поля волны, изменяющейся во времени по гармоническому закону. Поскольку на возбуждение колебаний требуется энергия, источником которой является волна, то энергия самой волны уменьшается на величину, отдаваемую колебательной системе, т.е. среде. В результате часть энергии волны поглощается средой и идет на увеличение ее внутренней энергии.

Если в результате взаимодействия волны с отдельными атомами среды происходит возбуждение последних, т.е. переход их электронов с одного стационарного уровня на другой, с последующим испусканием возбужденными атомами поглощенной ими энергии в виде фотонов, то энергия исходной волны частично преобразуется еще и в энергию вторичного излучения. При этом к первичной электромагнитной волне добавляется излучение самой среды, называемое фотолюминесценцией. Таким образом, поглощение света – это явление уменьшения энергии световых волн при их распространении в веществе вследствие преобразования части этой энергии в другие виды: внутреннюю и энергию вторичного излучения.

Энергия вынужденных колебаний любой системы зависит от соотношения между собственной частотой колебательной системы и частотой вынуждающей силы: она возрастает по мере уменьшения разницы между упомянутыми частотами, поэтому и потери энергии световой волны из-за взаимодействия с веществом также зависят от частоты (или длины) волны: эти потери максимальны вблизи собственных частот и уменьшаются по мере удаления от них.

Поглощение веществом электромагнитной энергии в слое бесконечно малой толщины dx приводит к уменьшению интенсивности света I на величину dI, причем относительное уменьшение интенсивности dI/I пропорционально толщине поглощающего слоя:

$$\frac{-dI}{I} = \alpha dx. \tag{5.1}$$

Знак минус соответствует убыванию интенсивности с ростом толщины поглощающего слоя вещества. Коэффициент пропорциональности а зависит от природы вещества и частоты (длины) волны падающего излучения и называется коэффициентом поглощения среды. Зависимость величины коэффициента поглощения от длины волны (частоты) называется спектром поглощения.

Пока свойства среды не изменяются под воздействием излучения, значение а не зависит от интенсивности и всегда положительно. При большой интенсивности излучения, например внутри источников лазерного излучения, коэффициент а может уменьшаться и даже становиться отрицательным. В этом случае среда сама оказывается источником излучения и называется оптически активной.

Если α не зависит от *I*, то решение уравнения (5.1) имеет вид:

$$I = I_0 \cdot e^{-\alpha x}.$$
 (5.2)

Соотношение (5.2) называется законом Бугера. Здесь I_0 – интенсивность падающего на вещество света, I – интенсивность света на глубине x от поверхности тела, e = 2,718 – основание натуральных логарифмов. При $x = 1/\alpha$ интенсивность $I = I_0 e^{-1} = I_0/e$, т.е. убывает в e раз. Таким образом, коэффициент поглощения α – это величина, обратная толщине слоя вещества, при прохождении которого свет ослабляется в 2,718 раз (число e).

Если известны толщина *l* поглощающей пластины (x = l) и отношение l/I_0 , то можно найти величину α . Логарифмируя выражение (5.2), получим:

$$\alpha = \frac{\ln\left(\frac{I_0}{l}\right)}{l} = -\frac{\ln\left(\frac{I}{I_0}\right)}{l}.$$
(5.3)

Для определения отношения $\frac{I}{I_0}$ на пути параллельного светового пучка ставят плоскопараллельную пластину и измеряют интенсивность *I* света с пластиной и интенсивность без пластины (I_0). При этом следует учитывать, что потеря интенсивности связана не только с поглощением, но и с отражением света от границ раздела воздух–среда. Отношение $\frac{I}{I_0} = T$ называется коэффициентом пропускания среды заданной толщины, а зависимость коэффициента пропускания среды от длины волны (частоты) называется спектром пропускания. На каждой границе раздела в условиях нормального падения света при отражении теряется доля *K* излучения, равная $K = \frac{I'}{I_0} = \left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2$ от первоначальной интенсивности I_0 . Здесь n – показатель преломления среды относительно воздуха.

Поскольку доля света, прошедшего через пластину после каждого отражения, составляет $1 - \left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2$, то

$$I' = \left[1 - \left(\frac{(n-1)}{(n+1)}\right)^2\right]^2 \cdot I_0.$$
 (5.4)

Второй квадрат появляется, т.к. имеются две границы раздела, на которых следует учитывать потери на отражение: на входе пучка в пластину и на его выходе.

Если средой является стекло, то для оценки потерь на отражение можно принять n = 1,5 для всех длин волн, тогда из соотношения (5.4) следует, что $I' = 0,922 \cdot I_0$. Принимая во внимание, что с учетом потерь на отражение $I/I_0 = T \cdot K = T \cdot I'/I_0 = T \cdot 0,922$ и $\ln(0,922) = -0,082$, выражение (5.3) можно записать, используя коэффициент пропускания *T*:

$$\alpha = \frac{-\ln(T) - 0.082}{l}.$$
 (5.5)

Обычно источники излучения испускают свет в широком диапазоне длин волн или частот. Иногда для изучения спектральных свойств материалов их необходимо облучать светом определенной длины волны. Прибор для получения и регистрации такого излучения называется монохроматором. Монохроматор содержит устройство для разложения света в спектр, которое осуществляет пространственное разделение излучения разных длин волн. Излучение нужной длины волны в узком спектральном интервале $\Delta\lambda$, называемое монохроматическим, поступает на выход прибора и может быть использовано для спектральных исследований.

В данной лабораторной работе таким прибором является монохроматор МУМ-01, в котором в качестве устройства для разложения света в спектр применяется отражательная дифракционная решетка. Она представляет собой зеркало, на поверхности которого создана одномерная периодическая структура, профиль которой показан на рис. 5.1. Период этой структуры называется периодом (постоянной) решетки *d*.



Рис. 5.1. Схема отражательной дифракционной решетки (вид сбоку). Стрелками показан ход некоторых лучей; *i* – угол падения света; ϕ – угол дифракции

Действие дифракционных решеток (бывают решетки отражательные и прозрачные) основано на дифракции света. Дифракцией волн, в частности световых, называется явление отгибания волнами препятствий. Это явление заметно выражено, если размеры препятствий (или отверстий, если свет проходит через них) порядка длины волны света или меньше. Поэтому период решетки d не должен заметно превышать длину световых волн. Дифракция приводит к отклонению от законов геометрической оптики. Согласно геометрической оптике угол отражения равен углу падения, т.е. на рис. 5.1 φ должен был равняться *i*. Из-за дифракции свет отражается от решетки в разных

направлениях. Геометрический расчет показывает, что между соседними лучами, изображенными на рис. 5.1, после отражения возникает разность хода лучей $\Delta = d(\sin \phi - \sin i)$. Если с помощью линзы собрать параллельные лучи в одну точку, то возникнет интерференция, т.е. наложение когерентных световых волн, приводящее либо к усилению света, либо к его ослаблению. Усиление будет происходить в том случае, если разность хода равна целому числу длин волн λ , т.е., если она равна $k\lambda$, где $k = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots$ Если приравнять указанное значение разности хода Δ величине $k\lambda$, то получим:

$$d(\sin\varphi - \sin i) = k\lambda. \tag{5.6}$$

Эта формула определяет те направления (значения угла ϕ), при которых в результате дифракции будет наблюдаться усиление отраженного света.

Из формулы (5.6) следует, что угол ϕ , при котором достигается максимум интенсивности света при отражении от периодической структуры, зависит от длины волны. Это свойство дифракционной решетки и позволяет использовать ее в качестве устройства для разложения света в спектр. Выделяя из спектра определенный участок длин волн $\lambda \pm \Delta \lambda$, на выходе прибора получают монохроматическое излучение требуемой длины волны.

Кроме монохроматоров, которые позволяют «вырезать» из спектра излучения достаточно узкую область, применяются более простые устройства – фильтры, пропускающие сравнительно широкий участок спектра. По характеристикам пропускания фильтры делятся на полосовые, пропускающие излучение в сравнительно узком диапазоне длин волн (рис. 5.2*a*), и отрезающие, пропускающие волны, длиннее некоторого граничного значения λ_0 (рис. 5.2*б*).

Параметрами полосового фильтра являются: прозрачность в максимуме пропускания T_{max} , рабочая длина волны λ_0 , ширина полосы пропускания $\delta\lambda$ на половине максимальной прозрачности, прозрачность за пределами полосы (фон) T_0 и контрастность T_{max}/T_0 .

Параметрами отрезающего фильтра являются длина волны начала перехода от непрозрачности к прозрачности λ_0 и крутизна спектральной характеристики $K = \Delta T / \Delta \lambda$.



Рис. 5.2. Спектральные характеристики фильтров: а) полосовой фильтр, б) отрезающий фильтр

5.2. Описание лабораторного оборудования

Оптическая схема монохроматора МУМ-01 представлена на рис. 5.3. Все детали монохроматора располагаются в закрытом корпусе, предохраняющем их от внешнего излучения.



Рис. 5.3. Схема монохроматора МУМ-01

Со стороны оптического входа (объектива) к корпусу прикреплен тубус с линзами, а с боковой – приемник излучения 9 (фотодатчик на основе фотоэлемента, фотоумножителя либо фотодиода). С той стороны, где располагается дифракционная решетка *6*, из корпуса выступает ручка поворотного механизма *11*, а рядом с ней – окно указателя длин волн *12*.

Свет от источника 1 (лампа накаливания либо ртутная лампа) с помощью системы линз 2 сначала преобразуется в параллельный пучок, а затем в сходящийся, который фокусируется в плоскости входной щели 4. От входной щели свет с помощью зеркала 5 направляется на отражательную дифракционную решетку 6, где происходит его разложение в спектр. Отразившись от дифракционной решетки, свет с помощью зеркала 7 направляется на выходную щель 8. При дифракции отраженные волны распространяются в самых разных направлениях относительно поверхности решетки; свет с заданной длиной волны будет виден только в тех направлениях, для которых выполняется условие (5.6) максимума интенсивности при дифракции.

Чтобы излучение заданной длины волны попадало на выходную щель (там, где закреплен фотоприемник), нужное положение решетки относительно направления на щель устанавливается с помощью поворотного механизма 11. С ним связан указатель длин волн 12. Длины волн даны в нанометрах (нм).

Поверхность решетки выполнена в виде вогнутого зеркала, поэтому наряду с разложением в спектр происходит фокусировка излучения в плоскости выходной щели 8, за которой находится фотоэлемент приемного узла 9. Сигнал от фотоприемника, пропорциональный интенсивности монохроматического излучения, поступает на блок обработки сигналов 10 (фотоусилитель), после которого измеряется цифровым вольтметром 13 либо АЦП микропроцессора.

Фотоприемник УФЭ-500, содержащий *pin*-диод и усилительную схему, подключается к пульту управления с помощью кабеля LPT-25 PIN из комплекта. Для управления коэффициентом усиления фотоприемника следует использовать кнопки с фиксацией (грубая регулировка) и ручку «Коэффициент усиления» (плавная регулировка), расположенные на фотоприемнике УФЭ-500. Коэффициент усиления (значение, установленное ручкой «К_{ус.} плавно») выводится на LCD индикатор блока управления. При этом во время измерений надо следить за тем, чтобы показания вольтметра PV1, измеряющего фототок с выхода усилителя на LCD индикаторе в режиме МУМ, не превышали +4,0...+4,5 В, в противном случае усилитель находится в насыщении и не работает в нормальном линейном режиме. Если показания вольтметра PV1 остаются на уровне +4,0 В, следует уменьшить коэффициент усиления прибора.

При работе в режиме МУМ в светлом помещении, как правило, возникает необходимость накрывать фотоприемник и левую сторону монохроматора плотной черной тканью для уменьшения попадания внешнего оптического излучения. Фотоприемник обладает высокой чувствительностью, особенно при больших коэффициентах усиления. Типичные уровни напряжения, выдаваемые фотоприемником с усилителем при перекрытии светового потока (теневой ток), обычно находятся на уровне 0,1–0,5 В.

Конструктивно установка состоит из нескольких узлов:

1. Блок питания источников излучения, который служит для питания спектральной ртутной лампы и лампы накаливания. На передней панели блока питания располагаются органы управления: переключатель ламп, LCD индикатор и регулятор интенсивности излучения лампы накаливания. На боковых крышках блока питания располагаются сетевые переключатели для включения отдельно аналоговой и цифровой (не во всех модификациях) части прибора во избежание сбоев в работе цифровой части, вход «Сеть 220 В», выход для соединения блока питания с осветителем и вход/выход 25-ріп «Фотоусилитель» для соединения блока питания с фотоусилителем.

2. Осветитель со спектральной ртутной лампой ДРСК-125, которая генерирует интенсивный линейчатый спектр ртути как в видимой, так и в ультрафиолетовой области спектра, и лампой накаливания для получения сплошного равномерного спектра в видимой области.

3. Фотоусилитель УФЭ-500 (рис. 5.4) предназначен для усиления слабых фотоэлектрических сигналов с фотоприемника. Фототок, возникающий в цепи фотодиода (фотоприемника), весьма мал (порядка 10⁻¹⁰ ÷ 10⁻⁶ A), поэтому для его регистрации используется высокочувствительный усилитель постоянного тока DA1. Для уменьшения помех усилитель находится в защитном корпусе в непосредственной близости от фотоэлемента и соединяется с фотоприемником при помощи экранированных проводов. Кнопки и резистор $K_{усил}$, регулирующий коэффициент усиления схемы, позволяют регулировать коэффициент усиления от 1 до 680 единиц. Усиленное значение напряжения с фотодиода (фототок) регистрируется встроенным в пульт управления вольтметром PV1.

Монохроматор МУМ-01 предназначен для выделения узкого спектрального интервала.

Помещая между входным окном монохроматора и источником света различные светофильтры, можно провести эксперименты по исследованию кривых пропускания и поглощения данных образцов.

При этом лампа накаливания подключается для работы в видимой области спектра (400–700 нм), а ртутная лампа включается для исследования УФ области спектра (300–400 нм) и специальных защитных светофильтров от УФ-излучения (защитные стекла для маски сварщика).

В качестве источника света в работе используется газоразрядная ртутная лампа ДРСк-125, имеющая интенсивный линейчатый спектр ртути как в видимой, так и в УФ областях спектра, и лампа накаливания как источник сплошного спектра в видимой области.

Для регистрации вольт-амперных характеристик фотоэлемента и спектров пропускания образцов применяется специальный электронный блок УФЭ-500. В состав этого блока входит *pin*-диод и усилительная схема, состоящая из нескольких каскадов. На рис. 5.4 показана упрощенная схема прибора.

В данной работе в качестве приемника оптического излучения используется *pin*-диод типа BPW34. Максимальная спектральная чувствительность 950 нм, максимальное обратное напряжение 60 В. Обратный темновой ток не более 5 нА.

pin-диод – разновидность диода, в котором между областями электронной (**n**) и дырочной (**p**) проводимости находится собственный (нелегированный, англ. intrinsic) полупроводник (*i*-область) (см. рис. 5.6). *р* и *n* области, как правило, легируются сильно, т.к. они часто используются для омического контакта к металлу.



Рис. 5.4. Световой поток от источника (1) с помощью линзыконденсора (2) собирается на входной щели монохроматора МУМ-01 (3), который выделяет из него узкий спектральный интервал. Полученное таким образом излучение падает на фотодиод (4), который помещен в защитный кожух и жестко закреплен у бокового выхода монохроматора. Световой поток, падающий на фотоприемник, можно изменять с помощью установки на вход или выход монохроматора сменных щелей из комплекта. Образец помещается между источником света (1) и входным окном монохроматора перед линзой (2), которая встроена в МУМ-01

Широкая нелегированная *i*-область делает *pin*-диод плохим выпрямителем (обычное применение для диода), но, с другой стороны, это позволяет использовать его в аттенюаторах (ослабителях сигнала), быстрых переключателях, фотодетекторах, а также в высоковольтной электронике.



Рис. 5.5. Функциональная структура pin-диода

Ртутная лампа является мощным источником света в ультрафиолетовой области спектра, поэтому следует избегать попадания прямого светового потока излучения от лампы в глаза и длительного облучения кожи.

Параметры лампы ДРСК-125 стабилизируются через 5–7 минут после включения. Запрещается отключать лампу

от сети в процессе разгорания. Горевшую лампу можно зажечь повторно лишь после 10-минутного перерыва.

Режим работы установки прерывистый – через каждые 50 минут работы делается перерыв на 10 мин. Все вычисления следует производить после проведения экспериментов.

5.3. Порядок выполнения лабораторной работы

1. Перед включением установки в сеть проверить целостность всех соединительных сигнальных и сетевых проводов. Разобраться с принципиальными блок-схемами опытов, в назначении кнопок, переключателей и ручек приборов. Все соединительные провода и контрольные точки использовать следует только по назначению, запрещается замыкать выходы контрольных точек, которые не предназначены для этого в данной работе!

2. Специальным соединительным кабелем из комплекта (25 pin LPT) соединить фотоусилитель со входом «Фотоусилитель» блока питания.

3. Специальным соединительным кабелем из комплекта соединить осветитель с выходом «Лампы» блока питания.

4. Включить блок питания в сеть 220 В.

5. Поставить переключатель «Лампа» на блоке питания в положение «Лампа накаливания ЛН» и включить кнопкой (клавишей) «Сеть. Аналоговая часть» аналоговую (силовую) часть прибора.

6. Ручку управления «Яркость/ток накала» поставить в максимально возможное положение, вращая ее до упора по часовой стрелке.

7. Установить осветитель лампой накаливания к приемному окну монохроматора и расположить его соосно на расстоянии ~ 5 см от приемного окна. Настроить ручкой выбора длины волны МУМ-01 на середину видимой области спектра (~520– 540 нм).

8. Для визуального наблюдения спектра перевести шток, расположенный на передней панели монохроматора рядом с задним окуляром, в положение до упора внутрь, не прилагая чрезмерных усилий и не вращая шток, т.к. это может привести к выходу из строя подвижного зеркала. 9. Для фотоэлектрической регистрации спектра следует перевести весь световой поток на боковой выход МУМ-01 к фотоприемнику, для чего плавно потянуть шток на себя до упора, не вращая. При этом вольтметр, измеряющий фототок, должен показать некоторое значение напряжения на выходе фотодиода (усиленное значение), которое пропорционально интенсивности. Медленно вращая столик с осветителем либо монохроматором, добиться максимального значения фототока по показаниям мультиметра. Вольтметр может быть встроен в пульт управления, тогда его показания отображаются на LCD ЖК-индикаторе. Обычно максимальная освещенность достигается при расположении осветителя относительно входного окна монохроматора немного «под углом».

10.С помощью кнопок и ручки управления «Коэффициент усиления К_{ус}» фотоусилителя установить на фотоусилителе такой коэффициент усиления, чтобы показания встроенного вольтметра на LCD индикаторе были в диапазоне 1,00–3,00 В. Установленное значение коэффициента усиления (положение ручки «Плавно») также выводится на LCD индикатор блока управления. Не следует устанавливать слишком большой коэффициент усиления, т.к. при этом возрастают внутренние шумы *pin*-диода и усилителя, что может привести к нестабильности показаний.

11.Во время всех измерений надо следить за тем, чтобы показания мультметра, измеряющего фототок (напряжение с выхода усилителя), не превышали +3,5...+4,0 В, в противном случае усилитель находится в насыщении и не работает в нормальном линейном режиме. Если показания вольтметра PV1 остаются на уровне 3,5–4,0 В, следует уменьшить коэффициент усиления прибора.

12. При работе в режиме МУМ в светлом помещении, как правило, возникает необходимость накрывать фотоприемник и левую сторону монохроматора плотной черной тканью для уменьшения попадания внешнего оптического излучения. Фотоприемник обладает высокой чувствительностью, особенно при больших коэффициентах усиления. Типичные уровни напряжения, выдаваемые фотоприемником с усилителем при перекрытии светового потока (темновой ток), обычно находятся на уровне 0,1–0,5 В. 13. Произвести калибровку оптической системы по сплошному спектру лампы накаливания. Для этого без светофильтра снять зависимость показаний вольтметра PV1 (фототок) U_0 от длины волны λ в диапазоне длин волн от 400 нм до 600 (либо 700) нм с шагом 10–20 нм. Результаты калибровки занести в табл. 5.1.

14.Поместить в специальное крепление на осветителе после лампы накаливания выбранный светофильтр из комплекта (например, синий). Начинать рекомендуется с синего либо зеленого светофильтра. Светофильтр помещать осторожно, слегка неплотно нажимая, не прилагая усилий.

15.Снять зависимость показаний вольтметра PV1 (фототок) U_1 от λ в диапазоне длин волн 400–600 (либо 700) нм с шагом ~ 5–10 нм при наличии светофильтра. Результаты измерений занести в табл. 5.1. Особенно тщательно следует просканировать характерную для этого светофильтра область спектра (в случае синего светофильтра это примерно 450–550 нм).

λ, нм	400	420	44	 	 	680	700
U_0, \mathbf{B}							
U_1, B							
Т							

Таблица 5.1

16.Приемник излучения и блок усиления чувствительны к воздействию помех. Поэтому не рекомендуется располагать поблизости от него радиопередающие устройства, в частности мобильные телефоны, т.к. это может вызвать ошибки в измерениях.

17.Произвести аналогичные измерения для других 2–3 светофильтров для оптического диапазона (например, зеленый, оранжевый).

18.Плавным вращением ручки «Яркость, ток накала» против часовой стрелки до щелчка выключить лампу накаливания. Одновременно выключится цифровая часть устройства. 19. Установить осветитель спектральной ртутной лампой к приемному окну монохроматора и расположить его соосно на расстоянии ~ 5–10 см от приемного окна.

20.Перевести шток, расположенный на передней панели монохроматора, в положение, обеспечивающее визуальное наблюдение спектральных линий. Для этого следует передвинуть шток до упора внутрь, не прилагая чрезмерных усилий и не вращая шток, т.к. это может привести к выходу из строя подвижного зеркала.

21. Установить на вход и задний выход монохроматора щели, обеспечивающие наилучшее визуальное воспроизведение спектральных линий атома ртути. Для этого рекомендуется установить на вход и выход 2.1 щели 0,05 мм в положение II (римская цифра II на щелях обращена наружу). Для увеличения светового потока, попадающего на фотоэлемент, щель на боковом выходе не устанавливается.

22.Оставить отделение для УФ светофильтра на выходе излучения ртутной лампы пустым.

23.Поставить переключатель «Лампа» в положение «Ртутная (Hg)», при этом должен начаться дуговой разряд в лампе. После выхода лампы на рабочий режим (5–7 минут) приступить к изучению спектра лампы визуально с помощью монохроматора либо с использованием фотоэлектрической регистрации спектра. При фотоэлектрической регистрации спектр представляет собой зависимость интенсивности излучения от длины волны λ (спектрограмма $U = U(\lambda)$).

24.Вращая ручку установки длины волны на монохроматоре, исследовать визуально спектр излучения атома ртути и определить длины волн наиболее ярких линий. Сравнить полученные результаты с табличными данными табл. 5.2 и схемой энергетических уровней атома ртути (см. диаграмму 5.1).

25.Включить цифровую часть устройства, повернув ручку регулировки «Яркость, ток накала/цифровая часть» вправо по часовой стрелке до щелчка.

26.После визуального наблюдения спектральных линий атома ртути приступить к фотоэлектрической регистрации спектра. Для этого следует убрать щель со входа монохроматора или установить щель максимальной ширины 3,00 мм (или работать без щели) и перевести весь световой поток на боковой выход к фотоприемнику, для чего плавно потянуть шток на себя до упора, не вращая. При этом мультиметр, измеряющий фототок, должен показать некоторое значение напряжения на выходе фотоэлемента, которое пропорционально интенсивности. Медленно вращая столик с осветителем либо монохроматором, добиться максимального значения фототока по показаниям мультиметра «Фототок» (обычно максимальная освещенность достигается при расположении осветителя относительно входного окна монохроматора немного «под углом»).

Окраска линии	Относи- тельная яркость	Длина вол- ны таблич- ная, λ _{табл} , нм	Длина вол- ны изме- ренная, λ _{шкалы} , нм	Ошибка определения длины вол- ны, Δλ, нм
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		

Таблица 5.2

27.Согласно энергетической диаграмме переходов в атоме ртути (диаграмма 5.1) настроиться на длину волны ближнего УФ излучения в спектре ртути (~365 нм).

28. Просканировать данную спектральную линию в диапазоне ± 50 нм от значения длины волны, при которой достигается максимальная интенсивность излучения по показаниям мультиметра «Фототок» без светофильтра, и записать показания U_0 вольтметра «Фототок» в таблицу, аналогичную табл. 5.1. Сканировать спектральную линию следует с шагом 5 нм. Во время всех измерений надо следить за тем, чтобы показания мультиметра, измеряющего фототок напряжения, с выхода усилителя не превышали +3,5...+4,0 В, в противном случае усилитель находится в насыщении и не работает в нормальном линейном режиме. Если показания вольтметра PV1 остаются на уровне 3,5–4,0 В, следует уменьшить коэффициент усиления прибора.

29.Излучение ртутных ламп несколько нестабильно во времени, поэтому показания напряжения с выхода усилителя

могут колебаться в пределах ±0,2 В около среднего значения. Записывать следует усредненные показания. Можно также попробовать понизить коэффициент усиления, тем самым снизив чувствительность усилителя к колебаниям освещенности и снизив внутренние шумы прибора.

30.Поместить в специальное крепление на осветителе после ртутной лампы выбранный вами светофильтр из комплекта УФ светофильтров, которые по степени поглощения обычно маркируются индексами C3 – C8.

31. Снять зависимость показаний вольтметра PV1 (фототок) U_1 от λ в диапазоне в том же диапазоне длин волн (365±50 нм) с шагом ~ 5 нм при наличии светофильтра. Результаты измерений занести в табл. 5.1.

32. Провести аналогичные измерения для других длин волн в УФ области спектра ртути, если это возможно, т.е. если фотоприемник «видит» эти линии (есть фотосигнал), и для других УФ светофильтров. Все измерения и расчеты записать в табл. 5.1.

33. По данным всех измерений для видимой и УФ области спектра рассчитать коэффициент пропускания для каждого из светофильтров $T = U_1/U_0$ для соответствующих длин волн. Результаты занести в табл. 5.1.

34. Построить график зависимости коэффициента пропускания светофильтра от длины волны: $T = f(\lambda)$.

35.В случае полосового фильтра рассчитать его основные параметры: T_{max}/T_0 , λ_0 , $\delta\lambda$, рис. 5.2.

36. Пользуясь данными табл. 5.1, с помощью формулы (5.5) вычислить максимальное α_{max} и минимальное α_{min} значения коэффициента поглощения фильтра. Толщины фильтров *l* следует измерить линейкой либо штангенциркулем. Результаты вычислений также занести в табл. 5.2.

37. Режим работы установки прерывистый – через каждые 50 минут работы делается перерыв на 10 мин. Все вычисления следует производить после проведения экспериментов.

38. По окончании работы отключить блок питания и фотоусилитель, переведя переключатели «Сеть» в положение «Выкл», и вынуть сетевые вилки из розеток.



Диаграмма 5.1. Схема энергетических уровней атома ртути

Контрольные вопросы

1. С какими процессами в веществе связано явление поглощения света в веществе?

2. Напишите закон Бугера и объясните физический смысл коэффициента поглощения α.

3. Какие явления определяют потери интенсивности света при его прохождении через прозрачную пластину? Что такое коэффициент пропускания?

4. Какие устройства, служащие для получения монохроматического излучения, вам известны?

5. Перечислите характеристики отрезающего и полосового фильтров.

6. Запишите формулу (5.6), определяющую углы φ , при которых отражательная дифракционная решетка дает усиление света для случая нормального падения света на решетку (i = 0). Сравните записанную формулу с соответствующей формулой для прозрачной дифракционной решетки в тех же условиях падения света.

Лабораторная работа № 6. Модель цифрового спектрометра. Изучение спектров щелочных металлов на примере атома натрия. Изучение тонкой структуры энергетических уровней атома натрия

6.1. Теоретические сведения

Цель работы: изучить спектр атомарного натрия, изучить тонкую структуру энергетических уровней атома натрия на примере желтого дублета, вычислить экспериментально постоянную тонкой структуры а при помощи установки УМК ФКЛ-24.

Полный момент импульса электрона

Электронная конфигурация атомов, задаваемая квантовыми числами n и l, позволяет понять периодическую систему элементов и установить основные закономерности оптических спектров. Тонкая структура спектров зависит от магнитных эффектов, связанных с моментом импульса электрона. Прежде чем рассматривать эти эффекты, отметим, как определяется полный момент импульса обособленного (единичного) электрона.

Орбитальный момент импульса L и спиновой момент S складываются по правилу сложения векторов в полный момент импульса электрона:

$$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}. \tag{6.1}$$

Проекция полного момента \vec{J}_Z на избранное направление (чаще всего берется проекция на направление линий напряженности поля) может принимать дискретное значение:

$$\vec{J}_Z = m_j \hbar, \tag{6.2}$$

где $m_j = m_l + m_s = m_l \pm \frac{1}{2}$. Полный момент импульса электрона квантуется обычным образом $J = \hbar \cdot \sqrt{j(j+1)}$, где квантовое число j (его иногда называют внутренним квантовым числом) равняется максимальному значению m_j . Поскольку l есть максимальное значение m_l , то $j = l \pm \frac{1}{2}$. При заданном значении j возможно 2j + 1 квантовых состояний, отличающихся значением квантового числа $mj (mj = \pm j, \pm (j - 1), ...)$. Например, в случае l = 0 возможно только одно значение j = 1/2. При l = 1имеем j = 1/2, 3/2, для l = 2 имеем j = 3/2, 5/2. Значение в определенном состоянии характеризуется индексом у буквенного обозначения орбитального момента, записываемого так же, как и для отдельных электронов, но заглавными буквами: S, P, D, F,G, H. Так, состояние с l = 1 и j = 3/2 обозначается как $P_{3/2}$, состояние с l = 1 и j = 1/2 – как $P_{1/2}$.

Момент импульса многоэлектронного атома

Распространим теперь введенное выше понятие полного момента импульса *J* одного электрона на случай множества электронов (как и обстоит дело в сложном атоме). Введем следующие новые обозначения:

 \vec{M}_L – суммарный орбитальный момент системы электронов в атоме;

 \vec{M}_{S} – суммарный спиновый момент системы электронов в атоме.

Как показывает расчет (который мы опускаем), суммарный орбитальный момент системы определяется выражением:

$$M_L = \hbar \sqrt{L(L+1)},\tag{6.3}$$

где L – орбитальное квантовое число результирующего момента. В случае системы из двух частиц с орбитальными моментами l_1 и l_2 квантовое число L – целое, положительное – может иметь следующие значения:

$$L = (l_1 + l_2), (l_1 + l_2 - 1), \dots, |l_1 - l_2|.$$
(6.4)

Отсюда следует, что L (а значит и результирующий момент) может иметь $2l_1 + 1$ или $2l_2 + 1$ различных значений (нужно взять меньшее из двух значений l). Это легко проверить: например, для $l_1 = 2$ $l_2 = 3$ получаем $2 \cdot 2 + 1 = 5$ разных значений L: 5, 4, 3, 2, 1.

Если система состоит не из двух, а из многих частиц, то квантовое число *L*, определяющее результирующий орбитальный момент, находится путем последовательного применения правила (6.4), но мы не будем на этом останавливаться, поскольку в дальнейшем это не понадобится.

Проекция результирующего орбитального момента на некоторое направление Z определяется аналогично:

$$M_z = h \cdot mL, \qquad m_L = 0, \pm L, \pm 2, \dots, \pm L.$$
 (6.5)

Подобным же образом определяется и суммарный спиновый момент системы:

$$M_S = \hbar \sqrt{S(S+1)},\tag{6.6}$$

где квантовое число *S* результирующего спинового момента может быть целым или полуцелым – в зависимости от числа частиц – четного или нечетного. Если число *N* частиц четное, то S = Ns, Ns - 1, ..., 0, где s = 1/2, т.е. в этом случае *S* – целые числа. Например, при N = 4 число *S* может быть равно 2, 1, 0.

Если же число N частиц нечетное, то S принимает все полуцелые значения от Ns до s, где s = 1/2. Например, при N = 5 возможные значения S равны 5/2, 3/2 и 1/2.

В многоэлектронном атоме каждый электрон можно характеризовать орбитальным и спиновым моментами. Возникает естественный вопрос: чему равен полный механический момент атома? Ответ на этот вопрос зависит от того, какие моменты взаимодействуют друг с другом сильнее: орбитальные, спиновые или спин-орбитальные.

Оказывается, наиболее важной и распространенной является так называемая *нормальная связь*, или связь Рессель– Саундерса. Эта связь заключается в том, что орбитальные моменты электронов взаимодействуют между собой сильнее, чем со спиновыми моментами. Аналогично ведут себя и спиновые моменты. Вследствие этого все орбитальные моменты складываются в результирующий орбитальный момент M_L , а спиновые – в результирующий спиновый момент M_S . А затем взаимодействие M_L и M_S определяет суммарный момент M_J атома:

$$M_J = \hbar \sqrt{J(J+1)},\tag{6.7}$$

где квантовое число *J* полного момента может иметь одно из следующих значений:

J = L + S, L + S - 1, ..., |L - S|.

Значит, *J* будет целым, если *S* целое (т.е. при четном числе электронов), или полуцелым, если *S* полуцелое (при нечетном числе электронов). Так, например,

L	S	Возможные значения Ј
2	1	3, 2, 1
2	3/2	7/2 5/2 3/2 1/2

Такой вид связи, как правило, присущ легким и не слиш-ком тяжелым атомам.

Однако нормальная связь является не единственно возможной. Это только один из крайних случаев связи. Другой крайний случай – так называемая j - j связь, когда спин-орбитальное взаимодействие у каждого электрона оказывается основным. В этом случае суммарный момент атома $M_J = \sum_j M_j$, т.е. равен сумме отдельных спин-орбитальных моментов M_i .

Такая связь встречается у тяжелых атомов, но достаточно редко. В основном же осуществляются более сложные промежуточные виды связи.

В случае нормальной связи вводится понятие *терма атома*, который полностью характеризует энергетическое состояние всего атома в целом, термы принято обозначать символами:

$$^{\nu}(L)_{I}, \qquad (6.8)$$

где v = 2S + 1 – мультиплетность; *J* – квантовое число полного момента. Отличие с обозначением для электрона лишь в том, что малые буквы *s* и *j* заменены на соответствующие большие *S* и *J*.

Приведем примеры термов систем с двумя электронами. Здесь возможны два случая: S = 0 (спины электронов противоположны) и S = 1 (спины сонаправлены).

В первом случае J = L и 2S + 1 = 1, т.е. все термы – *синглеты*. Во втором случае 2S + 1 = 3, т.е. все три терма – *триплеты*. Сказанное сведено для наглядности в табл. 6.1 и 6.2.

Таблица	6.1
---------	-----

S	L	J	Синглеты
0	0	0	¹ <i>S</i> ₀
0	1	1	¹ <i>P</i> ₁
0	2	2	¹ D ₂

Таблица 6.2

S	L	J	Триплеты
1	0	1	³ S ₁
1	1	2,1,0	${}^{3}P_{2} {}^{3}P_{1} {}^{3}P_{0}$
1	2	3,2,1	${}^{3}D_{3} \;\; {}^{3}D_{2} \;\; {}^{3}D_{1}$

Следует отметить, что мультиплетность v дает количество подуровней *только в случае* S < L (в случае же S > L число подуровней равно 2L + 1). Следует также помнить, что не все термы, формально получаемые с помощью векторной модели сложения, реализуются в реальных атомах. Для детального анализа возможности существования того или иного состояния нужно рассматривать более подробно строение электронной оболочки атома.

Следует отметить, что не все переходы между термами возможны. Эти переходы должны подчиняться правилам отбора. Эмпирически было установлено, что при нормальной связи в сложных атомах правила отбора для квантовых чисел L, S, J таковы:

$$\Delta L = 0, \pm 1,$$

$$\Delta S = 0,$$

$$\Delta J = 0, \pm 1.$$

(6.9)

При этом, однако, переход $J = 0 \rightarrow J = 0$ запрещен.

Указанные правила отбора обоснованы квантовой теорией и не всегда являются достаточно жесткими. Напомним, суть этих правил в том, что только при изменениях квантовых чисел L, S, J, указанных в (6.9), вероятность переходов является существенной.

Структура энергетических уровней многоэлектронных атомов

Состояния атомов принято изображать графическими схемами, на которых помимо термов указываются также возможные переходы между термами и длины волн излучаемых при этом линий. По вертикальной оси откладывается энергия состояний (в электрон-вольтах 1 эВ = 1,6·10⁻¹⁹ Дж), причем за начало отсчета (за ноль энергии) принимают энергию основного состояния (см. диаграмма 6.1 для атома натрия). Но на самом деле электрон в атоме не является свободным (находится в потенциальной яме), поэтому его полная энергия должна быть меньше нуля (вспомните энергетические уровни атома водорода). Таким образом, чтобы получить реальные значения энергии, ось энергии надо сдвинуть вниз на величину ионизационного потенциала – энергии, которую надо сообщить валентному электрону, находящемуся на самом верхнем энергетическом уровне, чтобы он стал свободным. В случае натрия эта энергия равна *Е*_{ион.}≈5,12 эВ (по диаграмме 6.1).

Получаем, что реальная энергия основного $3 \, {}^{2}S_{\frac{1}{2}}$ терма равна $E_{\text{осн.}} = 0 - 5,12$ эВ= -5,12 эВ, а энергия терма, например $3^{2}P_{\frac{3}{2}}$, E = 2,1 - 5,12 эВ. Энергия же свободного электрона равна нулю или больше.

Спектры атомов принято делить на серии. В отличие от простейшего случая атома водорода здесь вводится несколько другая классификация. Переходы с уровня P на ближайший свободный к ядру уровень S называются главной серией. Переходы, соответствующие $S \rightarrow P$, называются резкой серией. Переходы $D \rightarrow P$ – диффузной серией. И, наконец, переходы $F \rightarrow D$ – фундаментальной серией.



Диаграмма 6.1. Схема энергетических уровней атома натрия

«Внутренний» эффект Зеемана. Тонкая структура спектральных линий

Спин электрона существенно влияет на характер атомных спектров, поскольку связанный с ним магнитный момент вызывает зависимость энергии электрона в данном состоянии от ориентации \vec{S} относительно \vec{L} .

Орбитальный механический момент импульса обусловливает магнитный момент и, следовательно, некоторое магнитное

поле. Проекция спина электрона на направление напряженности этого поля, как известно, может принимать два значения, т.к. $m_s = \pm 1/2$. Для электрона с $l \neq 0$ возможны два близких состояния с $j_1 = l + \frac{1}{2}$, $j_2 = l - \frac{1}{2}$. Энергии этих двух состояний различны. Такое спин-орбитальное взаимодействие приводит к своеобразному «внутреннему эффекту Зеемана» даже при отсутствии внешнего магнитного поля (внутреннее поле создает «движение» электрона по орбите). На рис. 6.1 показано *P*-состояние (l = 1), которое в результате взаимодействия магнитных моментов расщепляется на два подсостояния с термами $^{2}P_{_{\!\!\mathcal X}}$ и $^{2}P_{_{\!\!\mathcal X}}$. Поэтому вместо одной спектральной линии, соответствующей переходу $P \rightarrow S$, в действительности наблюдаются две близкие линии, соответствующие переходам ${}^{2}P_{3/} \rightarrow {}^{2}S_{1/2}$ и ${}^{2}P_{1/2} \rightarrow {}^{2}S_{1/2}$ (см. также диаграмму 6.1 уровней натрия). Именно этим объясняется дублет желтых линий 589,0 и 589,6 нм в спектре натрия.

Расщепление уровней с данным l из-за спин-орбитального взаимодействия носит название тонкой структуры. «Тонкой» она называется потому, что расщепление уровней мало по сравнению с расстоянием между уровнями с различными n и l. То есть наличие у электронов момента спина вызывает расщепление термов (уровней) на подуровне кроме S и как результат расщепление спектральных линий.

Из нерелятивистской квантовой механики при решении задачи об энергии электрона многоэлектронного атома получается в первом приближении следующая формула:

$$E_{nl} = -A(Z - \sigma_{nl})^2 \cdot \frac{1}{n^2}, \qquad (6.10)$$

где

$$A = \frac{k^2 m_e e^4}{2\hbar^2} = 13,662 \text{ } \text{$>B$},$$

 $m_e = m$ – масса электрона; Z – заряд ядра; e – заряд электрона, $k = 8,988 \cdot 10^9$ Н м²/Кл² – постоянная закона Кулона.



Рис. 6.1. Схема расщепления
 $P{\mbox{-}cocтояния}$ на два подуровня сJ=1/2и
 J=3/2

Здесь величину $(Z - \sigma_{nl})$ можно рассматривать как так называемый «эффективный» заряд ядра, т.е. заряд, обусловленный положительным зарядом Z ядра и отрицательным зарядом электронной оболочки, которая как бы экранирует часть заряда ядра. Таким образом, σ_{nl} имеет смысл постоянной экранировки, учитывающей взаимодействие данного электрона и с ядром, и с остальными электронами. Особенно хорошо формула (6.10) описывает щелочные металлы, в том числе и исследуемый в данной работе атом натрия, т.к., если атом щелочного металла имеет всего Z электронов, то можно считать, что Z-1 электрон с ядром образуют относительно прочный «остов», в электрическом поле которого движется внешний (валентный электрон), довольно слабо связанный с остовом атома. Таким образом, в некотором смысле атомы щелочного металла являются водородоподобными, но в отличие от формулы для энергии водородоподобного атома, формула (6.10) показывает, что энергия зависит еще и от квантового числа *l*, т.е. в данном случае вырождение по *l* снимается.

Пример: электронная конфигурация атома натрия – 1*s*²2*s*²2*p*⁶3*s*¹. Видно, что последний электрон стоит обособленно от полностью заполненных нижних оболочек.

Релятивистская квантовая теория атома показывает, что поправка к энергии водородоподобного атома за счет спинрелятивистских эффектов следующая:

$$\Delta E = \frac{Z^4 \alpha^4 m_e c^2}{n^4} \left(\frac{3}{8} - \frac{n}{2j+1}\right),\tag{6.11}$$

где *n*, *j* – квантовые числа; $\alpha = \frac{ke^2}{\hbar c} = \frac{1}{137,03604} = 0,00729735$ носит название постоянной тонкой структуры.

По аналогии с формулой (6.10) формулу (6.11) можно записать для сложных атомов, вводя поправку к заряду ядра σ_{nj} , которая имеет тот же смысл, что и σ_{nl} в (6.10). Таким образом, формула, описывающая энергетические уровни сложного атома, учитывающая релятивистские эффекты и спин-орбитальное взаимодействие, будет выглядеть так:

$$E_{nlj} = -A(Z - \sigma_{nl})^2 \cdot \frac{1}{n^2} + \frac{(Z - \sigma_{nj})^4 \alpha^2 m_e c^2}{n^4} \left(\frac{3}{8} - \frac{n}{2j+1}\right).$$
(6.12)

Кроме тонкой структуры в спектрах многих атомов наблюдается также сверхтонкая структура, которая объясняется взаимодействием магнитного момента электрона со слабым магнитным полем атомного ядра, но здесь данные поправки мы не рассматриваем.

В данной работе изучается тонкая структура (расщепление уровней атома, обусловленное взаимодействием спина электрона с магнитным полем, созданным орбитальным моментом) энергетических уровней атома на примере дублета желтой линии натрия. Соответствующие переходы, обуславливающие этот дублет, показаны на диаграмме 6.1 и продублированы в более понятном виде на рис. 6.2.



Рис. 6.2. Схема энергетических переходов из *P*-состояния в основное состояние

Для краткости обозначим термы соответственно E_0, E_1, E_2 . При переходе $E_1 \rightarrow E_0$ излучается фотон с частотой v_1 (длинноволновая компонента желтого дублета натрия), при переходе электрона с уровня $E_2 \rightarrow E_0$ излучается фотон близкой частоты v_2 (коротковолновая компонента желтого дублета натрия). Так как $v_2 > v_1$, то $\lambda_2 < \lambda_1$. Таким образом, можно записать:

$$E_2 - E_0 = h\nu_2,$$
 (6.13)
 $E_1 - E_0 = h\nu_1$

ИЛИ

$$E_2 - E_0 = h \frac{c}{\lambda_2},$$

$$E_1 - E_0 = h \frac{c}{\lambda_1}.$$
(6.14)

Таким образом, вычитая из первого уравнения второе, получаем экспериментальную формулу тонкой структуры дублета:

$$E_2 - E_1 = \Delta E_{213\text{кспер.}} = hc \cdot \left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1}\right). \tag{6.15}$$

С другой стороны, воспользовавшись теоретически полученным соотношением (6.12) для разности энергий между соседними уровнями $E_2 - E_1$, можно получить следующую формулу (ввиду громоздкости преобразований мы их опускаем, подробнее см., например, Шпольский Э. В. Атомная физика, т. 2):

$$\Delta E_{21\text{Teoper.}} = \frac{(Z - \sigma_{\text{T.C.}})^4 \cdot \alpha^4 \cdot m_e c^2}{n^3} \cdot \frac{1}{4}, \tag{6.16}$$

где поправка $\sigma_{r.c.}$ – некая обобщенная справочная поправка тонкой структуры.

Исходя из формул (6.15), (6.16), можно получить экспериментальное значение постоянной тонкой структуры α:

$$\alpha_{\mathfrak{KCREP.}} = \frac{\frac{4}{\sqrt{\frac{h \cdot \left(\frac{1}{\lambda_2} - \lambda_1\right) \cdot 4n^3}}}{\frac{m_e c}{(Z - \sigma_{\mathrm{T.C.}})}}.$$
(6.17)
6.2. Экспериментальная установка

Лабораторная работа выполняется на комбинированном учебном комплексе ФКЛ-24. Учебный лабораторный комплекс представляет собой действующую модель, функционально не отличающуюся от своего базового научного прототипа. Конструктивно стенд состоит из двух модулей: осветителя, содержащего спектральные лампы, и блока управления, формирующего необходимые напряжения для питания ламп и генерирующего изображение на VGA выходе прибора для его подачи на монитор.



Рис. 6.3. Принципиальная блок-схема эксперимента по наблюдению изотопического сдвига. *1* – осветитель с натриевой лампой типа ДНаС-18; 2 – пульт управления и источник питания для лампы; *3* – монитор VGA для визуализации спектрограмм и последующей их обработки



Рис. 6.4. Принципиальная схема включения натриевой спектральной лампы типа ДНаС-18

Блок-схема включения и принципиальная электрическая схема включения спектральной лампы ДНаС-18 приведены соответственно на рис. 6.3 и 6.4. Напряжение питания ~220 В через специальный токоограничивающий балластный дроссель Др1 и кнопку включения SA1 подается на натриевую спектральную лампу, расположенную в осветительном блоке. Излучение от лампы поступает на фотодиод VD1, выполняющий роль модели спектрометра.

6.3. Порядок выполнения лабораторной работы

1. Перед включением установки в сеть проверить целостность всех соединительных сигнальных и сетевых проводов. Все работы по подключению комплекса к монитору и осветителю следует выполнять только при отключенных от сети приборах. Разобраться с принципиальными блок-схемами опытов, в назначении кнопок, переключателей и ручек прибора.

2. Подключить осветитель к блоку управления, используя соответствующие провода из комплекта, соединив выходы «Лампа» с соответствующими входами осветителя.

3. Подключить стандартный монитор, имеющий VGA вход, к выходу «Монитор VGA» учебной установки.

4. Поставить переключатель «Сеть. Аналоговая часть» на панели учебного модуля в положение «Вкл», переключатель «Лампа» – в положение «Натриевая», при этом должен загореться сигнальный индикатор «Сеть» и начаться дуговой разряд в спектральной натриевой лампе. После 3–5-минутного прогрева лампы включается цифровая часть цепей питания прибора нажатием клавиши «Сеть. Цифровая часть VGA».

5. Вначале разряд в лампе происходит в парах так называемого «буферного» газа (аргона), при этом лампа излучает голубовато-белое свечение. Постепенно идет прогрев и испарение с поверхности электродов паров натрия. Свечение лампы при этом изменяется на желтое.

6. Приступить к исследованию интенсивной желтой линии натрия, соответствующей главной серии. В действительности эта линия является дублетом. Начать набор спектра, нажав кнопку «Автоскан».

7. По окончании сканирования кнопку «Автоскан» отжать. 8. Перемещая метку, находящуюся внизу оси Ox, с помощью кнопок «Длина волны» по спектру, определить положения центра пиков в дублете и их полуширины (ширину на половине высоты). Метка позволяет сопоставить координаты данной точки спектральной характеристики со значениями длины волны λ и напряжения на выходе фотодатчика U (рис. 6.5).



Рис. 6.5. Определение положения центра пиков в дублете натрия

9. Записать в табл. 6.3 найденные координаты центров пиков λ_1 длинноволновой и λ_2 коротковолновой линий дублета.

10. Произвести расчет экспериментального значения расщепления энергии уровня E_{21 экспер. по формуле (6.15).

11. Теоретически вычислить расщепление по формуле (6.16) E_{21 _{теор.}, воспользовавшись справочными данными $\sigma_{\text{т.с.}}$, указанными в табл. 6.3.

12. По формуле (6.17) из эксперимента вычислить значение постоянной тонкой структуры α_{экспер.} и сравнить с табличным значением α_{табл.}.

13. Оценить ε – относительную ошибку измерения α – по формуле:

$$\epsilon = \frac{|\alpha_{\text{табл.}} - \alpha_{\text{экспер.}}|}{\alpha_{\text{табл.}}} \cdot 100\%.$$

Объяснить возможное расхождение теоретических результатов с экспериментом.

14. Все вычисления и измерения свести в табл. 6.3.

Таблица 6.3

λ ₂ , нм	λ ₁ , нм	ΔE_{21 экспер., э \mathbf{B}	$\sigma_{\rm t.c.}$	Δ <i>Е</i> 21теорет., ЭВ	αэкспер.	О табл.	ε
			7,445			0,007297	

15. Лабораторная работа может быть выполнена на реальном спектрометрическом приборе – монохроматоре типа МУМ-01. Для ее выполнения смотрите методические указания к лабораторной работе № 5 «Исследование поглощения и пропускания света».

16. По окончании работы следует сначала отключить цифровую часть кнопкой «Сеть. Цифровая часть», при этом отключится измерительная система, затем выключить аналоговую часть переключателем «Сеть. Аналоговая часть».

Контрольные вопросы

1. Какие виды связи существуют в сложных атомах? В чем их различие?

2. Каким образом и для чего вводится понятие терма атома? Что оно означает?

3. У некоторого атома значение результирующего квантового числа *S* спинового момента равно 2. При этом значение квантового числа *L* результирующего орбитального момента равно 3. Написать все возможные термы.

4. У некоторого атома значение результирующего квантового числа *S* спинового момента равно 2. При этом значение квантового числа *L* результирующего орбитального момента равно 1. Написать все возможные термы.

5. Каков физический смысл «правил отбора»? Возможен ли в принципе переход с $\Delta L = 2$?

6. По данным диаграммы 6.1 вычислите энергию термов $3^2 D_{\frac{3}{7}}^{\frac{5}{2}}$. Равны ли в точности значения энергии этих термов?

7. На какие серии принято делить спектры сложных атомов? К какой серии принадлежит исследуемая в данной работе линия?

8. Что такое спин-орбитальное взаимодействие?

9. Запишите электронную конфигурацию атома натрия в основном состоянии и терм основного состояния атома.

10. Перечислите способы возбуждения атомов. Какой способ возбуждения свечения используется в данной работе?

11. Объясните принципиальную схему установки (см. рис. 6.4). Почему последовательно с лампой подключен балластный дроссель Д-29? Почему необходимо использование газоразрядной лампы именно низкого давления?

12. В некотором атоме конфигурация электронных оболочек имеет вид: $1s^22s^2p^63s^2p^6d^{10}4s^2p^6d^{10}f^45s^2p^6$. Определить максимально возможную величину суммарной проекции орбитальных моментов импульса всех его электронов на выделенное направление. (Ответ: $(\sum L_z)_{max} = 10\hbar = 1,057 \cdot 10^{-33}$ Дж · с.)

Лабораторная работа № 7. Изучение спектра атома водорода с помощью дифракционной решетки

7.1. Введение

<u>Цель работы</u>: изучить видимую часть спектра газообразного водорода, определить постоянную Ридберга.

Учебный лабораторный стенд «Изучение спектра атома водорода с помощью дифракционной решетки. Определение постоянной Ридберга (Планка) по спектру атома водорода. Изучение основных приемов работы с дифракционной решеткой» ЭЛБ–190.044.01 предназначен для проведения эксперимента по теме «Спектр атомарного водорода» учебного лабораторного практикума.

Лабораторный модуль предназначен для изучения теоретических основ и экспериментального наблюдения спектра простейшего атома – атома водорода. Лабораторный комплекс используется для постановки лабораторных работ и проведения практических и демонстрационных занятий по курсу «Атомная физика».

7.2. Описание лабораторного оборудования

Лабораторный модуль представляет собой законченный блок, основным элементом которого является исследуемый образец – лампа ДВС-25 (дуговая водородная спектральная).

Лампа расположена в защитном алюминиевом кожухе, вместе с лампой ДВС-25 внутри кожуха можно установить водородную или гелиевую спектральные трубки. На алюминиевом кожухе расположена подвижная шкала, на которой проецируются спектральные линии. Для наблюдения спектра используется дифракционная решетка 1000 линий на 1 мм.

На лицевой панели блока расположены (рис. 7.1):

– индикатор «Сеть» (индикатор красного цвета сигнализирует о подключении стенда к сети электропитания);

 переключатель «Вкл.» для включения и выключения блока;

держатель плавкого предохранителя;

- ЖК-дисплей отображения результатов измерений;
- кнопка «Пуск» для начала проведения эксперимента;
- кнопка «Стоп» для остановки эксперимента;
- кнопка «Сброс» для сброса данных;
- кнопка «Выбор источника» для выбора источника;

– энкодер «Время измерения» для выбора длительности проведения эксперимента.



Рис. 7.1. Блок управления оборудованием стенда

7.3. Технические характеристики

- Напряжение питание 220 В.
- Мощность 250 Вт.
- Macca 3 кг.
- Год выпуска 2018 г.

7.4. Теоретические сведения

Модели атома Томсона и Резерфорда

Вопрос о строении вещества возник задолго до наших дней. Еще в античные времена было сделано предположение о том, что все вещества состоят из атомов - неделимых частиц. Однако исследования в этом направлении стали возможны только в XVIII в. Во второй половине XIX в. уже было известно, что в состав любого вещества входят электроны. Поэтому возникли предположения, что атом не является неделимой частицей. В 1903 г. Джозеф Джон Томсон предложил модель атома, согласно которой атом представляет собой равномерно заполненный положительным зарядом шар, внутри которого находятся электроны. Суммарный положительный заряд шара равен суммарному заряду электронов. Рассуждения, связанные с излучением атомов (предполагалось, что электрон излучает, как гармонический осциллятор), приводили к получению правильного по порядку величины размера атомов ~ 10⁻¹⁰ м. Однако экспериментальные исследования Эрнеста Резерфорда показали несостоятельность этой модели.

Резерфорд проводил опыты по рассеянию α-частиц при прохождении через тонкий слой вещества (рис. 7.2). При этом наблюдалось отклонение небольшого числа частиц на углы, превышающие 90°. Однако число таких частиц составляло ничтожную долю от общего числа частиц. Основная же масса рассеивалась на углы порядка 1÷3°. В то время было известно, что α-частицы имеют положительный заряд, равный 2e (e-заряд электрона), и что при потере этого заряда они превращаются в атомы гелия. В связи с тем, что масса α-частицы в тысячи раз больше массы электрона, представлялось невозможным рассеяние их на электронах. Резерфорд предположил, что атом состоит из положительно заряженного ядра, в котором сосредоточена почти вся масса атома. Вокруг ядра вращаются электроны. Количество рассеянных на большие углы α-частиц давало основание предполагать, что размеры ядра малы по сравнению с размерами атома.

На основании своих опытов Резерфорд пришел к выводу, что атомы состоят из ядра, малого по сравнению с размерами всего атома, в котором сосредоточена почти вся масса атома. Вокруг ядра движутся электроны, масса которых мала по сравнению с массой ядра. Такая модель атома была названа *ядерной*, или *планетарной*.



Рис. 7.2. Схема опыта Резерфорда

Постулаты Бора

Модель атома Резерфорда, хорошо согласующаяся с экспериментом, имеет и свои недостатки. Проблема возникает, если ее рассматривать с классической точки зрения. Электрон, двигаясь по орбите, имеет некоторое ускорение. При этом он должен излучать электромагнитные волны и, значит, терять энергию. В конце концов, электрон, истратив свою энергию, должен будет упасть на ядро. Однако на практике это не так. Атомы могут существовать сколь угодно долго, если на них не действуют другие атомы или поля.

Непонимание в данном вопросе устранил Нильс Бор, сформулировав свои *постулаты*:

• Атом (и всякая атомная система) может находиться не во всех состояниях, допускаемых классической механикой, а только в некоторых избранных (квантовых) состояниях, характеризующихся определенными значениями энергии. В этих состояниях атом не излучает и не поглощает энергию.

• Из всех возможных состояний в атоме осуществляются только те, для которых момент импульса электрона равен целому кратному от $h/2\pi$ (условие квантования радиуса орбит), т.е.

$$mvr = n\frac{h}{2\pi},\tag{7.1}$$

где m – масса электрона; v – его скорость; r – радиус орбиты; n – главное квантовое число (n = 1, 2, 3, ... определяет номер орбиты, на которой находится электрон); h – постоянная Планка.

• Переход из одного стационарного состояния в другое сопровождается излучением или поглощением одного кванта электромагнитного излучения с энергией *hv*, равной разности энергий в стационарных состояниях

$$hv = E_1 - E_2, (7.2)$$

где v – частота вращения электрона, которая равна частоте излученной (или поглощенной) электромагнитной волны, E_1 – энергия электрона в исходном состоянии; E_2 – энергия электрона в конечном состоянии.

Рассмотрим с точки зрения теории Бора происхождение спектра атома водорода – простейшего атома, состоящего из положительно заряженного ядра (протона) и одного электрона (Z = 1). Масса электрона составляет всего лишь 1/1836 массы протона, поэтому можно считать, что электрон вращается вокруг почти неподвижного ядра. Бор считал, что движение электрона происходит по круговой орбите под действием кулоновской силы притяжения электрона к ядру, обусловливающей центростремительное ускорение.

Тогда, воспользовавшись вторым законом динамики Ньютона, можно записать уравнение движения электрона в виде:

$$m\frac{v^2}{r} = \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 r^2},$$
(7.3)

где ε_0 – электрическая постоянная, равная $8.85 \cdot 10^{-12} \, \Phi/\text{м}$. Решая совместно уравнения (7.1) и (7.3), можно найти радиусы стационарных орбит атома водорода и скорость движения электрона на *n*-й орбите:

$$r_n = n^2 \frac{\varepsilon_0 h^2}{\pi m e^2}$$
, $v_n = \frac{e^2}{2n\varepsilon_0 h}$. (7.4)

Из формул (7.4) следует, что радиусы электронных орбит увеличиваются по мере удаления от ядра как квадраты чисел натурального ряда, а скорости движения электронов на них убывают обратно пропорционально номеру орбиты.

Полная энергия атома водорода состоит из потенциальной энергии $E_{\text{пот.}}$ взаимодействия между ядром и электроном и кинетической энергии $E_{\text{кин.}}$ движения электрона по орбите. Величину потенциальной энергии можно рассчитать с учетом того, что работа электрической силы притяжения при удалении электрона с расстояния r до ∞ равна изменению потенциальной энергии с обратным знаком.

Следовательно,

$$E_{\text{пот.}} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \int_{r}^{\infty} \frac{dr}{r^2} = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r},$$
(7.5)

$$E_{\rm KUH.} = \frac{mv^2}{2} = \frac{e^2}{8\pi\varepsilon_0 r}.$$
 (7.6)

Полная энергия атома водорода будет равна

$$E = E_{\text{пот.}} + E_{\text{кин.}} = -\frac{e^2}{8\pi\varepsilon_0 r}.$$
 (7.7)

Подставляя в (7.7) значение *г* из формулы (7.4), получим

$$E = \frac{1}{n^2} \frac{me^4}{8\varepsilon_0^2 h^2}.$$
 (7.8)

Из формулы (7.8) следует, что энергия атома возрастает с увеличением квантового числа n или, что то же, с увеличением радиуса электронной орбиты. Здесь надо учитывать, что энергия E отрицательна, поэтому уменьшение ее абсолютного значения соответствует возрастанию энергии.

Минимумом энергии атом обладает при движении электрона по ближайшей к ядру орбите (n = 1), а максимумом энергии (E = 0) – при движении электрона в вакууме $(n = \infty)$, что соответствует ионизированному атому.

Величина полной энергии электрона, находящегося на стационарной орбите, называется уровнем энергии атома. При переходе электрона с одной стационарной орбиты на другую излучается (поглощается) квант энергии, равный разности энергетических уровней атома до излучения (поглощения) и после него. Таким образом, атом может излучать и поглощать электромагнитные волны только вполне определенных частот (длин волн), чем и обусловлен линейчатый характер водородного спектра.

Нормальным состоянием атома является такое, при котором электрон движется по самой близкой к ядру орбите (n = 1). В этом случае атом не может излучать, поскольку электрон не имеет возможности перейти с этой орбиты еще ближе к ядру. Энергетический уровень, соответствующий этому состоянию, называется нормальным уровнем, а все остальные уровни называются возбужденными.

Для того чтобы найти общую формулу для частоты v излучения атома водорода при переходе электрона с внешней орбиты n_2 на внутреннюю орбиту n_1 , подставим выражение (7.8) в условие частот (7.2) и получим

$$E = \frac{E_2 - E_1}{h} = \frac{me^4}{8\varepsilon_0^2 h^3} \left[-\frac{1}{n_2^2} - \left(-\frac{1}{n_1^2} \right) \right] = \frac{me^4}{8\varepsilon_0^2 h^2} \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right).$$

Постоянный множитель в правой части

$$R = \frac{me^4}{8\varepsilon_0^2 h^3} = 3,28985 \cdot 10^{15} c^{-1}$$
(7.9)

называется постоянной Ридберга.

Тогда окончательно для частот атома водорода имеем

$$v = R\left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2}\right),\tag{7.10}$$

здесь $n_1 = 1, 2, 3, 4, 5, ...; n_2 = (n_1+1).$

Когда $n_1 = 1$, $n_2 = 2$, 3, 4, 5, ...; $n_1 = 2$, $n_2 = 3$, 4, 5, 6, ... и т.д. Отсюда следует, что все линии спектра атома водорода могут быть объединены в серии, которые описываются формулой (7.10), если $n_1 = \text{const.}$

Серией линий называется совокупность линий, которая возникает при переходе электронов с вышележащих орбит на одну определенную орбиту с данным квантовым числом n_1 .

Для водорода основными сериями являются:

- серия Лаймана ($n_1 = 1$),
- серия Бальмера ($n_1 = 2$),
- серия Пашена ($n_1 = 3$).

Образование этих спектральных серий схематически показано на рис. 7.3. Серия Лаймана расположена в далеком ультрафиолете. В видимой части спектра находится серия Бальмера, в инфракрасной области спектра лежит серия Пашена.

Видимая часть линейчатого спектра атома водорода (серия Бальмера) состоит из четырех линий, получивших специальные обозначения: красная $-H_{\alpha}$ ($n_2 = 3$), зелено-голубая $-H_{\beta}$ ($n_2 = 4$), фиолетово-синяя $-H_{\gamma}$ ($n_2 = 5$), фиолетовая $-H_{\delta}$ ($n_2 = 6$). Эти линии получаются при переходе возбужденных электронов с третьей, четвертой, пятой и шестой орбит на вторую, с квантовым числом $n_1 = 2$.

Так как газ состоит из множества различно возбужденных атомов, то в нем одновременно совершаются все возможные типы переходов электронов. Поэтому в спектре излучения водорода одновременно представлены линии всех серий.



Рис. 7.3. Спектральные серии водорода

Самопроизвольный переход электрона на более далекую орбиту, т.е. самопроизвольный переход атома на более высокий энергетический уровень, невозможен. Для осуществления такого перехода необходимо сообщить атому определенное количество энергии извне, т.е. возбудить атом. В газоразрядной водородной (и любой другой) трубке для возбуждения электронов (для их перехода на более высокий уровень) используется электрическая энергия. Таким образом, теория Бора успешно объяснила строение спектра атома водорода.

Рассмотренная теория применима и к водородоподобным атомам, т.е. ионизированным атомам, содержащим только один электрон (например, к ионам He^+ , Li^{++}).

В этом случае формула Бора для серий линий имеет вид

$$v = RZ^2 \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2}\right),$$
 (7.11)

где Z – порядковый номер элемента. Для гелия длины волн линий видимого спектра имеют следующие значения:

447.1	471.3	492.2	501.6	587.6	667.8	λ.нм
-------	-------	-------	-------	-------	-------	------

Это соответствует переходам 4 в 3; 6, 7, 8, 9 в 4 и 13 в 5. У неона в видимом диапазоне значительно более богатая структура линий:

453.8	470.4	471.5	475.3	482.7	488.5	
495.7	534.1	540.0	585.3	588.2	603.0	1
607.4	614.3	616.4	621.7	626.7	633.4	A.H.M
638.2	640.2	650.5	659.9	692.9		

Хотя непосредственное использование теории Бора для расчета спектров многоэлектронных атомов оказалось невозможным, она с полной отчетливостью показала неприменимость классической физики к внутриатомным явлениям и главенствующее значение квантовых законов в микромире.

7.5. Методика эксперимента

В настоящей работе источниками излучения (света) являются водородная, гелиевая, неоновая лампы, поочередно подключаемые к блоку питания.

В качестве спектрального прибора, позволяющего пространственно разделить излучения с разными длинами волн, применяется плоская дифракционная решетка с числом штрихов *N* = 1000 на миллиметр.

При падении света длиной волны λ на такую решетку можно наблюдать дифракционную картину. При этом условие главных максимумов имеет вид

$$d\sin\varphi = m\lambda,\tag{7.12}$$

где *d* – период дифракционной решетки; φ – угол дифракции; *m* – порядок дифракционных максимумов.

Общая схема установки изображена на рис. 7.4.



Рис. 7.4. Схема установки

Излучение от спектральной трубки, расположенной сразу за экраном-линейкой, через щель попадает на дифракционную решетку, находящуюся перед экраном на расстоянии $20 \div 25$ см. При расположении глаза для наблюдения спектральных линий в непосредственной близости от решетки на фоне экраналинейки слева и справа от щели появится мнимое изображение спектральных линий первого максимума дифракции ($m = \pm 1$). Положение линий одинаковой длины волны, расстояние между которыми 2x, можно фиксировать маркерами на экране с обеих сторон от щели.

Используя законы геометрии (см. рис 7.4), можно найти синус угла дифракции^

$$\sin \varphi = \frac{x}{\sqrt{l^2 + x^2}}.\tag{7.13}$$

Тогда для дифракционного максимума, с учетом соотношения (7.12), длина волны будет определяться следующим выражением:

$$\lambda = \frac{d \cdot x}{\sqrt{l^2 + x^2}},\tag{7.14}$$

где *x* – половина расстояния между симметричными дифракционными максимумами для одной и той же длины волны; *l* – расстояние от решетки до экрана.

7.6. Порядок выполнения лабораторной работы

1. Прочитать и изучить теоретические сведения к лабораторной работе.

2. В присутствии преподавателя или лаборанта снять верхнюю крышку с модуля, содержащего спектральные лампы. Установить соответствующую спектральную трубку.

3. Подключить стенд к сети электропитания 220 В. Индикатор красного цвета «Сеть» сигнализирует о наличии напряжения.

4. Клавишей «Вкл/Выкл» включить стенд.

5. Подать напряжение на спектральную трубку, переключив кнопку «SA1» в положение «ВКЛ». Дать прогреться приборам 3 минуты.

6. Измерить расстояние l от дифракционной решетки до экрана. В случае если дифракционная решетка не закреплена, расположить ее напротив спектральной трубки на расстоянии $l = 20 \div 25$ см.

7. Посмотрев на экран через дифракционную решетку, с помощью маркеров зафиксировать слева и справа от щели положения спектральных линий одной длины волны (одинакового цвета).

8. Определить расстояние 2*x* между маркерами. Для тех же линий повторить измерения еще 2 раза. Данные занести в табл. 7.1.

9. Аналогичным способом определить расстояния 2*x* между другими спектральными линиями одинаковой длины волны. 10.Вычислить длину волны для каждой спектральной линии и найти среднее значение λ . Данные занести в таблицу. Сравнить полученные $\overline{\lambda}$ с их справочными значениями.

11.Для каждого $\overline{\lambda}$ найти постоянную Ридберга.

12. Используя среднее значение постоянной Ридберга, из формулы (7.9) найти постоянную Планка.

13.С помощью преподавателя установить спектральную трубку с другим исследуемым газом. Провести аналогичные исследования, используя формулу (7.11).

Спектральная	Спектральная трубка							
линия (цвет)	2 <i>х</i> , мм	λ, нм	$\overline{\lambda},$ HM	R,c^{-1}	\overline{R}, c^{-1}	<i>h</i> , Дж∙с		

Результаты измерений и вычислений

Контрольные вопросы

1. Объясните, к каким затруднениям привела модель атома Резерфорда.

2. Сформулируйте постулаты Бора.

3. Какое состояние атома называется основным, какое возбужденным?

4. Что такое линейчатый и сплошной спектры? Какой спектр наблюдался в опыте?

5. Что называют серией Бальмера?

6. В чем заключается явление дифракции света и как оно используется в данной лабораторной работе?

Лабораторная работа № 8. Исследование изотопического сдвига в спектрах водорода и дейтерия

8.1. Теоретические сведения

<u>Цель работы</u>: наблюдение и идентификация спектров спонтанного излучения, возбуждаемого электрическим разрядом в парах водорода при низком давлении; измерение длин волн линий серии Бальмера и определение постоянной Ридберга; измерение изотопического сдвига линий спектров водорода и дейтерия.

Уровни энергии и спектр атома водорода

Состояние атома в квантовой механике описывается волновой функцией ψn , а его энергия *En*. В случае простейших атомов – атома водорода и водородоподобных ионов с зарядом ядра +*Ze*, состоящих из *Z* протонов (*Z* = 1 для атома водорода) и одного валентного электрона на внешних электронных оболочках, – квантовая механика позволяет получить точные решения волнового уравнения Шредингера (8.1):

$$\Delta \psi + \frac{2m}{\hbar^2} \left(E + \frac{ke^2}{r} \right) \psi = 0, \qquad (8.1)$$

где *m* – масса электрона; *e* – его заряд; *E* – полная энергия; $k = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}$; $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\Phi}{M}$ (для расчетов часто принимают $k = 9 \cdot 10^{-9}$ м/Ф). Его решение (получаемое в курсе «Квантовая теория») для атома водорода дает набор дискретных уравнений энергии. Для связанных состояний (*E_n* < 0):

$$E_n = -\frac{k^2 Z^2 m e^4}{2\hbar n^2} = -\frac{|E_1|}{n^2},$$
(8.2)

где $\hbar^2 = \frac{h}{2\pi} = 1,05 \cdot 10^{-34}$, n = 1, 2, 3, ... - главное квантовое число. Обычно формулу (8.2) записывают в виде:

$$E_n = -A\frac{1}{n^2},$$

где *A* = 13,6 эВ.

Таким образом, у атома водорода закономерность расположения уровней энергии *E_n* является наиболее простой.

Диаграмма уровней энергии атома водорода (рис. 8.1) построена на основании формулы (8.2). Энергия ионизации атома водорода:

$$W_i^H = |E_1| = |W_1| = A.$$

Следовательно, по своему физическому смыслу энергетическая постоянная *А* характеризует энергию ионизации атома водорода.



Рис. 8.1. Энергетическая диаграмма атома водорода. Здесь принято *E_n* = *W_n* – полная энергия электрона в атоме на *n*-м уровне

Диаграмма рис. 8.1 дает наглядное объяснение спектра испускания атомов водорода. Линии спектра группируются в серии. Серию образуют линии, возникающие вследствие квантовых переходов на общий нижний энергетический уровень (m = const) со всех более высоких уровней ($m < n < \infty$). Такая группировка удобна тем, что спектральные линии, принадлежащие к данной серии, располагаются в одной спектральной области.

Первые пять серий (см. рис. 8.1) названы в честь открывших их физиков:

m = 1 – серия Лаймана (далекая УФ область);

m = 2 – серия Бальмера (видимая и близкая УФ область);

m = 3 – серия Пашена (близкая ИК область);

m = 4 – серия Брэкета (средняя ИК область);

m = 5 – серия Пфунда (далекая ИК область).

Самое длинноволновое излучение атома водорода ($\lambda = 15,7$ м), зарегистрированное при исследованиях межгалактических газовых туманностей, принадлежит переходу $n = 701 \rightarrow m = 700$.

Атом водорода в модели атома Бора

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 атома водорода и сходных с ним водородоподобных ионов правило квантования энергии (8.2) можно найти из простых модельных представлений. Для простоты Бор принял, что в атоме водорода либо водородоподобного иона единственный электрон с зарядом – e и массой m_e вращается по круговой орбите радиусом r вокруг неподвижного ядра с зарядом +Ze, причем линейная скорость электрона равна v (рис. 8.2). Ядро считается неподвижным, а масса ядра бесконечной M_{∞} по сравнению с массой электрона m_e .

Рис. 8.2. Модель атома водорода и водородоподобных ионов в представлении Бора

Кулоновская сила взаимодействия между ядром и электроном играет роль центростремительной силы, и, согласно второму закону Ньютона, имеем:

$$\frac{kZe^2}{r^2} = m_e \frac{v^2}{r}, \ k = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0},$$
 (8.3)

где $\varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\Phi}{M}$ — диэлектрическая постоянная, или диэлектрическая проницаемость вакуума.

Согласно специальной теории относительности (СТО) существует связь между энергией и импульсом *p* релятивистской частицы (релятивистский инвариант):

$$\varepsilon_0 - p^2 c^2 = m^2 c^4, \tag{8.4}$$

где є – полная энергия частицы с массой покоя *m*.

Для безмассовых частиц, например для фотона, связь (8.4) примет вид:

$$\varepsilon_0 = p_{\phi}c. \tag{8.5}$$

Так как энергия фотона определяется как $\varepsilon_{\phi} = h \cdot v$, то можно записать:

$$p_{\phi} = h \cdot \frac{v}{c} = \frac{h}{\lambda_{\rm b}}.\tag{8.6}$$

Длина волны $\lambda_{\rm E} = \frac{h}{p_{\rm \phi}}$ называется длиной волны де Бройля.

Де Бройл предположил, что если электромагнитное излучение с длиной волны, определяемой по формуле (8.6), проявляет свойства частицы-фотона с энергией $\varepsilon_{\phi} = h \cdot v = h \cdot \frac{c}{\lambda_{\rm B}}$ и импульсом $p_{\phi} = \frac{\varepsilon_{\phi}}{c}$, то и материальные частицы с энергией *E* и импульсом *p* должны обладать свойствами волны с частотой $\omega_{\rm B} = \frac{E}{h}$ и длиной волны $\lambda_{\rm B} = \frac{2\pi\hbar}{p}$, где $\hbar = \frac{h}{2\pi}$, $\omega_{\rm B} = 2\pi v_{\rm B} = 2\pi \frac{c}{\lambda_{\rm B}}$.

Условие образования стоячей волны де Бройля на круговой орбите длиной 2*πr* имеет вид (см. рис. 8.2):

$$2\pi r = n\lambda_{\rm B}, \qquad n = 1, 2, 3 \dots$$
 (8.7)

Учитывая определение длины волны де Бройля $\lambda_{\rm E} = \frac{2\pi\hbar}{p}$, получим условие квантования момента импульса электрона в атоме Бора:

$$p \cdot r = n \cdot \hbar, \qquad n = 1, 2, 3 \dots$$
 (8.8)

Согласно полученному принципу квантования состояния электрона в атоме (8.8), и записывая импульс p электрона в виде $p = m_e v$, получим:

$$m_e vr = n\hbar, \qquad n = 1, 2, 3 \dots$$
 (8.9)

Решение системы (8.3), (8.9) дает выражение для радиусов круговых орбит электронов в атоме водорода:

$$r_n = \frac{n^2 \hbar^2}{m k Z e^2}, \ n = 1, 2, 3, ...$$
 (8.10)

где $k = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \approx 9 \cdot 10^9$. Здесь и далее массу электрона мы будем обозначать $m = m_a$.

Выражая из системы уравнений (8.3), (8.9) скорость электрона υ, имеем:

$$v_n = \frac{kZe^2}{n\hbar}, \ n = 1, 2, 3, ...$$
 (8.11)

Формулу (8.10) обычно записывают в виде:

$$r_n = n^2 r_1, \ n = 1, 2, 3, \dots$$
 (8.12)

где r_1 – боровский радиус или радиус первой боровской орбиты (для атома водорода (Z = 1) он равен 5,291 · 10⁻¹¹м).

Энергия электрона складывается из кинетической энергии и потенциальной энергии кулоновского взаимодействия с ядром:

$$E_n = \frac{mv_n^2}{2} - \frac{kZe^2}{r_n}.$$

С учетом выражений (8.3), (8.10), (8.11) получаем формулу, выражающую полную энергию электрона в водородоподобном атоме на *n*-й стационарной орбите:

$$E_n = -\frac{k^2 Z^2 m e^4}{2\hbar^2 n^2} = -\frac{|E_1|}{n^2},$$
(8.13)

где целое число *n* = 1, 2, 3, ... называется главным квантовым числом.

Рис. 8.3. Боровские орбиты для водородоподобных атомов

Видно, что формула (8.13), полученная с помощью постулатов Бора, совпадает с формулой (8.2), полученной с помощью точного решения уравнения Шредингера для атома водорода.

Однако, к сожалению, теория Бора, достаточно правильно описывая закономерности в атоме водорода и водородоподобных ионах (содержащих один электрон), дает неправильные результаты уже для атома гелия, следующего за водородом и содержащего всего два электрона.

Таким образом, теорию Бора можно рассматривать лишь как промежуточный этап на пути поиска верной теории – квантовой механики, – точно описывающий закономерности микромира.

При переходе атома водорода либо водородоподобного иона из состояния n_2 с энергией E_2 в состояние n_1 с энергией E_1 излучается квант света с частотой ω , равной:

$$E_2 - E_1 = \hbar\omega. \tag{8.14}$$

Подставляя энергию электрона в состоянии n_2 и в состоянии n_1 из формулы (8.2) (или, что то же самое, из (8.13)), имеем:

$$E_2 - E_1 = \frac{k^2 Z^2 e^4 m}{2\hbar^2} \cdot \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2}\right).$$
(8.15)

Далее, вспоминая, что $E_2 - E_1 = \hbar \omega$, $\omega = \frac{2\pi c}{\lambda}$, можем записать:

$$\frac{1}{\lambda} = R\left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2}\right).$$
(8.16)

Формула (8.16) называется обобщенной формулой Бальмера. В данном случае $R = \frac{me^4}{64\pi^3 \varepsilon_0^2 c\hbar^3} = \frac{k^2 me^4}{4\pi c\hbar^3} = 1,096 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$. Следует отметить, что постоянную Ридберга иногда вводят не для волнового числа $\frac{1}{\lambda}$, а для частоты ω . В этом случае $R' = R \cdot 2\pi c = 2,067 \cdot 10^{16} \text{ c}^{-1}$.

В формуле (8.16) с увеличением n_2 разность между волновыми числами $\frac{1}{\lambda}$ 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 уменьшается их интенсивность.

Как было сказано выше, спектр атома водорода может быть разделен на наблюдающиеся на опыте спектральные серии, соответствующие переходам электрона на определенный уровень энергии со всех лежащих выше возбужденных энергетических уровней (рис. 8.4). Соответствующие переходы между боровскими орбитами показаны на рис. 8.4. Визуально мы можем наблюдать только серию Бальмера: для водорода – $n_1 = 2$, $n_2 = 3, 4, 5, ...$

Рис. 8.4. Сериальные закономерности в спектре атомарного водорода

Вычисленные по формуле (8.16) длины волн спектральных серий водорода изображены на рис. 8.5. Так как разрешенные уровни энергии расположены все более плотно с ростом главного квантового числа *n*, то и линии спектральной серии располагаются все более часто с уменьшением длины волны и оканчиваются областью сплошного спектра тормозного излучения (заштрихованные участки на рис. 8.5). Видимый спектр изображен на рис. 8.6.

Рис. 8.5. Спектр атомарного водорода

Рис. 8.6. Видимая часть спектра 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 ΔE_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, т.к. возникают под действием внешних воздействий и могут существовать ограниченное время $\Delta \tau$, поэтому возбужденные уровни несколько размыты, по порядку величины $\Delta E \sim \frac{\hbar}{\Delta r}$.

Как видно из рис. 8.4, из-за большого промежутка между уровнями E_1 и E_2 серия Лаймана попадает в ультрафиолетовую область, а серия Пашена, перекрывающаяся с ней серия Брэке-

та и последующие серии оказываются в инфракрасной области. Глаз увидит только три первые линии серии Бальмера с $\lambda_{3\to 2} = 656$ нм (красный цвет), $\lambda_{4\to 2} = 486$ нм (бирюзовый цвет) и $\lambda_{5\to 2} = 434$ нм (темно-фиолетовый цвет). Поэтому свечение возбужденного водорода имеет розоватую окраску (смесь указанных цветов).

Теория изотопического сдвига

При выводе формул (8.13) - (8.16) ядро атома считалось неподвижным. Если учесть конечность массы M ядра, то и ядро, и электрон будут вращаться вокруг общего центра масс системы O (рис. 8.7).

Рис. 8.7. Учет движения ядра и электрона вокруг общего центра масс в атоме водорода и дейтерия

Полученная для энергии электрона формула имеет тот же вид, но массу m_e электрона в ней следует заменить на приведенную массу $\mu = \frac{m_e M}{m_e + M}$. Таким образом, для атома водорода Z = 1и формулу (8.13) можно записать в виде:

$$E_n = -\frac{k^2 e^4}{2\hbar^2 n^2} \cdot \mu = -\frac{k^2 e^4}{2\hbar^2 n^2} \cdot \frac{m_e}{(m_e + M)/M} = -\frac{k^2 e^4}{2\hbar^2 n^2} \cdot \frac{m_e}{\left(1 + \frac{m_e}{M}\right)}, (8.17)$$

где *m*_e – масса электрона; *М* – масса ядра.

В этом случае длины волн спектральных линий будут зависеть от массы *М* ядра.

Поясним вывод формулы (8.17). Вследствие конечности массы протона электрон и протон будут вращаться вокруг общего центра масс *O* (рис. 8.7). Положение центра тяжести находится из соотношения моментов, из которого следует, что

если электрон находится от ядра на расстоянии r, то расстояние a от центра масс до электрона определится условием

$$Mb = m_e a, \tag{8.18}$$

где M – масса ядра; b – расстояние от ядра до центра масс; a – расстояние от электрона до центра масс.

Движение ядра и электрона вокруг их центра масс приводит к изменению величины энергии электрона, находящегося в кулоновском поле ядра. Полная энергия системы электрон– ядро содержит теперь член, связанный с движением ядра:

$$E = \frac{m_e v_e^2}{2} + \frac{M v_{\pi}^2}{2} - k \frac{e^2}{r},$$
(8.19)

где v_e – скорость движения электрона; v_{π} – скорость движения ядра. Учитывая (8.18), можно записать:

$$Mv_{\rm g} = M\omega b = m_e \omega a = m_e v_e, \tag{8.20}$$

где ω – угловая скорость относительно центра масс.

Из (8.20) имеем:

$$Mv_{\mathfrak{R}} = m_e v_e \to v_{\mathfrak{R}} = \frac{m_e v_e}{M}.$$
 (8.21)

Подставим найденное выражение (8.21) для скорости ядра $v_{\rm s}$ в уравнение (8.19) полной энергии системы электрон–ядро. В результате получим:

$$E = \frac{m_e v_e^2}{2} + \frac{m_e^2 v_e^2}{2M} - \frac{ke^2}{r} = \frac{m_e v_e^2}{2} \cdot \left(1 + \frac{m_e}{M}\right) - \frac{ke^2}{r}.$$
 (8.22)

Так как роль центростремительной силы выполняет кулоновская сила, то:

$$\frac{k \cdot e^2}{r^2} = m_e \frac{v_e^2}{a}, k = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0},$$
(8.23)

где a – расстояние от электрона до центра масс; r – расстояние от электрона до ядра.

Из рис. 8.7 видно, что b = r - a, а из (8.18) следует, что $b = \frac{m_e a}{M}$. Тогда:

$$a\cdot\left(1+\frac{m_e}{M}\right)=r,$$

99

$$a = \frac{r}{\left(1 + \frac{m_e}{M}\right)}.$$
(8.24)

Из (8.23) имеем:

$$ke^2 a = m_e v_e^2 r^2. (8.25)$$

Подставляя выражение для *а* из уравнения (8.24) в (8.25), получим:

$$ke^2a = \frac{ke^2r}{\left(1 + \frac{m_e}{M}\right)}.$$
(8.26)

Распространяя условие квантования круговых боровских орбит (8.25) на всю систему, получим:

$$m_e v_e a + M v_{\rm g} b = n\hbar. \tag{8.27}$$

Учитывая равенство (8.21), получим:

$$m_e v_e(a+b) = m_e v_e r = n\hbar. \tag{8.28}$$

Согласно (8.25), (8.26):

$$m_e v_e^2 r^2 = \frac{k e^2 r}{\left(1 + \frac{m_e}{M}\right)}.$$
 (8.29)

Выражая из (8.28) скорость v_e электрона как $v_e = \frac{n\hbar}{m_e r}$, подставляя в (8.29) и производя необходимые сокращения, получим:

$$\frac{n^2\hbar^2}{m_e r} = \frac{ke^2}{1 + \frac{m_e}{M}}.$$
(8.30)

Из (8.30) легко получить значения для радиусов электронных орбит:

$$r_n = \frac{n^2 \hbar^2}{ke^2} \cdot \frac{\left(1 + \frac{m_e}{M}\right)}{m_e} = \frac{n^2 \hbar^2}{ke^2} \cdot \frac{1}{\mu}.$$
 (8.31)

Сравнивая (8.31) с ранее полученной формулой (8.10), которая была выведена без учета массы ядра, находим, что для учета массы ядра достаточно было бы в формуле (8.10) заменить массу электрона m_e на приведенную массу $\mu = \frac{m_e M}{m_e M}$.

Подставляя найденное выражение (8.31) для боровских орбит r_n в уравнение для скорости электрона $v_e = \frac{n\hbar}{m_e r}$, полученное из (8.28), имеем:

$$\upsilon_e = \frac{ke^2}{n\hbar \left(1 + \frac{m_e}{M}\right)}.$$
(8.32)

И, наконец, подставляя найденные значения для скорости электрона v_e (8.32) и для радиуса r_n (8.31) в выражение для полной энергии системы E (8.22), получим:

$$E_n = -\frac{k^2 \mu e^4}{2\hbar^2 n^2} = -\frac{k^2 m_e e^4}{2\hbar^2 n^2 \left(1 + \frac{m_e}{M}\right)},\tag{8.33}$$

где $\mu = \frac{m_e}{1 + \frac{m_e}{M}}$ – приведенная масса системы электрон–ядро.

В этом случае длины волн спектральных линий при переходе $n_2 \rightarrow n_1$ будут зависеть от массы ядра *M*:

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{k^2 e^4 m_e}{4\pi c\hbar^3} \cdot \frac{1}{\left(1 + \frac{m_e}{M}\right)} \cdot \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2}\right) = \frac{R}{\left(1 + \frac{m_e}{M}\right)} \cdot \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2}\right), \quad (8.34)$$

 $R = \frac{me^4}{64\pi^3 \epsilon_0^2 c\hbar^3} = \frac{k^2 me^4}{4\pi c\hbar^3} = 1,096 \cdot 10^7 \mathrm{m}^{-1}$ – постоянная Ридберга.

Водород существует в трех изотопных состояниях с одинаковым зарядом (+е) и разной массой ядра:

– водород ($M = 1,673 \cdot 10^{-27}$ кг, иногда этот изотоп называют протий),

– дейтерий ($M = 3,343 \cdot 10^{-27}$ кг),

– тритий ($M = 5,007 \cdot 10^{-27}$ кг).

Согласно формуле (8.34) наблюдаемые для них спектральные линии немного смещены друг относительно друга. Такое смещение линий излучения атомов разных изотопов называется изотопическим сдвигом.

По относительной интенсивности каждой из смещенных линий можно определить процентный состав изотопов в возбужденном светящемся газе, не проводя химический анализ.

Рассмотрим выражение изотопического сдвига для линий водорода и дейтерия. Волновые числа $\frac{1}{\lambda}$ линий излучения соответствующих изотопов согласно (8.34) имеют вид:

$$\frac{1}{\lambda_{\rm D}} = \frac{R}{\left(1 + \frac{m_{\ell}}{M_{\rm D}}\right)} \cdot \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2}\right),\tag{8.35}$$

$$\frac{1}{\lambda_{\rm H}} = \frac{R}{\left(1 + \frac{m_{\ell}}{M_{\rm H}}\right)} \cdot \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2}\right). \tag{8.36}$$

Так как $\frac{m_e}{M_{\rm H}} = \frac{1}{1836}$, а $\frac{m_e}{M_D}$ еще вдвое меньше, то сомножитель в (8.35), (8.36) можно разложить в ряд, ограничиваясь первыми членами:

$$\frac{1}{1 + \frac{m_e}{M}} = 1 - \frac{m_e}{M}.$$
(8.37)

Найдем разность волновых чисел между линиями водорода $\lambda_{\rm H}$ и дейтерия $\lambda_{\rm D}$: $\frac{1}{\lambda_{\rm D}} - \frac{1}{\lambda_{\rm H}}$. С учетом (8.37) имеем:

$$\frac{1}{\lambda_{\rm D}} - \frac{1}{\lambda_{\rm H}} = R \cdot m_e \cdot \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2}\right) \cdot \left(\frac{M_D - M_H}{M_D M_H}\right). \tag{8.38}$$

Если не учитывать различий в массах протона и нейтрона и пренебречь дефектом масс, то можно считать, что $M_{\rm D} = 2 \cdot M_{\rm H}$. Тогда формулу (8.38) можно переписать в виде:

$$\frac{1}{\lambda_{\rm D}} - \frac{1}{\lambda_{\rm H}} = R \cdot m_e \cdot \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2}\right) \cdot \frac{1}{2 \cdot M_{\rm H}}.$$
(8.39)

Учитывая, что:

$$R \cdot \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2}\right) = \frac{1}{\lambda_{\infty}} \approx \frac{1}{\lambda_{\rm H}},\tag{8.40}$$

где $\lambda_H\approx\lambda_\infty$ – длина волны перехода в случае бесконечной массы ядра.

С другой стороны,

$$\frac{1}{\lambda_{\rm D}} - \frac{1}{\lambda_{\rm H}} = \frac{\lambda_{\rm H} - \lambda_{\rm D}}{\lambda_{\rm D} \cdot \lambda_{\rm H}} \approx \frac{\Delta \lambda_{\rm HD \ изотопич.}}{\lambda_{\rm H}^2}.$$
(8.41)

В формуле (8.41) принято $\lambda_{\rm H} \approx \lambda_{\rm D}; \lambda_{\rm H} \cdot \lambda_{\rm D} \approx \lambda_{\rm H}^2$. Величина изотопического сдвига в длинах волн равна $\lambda_{\rm H} - \lambda_{\rm D} = \Delta \lambda_{\rm HD}$ изотопич.

Приравнивая (8.41) и (8.39) с учетом (8.40), получим:

$$rac{\Delta\lambda_{
m HD\ изотопич.}}{\lambda_{
m H}} = rac{m_e}{2M_{
m H}}.$$

Откуда с учетом всех принятых ранее поправок получаем окончательную расчетную формулу для изотопического сдвига в спектрах водорода и дейтерия:

$$\Delta \lambda_{\rm HD \ изотопич.} \approx \frac{\lambda_{\rm H} m_e}{2M_{\rm H}}.$$
(8.42)

Из формулы (8.38) следует, что относительная величина $\frac{\Delta \lambda_{\text{изотопич.}}}{\lambda}$ изотопического сдвига пропорциональна разности масс изотопов, обратно пропорциональна произведению масс изотопов. Таким образом, изотопический сдвиг быстро уменьшается с ростом атомного веса элемента. Для легких атомов он достигает наибольших значений.

Измерив величину изотопического сдвига линий в спектрах излучения атомов водорода и дейтерия, можно оценить отношение массы электрона m_e к массе протона M_p (напомним, что ядро атома водорода состоит из одного протона, т.е. $M_{\rm H} = m_p$):

$$\frac{m_e}{m_p} = \frac{2 \cdot \Delta \lambda_{\text{HD изотопич.}}}{\lambda_{\text{H}}}.$$
(8.43)

Табличное значение отношения $\frac{m_e}{m_p} \approx \frac{1}{1837} = 5,44 \cdot 10^{-4}.$

В табл. 8.1, во втором и третьем столбцах, приведены длины волн четырех первых линий бальмеровской серии обычного водорода (H¹) и его тяжелого изотопа дейтерия (D²). В двух последних столбцах даны разности между ними, вычисленные на основании соотношения (8.42) и измеренные В.И. Черняевым с помощью большой дифракционной решетки на приборе высокой разрешающей способности (Черняев В.И., ДАН, 19, № 4, 245, 1938; 20, № 5, 374, 1935).

Все данные в таблице приведены в Ангстремах (1Å = 0,1 нм = 10^{-10} м).

Обозначение	λ,	Å	Δλ, Å		
линии	H^{1}	D^2	вычислено	наблюдено	
α	6562,846	6561,063	1,783	1,783	
β	4861,322	4859,992	1,330	1,326	
γ	4340,458	4339,277	1,181	1,185	
δ	4101,731	4100,621	1,110	1,119	

Сравнение длин волн линий H¹ и D² и их сдвигов

8.2. Экспериментальная установка

Лабораторная работа выполняется на комбинированном учебном комплексе ФКЛ-24. Учебный лабораторный комплекс представляет собой действующую модель, функционально не отличающуюся от своего базового научного прототипа. Конструктивно стенд состоит из двух модулей: «Осветителя», содержащего спектральные лампы, и «Блока управления», формирующего необходимые напряжения для питания ламп и генерирующего изображение на VGA выходе прибора для его подачи на монитор.

Источник света в данном эксперименте – водороднодейтериевая газоразрядная лампа ДВС-25 либо водороднодейтериевая спектральная трубка типа ТСУ-Н, в которой, кроме водорода, присутствует некоторое количество дейтерия в виде примеси.

Разряд в лампе возникает при столкновении ускоренных электронов с молекулами H₂ или D₂. Образуемые 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. Кроме этого, для облегчения зажигания лампы внутрь трубки введено небольшое количество примеси неона. Если давление водорода и дейтерия в трубке достаточно, то в спектре свечения на фоне молекулярного спектра Н₂ появятся яркие линии атомов водорода и дейтерия. Питание анода лампы ДВС-25 осуществляется от специального источника питания с регулировкой тока анода в диапазоне до 320 мА. В цепь катода (накала) лампы ДВС-25 подается ток от регулируемого источника тока в диапазоне 0–2,5 А. После зажигания разряда между катодом и анодом ток накала снижается до нуля. В случае нестабильного разряда можно увеличить ток накала до 1 Ампера, при этом поддерживая ток анода в диапазоне 250-300 мА. Ток анода во время работы лампы не должен превышать 300 мА. Ток анода является током разряда в водородно-дейтериевой смеси, наполняющей лампу.

Питание спектральной трубки типа ТСУ-Н осуществляется от специального высоковольтного источника питания. Принцип работы источника питания основан на преобразовании переменного напряжения питающей сети в высокочастотное (~30 кГц) высокое напряжения порядка 10 киловольт, необходимое для зажигания трубки, и использовании электронного балласта и стабилизационной микросхемы для контроля и стабилизации тока.

Работа оптической части (прибора с высокой разрешающей силой) заменяется моделью фотоприемника, максимальная чувствительность которого условно изменяется в зависимости от подачи на него различного напряжения смещения, что позволяет развернуть спектрограмму по длине волны и получить зависимость интенсивности спектральной линии *I* от длины волны λ : $I = I(\lambda)$. Напряжение на фотоприемнике уже проградуировано в длинах волн.

Пульт управления содержит переключатель «Сеть. Аналоговая часть» и кнопку «Сеть. Цифровая часть VGA». Перед началом работы проверить положения всех ручек регулировки. Ручка регулировки «Высокое напряжение» должна быть повернута до упора против часовой стрелки, а цифровая часть VGA отключена.

Необходимое питание подается на лампу от пульта управления, который соединяется с осветителем специальным кабелем.

После включения трубки включается цифровая часть цепей питания прибора нажатием клавиши «Сеть. Цифровая часть». Это сделано для исключения влияния паразитных переходных процессов во время включения лампы на микропроцессорную систему управления учебной установкой.

Эксперимент состоит из четырех частей. Пользуясь многофункциональной кнопкой «Режим работы. Выбор», расположенной на передней панели лабораторного модуля, можно выбрать необходимый опыт:

1. Снятие спектральной характеристики водороднодейтериевой трубки низкого разрешения 1 нм «Режим низкое разрешение». При этом по нажатию кнопок «Длина волны» либо «Автоскан» осуществляется сканирование спектра с разрешением 1 нм в видимой области 400–700 нм.

2. Исследование изотопической структуры спектральной альфа-линии водородно-дейтериевой трубки «Режим альфа». При этом по нажатию кнопок «Длина волны» либо «Автоскан»

осуществляется сканирование спектра с разрешением 0,01 нм в диапазоне 655,70–656,69 нм.

3. Исследование изотопической структуры спектральной бета-линии водородно-дейтериевой лампы «Режим бета». При этом по нажатию кнопок «Длина волны» либо «Автоскан» осуществляется сканирование спектра с разрешением 0,01 нм в диапазоне 485,57–486,57 нм.

4. Исследование изотопической структуры спектральной гамма-линии водородной-дейтериевой лампы «Режим гамма». При этом по нажатию кнопок «Длина волны» либо «Автоскан» осуществляется сканирование спектра с разрешением 0,01 нм в диапазоне 433,49–434,49 нм.

Исследование дельта-линии с длиной волны излучения водорода $\lambda \delta H \approx 410,17$ нм не проводится вследствие ее малой интенсивности.

Смена режимов работы (переключение эксперимента) осуществляется кнопкой «Режим работы. Выбор».

Спектрограммы низкого и высокого разрешения, полученные с помощью учебной моделирующей установки ФКЛ-24, представлены на рис. 8.8*a*, б.

8.3. Порядок выполнения лабораторной работы

1. Перед включением установки в сеть проверить целостность всех соединительных сигнальных и сетевых проводов. Все работы по подключению комплекса к монитору и осветителю следует выполнять только на отключенных от сети приборах. Разобраться с принципиальными блок-схемами опытов, в назначении кнопок, переключателей и ручек прибора.

2. Подключить осветитель к блоку управления, используя соответствующие провода из комплекта, соединив выходы «Лампа» с соответствующими входами осветителя.

3. Подключить стандартный монитор, имеющий VGA вход, к выходу «Монитор VGA» учебной установки.

4. Включить учебную установку и монитор в сеть ~220 В с помощью прилагаемых силовых сетевых кабелей евростандарта. Поставить переключатель «Сеть. Аналоговая часть» на панели учебного модуля и монитора в положение «Вкл», при этом должен загореться сигнальный индикатор «Сеть».

Рис. 8.8. Спектрограммы, полученные на лабораторной установке ФКЛ-24: *a* – для водородно-дейтериевой лампы с низким разрешением 1 нм; *б* – с высоким разрешением 0,01 нм для альфа-линии. Пунктиром отмечены характерные пики атомарного водорода и изотопическая структура альфа-линии. Видно, что спектральная линия дейтерия D_α несколько смещена влево по длине волны от спектральной линии H_α и имеет меньшую интенсивность, т.к. концентрация дейтерия в лампе меньшая. Изотопический сдвиг определяется как разность λ_H – λ_D = = $\Delta \lambda_{\text{HD изотопич}}$. На спектрограмме *a* хорошо видно, что между

линиями H_α и H_β наблюдается множество размытых пиков молекулярного водорода на уровне фона

5. В начале работы следует включить источник света спектральную трубку типа ТСУ-Н, используя переключатель «Лампа». Затем, медленно вращая ручку «Высокое напряжение» по часовой стрелке, добиться возникновения устойчивого разряда в трубке (обычно напряжение устойчивого разряда составляет 5-6 кВ). Напряжение, подаваемое на трубку, следует отрегулировать таким образом, чтобы происходил устойчивый разряд и наблюдалась приемлемая яркость свечения. Запрещается перекручивать ручку «Высокое напряжение», т.к. при подаче на трубку чрезмерного напряжения возможен выход ее из строя. При включении трубки, особенно с течением времени после интенсивного использования, возможна задержка в развитии ВЧ разряда в газе, поэтому, если трубка не засветилась сразу, ручку ревысокого напряжения рекомендуется поставить гулировки в максимальное положение, вращая ее по часовой стрелке,

и ожидать развития разряда в течение ~1 минуты, после чего сразу убавить напряжение, поступающее на трубку, до значения, обеспечивающего устойчивое свечение и приемлемую яркость излучения.

6. После включения лампы включается цифровая часть цепей питания прибора нажатием клавиши «Сеть. Цифровая часть VGA». Это сделано для исключения влияния паразитных переходных процессов во время включения лампы на микропроцессорную систему управления учебной установкой.

7. Дать установке прогреться в течение трех минут.

8. Приступить к эксперименту по снятию спектрограммы водородной-дейтериевой лампы низкого разрешения 1 нм. Для этого с помощью кнопки «Режим работы/выбор» выберите эксперимент «Низкое разрешение» и начните опыт.

9. Просканировать спектр, нажимая кнопки «Длина волны» либо используя кнопку «Автоскан». Записать результаты измерений в таблицу и построить график зависимости интенсивности от длины волны $I = I(\lambda)$. Спектрограмма должна иметь вид, аналогичный рис. 8.8*a*. Сканирование спектра может осуществляться как по нажатию кнопок «Длина волны», так и в автоматическом режиме, для этого следует нажать кнопку «Автоскан». После окончания сканирования спектра кнопку необходимо отжать.

10. Переключиться в режим высокого разрешения 0,01 нм и повторить действия п. 9 для исследования изотопической структуры альфа-линии водородно-дейтериевой лампы (рис. 8.9). Для этого следует нажать кнопку «Режим работы/выбор», расположенную на передней панели лабораторного модуля. Просканировать спектр, полученная спектрограмма должна иметь вид, аналогичный рис. 8.86.

11. Повторять действия по снятию спектрограмм высокого разрешения, аналогичные п. 9–10 для всех линий водороднодейтериевой лампы. Все полученные спектрограммы изотопической структуры должны иметь вид, аналогичный рис. 8.8*б*.

12. По полученной спектрограмме низкого разрешения 1 нм определить координаты пиков (центры пиков) как длины волн излучения альфа-, бета-, гамма- и дельта-линий, соответствующие линиям серии Бальмера атомарного водорода (см. рис. 8.8*a*): λ_{Hα}, λ_{Hβ}, λ_{Hγ}, λ_{Hδ}.
13. Сравнить измеренные значения длин волн в серии Бальмера с табличными значениями, приведенными в табл. 8.1.

14. Для серии Бальмера формула (8.16) перепишется в виде:

$$\frac{1}{\lambda} = R \cdot \left(\frac{1}{4} - \frac{1}{n_2^2}\right). \tag{8.44}$$

15. С помощью формулы (3.1) вычислить для каждой линии $\lambda_{\text{H}\alpha}$, $\lambda_{\text{H}\beta}$, $\lambda_{\text{H}\gamma}$, $\lambda_{\text{H}\delta}$ постоянную Ридберга R_j . Все вычисления производить в СИ. Вычислить и записать среднее значение $<\!R\!>$.

16. Из формулы $R = \frac{me^4}{64\pi^3 \epsilon_0^2 c\hbar^3}$ получить выражение для вычисления постоянной Планка. Используя среднее значение $\langle R \rangle$, с помощью этого выражения вычислить постоянную Планка.

При вычислении принять: $m = 9.10^{-31}$ кг, $e = 1.6 \cdot 10^{-19}$ Кл, $\varepsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12} \text{ Ф/м}, c = 3.10^8 \text{ м/c}.$

17. Сравнить полученное значение постоянной Ридберга $R_{3\kappa cnep.}$ с теоретическим значением $R_{\text{теор.}} = \frac{me^4}{64\pi^3 \varepsilon_0^2 c\hbar^3} = \frac{k^2 me^4}{4\pi c\hbar^3} = 1,096 \cdot 10^7 \text{m}^{-1}.$

18. По полученным спектрограммам высокого разрешения для каждой линии (альфа, бета и гамма) определить координаты пиков (их центры) как длины волн, соответствующие линиям водорода Н и дейтерия D (см. рис. 8.86).

19. Рассчитать экспериментальное значение величины изотопического сдвига $\lambda_{\rm H} - \lambda_{\rm D} = \Delta \lambda_{\rm HD}$ _{экспер. изотопич.} в структуре каждой из линий водородно-дейтериевой лампы, спектр которой был снят с высоким разрешением 0,01 нм.

20. По формуле (8.43) рассчитать экспериментальное значение отношения массы электрона к массе протона $\left(\frac{m_e}{m_p}\right)_{_{3 \text{кспер.}}}$ по величине изотопического сдвига $\Delta\lambda_{\text{HD экспер. изотопич.}}$, найденного для каждой линии излучения серии Бальмера из снятых вами спектрограмм высокого разрешения. По результатам расчетов определить среднее значение $<\left(\frac{m_e}{m_p}\right)_{_{3 \text{кспер.}}} >$ и сравнить его с табличными данными. Все расчеты производить в СИ.

21. Рассчитать по формуле (8.42) теоретическое значение изотопического смещения для каждой линии излучения серии

Бальмера в спектре водородно-дейтериевой лампы. При расчетах принять: масса электрона $m_e = m = 9 \cdot 10^{-31}$ кг; масса ядра атома водорода (масса протона) $M_{\rm H} = m_{\rm p} = 1,67 \cdot 10^{-27}$ кг; $\lambda_{\rm H} -$ длина волны излучения атома водорода для данной линии.

22. Сравнить полученные результаты с данными табл. 8.1. Объяснить возможные расхождения в расчетах и сделать выводы о точности эксперимента. При сравнении результатов учесть, что все данные в табл. 8.1 приведены в Ангстремах (1 Å = 0,1 нм = 10^{-10} м).

23. По окончании работы следует сначала отключить цифровую часть кнопкой «Сеть. Цифровая часть», при этом отключится измерительная система, затем выключить аналоговую часть переключателем «Сеть. Аналоговая часть».



Рис. 8.9. Определение положения центра пика. Показана изотопическая структура альфа-линии спектра испускания водороднодейтериевой лампы

Контрольные вопросы

1. Воспользовавшись квазиклассической теорией Бора, получить формулу для энергии электрона E_n в однократно ионизированном атоме гелия. В чем, по вашему мнению, основной недостаток теории Бора?

2. Пользуясь энергетической диаграммой для атома водорода, представленной на рис. 8.1, определите энергию ионизации атома водорода. Определить по той же диаграмме первый потенциал возбуждения атома водорода.

3. Что такое линейчатый и сплошной спектр? Какой спектр вы наблюдали в этом опыте?

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

5. Получите обобщенную формулу Бальмера (8.16) и выражение *R*_{теоретич.} через основные константы.

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

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

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

9. Объясните причины размытия энергетических уровней электрона в атоме. Какой уровень будет «размыт» в наименьшей степени. Почему?

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

11. Как вы думаете, как меняется после включения высокого напряжения сопротивление газоразрядного промежутка в лампах ДВС-25? 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?

12. Какова физическая природа изотопического эффекта?

13. Как зависит постоянная Ридберга от массы ядра?

14. Вывести рабочую формулу для определения $\left(\frac{m_e}{m_p}\right)$ из спектроскопических измерений.

Список литературы

1. Трофимова, Т. И. Курс физики. – 20-е изд., стер. – Москва : Академия, 2014. – 560 с.

2. Яворский, Б. М. Курс физики / Б. М. Яворский, А. А. Детлаф. – 9-е изд., стер. – Москва : Академия, 2014. – 720 с.

3. Основы электроники : учебное пособие. Лабораторный практикум / С.Н. Лехин. – Санкт-Петербург ; Псков : Изд-во СПбГПУ, 2004. – 168с.: ил.

4. Савельев, И. В. Курс физики. Т. 3. – Москва : Наука, 1978.

5. Фриш, С. Э. Оптические спектры атомов. – Москва : Ленинград : Гос. изд-во физико-математ. лит-ры, 1963, гл. 3, §39, гл.4, § 71, 72, 74.

6. Каган, Ю. М. Исследование положительного столба разряда в парах ртути при средних давлениях / Ю. М. Каган, Г. А. Соболева // Оптика и спектроскопия. – 1992. – Т. 33, вып. 1, № 6.

7. Методические указания к выполнению домашних заданий по квантовой физике / сост.: Г. А. Соболева, В. Л. Володькина ; под ред. Н. А. Ярышева. – Ленинград : Лен. ин-т точной механики и оптики, 1986.

8. Собельман, И. И. Введение в теорию атомных спектров. – Москва : Наука, 1977.

9. Шпольский, Э. В. Атомная физика. Т. 1. – Москва : Наука, 1974.

10. Шпольский, Э. В. Атомная физика. Т. 2. – Москва : Наука, 1974.

11. Грибов, Л. А. Введение в молекулярную спектроскопию. – Москва : Наука, 1976.

12. Савельев, И. В. Курс общей физики. Т. 2. – Москва : Высш. шк., 1999.

13. Иродов, И. Е. Квантовая физика. Основные законы. – Москва, 2002.

14. Рохлин, Г. Н. Разрядные источники света. – Москва : Энергоатомиздат, 1991.

15. Лабораторный практикум по физике / под ред. К. А. Барсукова. – Москва, 1988.

16. Давыдов, А. С. Квантовая механика. – 2-е изд. – Москва : Наука, 1973.

17. Елютин, П. В. Квантовая механика с задачами. – Москва : Наука, 1976.

18. Гольдман, И. И. Сборник задач по квантовой механике. – Москва, 1957.

19. Фугенфиров, М. И. Электрические схемы с газоразрядными лампами. – Москва : Энергия, 1974.

20. Афанасьев, Е. И. Источники света и пускорегулирующая аппаратура : учебник для техникумов / Е. И. Афанасьев, В. М. Скобелев. – 2-е изд., перераб. – Москва : Энергоатомиздат, 1986. – 272 с.

21. Курс физики / под ред. В.Н. Лозовского. – Санкт-Петербург, 2001.

22. Большая физическая энциклопедия. В 5 т. – Москва : Большая Российская энциклопедия, 1994.

Приложение

Построение парной линейной регрессии методом наименьших квадратов (МНК) и анализ ее качества в пакетах электронных таблиц

При построении графиков, которые имеют линейный вид, предполагают, что они описываются зависимостью вида:

$$y = f(x) = a + bx$$

В математической статистике это называется построением парной линейной регрессии. Далее, коэффициенты *a* и *b* находятся с помощью метода наименьших квадратов, который предполагает минимизацию суммы квадратов отклонений как функции двух переменных *a* и *b*:

$$Q(a,b) = \sum_{i} \left[y_i - (a+bx_i) \right]^2 \to \min,$$

где (x_i, y_i) – всё множество точек из фиксированного набора данных, которые предполагается описывать линейной зависимостью. Это приводит нас к обычной задачи на нахождение минимума функции двух переменных. Тогда расчетные формулы для коэффициентов примут вид:

$$b = \frac{\overline{(y \cdot x)} - \overline{y} \cdot \overline{x}}{\overline{x^2} - (\overline{x})^2}$$

И

$$a=\overline{y}-b\cdot\overline{x},$$

где черта над символом означает усреднение данной величины по всем имеющимся значениям.

В связи с большим количеством исходных данных все вычисления рекомендуется выполнять на PC с помощью электронных таблиц типа Excel, LibreOffice, OpenOffice. Исходные данные размещаются в электронной таблице в виде двух строк или столбцов. Далее, в списке встроенных функций следует выбрать раздел «Статистические». В пакете Excel коэффициент a находится с помощью функции «Отрезок», а коэффициент bс помощью функции «Наклон». Аналогичную роль в пакетах LibreOffice и OpenOffice выполняют функции "Intercept" и "Slope". При вызове эти функции просят указать массив аргументов функции (обозначается как X) и массив значений функции (обозначается как Y). Это действие легко выполняется с помощью курсора. Результат вычислений отображается в той ячейке, из которой вызывалась функция.

При желании можно получить более полную статистику по проделанным вычислениям и с её помощью делать выводы о качестве полученных результатов. Это делается с помощью статистической функции «Линейн» в пакете Excel или с помощью функции "Linest" в пакетах LibreOffice, OpenOffice. Выдача представляет из себя табличку 5 на 2 из 10-ти величин, поэтому перед вызовом функции нужно пометить курсором соответствующее место (2 столбца по 5 ячеек). Функция (как и в предыдущем параграфе) запрашивает массивы исходных данных Ү и Х. В следующей строке запроса следует поставить 1 (или «Истина»), что соответствует требованию вычислить коэффициент а (иначе он будет положен равным нулю). В последней строке запроса следует поставить 1 (или «Истина»), что соответствует требованию предоставить дополнительную статистику. После этого следует нажать комбинацию клавиш Ctrl+Shift+Enter, и мы получим табличку из десяти числовых величин вида:

b	а
S(b)	S(a)
R^2	S
F	df
SSreg	SSresid

где S(a,b) – точечные оценки среднеквадратических отклонений (СКО) коэффициентов регрессии; R^2 – коэффициент детерминации имеет смысл доли общего разброса значений зависимой величины Y объясненной регрессией (принимает значения от 0 до 1; чем ближе к 1, тем ближе зависимость к линейной); S – точечная оценка СКО объясняемой величины (Y) от линейной зависимости; F – значение статистики Фишера используется для оценки статистической значимости коэффициента детерминации; df – эффективное число степеней свободы модели; SS_{reg} и SS_{resid} – регрессионная и остаточная суммы квадратов (используются в дисперсионном анализе).

Для оценки статистической значимости коэффициентов парной линейной регрессии используют *t*-статистику Стьюдента. Нужно вычислить модуль отношения коэффициента к его СКО, например, $t_{\text{наблюдаемое}} = |b/S(b)|$, далее вычислить *p* используя статистическую функцию «Стьюдент.расп» в пакете Excel или "Tdist" в пакетах LibreOffice, OpenOffice. В ней в первом окне запроса вводится вычисленное $t_{\text{наблюдаемое}}$, во втором окне – число степеней свободы *df*, в третьем – число 1. После этого вычисляется $\alpha = 2(1 - p)$ – вероятность того, что коэффициент статистически незначим. Также можно использовать «грубое» правило, сравнивая $t_{\text{наблюдаемое}}$ с целыми числами 1, 2, 3. Тогда используют следующую терминологию: до 1 – коэффициент не может быть признан значимых; от 1 до 2 – слабая значимость; от 2 до 3 – значимость; более чем 3 – сильная значимость.

Содержание

Введение	3
Лабораторная работа № 1. Изучение внешнего фотоэффекта	
и определение постоянной Планка	5
1.1. Введение	5
1.2. Описание лабораторного оборудования	6
1.3. Технические характеристики	6
1.4. Теоретические сведения	7
1.5. Экспериментальная установка	13
1.6. Порядок выполнения лабораторной работы	14
Контрольные вопросы	16
Лабораторная работа № 2. Полупроводниковые оптические	
генераторы. Определение постоянной Планка на основе	
измерения напряжения включения полупроводниковых	. –
излучающих светодиодов и полупроводникового лазера	17
2.1. Общее техническое описание лабораторной установки	17
2.2. Необходимые теоретические сведения	20
2.3. Порядок выполнения лабораторной работы	23
Лабораторная работа № 3. Изучение закона	
Стефана–Больцмана. Определение зависимости	
энергетической светимости нагретого тела от температуры	26
3.1. Теоретические сведения	26
Теоретическая часть	26
Закон Кирхгофа. Абсолютно черное тело	28
Законы теплового излучения	29
Формула Планка	32
3.2. Методика эксперимента	33
3.3. Порядок выполнения лабораторной работы	34
Контрольные вопросы	35
Лабораторная работа № 4. Определение резонансного	
потенциала атома ртути. Опыт Франка и Герца	36
4.1. Введение	36
4.2. Описание лабораторного оборудования	36
4.3. Технические характеристики	37
4.4. Теоретические сведения	38
4.5. Экспериментальная установка	41
4 6 Порялок выполнения дабораторной работы	
Контрольные вопросы	
	13
лаоораторная раоота № 5. исследование поглощения и	11
пропускания света	44

5.1. Теоретические сведения	44
5.2. Описание лабораторного оборудования	49
5.3. Порядок выполнения лабораторной работы	54
Контрольные вопросы	60
Παδαρατορίας ραδότα Νο 6 Μάτατι μμφρορότο εποιστρομάτρο	
Изучение спектров шелочных металлов на примере атома	
натрия. Изучение тонкой структуры энергетических уровней	
атома натрия	
61 Теоретические свеления	
Полный момент импульса электрона	
Момент импульса многоэлектронного атома	63
Структура энергетических уровней многоэлектронных атомог	3.67
«Внутренний» эффект Зеемана. Тонкая структура	
спектральных линий	68
6.2. Экспериментальная установка	73
6.3. Порядок выполнения лабораторной работы	74
Контрольные вопросы	76
лаобраторная работа ле 7. Изучение спектра атома водорода с помощью лифракционной решетки	78
71 Ввеление	78
7.2. Описание пабораторного оборудования	78
7.3. Технические характеристики	79
7.4. Теолетические свеления	80
Молели атома Томсона и Резерфорда	80
Поступаты Бора	81
7 5 Метолика эксперимента	86
7.6 Порядок выполнения дабораторной работы	
Контрольные вопросы	
Лаоораторная расота № 8. Исследование изотопического	00
сдвига в спектрах водорода и деитерия	90
8.1. Георетические сведения	90
уровни энергии и спектр атома водорода	90
Атом водорода в модели атома вора	92
	90
8.2. Экспериментальная установка	104
6.5. Порядок выполнения лаоораторной работы	110
Контрольные вопросы	110
Список литературы	.112
приложение	. 1 1 4

Учебное издание

Масликов Александр Альбертович

Общий физический практикум: атомная физика

ПРАКТИКУМ

Редактор Ю. С. Цепилова Технический редактор Ю. С. Цепилова Компьютерная верстка Ю. С. Цепилова Корректор Ю. С. Цепилова

Подписано в печать . Формат 60×84/16. Усл. печ. л. 6,97. Тираж 40 экз. Заказ № 2.

ФГБОУ ВО «Университет «Дубна» 141980, г. Дубна Московской обл., ул. Университетская, 19