

Министерство образования Республики Беларусь
Учреждение образования «Витебский государственный
университет имени П.М. Машерова»
Кафедра инженерной физики

ОБЩАЯ ФИЗИКА (АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА)

*Методические рекомендации
к выполнению лабораторных работ*

*Витебск
ВГУ имени П.М. Машерова
2022*

УДК 539.18(075.8)
ББК 22.383я73+22.384я73
О-28

Печатается по решению научно-методического совета учреждения образования «Витебский государственный университет имени П.М. Машерова». Протокол № 4 от 05.05.2022.

Составители: доцент кафедры инженерной физики ВГУ имени П.М. Машерова **И.Ф. Кашевич**; старший преподаватель кафедры инженерной физики ВГУ имени П.М. Машерова **Т.И. Сапелко**

Р е ц е н з е н т :
заведующий кафедрой прикладного и системного программирования
ВГУ имени П.М. Машерова,
кандидат физико-математических наук *С.А. Ермоченко*

Общая физика (атомная и ядерная физика) : методические рекомендации к выполнению лабораторных работ / сост.: И.Ф. Кашевич, Т.И. Сапелко. – Витебск : ВГУ имени П.М. Машерова, 2022. – 52 с.

Методические рекомендации к выполнению лабораторных работ подготовлены в соответствии с учебной программой по общей физике для специальности 1-98 01 01-02 Компьютерная безопасность (радиофизические методы и программно-технические средства). Комплексное обеспечение информационной безопасности телекоммуникационных и информационных систем. Содержат теорию, методику выполнения, контрольные вопросы защиты лабораторных работ, справочный материал и список литературы.

Данное издание предназначено для изучения теоретического материала и отработки практических навыков при освоении дисциплины «Общая физика (атомная и ядерная физика)».

УДК 539.18(075.8)
ББК 22.383я73+22.384я73

© ВГУ имени П.М. Машерова, 2022

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	4
Методы вычисления погрешностей	7
Лабораторная работа 1. Определение красной границы фотоэффекта ..	9
Лабораторная работа 2. Опыт Резерфорда (рассеяние α -частиц на атомных ядрах)	13
Лабораторная работа 3. Изучение спектра атома водорода	18
Лабораторная работа 4. Определение потенциала возбуждения атома методом Франка и Герца	27
Лабораторная работа 5. Дифракция электронов	30
Лабораторная работа 6. Изучение работы лазера	37
Лабораторная работа 7. Проверка соотношения неопределенностей для фотонов	43
Лабораторная работа 8. Элементы дозиметрии ионизирующих излучений	47
ЛИТЕРАТУРА	51

ВВЕДЕНИЕ

Одной из основных целей проведения лабораторного практикума по физике является формирование у Вас, глубокоуважаемый студент, ряда специальных профессиональных компетенций, а именно:

- способность применять на практике базовые знания и навыки;
- способность эксплуатировать современную физическую аппаратуру и оборудование;
- способность использовать специализированные знания в области физики для освоения физических дисциплин;
- владение культурой естественнонаучного мышления, способность к обобщению, анализу, восприятию значимой информации;
- способность осуществлять научное исследование в образовательной и научной области под преподавателя.

Вам придется решать ряд задач, которые позволяют научиться:

- понимать актуальность изучаемого в данной работе физического явления;
- объяснять физическую суть изучаемого в данной работе явления;
- объяснять физические основы используемой в работе методики измерений, обосновывать последовательность действий при выполнении.

Результат учебного эксперимента – умение студентов проводить эксперимент, т.е. усвоенные Вами знания об эксперименте как методе исследования, о деятельности по его осуществлению и умения, необходимые для его грамотного проведения.

Выполнение лабораторной работы есть определенная последовательность действий:

- подготовка к эксперименту;
- проведение измерений;
- обработка полученных результатов;
- формулировка выводов и написание отчета.

Для грамотного и быстрого их выполнения у каждого из Вас должна сложиться определенная система знаний и умений, которая обеспечит правильное и рациональное исполнение действия. Другими словами, всякому действию должны предшествовать обосновывающие его знания. В данном случае это не только описание конкретной лабораторной работы, но и определенные разделы курса, а также знания по физике и математике, полученные Вами, и умение пользоваться методическими указаниями по обработке экспериментальных результатов, назначению и устройству современных измерительных приборов.

Поэтому выполнение каждой лабораторной работы по физике необходимо начинать с изучения ее описания, и приведения знаний в систему, а именно:

– ясно представить себе общую цель данной конкретной лабораторной работы и последовательность задач, решение которых приведет к достижению окончательной цели;

– знать, какое физическое явление изучается в данной работе и какими зависимостями связаны величины его описывающие;

– знать основные особенности объекта исследования (образец, поток частиц, излучение);

– изучить и уметь объяснить физические основы используемых в работе методов измерения искомых величин;

– уметь нарисовать принципиальную схему используемой установки и знать назначение каждого из ее узлов;

– знать последовательность выполнения этапов лабораторной работы;

– иметь общее представление об ожидаемых результатах проводимого эксперимента и суметь выбрать метод, нужный для их математической обработки.

Только такая основательная и систематическая подготовка к каждой работе позволит сознательно выполнять лабораторные работы по физике и целенаправленно вырабатывать у себя необходимые для Вашей будущей деятельности умения и навыки.

Проверять степень своей готовности к выполнению каждой конкретной работы нужно с помощью приводимых ниже обобщенных контрольных вопросов. Они являются общими для всех работ физического практикума. Поэтому полезно (для экономии времени) не только обязательно отвечать на них, готовясь к работе, но и запомнить их как общий принцип подхода к выполнению лабораторных работ вообще.

Обобщенные контрольные вопросы

1. В чём актуальность проведения данной работы?
2. Какова цель работы?
3. Какие сущностные связи характерны для исследуемого физического явления?
4. Каковы возможные экспериментальные пути для проверки сущностных причинно-следственных связей исследуемого физического явления?
5. Что представляет собой объект исследования в данной работе?
6. Какие физические явления положены в основу экспериментального метода определения искомой величины (величин)?
7. Какие допущения сделаны в теории метода?
8. Какая теоретическая зависимость может быть проверена в данном конкретном опыте?
9. Какие конкретные задачи в ходе проведения измерений придется решать для достижения цели?
10. Каково назначение отдельных узлов экспериментальной установки?

11. Какие требования техники безопасности необходимо соблюдать при выполнении данного учебного эксперимента?

12. Какие меры нужно принимать в ходе эксперимента для предупреждения и исключения вредных воздействий на окружающую среду?

13. Какие таблицы нужны в протоколе для записи и начальной обработки результатов измерений?

14. Какие зависимости должны быть построены по полученным данным?

15. Какое уравнение (или система) позволяет найти искомую величину или нужную зависимость на основании опытных данных?

16. Какие постоянные (табличные данные, параметры образца и установки) нужны для определения искомой величины по данным опыта?

17. Как будет определена погрешность прямых измерений?

18. Как придется оценивать погрешность конечного результата?

19. Как можно проверить достоверность полученных экспериментальных результатов?

20. Совпадает ли результат эксперимента с предсказанием теории?

21. Чем вызвано расхождение результатов эксперимента и теории?

22. Можно ли сопоставить результаты эксперимента с литературными данными?

23. Достигнута ли цель работы?

На вопросы 1–9 Вы должны ответить при подготовке к работе и отразить эти ответы в конспекте. На вопросы 10–12 – при непосредственном знакомстве с установкой и в ходе беседы при допуске к работе. На последнюю группу вопросов 13–23 – в ходе опыта, обработки результатов, их систематизации и описании в отчете.

Проведя эксперимент, необходимо вычислять не только значение физической величины, но и погрешность ее измерения, используя особые приемы и методы, разработанные математиками, т.е. выполнять математическую обработку результатов измерений.

Успешной работы!

Методы вычисления погрешностей

Никакое измерение не дает истинного значения определяемой величины. Всякое измерение сопровождается той или иной ошибкой, или погрешностью. Поэтому недостаточно знать только результат измерения, необходимо еще определить величину допущенной погрешности. Погрешности делятся на *систематические* и *случайные*.

Систематические ошибки возникают из-за неисправности или несовершенства измерительных приборов. Например, из-за смещения нуля измерительных приборов (амперметра, вольтметра и др.) все отсчеты будут искажены. Такие недостатки приборов изменяют результат измерений всегда в одну сторону, или увеличивая, или уменьшая его.

Систематические ошибки могут быть допущены также в процессе работы, если теория опыта недостаточно разработана и не учтены все причины, влияющие на точность измерений. Например, при определении сопротивления проводников, растворов не учтена поправка на температуру и т.д.

Систематические ошибки могут быть значительно уменьшены при более тщательном изучении приборов и устранения их недостатков, при более подробной разработке теории опыта и введении поправочных коэффициентов в результат измерений. Характерно, что увеличение числа измерений не уменьшит систематических ошибок.

Случайные ошибки вызываются неточностью отсчета, которую невольно допускает каждый экспериментатор. Например, недостаток органов зрения, органов слуха, реакции включения и выключения приборов отсчета времени и т.д.

В отличие от систематических случайные ошибки могут изменять результат измерений в обе стороны, т.е. увеличивать или уменьшать его. Поэтому для уменьшения влияния случайных ошибок необходимо всякое измерение проводить несколько раз ($x_1, x_2, x_3, \dots, x_n$).

Случайные ошибки подчиняются законам вероятности. Это значит, если при каком-либо измерении получится результат больше истинного, то при следующих измерениях столь же вероятно может получиться результат меньше истинного. Очевидно, многократные повторения одного и того же измерения уменьшают влияние случайных ошибок, так как нет основания считать отклонение от истинного значения в одну сторону более вероятным, чем в другую, и среднее арифметическое из большого числа измерений будет ближе к истинному значению, чем отдельные измерения.

Математический аппарат вычисления случайных ошибок прямых измерений

1. При измерении какой-либо величины получают ряд значений:

$$(x_1, x_2, x_3, \dots, x_n) \quad (1)$$

2. Вычисляют среднее арифметическое значение измеряемой величины:

$$\langle x \rangle = x_{cp} = \frac{x_1 + x_2 + x_3 + \dots + x_n}{n} \quad (2)$$

3. Вычисляют отклонения отдельного измерения от среднего арифметического значения, т.е. абсолютную ошибку:

$$\Delta x_1 = |x_{cp} - x_1|; \Delta x_2 = |x_{cp} - x_2|; \Delta x_3 = |x_{cp} - x_3|; \dots; \Delta x_n = |x_{cp} - x_n|. \quad (3)$$

4. Вычисляют среднее арифметическое численных значений отдельных абсолютных ошибок, т.е. **среднюю абсолютную ошибку** всех измерений записывают как:

$$\langle \Delta x \rangle = \Delta x_{cp} = \frac{\Delta x_1 + \Delta x_2 + \Delta x_3 + \dots + \Delta x_n}{n} \quad (4)$$

5. Тогда результат измерения:

$$x = \langle x \rangle \pm \langle \Delta x \rangle \quad (5)$$

6. Отношение средней абсолютной ошибки всех измерений $\langle \Delta x \rangle$ к среднему арифметическому значению $\langle x \rangle$ измеряемых величин называется **средней относительной ошибкой**:

$$\varepsilon = \delta = \frac{\langle \Delta x \rangle}{\langle x \rangle} 100\% \quad (6)$$

Пример:

1. Пусть при $n=3$ измерений сопротивления проволоки с помощью прибора ЕС-11 получены следующие числовые значения ($x_1, x_2, x_3, \dots, x_n$):

$$R_1 = 5,0 \text{ Ом}; \quad R_2 = 4,9 \text{ Ом}; \quad R_3 = 5,1 \text{ Ом}.$$

2. Найдем среднее арифметическое значение величины по формуле (2):

$$\langle R \rangle = \frac{5,0 + 4,9 + 5,1}{3} = 5,0 \text{ (Ом)}$$

3. Вычислим абсолютные ошибки измерения по формуле (3):

$$\Delta R_1 = |5,0 - 5,0| = 0 \text{ (Ом)}; \quad \Delta R_2 = |5,0 - 4,9| = 0,1 \text{ (Ом)}; \quad \Delta R_3 = |5,0 - 5,1| = 0,1 \text{ (Ом)}$$

4. Вычислим среднюю абсолютную ошибку по формуле (4):

$$\langle \Delta R \rangle = \frac{0 + 0,1 + 0,1}{3} = 0,07 \text{ (Ом)}$$

5. Запишем результат измерения по формуле (5):

$$R = (5,0 \pm 0,07) \text{ Ом}.$$

6. Определим относительную ошибку измерения по формуле (6):

$$\varepsilon = \frac{\langle \Delta R \rangle}{\langle R \rangle} \cdot 100\% = \frac{0,07}{5,0} \cdot 100\% = 1,4\%$$

Лабораторная работа 1

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КРАСНОЙ ГРАНИЦЫ ФОТОЭФФЕКТА

Цель работы: Определить красную границу фотоэффекта, работу выхода электронов из фотокатода.

Оборудование: ФЭУ-2 – фотоэлектронный умножитель с фотокатодом; осветитель (лампа накаливания); набор светофильтров; вольтметр Щ 304-1.

Основные теоретические положения работы

Фотоэлектрический эффект – вырывание электронов из атомов и молекул вещества под действием света – впервые был обнаружен в 1887 г. Г. Герцем. Он заметил, что проскакивание искры между электродами разрядника облегчается, если отрицательно заряженный электрод осветить ультрафиолетовыми лучами.

Если электроны, выбитые светом, вылетают за пределы вещества, фотоэффект называют *внешним*, он наблюдается главным образом у металлов. Если же оторванные от своих атомов или молекул электроны остаются внутри освещаемого вещества в качестве свободных, фотоэффект называют *внутренним*, он наблюдается у некоторых полупроводников и в меньшей степени у диэлектриков. Явление внешнего фотоэффекта впервые было исследовано А.Г. Столетовым в 1890 г.

Опытным путем он сформулировал следующие положения:

1. Сила фототока насыщения, возникающая при освещении монохроматическим светом, пропорциональна световому потоку, падающему на катод.
2. Скорость фотоэлектронов увеличивается с ростом частоты (с уменьшением длины волны) падающего света и не зависит от интенсивности светового потока.
3. Независимо от интенсивности светового потока фотоэффект начинается только при определенной для данного металла минимальной частоте (максимальной длине волны) света, называемой *красной границей фотоэффекта*.

Классическая теория рассматривала фотоэффект следующим образом: падающая на металл электромагнитная волна приводит электроны, находящиеся вблизи поверхности металла в колебательное движение с амплитудой, пропорциональной интенсивности падающего света. Чем больше интенсивность падающей световой волны, тем больше электронов получают энергию, достаточную для вылета из катода, и тем больше будет ток насыщения.

Такая картина объясняла первый закон фотоэффекта, но из этих же рассуждений следовало, что кинетическая энергия вылетающих электронов также должна быть пропорциональна интенсивности падающего света, а это противоречит второму закону фотоэффекта. Красной границы по классической теории тоже не должно быть – фотоэффект должен был бы наблюдаться на любых частотах, но при разных освещенностях, так как энергия волны пропорциональна квадрату амплитуды и квадрату частоты.

Чтобы объяснить закономерности фотоэффекта А. Эйнштейн использовал и развил квантовую гипотезу Планка: он предположил, что излучение не только испускается, но и распространяется, и поглощается также отдельными порциями – квантами, каждый из которых локализован в пространстве и имеет энергию $h\nu$.

По Эйнштейну, внешний фотоэффект представляет собой взаимодействие электрона с одним квантом. Электрон, находящийся внутри вещества, поглотив квант излучения, либо покинет вещество, либо останется внутри него. Это зависит от того, что больше: энергия поглощенного кванта $h\nu$ или работа выхода электрона. Если энергия кванта больше работы выхода A_0 , электрон сможет покинуть катод, совершив работу выхода, а превышающая ее часть энергии кванта пойдет на придание фотоэлектрону кинетической энергии

$$h\nu = A + \frac{m_e v^2}{2} \quad (1)$$

– *уравнение Эйнштейна для внешнего фотоэффекта*. Оно представляет собой закон сохранения и превращения энергии применительно к фотоэффекту и позволяет объяснить все его законы: работа выхода электрона из металла зависит только от природы вещества (находится по справочным данным), поэтому для данного фотокатода скорость фотоэлектронов действительно должна зависеть от частоты света, а не от его интенсивности.

Становится понятным и существование красной границы фотоэффекта ν_0 – с уменьшением частоты падающего света уменьшается поглощенная электроном энергия, и когда она станет равна работе выхода, фототок прекратится:

$$h\nu_0 = \hbar\omega_0 = A \quad (2)$$

то есть красная граница фотоэффекта зависит только от природы вещества.

Наконец, каждый из квантов взаимодействует лишь с одним электроном, общее число фотоэлектронов должно быть пропорционально числу падающих квантов, то есть интенсивности света.

С учетом соотношения (2) уравнение Эйнштейна можно переписать в виде:

$$\hbar(\omega - \omega_0) = \frac{m_e v^2}{2} \quad (3)$$

или

$$\hbar(\omega - \omega_0) = eU_s \quad (4)$$

Если значения ω и ω_0 известны, то, определив величину задерживающего потенциала U_s , можно определить постоянную Планка. Совпадение найденного по этой формуле значения h с результатами ее измерения в опытах с тепловым излучением абсолютно черного тела подтверждает справедливость уравнения Эйнштейна.

Описание экспериментальной установки

При облучении фотокатода монохроматическим светом образующийся поток фотоэлектронов создает в цепи ФЭУ-2 напряжение, которое регистрируется с помощью вольтметра. Схема включения ФЭУ-2 изображена на рисунке 1.

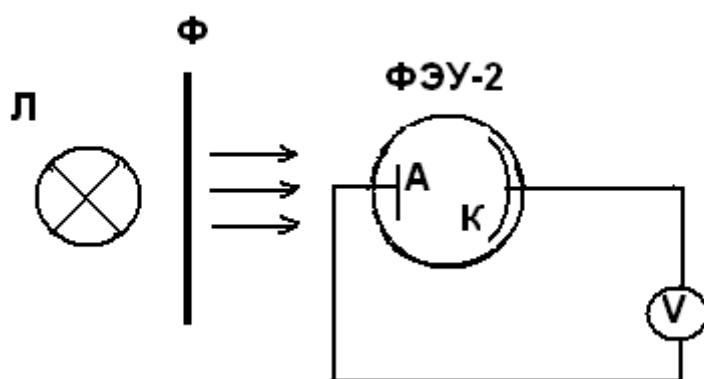


Рисунок 1.

ФЭУ-2 – фотоэлектронный умножитель с фотокатодом;
 Л – осветитель (лампа накаливания);
 Ф- светофильтр;
 V – вольтметр Щ 304-1.

Порядок выполнения работы

1. Включить вольтметр Щ 304-1 в сеть и прогреть его в течение 5 минут.
2. Включить источник света.
3. Расположить перед окном ФЭУ-2 светофильтр с определенной длиной волны (длина волны для каждого светофильтра указана в таблице 2. Облучить фотокатод в течение 0,5-1 минуты. Измерить напряжение на вольтметре.
4. Выполнить пункт 3 для 14-16 светофильтров с резкими границами пропускания света, расположенными в различных местах видимой части спектра.
5. Результаты занести в таблицу 1.

Таблица 1

№ п/п	Светофильтр	λ , нм	ω , с ⁻¹	U, В

6. Построить график $U = f(\omega)$.

7. Определить красную границу фотоэффекта путем экстраполяции полученного графика. По формуле (2) вычислить работу выхода электронов. Ответ представить в Дж и эВ.

8. Подвести краткие итоги работы, сделать выводы.

Таблица 2

№ п/п	Марка стекла	Длина волны λ , нм
1	ЖС10	390
2	ЖС11	420
3	ЖС12	450
4	ЖС16	470
5	ЖС17	490
6	ЖС18	510
7	ОС11	535
8	ОС12	550
9	ОС13	565
10	ОС14	580
11	КС10	600
12	КС13	630
13	КС15	650
14	КС17	670
15	КС18	685
16	КС19	700

Контрольные вопросы

1. В чем состоит явление фотоэффекта?
2. Каковы основные законы внешнего фотоэффекта?
3. Объясните с помощью уравнения Эйнштейна законы внешнего фотоэффекта.
4. Какие свойства света проявляются при фотоэффекте?
5. Почему показания вольтметра различны при облучении фотокатода светом различной частоты?

Лабораторная работа 2

ОПЫТ РЕЗЕРФОРДА (РАССЕЯНИЕ α -ЧАСТИЦ НА АТОМНЫХ ЯДРАХ)

Цель работы: расчет радиуса ядра атома методами компьютерного моделирования.

Основные теоретические положения работы

Для того, чтобы выяснить характер распределения положительных и отрицательных зарядов в атоме, было необходимо опытное зондирование внутренних областей атома. Такое зондирование осуществили Резерфорд и его сотрудники с помощью α -частиц, наблюдая изменение направления их полета при прохождении через тонкие слои вещества.

Опыт осуществлялся следующим образом (рисунок 1).

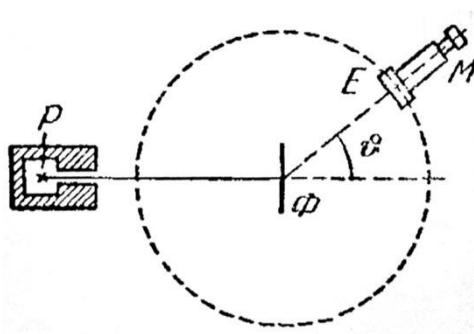


Рисунок 1

Внутри полости, сделанной в куске свинца, помещалось радиоактивное вещество P , служившее источником α -частиц. Вследствие сильного торможения в свинце α -частицы могли выходить наружу только через узкое отверстие. На пути, полученного таким образом узкого пучка α -частиц располагалась тонкая металлическая фольга Φ . При прохождении через фольгу α -частицы отклонялись от первоначального направления движения на различные углы θ . Рассеянные α -частицы ударялись об экран E , покрытый сернистым цинком, и вызываемые ими сцинтилляции наблюдались в микроскоп M . Микроскоп и экран можно было вращать вокруг оси, проходящей через центр рассеивающей фольги, и устанавливать таким образом под любым углом θ . Весь прибор помещался в откачанный кожух, чтобы устранить торможение α -частиц за счет столкновений с молекулами воздуха.

Оказалось, что некоторое количество α -частиц рассеивается на очень большие углы (почти до 180°). Проанализировав результаты опыта, Резерфорд пришел к выводу, что столь сильное отклонение α -частиц возможно только в том случае, если внутри атома имеется сильное электрическое поле, которое создается зарядом, связанным с большой массой и сконцентрированным в очень малом объеме. Основываясь на этом выводе, Резерфорд предложил в 1911 г. ядерную модель атома. Согласно предложению Резерфорда атом представляет собой систему зарядов, в центре которой расположено тяжелое положительное ядро с зарядом Ze , имеющее размеры, не превышающие 10^{-12} см, а вокруг ядра расположены Z электронов, распределенных по всему объему, занимаемому атомом. Почти вся масса атома сосредоточена в ядре.

Исходя из таких предложений, Резерфорд разработал количественную теорию рассеяния α -частиц и вывел формулу для распределения рассеянных частиц по значениям угла θ . При выводе формулы Резерфорд рассуждал следующим образом. Отклонения α -частиц обусловлены воздействием на них со стороны атомных ядер. Заметного

отклонения из-за взаимодействия с электронами не может быть, поскольку масса электрона на четыре порядка меньше массы α -частицы. Когда частица пролетает вблизи ядра, на нее действует кулоновская сила отталкивания:

$$f = \frac{2Ze^2}{r^2} \quad (1)$$

Траектория частицы в этом случае представляет собой гиперболу, асимптоты которой образуют между собой угол θ (рисунок 2, а).

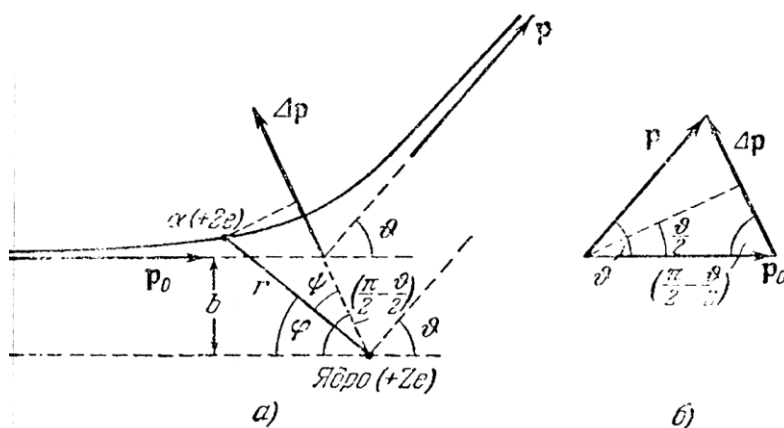


Рисунок 2

Этот угол характеризует отклонение частицы от первоначального направления. Расстояние b от ядра до первоначального направления полета α -частицы называется прицельным параметром. Чем ближе пролетает частица от ядра, тем сильнее она отклоняется. Между величинами b и θ имеется простое соотношение, которое мы сейчас выведем. Из закона сохранения энергии следует, что вдали от ядра величина импульса p рассеянной частицы будет такой же, как и величина импульса p_0 до рассеяния: $p = p_0$. Следовательно (рисунок 2б) для модуля приращения вектора импульса частицы, возникающего в результате рассеяния, можно написать выражение:

$$|\Delta p| = 2p_0 \sin \frac{\theta}{2} = 2m_\alpha v \sin \frac{\theta}{2} \quad (2)$$

где m_α - масса α -частицы, v - ее начальная скорость.

С другой стороны согласно второму закону Ньютона

$$|\Delta p| = \int f_n dt \quad (3)$$

где f_n - проекция силы (1) на направление вектора Δp (рисунок 3), равная $f \cos \psi$

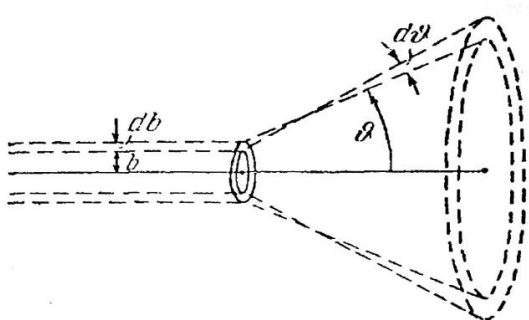


Рисунок 3

Как видно из рисунка 3а и рисунка 3б угол ψ можно заменить через полярный угол φ и угол отклонения θ :

$$\psi = \frac{\pi}{2} - \frac{\theta}{2} - \varphi$$

Из последнего соотношения следует, что

$$f_n = f \cos \psi = f \sin\left(\varphi + \frac{\theta}{2}\right) = \frac{2Ze^2}{r^2} \sin\left(\varphi + \frac{\theta}{2}\right)$$

Подставим это выражение в формулу (3), заменив одновременно dt через $d\varphi/\varphi$:

$$|\Delta \mathbf{p}| = 2Ze^2 \int_0^{\pi-\theta} \frac{\sin(\varphi + \theta/2) d\varphi}{r^2 \varphi} \quad (4)$$

Величина $m_\alpha r^2 \dot{\phi}$ есть не что иное, как момент импульса α -частицы M , взятый относительно рассеивающего ядра. Сила, действующая на α -частицу, является центральной. Поэтому момент M остается все время постоянным и равным своему первоначальному значению $M_0 = m_\alpha v b$. После замены $r^2 \dot{\phi}$ через vb интеграл (4) легко вычисляется:

$$|\Delta \mathbf{p}| = \frac{2Ze^2}{vb} \int_0^{\pi-\theta} \sin\left(\varphi + \frac{\theta}{2}\right) d\varphi = \frac{2Ze^2}{vb} 2 \cos \frac{\theta}{2}$$

Из сопоставления последнего выражения с формулой (2) вытекает, что

$$2m_\alpha v \sin \frac{\theta}{2} = \frac{2Ze^2}{vb} 2 \cos \frac{\theta}{2},$$

Откуда

$$\operatorname{ctg} \frac{\theta}{2} = \frac{m_\alpha v^2}{2Ze^2} b \quad (5)$$

Рассмотрим слой рассеивающего вещества настолько тонкий, чтобы каждая частица при прохождении через него пролетала вблизи только одного ядра, т.е. чтобы каждая частица претерпевала только однократное рассеяние. Для того чтобы испытать рассеяние на угол, лежащий в пределах от θ до $\theta + d\theta$, частица должна пролететь вблизи одного из ядер по траектории, прицельный параметр которой заключен в пределах от b до $b + db$ (рисунок 3), причем $d\theta$ и db , как следует из (5), связаны соотношением:

$$-\frac{1}{\sin^2(\theta/2)} \frac{d\theta}{2} = \frac{m_\alpha v^2}{2Ze^2} db \quad (6)$$

Знак минус в этом выражении обусловлен тем, что с увеличением b ($db > 0$) угол отклонения убывает ($d\theta < 0$). В дальнейшем нас будет интересовать лишь абсолютное значение db в функции θ и $d\theta$, поэтому знак минус мы не будем учитывать.

Обозначим площадь поперечного сечения α -частиц буквой S . Тогда количество атомов рассеивающей фольги на пути пучка можно представить в виде nSd , где n – число атомов в единице объема, а d – толщина фольги. Если α -частицы распределены равномерно по сечению пучка и число их очень велико (что имеет место на самом деле), то относительное количество α -частиц, пролетающего вблизи одного из ядер по траектории с прицельным параметром от b до $b + db$ (и, следовательно, отклоняющихся в пределах углов от θ до $\theta + d\theta$), будет равно (рисунок 4):

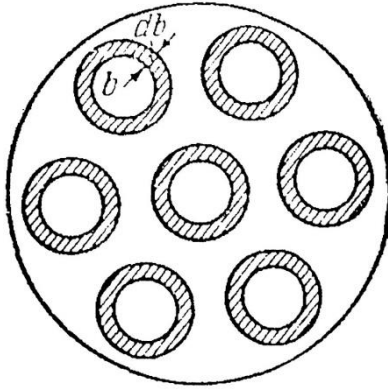


Рисунок 4

$$\frac{dN_{\theta}}{N} = \frac{nSd \cdot 2\pi b \cdot db}{S} = nd \cdot 2\pi b \cdot db \quad (7)$$

В этом выражении dN_{θ} - число частиц, рассеянных в пределах углов от θ до $\theta+d\theta$, N – полное число частиц в пучке. В обоих случаях под числом частиц подразумевается поток частиц через соответствующую поверхность.

Заменив в формуле (7) b и db через θ и $d\theta$ в соответствии с (5) и (6), получим:

$$\frac{dN_{\theta}}{N} = nd \left(\frac{2Ze^2}{m_{\alpha} v^2} \right)^2 2\pi \operatorname{ctg} \frac{\theta}{2} \frac{1}{\sin^2(\theta/2)} \frac{d\theta}{2}$$

Преобразуем множители, содержащие угол θ :

$$\frac{\operatorname{ctg}(\theta/2)}{\sin^2(\theta/2)} = \frac{\cos(\theta/2) \sin(\theta/2)}{\sin^4(\theta/2)} = \frac{\sin \theta}{2 \sin^4(\theta/2)}$$

С учетом этого преобразования

$$\frac{dN_{\theta}}{N} = nd \left(\frac{Ze^2}{m_{\alpha} v^2} \right)^2 \frac{2\pi \sin \theta \cdot d\theta}{4 \sin^4(\theta/2)} \quad (8).$$

Наконец, замечая, что $2\pi \sin \theta \cdot d\theta$ есть телесный угол $d\Omega$, в пределах которого заключены направления, соответствующие углам от θ до $\theta+d\theta$, можно написать:

$$\frac{dN_{\theta}}{N} = nd \left(\frac{Ze^2}{m_{\alpha} v^2} \right)^2 \frac{d\Omega}{\sin^4(\theta/2)} \quad (9)$$

Последнее выражение называется **формулой Резерфорда** для рассеяния α -частиц. Из нее следует, что если верна планетарная модель атома и если закон Кулона остается справедливым вплоть до расстояний 10^{-12} см, то число, рассеянных α -частиц dN должно быстро убывать с увеличением угла рассеяния (как $1/\sin^4(\theta/2)$) и ростом энергии α -частиц (как $1/E^2$); с другой стороны, оно должно расти пропорционально квадрату заряда (Z^2e^2) ядер, на которых происходило рассеяние частиц. Все эти следствия из формулы Резерфорда были проверены на опыте.

Значение опытов Резерфорда

1. Внутри атома имеется положительно заряженное ядро с зарядом $+Ze$, в котором сосредоточена почти вся масса атома.
2. Положительный заряд атома сосредоточен в очень маленьком объеме 10^{-14} м.
3. Размеры атома и электронных орбит настолько велики в сравнении с размерами ядра, что внутренняя структура ядра почти не оказывает влияние на взаимодействие электронов с ядром, поэтому силы связывающие электроны с ядром, подчинены закону Кулона.
4. Число, измеряющее заряд ядра, равно порядковому номеру элемента в периодической таблице.

Трудности модели Резерфорда

Однако планетарная модель Резерфорда сразу жестко столкнулась с трудностью. Такая система с точки зрения классической физики должна быть неустойчивой. Согласно электродинамике, вращающийся электрон должен излучать электромагнитные волны, и эта потеря энергии должна была приводить к уменьшению радиуса электронной орбиты, следовательно, падению электрона на ядро. Таким образом, в результате опытов Резерфорда, с одной стороны, доказано, что строение атома подобно строению солнечной системы, а с другой – была показана несостоятельность попыток построить планетарную модель атома в рамках классической физики. Эти трудности указывали на ограниченность классической физики и были преодолены на основе коренного пересмотра представлений о поведении микрочастиц в силовых полях и характере их взаимодействия.

Задание

1. Найти минимальное расстояние на которое может приблизиться к неподвижному ядру атома α -частица при центральном ударе, если энергия частицы равна 10,5 МэВ. Принять радиус α -частицы (r_1) равным $2 \cdot 10^{-15}$ м. Для решения задачи предполагаем, что кинетическая энергия α -частицы полностью переходит в потенциальную энергию взаимодействия α -частицы и ядра ($E_{кин} = E_{пот}$).
2. Воспользовавшись формулой (8), вычислить как меняется относительная доля рассеянных α -частиц для углов рассеяния θ равных 10, 30, 50, 70, 90, 120 и 150 градусов. Принять $d\theta$ равным 0,018.

Контрольные вопросы

1. В чем отличие моделей атома Томпсона и Резерфорда?
2. Опишите опыты Резерфорда и проанализируйте полученные в них результаты.
3. Изобразите схему экспериментальной установки и поясните назначение отдельных ее частей.
4. Что такое дифференциальное сечение рассеяния?

Лабораторная работа 3

ИЗУЧЕНИЕ СПЕКТРА АТОМА ВОДОРОДА

Цель работы: Исследовать видимую часть спектра атома водорода. Определить постоянную Ридберга и энергию ионизации атома водорода.

Оборудование: монохроматор-спектрометр УМ-2, газоразрядная трубка с водородом в приборе «Спектр-1».

Основные теоретические положения работы

Законы классической физики описывают непрерывные процессы. Атом, состоящий из положительно заряженного ядра и окружающих его электронов, согласно этим законам, будет находиться в равновесии только при условии, что электроны непрерывно движутся вокруг ядра по некоторым орбитам. Но с точки зрения классической электродинамики движущиеся с ускорением электроны излучают электромагнитные волны, вследствие чего они теряют энергию и постепенно падают на ядро. В этих условиях частота обращения электрона меняется непрерывным образом и спектр излучения атома должен быть сплошным. Когда электрон упадет на ядро, атом перестает существовать.

Несложными вычислениями можно убедиться в том, что промежуток времени, через который электрон упадет на ядро, составляет 10^{-11} с. Эксперимент показывает, что атомные спектры состоят из отдельных линий или групп линий. Все это указывает на то, что процессам, в которых участвуют микрообъекты, свойственна прерывность (дискретность), и методы классической физики, вообще говоря, неприменимы к описанию внутриатомных движений.

В 1913 году Н. Бору удалось построить непротиворечивую теорию, которая успешно объясняла строение атома водорода. Бор распространил Постулат М. Планка (1900г.) о существовании устойчивых стационарных состояний осцилляторов (который является необходимой предпосылкой для вывода правильной формулы излучения абсолютно черного тела) на любые атомные системы. В основе теории Бора лежат два постулата:

1. *Атом и атомные системы могут длительно пребывать только в определенных (стационарных) состояниях, в которых, несмотря на происходящие в них движения заряженных частиц, они не излучают и не поглощают энергию. В этих состояниях атомные системы обладают энергиями, образующими дискретный ряд: E_1, E_2, \dots, E_n . Состояния эти характеризуются своей устойчивостью: всякое изменение энергии в результате поглощения или испускания электромагнитного излучения или в результате соударения может происходить только при полном переходе (скачком) из одного состояния в другое.*

2. *При переходе из одного состояния в другое атомы испускают (или поглощают) излучение только строго определенной частоты. Излучение, испускаемое (или поглощаемое) при переходе из состояния с энергией E_m в состояние E_n монохроматично, и его частота определяется из условия*

$$\omega_{nm} = \frac{E_n - E_m}{\hbar} \quad (1)$$

Оба постулата противоречат требованиям классической электродинамики. Первый постулат утверждает, что атомы не излучают, хотя образующие его электроны совершают ускоренное движение (обращение по замкнутым орбитам). Согласно второму постулату, испускаемые частоты не имеют ничего общего с частотами периодических движений электронов.

Спектр излучения того или иного вещества – важная его характеристика, которая позволяет установить его состав, некоторые характеристики его строения, свойства атомов и молекул.

Атомы газа испускают линейчатые спектры, состоящие из групп отдельных спектральных линий, называемых *спектральными сериями*. Наиболее простой спектр имеет атом водорода. Уже в 1885 году Бальмер показал, что длины волн четырех линий, лежащих в видимой части спектра, могут быть очень точно представлены эмпирической формулой

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

где $n = 3, 4, 5, 6, \dots$, B – эмпирическая константа.

Закономерность, выражаемая этой формулой, становится особенно наглядной, если представить ее в том виде, в котором ей обычно пользуются в настоящее время:

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{1}{B} \frac{n^2 - 4}{n^2} = \frac{1}{B} \left(1 - \frac{4}{n^2}\right) = \frac{4}{B} \left(\frac{1}{4} - \frac{1}{n^2}\right) \quad (3)$$

Величину $\frac{1}{\lambda}$ иногда обозначают через $\bar{\nu}$ и называют *спектроскопическим волновым числом*. Константа $R = \frac{4}{B}$ носит название *постоянной Ридберга*. Таким образом, окончательно получим

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

С увеличением номера n линии интенсивность линии уменьшается. Уменьшается также разность между волновыми числами соседних линий. При $n \rightarrow \infty$ получается постоянное значение $\bar{\nu} = \frac{R}{4}$. Если схематически представить расположение спектральных линий, определяемых (4) и условно изображать длиной линии их интенсивность, получится картина, представленная на рисунке 1.



Рисунок 1

Совокупность спектральных линий, обнаруживающие в своей последовательности и в распределении интенсивности закономерность, показанную на рисунке 1, называется *спектральной серией*. Предельная длина волны, около которой сгущаются линии при $n \rightarrow \infty$, называется *границей серии*. Серия, описываемая формулой (4) носит название серии Бальмера.

Наряду с серией Бальмера в спектре атома водорода был обнаружен ряд других серий, представляемых совершенно аналогичными формулами.

В ультрафиолетовой области была найдена серия Лаймана:

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

В инфракрасной области спектра были обнаружены

Серия Пашена

$$\frac{1}{\lambda} = R\left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2}\right), (n = 4, 5, 6, \dots) \quad (6)$$

Серия Брэкета

$$\frac{1}{\lambda} = R\left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2}\right), (n = 5, 6, 7, \dots) \quad (7)$$

Серия Пфунда

$$\frac{1}{\lambda} = R\left(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2}\right), (n = 6, 7, 8, \dots) \quad (8)$$

Серия Хэмфри

$$\frac{1}{\lambda} = R\left(\frac{1}{6^2} - \frac{1}{n^2}\right), (n = 7, 8, 9, \dots) \quad (9)$$

Таким образом, все известные серии атомарного водорода можно представить так называемой *обобщенной формулой Бальмера*:

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

где m в каждой серии имеет постоянное значение, а n – ряд целых значений, начинающихся с $m+1$.

Поиски физического смысла формулы (10) привели к созданию квантовой теории атома водорода. Уравнение Шредингера для него записывается в виде:

$$\frac{\partial^2 \Psi(r)}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial \Psi(r)}{\partial r} + \frac{2m}{\hbar^2} \left(E + \frac{e_0^4}{r}\right) \Psi(r) = 0 \quad (11)$$

где $\Psi(r)$ – волновая функция, описывающая состояние электрона в атоме, E – полная энергия электрона.

Решение этого уравнения – спектр возможных значений полной энергии атома водорода:

$$E_n = -\frac{m_e e_0^4}{2\hbar^2} \frac{1}{n^2} \quad (12)$$

Согласно (1) частота перехода между состояниями определяется

$$\omega_{mn} = \frac{E_n - E_m}{\hbar} \quad (13)$$

С другой стороны, по известной формуле

$$\omega = \frac{2\pi c}{\lambda} \quad (14)$$

Комбинируя (12), (13) и (14), получаем:

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{m_e e_0^4}{4\pi c \hbar^3} \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2}\right) \quad (15)$$

что при

$$R_{\infty} = \frac{m_e e_0^4}{4\pi c h^3} \quad (16)$$

совпадает с обобщенной формулой Бальмера.

Теоретическое значение постоянной Ридберга (16) все же значительно отличается от экспериментально полученного из спектроскопических измерений. Это связано с тем, что при выводе формулы (16) принимаются два допущения: а) масса ядра атома бесконечно велика по сравнению с массой электрона (отсюда и символ « ∞ » в обозначении постоянной) и б) ядро неподвижно. В действительности, например, для атома водорода, масса ядра всего лишь в 1836,1 раз больше массы электрона. Учет этого обстоятельства приводит к следующей формуле:

$$R = \frac{R_{\infty}}{1 + \frac{m_e}{M}} \quad (17)$$

где M – масса ядра атома. В этом приближении постоянная Ридберга зависит от массы ядра, и поэтому ее значение для различных водородоподобных атомов отличаются друг от друга.

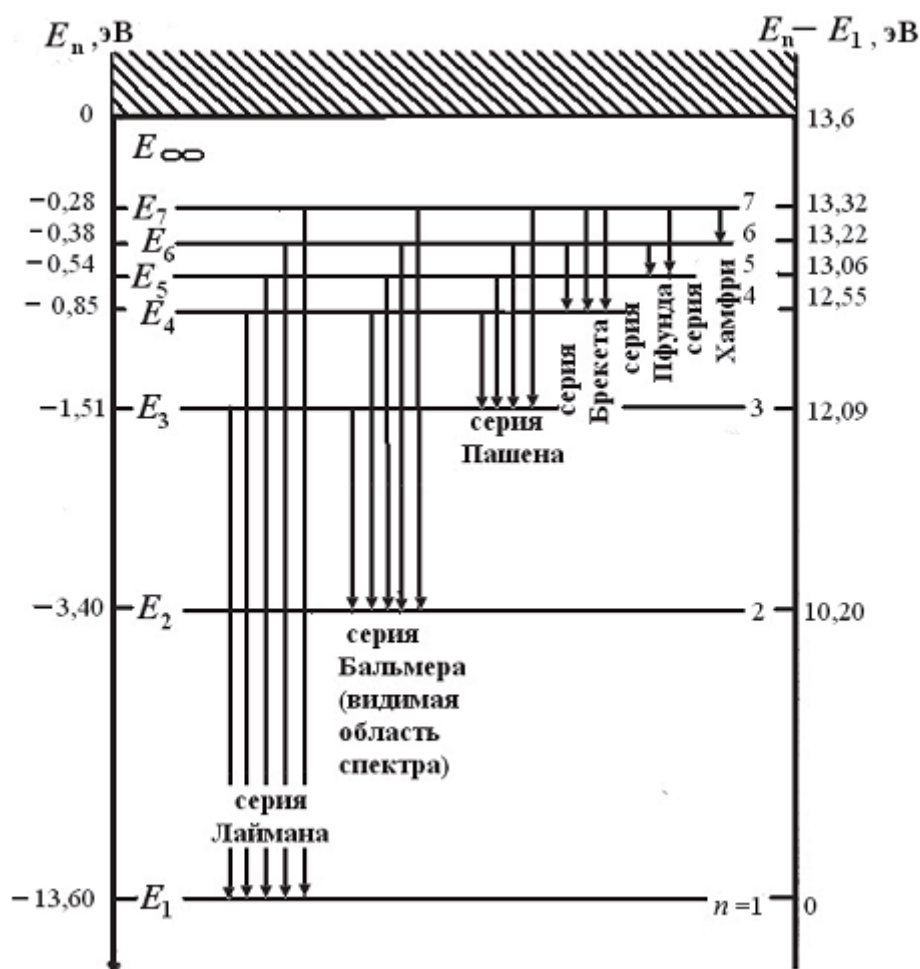


Рисунок 2 - Энергетическая диаграмма атома водорода

Для того, чтобы получить всю совокупность сведений об атоме, удобно пользоваться диаграммой уровней энергии (рисунок 2). Горизонтальные прямые отвечают различным энергетическим состояниям атома водорода. По мере увеличения номера состояния расстояние между соседними уровнями уменьшается и в пределе обращается в нуль. Выше места слияния расположена сплошная область некантованных положительных энергий. За нулевой уровень энергии принимается энергия уровня с $n = \infty$. Ниже этого значения энергетические уровни дискретны. Им соответствуют отрицательные значения полной энергии атома. Это обстоятельство указывает на то, что энергия электрона в таких состояниях меньше его энергии в том случае, когда он отделен от атома и покоится на бесконечно большом расстоянии, то есть на то, что электрон находится в связанном состоянии.

Наличие несвязанных электронов делает возможными квантовые переходы между состояниями непрерывного энергетического спектра, а также между такими состояниями и состояниями дискретного спектра энергии. Это проявляется в виде сплошного спектра испускания или поглощения, накладывающегося на линейчатый спектр атома. Поэтому спектр не обрывается на границе серии, а продолжается за нее в сторону более коротких волн, где он становится сплошным. Переходы из состояний непрерывного спектра (тех состояний, в которых атом ионизирован) в состояния дискретного спектра сопровождается рекомбинацией электрона и положительного иона. Возникающее при этом излучение называется *рекомбинационным*.

Переход атома из нормального состояния на более высокий энергетический уровень дискретного спектра есть *возбуждение атома*. Переход же атома с одного из уровней дискретного спектра в область сплошного спектра превращает атом в несвязанную систему. Это есть процесс *ионизации атома*. Энергия, соответствующая волновому числу начала сплошного спектра со стороны длинных волн (волновому числу границы серии) должна быть равной *энергии ионизации*, то есть энергии, необходимой для отделения электрона от атома и удаления его на бесконечное расстояние. Таким образом, волновое число границы серии Лаймана дает энергию ионизации атома водорода в основном, наиболее устойчивом состоянии.

В данной работе изучаются четыре первые линии серии Бальмера, которые имеют следующие обозначения:

$$\begin{aligned} H_{\alpha} & - \text{красная линия } (n = 3), \\ H_{\beta} & - \text{синяя – голубая линия } (n = 4), \\ H_{\gamma} & - \text{голубая линия } (n = 5), \\ H_{\delta} & - \text{фиолетовая линия } (n = 6). \end{aligned}$$

Описание экспериментальной установки

Для измерения длин волн спектральных линий в данной работе используется стеклянно – призмный монохроматор-спектрометр УМ-2, предназначенный для спектральных исследований в диапазоне от 0,38 до 1,00 мкм. В состав прибора входят следующие основные части (см. рисунок 3):

Входная щель **1**, снабженная микрометрическим винтом **9**, который позволяет открывать щель на нужную ширину. Обычная рабочая ширина щели равна 0,02-0,03 мм.

Коллиматорный объектив 2, снабженный микрометрическим винтом 8. Винт позволяет смещать объектив относительно щели при фокусировке спектральных линий различных цветов.

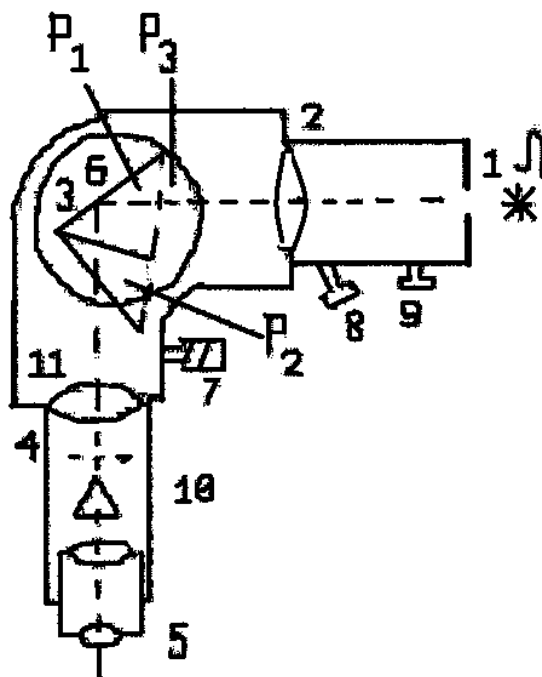


Рисунок 3 - Схема монохроматора-спектрометра УМ-2

Сложная спектральная призма 3, установленная на поворотном столике 6. Призма состоит из трех склеенных призм P_1 , P_2 и P_3 . Первые две призмы P_1 , P_2 с преломляющими углами 30° изготовлены из тяжелого флинта, обладающего большой дисперсией. Промежуточная призма P_3 сделана из крона. Лучи отражаются от ее гипотенузой грани и поворачиваются на 90° . Благодаря такому устройству дисперсии призм P_1 , P_2 складываются. Повторный столик 6 вращается вокруг вертикальной оси при помощи микрометрического винта 7 с отсчетным барабаном. На барабан нанесена винтовая дорожка с градусными делениями. Вдоль дорожки скользит указатель поворота барабана. При вращении барабана призма поворачивается, и в центре поля появляются различные участки спектра.

Зрительная труба, состоящая из объектива 4 и окуляра 5. Объектив 4 дает изображение входной щели 1 в своей фокальной плоскости. В этой плоскости расположен указатель 10. Изображение рассматривается через окуляр 5. В случае надобности окуляр может быть заменен выходной щелью, пропускающей одну из линий спектра. В этом случае прибор служит монохроматором. В данной работе выходная щель не применяется.

Массивный корпус 11, предохраняет прибор от повреждений и загрязнений.

Спектрометр УМ-2 относится к числу точных приборов. Он требует бережного и аккуратного обращения. При подготовке прибора к наблюдениям особое внимание следует обращать на тщательную фокусировку, с тем чтобы указатель 10 и спектральные линии имели четкие, ясные границы. Фокусировка производится в следующем порядке: перемещая окуляр, следует получить резкое изображение острия указателя 10. осветив входную щель прибора неоновой лампой, нужно найти спектральные линии неона и получить их ясное изображение при помощи микрометрического винта 8.

Для отсчета положения спектральной линии ее центр совмещают с острием указателя. Отсчет производится по делениям барабана. Для уменьшения ошибки ширину входной щели делают по возможности малой (0,02-0,03 мм по шкале микрометрического винта). Для наблюдения самых слабых линий в крайней фиолетовой области щель

приходится несколько расширять (до 0,05-0,06 мм). Глаз лучше замечает слабые линии в движении, поэтому при наблюдении полезно слегка проворачивать барабан в обе стороны от среднего положения.

Порядок выполнения работы

Задание 1. Градуировка шкалы монохроматора.

1. Установить неоновую лампу перед входной щелью УМ-2. Включить лампу в сеть. Передвигая источник света, добиться равномерного освещения щели монохроматора.

2. Повернуть ручку регулировки выходного напряжения источника питания влево до упора. Включить источник питания в сеть.

3. Установить барабан монохроматора на деление 2750; при этом должна наблюдаться красные линии спектра. При правильном положении источника света линии должны быть яркими и ровными. Включить лампы, освещающие шкалы и указатель монохроматора.

4. Последовательно совмещая с указателем монохроматора каждую линию неона (от красной до зеленой), делать отсчеты по барабану монохроматора. Затем измерения повторить в обратном порядке (от зеленой до красной спектральной линии). Вычислить среднее значение отсчета для каждой спектральной линии. Результаты наблюдений и вычислений занести в таблицу 1:

Таблица 1

№ линии	Яркость	N ₁ отсчет по барабану	N ₂ отсчет по барабану	<N> среднее значение	λ, нм
1	1				
2	3				
3	5				
4	5				
5	5				
6	10				
7	10				
8	5				
9	2				
10	8				
11	3				
12	5				
13	6				
14	3				
15	4				
16	2				
17	4				
18	10				
19	3				
20	8				
21	5				
22	5				

Длины волн, соответствующие спектральным линиям неона, приведены в таблице 2.

Таблица 2

Окраска линии	Относит. яркость	Длина волны (нм)	Окраска линии	Относит. яркость	Длина волны (нм)
Красная	1	671,70	Красно - оранжевая	3	609,62
	3	667,83		4	607,43
	5	659,89		2	603,00
	5	653,29	Желтая	4	588,19
	5	650,85		10	587,25
Ярко - красная				3	576,44
	10	640,2	Зеленая	8	540,06
	10	638,0		5	534,11
	5	633,4		5	533,08
	2	630,8		3	503,13
	8	626,5			
	3	621,3			
	5	616,36			
Красно - оранжевая	6	614,31	Голубая	5	482,73

5. После окончания измерений выключить источник питания и неоновую лампу.
6. Построить градуировочный график, выражающий показания шкалы барабана в длинах волн: $\langle N \rangle = f(\lambda)$.

Задание 2. Определение постоянной Ридберга и энергии ионизации атома водорода.

1. Вставить газоразрядную трубку с водородом в «Спектр-1». Повернуть ручку регулировки выходного напряжения источника питания влево до упора. Включить источник питания в сеть, подать на «Спектр-1» напряжение 6-8 В. Передвигая «Спектр-1», добиться равномерного освещения шкалы монохроматора. Результаты занести в таблицу 3.

3. Примечание: Начинать поиск нужных линий надо с наиболее интенсивной H_α . Между H_α и H_β располагаются несколько красно – желтых и зеленых сравнительно слабых молекулярных полос. Перед H_γ располагаются две слабые размазанные молекулярные полосы синего цвета.

2. Пользуясь градуировочным графиком (задание 1), определить длины волн линий спектра водорода. Результаты занести в таблицу 3. Убедиться в том, что отношение длин волн водородных линий соответствует формуле (10).

3. По формуле (4) для четырех линий Бальмера вычислить четыре значения постоянной Ридберга. Значения занести в таблицу 3.

Таблица 3.

№ линии	N ₁ отсчет по барабану	N ₂ отсчет по барабану	<N> среднее значение	λ , нм	R, м ⁻¹
H _{α}					
H _{β}					
H _{γ}					
H _{δ}					

Найти среднее значение постоянной R.

Оценить погрешность результата σ , используя формулу

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N (R_{H_i} - \langle R_H \rangle)^2}{N(N-1)}}$$

4. Рассчитать энергию ионизации атома водорода с учетом того факта, что ее значение численно равно энергии кванта, соответствующего границе серии Лаймана

$$E_i = \hbar \omega_\infty = \hbar R' = 2\pi \hbar c R.$$

5. По среднему значению постоянной Ридберга пользуясь формулой (12), построить диаграмму уровней энергии атома водорода (см.рис.3).

Контрольные вопросы

1. Какие особенности спектра излучения атомарного водорода не могут быть объяснены с позиций классической физики?
2. При каких условиях возникают спектры испускания и спектры поглощения?
3. В чем состоят процессы возбуждения и ионизации атома?
4. Сформулируйте постулаты Бора.
5. Какова связь между формулой Бальмера и правилом частот Бора?
6. Объясните различие между постоянными R_H и R_∞ .

Лабораторная работа 4

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОТЕНЦИАЛА ВОЗБУЖДЕНИЯ АТОМА МЕТОДОМ ФРАНКА И ГЕРЦА

Цель работы: определение значения резонансного потенциала возбуждения атомов газа.

Оборудование: трехэлектродная газонаполненная лампа, вольтметр, гальванометр, реостат, источник питания.

Основные теоретические положения работы

Эксперименты Франка и Герца являются доказательством того, что внутренняя энергия атома может меняться только квантовыми скачками. Это доказательство было необходимо для подтверждения справедливости выдвинутых Н. Бором в 1913 году постулатов. Согласно этим постулатам, электроны в атоме вращаются не по любым, а лишь по некоторым – стационарным орбитам, не теряя при этом энергии. Изменение энергии атома происходит при переходе электрона с одной стационарной орбиты на другую. Соответственно, энергия атома может меняться только дискретно.

Принцип действия установки, на которой были проведены первые экспериментальные исследования в этом направлении заключался в следующем (рис.1).

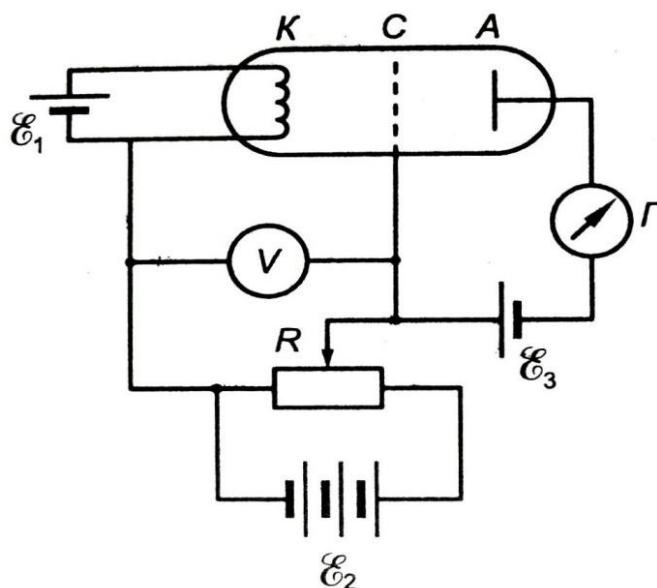


Рисунок 1

Сквозь трубку, наполненную ртутными парами, пропусклся поток электронов, летевших из накаливаемого катода К к аноду А. Кроме катода К и анода А в трубке имелась сетка С. Между сеткой и катодом прикладывалась разность потенциалов U_1 , ускоряющая электроны, а между сеткой и анодом — разность потенциалов U_2 , тормозящая пролетающие сквозь отверстия сетки электроны. U_2 было значительно меньше, чем U_1 и равнялось примерно 0,5 В. Таким образом, прибор Франка и Герца напоминал обычную трехэлектродную лампу. Отличие заключается в том, что здесь в трубке не вакуум, а ртутные пары. В опытах Франка и Герца исследовалась зависимость силы тока, проходящего сквозь трубку, от разности потенциалов U_1 . В результате измерений вместо обычной характеристики катодной лампы получалась кривая, изображенная на рисунке 2.

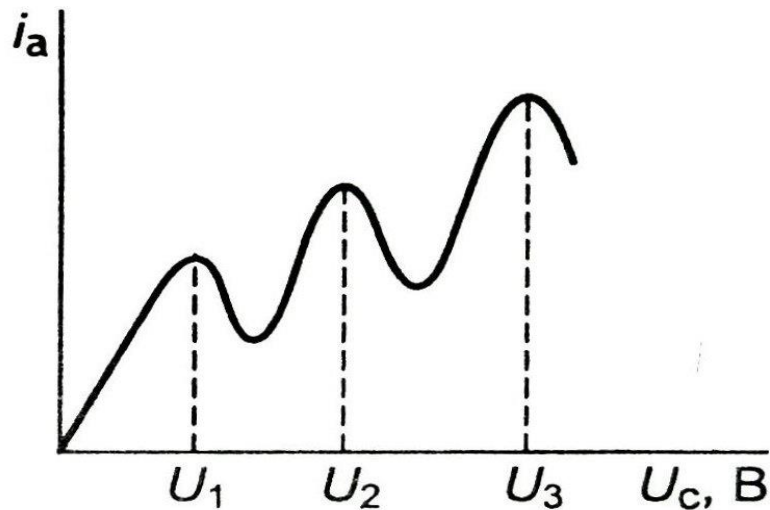


Рисунок 2

Мы видим на кривой ряд резких максимумов, расположенных друг от друга на расстоянии примерно 4,9 В. Ход кривой можно объяснить следующим образом. При столкновении электрона с атомами ртути возможно взаимодействие двух типов: 1) *упругое столкновение*, в результате которого энергия электронов практически не изменяется, изменяется только направление движения; 2) *неупругое столкновение* электрона с атомом ртути. При этом энергия электронов уменьшается, за счет передачи ее атому ртути.

В соответствии с постулатами Бора атом ртути может поглотить энергию в виде порции $\Delta E = h\nu$ и перейти в возбужденное состояние на выше расположенный энергетический уровень. Первому возбужденному состоянию атома ртути соответствует энергия 4,9 эВ. При $U < 4,9$ В электроны испытывают только упругое взаимодействие с атомами ртути и, поэтому, с увеличением напряжения анодный ток возрастает.

При достижении $U = 4,9$ В энергия электронов сравнивается с энергией первого возбужденного уровня атома ртути. Происходят неупругие столкновения электронов с атомами ртути, которые получают порцию энергии $\Delta E = h\nu = 4,9$ эВ и переходят в возбужденное состояние. Электрон, потерявший энергию, не может преодолеть задерживающий потенциал. Поэтому при $U = 4,9$ В происходит уменьшение анодного тока. Аналогичное явление наблюдается при $U = 2 \cdot 4,9$ В, $U = 3 \cdot 4,9$ В и т.д., когда электроны могут испытывать два, три и т.д. (до 5) неупругих столкновений с атомами ртути. Потеряв всю (или почти всю) энергию, электрон не сможет достичь анода, задерживающее поле отбросит его к сетке. В результате наблюдается падение тока при этих напряжениях и общий пилообразный ход вольтамперной характеристики.

Атомы паров ртути, получив энергию от электронов, переходят в возбужденное состояние, из которого спустя 10^{-8} с самопроизвольно возвращаются в основное состояние. При этом излучается фотон с длиной волны $\lambda \approx 255$ нм. Этот экспериментальный факт можно проверить расчетным путем.

$$eU_1 = h\nu = h \frac{c}{\lambda} \quad (1)$$

$$\lambda = \frac{hc}{eU_1} \quad (2)$$

Длина волны, найденная экспериментально, совпадает с ее расчетным значением. Потенциалы, соответствующие максимумам тока, носят название *критических*

потенциалов. Таким образом, опыты Франка и Герца экспериментально подтвердили постулаты Бора. Совпадение величины критического потенциала с энергией излучаемого фотона явилось одним из триумфов квантовой теории.

Порядок выполнения работы

1. Ознакомьтесь с принципиальной схемой установки.
2. Включите источник накала лампы.
3. Подайте напряжение в цепь катод – сетка.
4. Создайте между анодом и сеткой небольшое тормозное поле.
5. Изменяя U_c , измерьте силу анодного тока i_a . Результаты занести в таблицу 1:

Таблица 1

$U_c, В$														
$i_a, \mu A$														

6. Постройте график $i_a=f(U_c)$.
7. Пользуясь графиком, определите значение резонансного потенциала газа.

Контрольные вопросы и задания

1. В чем заключается суть опытов Дж. Франка и Г. Герца?
2. Атомами какого вещества была заполнена лампа в опыте Дж. Франка и Г. Герца?
3. Что называется критическим потенциалом атома?
4. При каких значениях энергии электронов происходит их неупругое столкновение с атомами?
5. Какой потенциал возбуждения называется резонансным?
6. Какой метод используется в данной работе для определения резонансного потенциала возбуждения?
7. Какой потенциал подается на сетку лампы?
8. Какие столкновения электронов с атомами называются неупругими?
9. Для чего на анод подается небольшое отрицательное напряжение?
10. Объясните ход кривой $i_a=f(U_c)$.

Лабораторная работа 5 ДИФРАКЦИЯ ЭЛЕКТРОНОВ

Цель работы: ознакомление с электронографией как одним из методов исследования структуры вещества, проверка зависимости размеров дифракционной картины от ускоряющего напряжения, определение межплоскостных расстояний и индексов плоскостей кристаллической решетки по электронограммам.

Основные теоретические положения работы

Согласно теории де Бройля любая материальная частица должна обладать волновыми свойствами. Движение такой частицы можно рассматривать как распространение некоторого волнового процесса. Длина волны, связанная с движущейся частицей, определяется формулой де Бройля:

$$\lambda = \frac{2\pi \cdot \hbar}{p} \quad (1)$$

где \hbar – постоянная Планка, p – импульс частицы. Электроны, ускоренные электрическим полем с разностью потенциала U , приобретают в этом поле кинетическую энергию

$$T = e_0 U \quad (2)$$

В нерелятивистском случае импульс электрона определяется как

$$p = \sqrt{2m_e T} = \sqrt{2m_e e_0 U} \quad (3)$$

Подставляя (3) в (1), получаем

$$\lambda = \frac{2\pi \cdot \hbar}{\sqrt{2m_e e_0 U}} \quad (4)$$

где m_e – масса электрона, e_0 – заряд электрона. Подставляя численные значения \hbar , m_e и e_0 , получаем расчетную формулу

$$\lambda = \frac{12,27}{\sqrt{U(B)}} \text{ (Å)} = \frac{0,3879}{\sqrt{U(\text{кВ})}} \text{ (Å)} \quad (5)$$

Из данной формулы следует, что для электронов с энергиями $1 - 10^4$ эВ длины волн де Бройля лежат в интервале $0,01 - 1$ нм, то есть в интервале длин волн рентгеновских лучей. Поэтому волновые свойства электронов должны проявляться, например, при их рассеянии на кристаллах, то есть в тех же условиях, при которых наблюдается дифракция рентгеновских лучей. В данном случае кристалл выступает в качестве естественной дифракционной решетки.

В настоящей работе изучается дифракция электронов при прохождении электронного пучка через тонкослойные образцы. В этом случае используются электроны с энергиями в десятки килоэлектронвольт, скорости которых приближаются к скорости света. Поэтому выражение (4) для длины волны становится нечетным. Для учета релятивистских эффектов импульс электрона нужно вычислять, исходя из формулы:

$$E^2 = p^2 c^2 + m_e^2 c^4 \quad (6)$$

где E – полная энергия электрона, причем

$$E = m_e c^2 + e_0 U \quad (7)$$

Исключив E из (6) и (7), находим

$$p = \sqrt{2m_e e_0 U \left(1 + \frac{e_0 U}{2m_e c^2}\right)} \quad (8)$$

Подставив (8) в (1), получим точное релятивистское выражение для длины волны де Бройля:

$$\lambda = \frac{2\pi\hbar}{\sqrt{2m_e e_0 U}} \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{e_0 U}{2m_e c^2}}} \quad (9)$$

или (после подстановки констант):

$$\lambda = \frac{0,3879}{\sqrt{U(\kappa B)}} \frac{1}{\sqrt{1 + 0,98 \cdot 10^{-3} U(\kappa B)}} (\text{\AA}) \quad (10)$$

Сущность опытов по дифракции электронов заключается в следующем:

Моноэнергетический пучок электронов проходит через очень тонкую пленку нормально к ее поверхности и регистрируется фотопластинкой, находящейся на некотором расстоянии от нее. Если пленка состоит из мельчайших кристаллов, расположенных случайным образом, то должна получаться такая же картина, как при использовании рентгеновских лучей той же длины волны. Важнейшее условие проведения опыта – электрон при прохождении через пластинку должен рассеиваться только один раз. Для этого пленка должна быть достаточно тонкой. В противном случае дифракционная картина будет размыта из-за наложения отклонений и из-за уширения распределения электронов по энергиям (а, следовательно, и по длинам волн).

Рассмотрим систему плоскостей, образованных атомами в кристалле кубической системы. На кристалл падает параллельный монохроматический пучок электронов (рисунок 1).

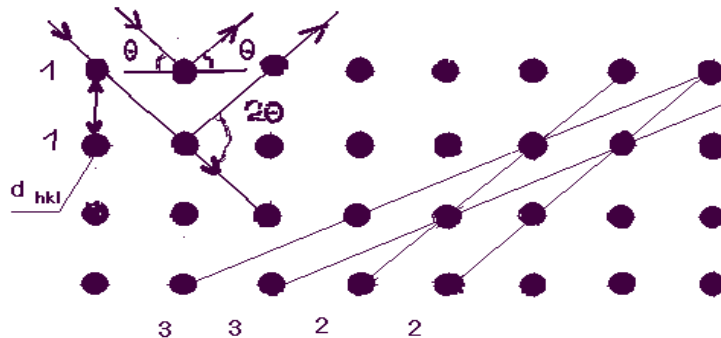


Рисунок 1

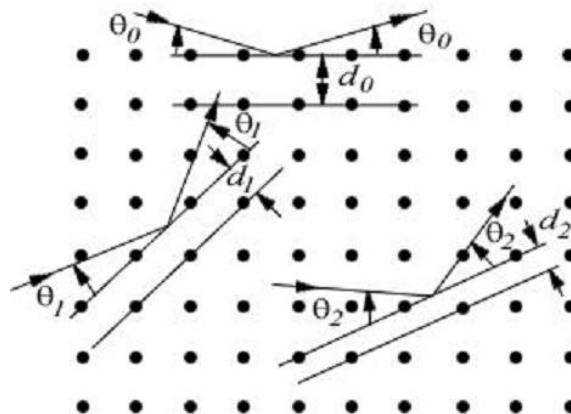


Рисунок 2- Выполнение условий Брэгга для различных атомных плоскостей

Условие возникновения дифракционных максимумов, так же, как и в случае рентгеновских лучей, определяется условием Вульфа-Брегга

$$2d_{hkl}\sin\theta = m\lambda \quad (11)$$

где θ – угол скольжения, то есть угол, образованный падающим пучком и кристаллографической плоскостью, d_{hkl} – межплоскостное расстояние, m – порядок дифракции (целое положительное число). Луч, определяющий положение дифракционного максимума, отклоняется от направления падающего пучка на угол 2θ (см. рис.1).

Межплоскостное расстояние d_{hkl} , входящее в (11), зависит от положения системы плоскостей в кристалле, отражающих электронный пучок. Например, для системы плоскостей, параллельных $1-1'$ и $2-2'$ (см.рисунок 1) это расстояние различно. Положение плоскости в кристалле определяется тремя целыми числами h,k,l – индексами Миллера. Эти числа связаны с длиной отрезков, отсекаемых плоскостью на осях координат.

Допустим, некоторая плоскость кубической решетки отсекает на осях координат отрезки a, b и c , измеренные в единицах длины d ребра куба (рисунок 2). Тогда существует такое число s , которое при делении его на значения этих отрезков дает ряд наименьших целых чисел, относящихся друг к другу как $\frac{s}{a} : \frac{s}{b} : \frac{s}{c}$.

Если ввести обозначения $h = \frac{s}{a}$, $k = \frac{s}{b}$, $l = \frac{s}{c}$, то тройка целых чисел (hkl) и будет индексами Миллера для данной плоскости.

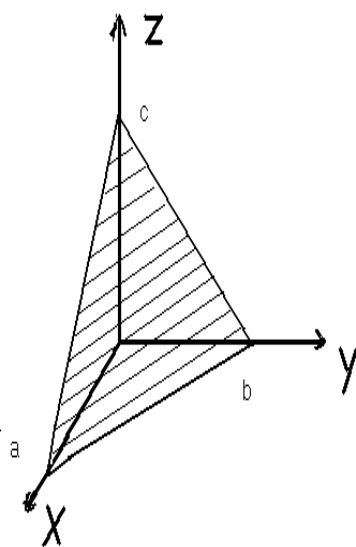


Рисунок 3

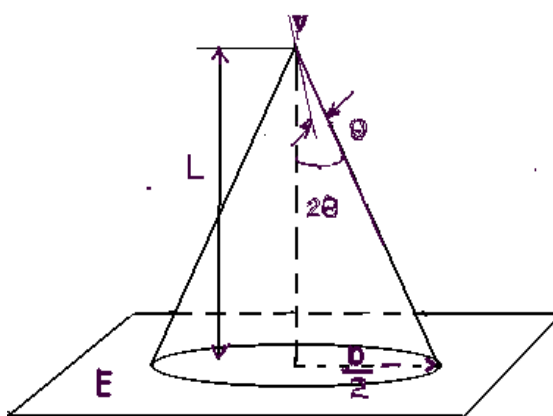


Рисунок 4

Например: некоторая плоскость отсекает на осях координат отрезки $a=1,5d$, $b=0,5d$, $c=1d$. Обратные значения этих отрезков можно привести к целым числам, если выбрать $s=3d$. Тогда $h = \frac{3d}{1,5d} = 2, k = \frac{3d}{0,5d} = 6, l = \frac{3d}{1d} = 3$.

Таким образом, эта плоскость будет обозначаться как (263).

Приведем некоторые полезные соотношения, используемые в кристаллографии.

1. У параллельных плоскостей индексы Миллера одинаковы, а уравнение каждой из них может быть представлено в виде $hx + ky + lz + w = 0$, где w – постоянная, выраженная в единицах d .

2. Плоскость параллельная одной из координатных осей, имеет нулевой индекс для данного направления.

Для кристаллической решетки кубической системы межплоскостное расстояние вычисляется по формуле

$$d_{hkl} = \frac{d}{\sqrt{h^2 + k^2 + l^2}} \quad (12)$$

где d – межатомное расстояние (длина ребра элементарной кубической ячейки). Для системы плоскостей, параллельных какой либо грани кубической решетки, межплоскостное d_{hkl} и межатомное d расстояния совпадают.

Если монохроматический пучок электронов проходит сквозь поликристаллическую пленку, то вследствие хаотичности ориентации монокристаллов в пленке всегда имеются системы кристаллических плоскостей, расположенных по отношению к падающему пучку под углами, удовлетворяющими условию (11). Электронные пучки, рассеянные под углом θ , образуют коническую поверхность с осью, направленной вдоль падающего пучка, и углом при вершине равным 2θ (рис.3). На экране E , расположенном на пути рассеянных частиц, возникает дифракционное кольцо. Диаметр кольца D связан с углом θ соотношением

$$D = 2L \tan 2\theta \quad (13)$$

где L – расстояние от поликристаллической пленки до экрана.

При малых углах $\sin \theta \approx \tan \theta$. И тогда

$$\theta = \frac{D}{4L} \quad (14)$$

Подставляя последнее соотношение в (11), получим, что

$$d_{hkl} = m \frac{2L}{D} \lambda \quad (15)$$

Из (15) следует, что дифракционные кольца, образованные электронами, рассеянными от систем плоскостей с различными межплоскостными расстояниями, будут иметь различный диаметр D . Поэтому электронограмма, полученная описанным выше способом, представляет собой систему концентрических колец.

Электронограмма может также состоять из отдельных точек, симметрично расположенных по концентрическим окружностям. Такие точечные электронограммы получаются при упорядоченном расположении монокристалликов в пленочном образце. Монокристаллические пленки, как правило, возникают при кристаллизации из пара на подогретую монокристаллическую подложку. Электронограммы от аморфных (некристаллических) пленок имеют вид сильно размытых концентрических колец.

Интенсивность дифракционной картины на электронограмме зависит от расположения и от строения атомов в кристалле. Теория электронной дифракции дает возможность установить связь между расположением и формой дифракционных максимумов на электронограмме и некоторыми структурными характеристиками исследуемых веществ. Дифракция электронов дает, таким образом, существенные сведения о структуре микроскопических объектов. В настоящее время на основе опытов по дифракции электронов развился мощный метод электронографического анализа, по своей точности и широте практического применения не уступающий рентгенографическому анализу, а в некоторых случаях даже более удобный (в частности при изучении структуры тонких пленок и молекул газов).

Для выполнения настоящей работы используется набор электронограмм поликристаллических пленок алюминия и железа, полученных на электронном микроскопе ЭМ-5, работающем в режиме электронографа. Электронограф – вакуумный прибор, служащий для наблюдения дифракции электронов высоких энергий (рисунок 4).

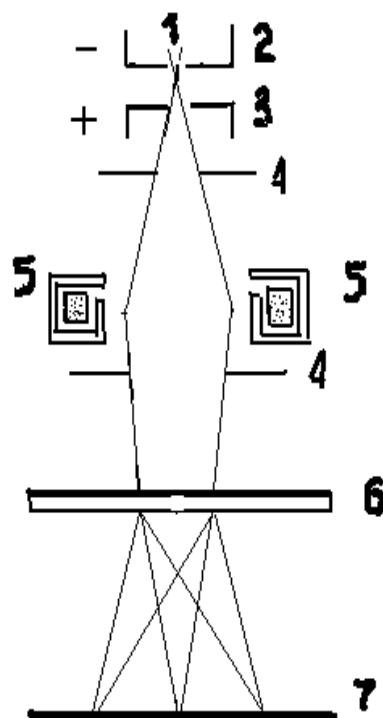


Рисунок 5

Электроны, испускаемые раскаленной вольфрамовой нитью (1), разгоняются высоким напряжением 50 ~ 100 кВ, приложенным между электростатическим фокусирующим катодом (2) и анодом (3). Электронный пучок формируется с помощью диафрагм (4) и соответствующего магнитного поля, создаваемого в магнитной линзе (5). Сформированный пучок электронов пропускается через тонкую ($10^{-6} - 10^{-5}$ см) пленку исследуемого вещества (6). Взаимодействуя с веществом, электроны рассеиваются и создают дифракционную картину, которую регистрируют на фотопластинке (7).

Порядок выполнения работы

Задание 1. Проверка зависимости линейных размеров дифракционной картины от ускоряющего напряжения.

Из формулы (15) следует, что при фиксированных значениях m и d_{hkl} диаметр дифракционного кольца D прямо пропорционален длине волны де Бройля λ . Отсюда с учетом (10) получается

$$D = \frac{1}{\sqrt{U(1 + 0,001U)}} \quad (16)$$

где ускоряющее напряжение выражено в киловольтах. Нетрудно видеть, что (16) справедливо и для точечной электронограммы. В данном случае D равно расстоянию между дифракционными максимумами – точками, лежащими на одинаковых расстояниях от центра дифракционной картины на линии, проходящей через центр.

Для проверки соотношения (16) нужно с помощью линейки измерить диаметры первого кольца D_1 на электронограммах Fe и Al, полученных при различных ускоряющих напряжениях. Измерения следует проводить при трех различных ориентациях диаметров, отличающихся на 120° . Выполнить аналогичные измерения расстояний D_1 между тремя парами ближайших к центру точек на электронограмме Si. Результаты занести в таблицу 1.

Таблица 1

U, кВ	$\frac{1}{\sqrt{U(1+0,001U)}},$ (кВ) ^{-1/2}	Al		Fe		Si	
		D ₁ , мм	<D ₁ >, мм	D ₁ , мм	<D ₁ >, мм	D ₁ , мм	<D ₁ >, мм

По полученным данным для каждого образца построить графики зависимостей

$$\langle D_1 \rangle = f\left(\frac{1}{\sqrt{U(1+0,001U)}}\right).$$

Задание 2. Определение межплоскостных расстояний и индексов Миллера.

С помощью электронограмм, используя формулу (15), можно определить межплоскостные расстояния. Для этого следует измерить диаметры соответствующих дифракционных колец на всех электронограммах (для Fe и Al). Результаты измерений занести в таблицу 2.

Таблица 2

Образец	№ коль- ца	U ₁ = ,кВ		U ₂ = ,кВ		U ₃ = ,кВ		U ₄ = ,кВ		<d _{hkl} > Å	h ² +k ² +l ²	hkl
		λ ₁ = ,Å		λ ₂ = ,Å		λ ₃ = ,Å		λ ₄ = ,Å				
		D, мм	d _{hkl} , Å	D, мм	d _{hkl} , Å	D, мм	d _{hkl} , Å	D, мм	d _{hkl} , Å			
Al	1											
	2											
	3											
	4											
	5											
Fe	1											
	2											
	3											
	4											

При вычислениях использовать значение постоянной прибора $L = 757$ мм. Межплоскостные расстояния необходимо определять для пяти первых колец на электронограммах алюминия и четырех первых колец на электронограммах железа. Порядок дифракции $m = 1$ для всех колец за исключением кольца №4 для железа и №5 для алюминия. Для этих двух колец порядок дифракции $m = 2$.

Элементарная ячейка кристаллической структуры алюминия является кубической гранецентрированной, железа – кубической объемноцентрированной. Поэтому, зная межплоскостные расстояния, можно достаточно просто определить индексы Миллера hkl соответствующих плоскостей. Сначала по формуле (12) нужно определить сумму их квадратов ($h^2+k^2+l^2$), округлив результат до ближайшего целого числа (межатомные расстояния для железа и алюминия - $d(\text{Fe}) = 2,87 \text{ Å}$, $d(\text{Al}) = 4,05 \text{ Å}$). Затем найти такую комбинацию трех целых чисел, сумма квадратов которых равна найденному значению ($h^2+k^2+l^2$). Эти три числа и будут индексами Миллера для данной плоскости.

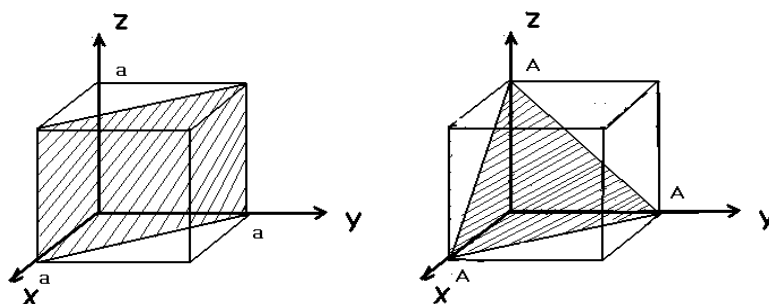


Рисунок 6

Контрольные вопросы

1. Что такое волна де Бройля?
2. Какова связь длины волны де Бройля электронов с ускоряющим напряжением?
3. Вывести условие Вульфа-Брэгга.
4. Вывести соотношение для диаметра дифракционного кольца на электронограмме.
5. Что такое индексы Миллера? Как они определяются? Найти значения индексов Миллера для плоскостей кубического кристалла, заштрихованных на рисунке 5.
6. Почему образцы для электронографических исследований берут в виде тонких пленок?

Лабораторная работа 6

ИЗУЧЕНИЕ РАБОТЫ ЛАЗЕРА

Цель работы: изучить физические основы работы лазеров; устройство и принцип работы лазеров с различными активными средами; получить значение постоянной дифракционной решетки; измерить длину волны лазерного излучения с помощью дифракционной решетки.

Оборудование: полупроводниковый лазер, дифракционная решетка.

Основные теоретические положения работы

В 1915 г. А. Эйнштейн впервые ввел понятие о спонтанном и вынужденном излучениях. На возможность усиления света за счет вынужденного излучения указал советский физик В. А. Фабрикант в 1940 г. Далее последовал ряд работ по реализации теоретически обоснованных (П. Дирак в 1927–1930 гг.) процессов в приборах, получивших название квантовых усилителей или квантовых генераторов. Квантовые генераторы, излучающие в диапазоне видимого и инфракрасного излучения, получили название лазеров (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation) – усиление света стимулированным, вынужденным, индуцированным излучением. Стимулированное излучение, сопровождающее вынужденные переходы, обладает весьма важными свойствами. Направление его распространения в точности совпадает с направлением распространения внешнего излучения, вызвавшего переход. То же самое относится к частоте, фазе и поляризации вынужденного и внешнего излучений. Таким образом, вынужденное и внешнее излучения оказываются когерентными. Эта особенность вынужденного излучения лежит в основе действия усилителей и генераторов света – лазеров. В лазерах – приборах для генерации монохроматического узконаправленного светового излучения – используется явление *вынужденного испускания света*. Это явление состоит в переходе электрона с верхнего энергетического уровня E_n (рисунок 1а) на свободный нижний уровень E_p под действием световой волны с частотой

$$\nu = \frac{E_n - E_p}{h} \quad (1).$$

При этом освобождающаяся энергия $E_n - E_p$ передается вызвавшей переход световой волне, увеличивая ее амплитуду. Происходит *усиление* света.

Вынужденное испускание обратное процессу поглощения света, когда электрон с нижнего уровня E_p переходит на свободный верхний уровень E_n (рисунок 1б), поглощая энергию световой волны.

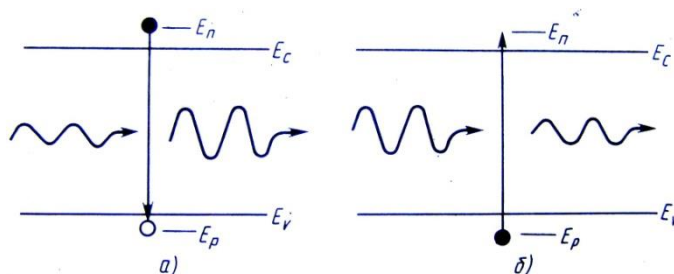


Рисунок 1. Схема индуцированного испускания (а) и поглощения (б) света

Если в среде электронами заселены как верхние, так и нижние состояния, то усиление света будет преобладать над его поглощением тогда, когда заселенность верхних уровней выше, чем нижних (инверсная населенность). В противном случае свет будет поглощаться. В условиях теплового равновесия степень заселенности нижних энергетических состояний всегда выше, чем верхних, и такими системами свет всегда поглощается. Получить

инверсную заселенность можно лишь выведя систему из теплового равновесия. Среду, в которой достигнута инверсная заселенность уровней, называется *активной*.

В лазерах световая волна многократно проходит через активную среду, отражаясь от зеркал (рисунок 2).



Рисунок 2- Схема многократного прохождения света через активную среду в лазере

Если световая волна теряет при отражении от зеркала меньше энергии, чем приобретает при прохождении через активную область, то ее интенсивность будет непрерывно нарастать. Происходит лавинообразное увеличение интенсивности световой волны, возникает *генерация*. Так как при каждом отражении часть света проходит сквозь зеркало, то с ростом интенсивности световой волны в активной среде растет и интенсивность света, выходящего из лазера наружу.

Твердотельными называют лазеры, активная среда которых представляет собой диэлектрический кристалл или стекло, в которое введены (в виде примеси) специальные ионы, играющие роль активных центров. В твердотельных лазерах применяется только оптическая накачка. В качестве примера рассмотрим устройство и принцип работы твердотельного рубинового лазера. Активная среда – рубин – представляет собой кристалл окиси алюминия Al_2O_3 (корунд), активированный ионами хрома, которые и определяют спектроскопические свойства кристалла. Торцы рубинового стержня тщательно отполированы и представляют собой строго параллельные друг другу зеркала. Один торец покрывается плотным непрозрачным слоем серебра, другой таким слоем серебра, который обеспечивает выход лазерного излучения. Работу рубинового лазера можно описать в приближении трехуровневой схемы, приведенной на рисунке 3.

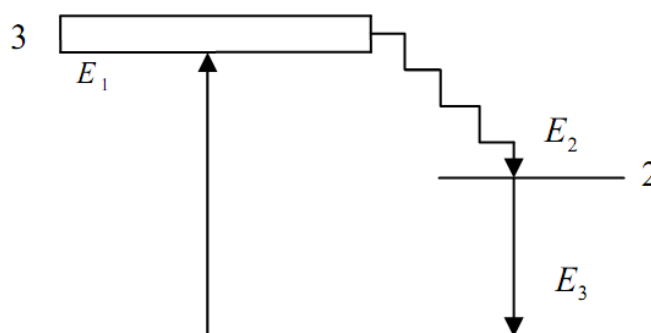


Рисунок 3

Оптическая накачка осуществляется излучением импульсных газоразрядных ламп, питаемых от батареи конденсаторов. В результате поглощения света импульсных ламп ионы хрома переходят на возбужденный уровень 3. Большая часть возбужденных ионов хрома сначала отдает часть своей энергии кристаллической решетке корунда без излучения света и переходит на возбужденный рабочий уровень 2 (метастабильное состояние).

Переход $2 \rightarrow 1$ запрещен правилом отбора, согласно которому $\Delta l = \pm 1$, где l – орбитальное квантовое число. Поэтому среднее время жизни иона в метастабильном состоянии ($\sim 10^{-3}$ с) примерно в 10^5 раз превосходит время жизни в обычном возбужденном состоянии. На втором этапе ионы из метастабильного состояния переходят в основное, излучая фотон с $\lambda = 694,3$ нм. Под воздействием фотонов такой же длины волны, т. е. при вынужденном излучении, переход ионов хрома из метастабильного состояния в основное происходит значительно быстрее. Фотоны, возникающие при вынужденном излучении, летят в том же направлении что и падающие. Фотоны, направление движения которых образует малые углы с осью кристаллического стержня, испытывают многократные отражения от торцов образца. Поэтому путь их в кристалле будет очень большим, так что каскады фотонов в направлении оси получают особенное развитие. Когда пучок становится достаточно интенсивным, часть его выходит через полупрозрачный торец кристалла. Фотоны, испущенные спонтанно в других направлениях, выходят из кристалла через его боковую поверхность. Лазеры на рубине работают в импульсном режиме (с частотой повторения порядка несколько импульсов в минуту). Внутри кристалла выделяется большое количество тепла, поэтому его приходится интенсивно охлаждать.

Для решения многих задач радиоэлектроники и вычислительной техники большое значение имеют полупроводниковые лазеры, в которых используется явление индуцированного излучения, возникающего при излучательной рекомбинации электронно-дырочных пар. Наиболее широкое практическое применение получили *инжекционные лазеры* на арсениде галлия, в которых инверсная заселенность достигается инжекцией неосновных носителей через р-п-переход в вырожденные области полупроводника. Применяют также арсенид индия, фосфид индия, антимонит индия и ряд твердых растворов. В инжекционных лазерах для создания инверсии заселенностей в полупроводниковой активной среде используют контакт друг другом двух вырожденных полупроводников разного типа (п-полупроводник и р-полупроводник). Такой контакт называют р-п переходом. К р-п переходу прикладывают электрическое напряжение V (прямое смещение) таким образом, чтобы под действием поля электроны проводимости из п-полупроводника инжектировались (вбрасывались) в область р-п перехода, одновременно в эту же область будут инжектироваться дырки из р-полупроводника. В области р-п перехода будут происходить переходы электронов из зоны проводимости в валентную зону, где происходит рекомбинация электронов проводимости и дырок, в результате чего при наличии оптического резонатора может быть реализована лазерная генерация

На рисунке 4а показан равновесный р-п-переход между двумя вырожденными областями полупроводника. Уровень Ферми в р-области (μ_p) расположен ниже вершины валентной зоны E_v , а в п-области (μ_n) – выше дна зоны проводимости E_c .

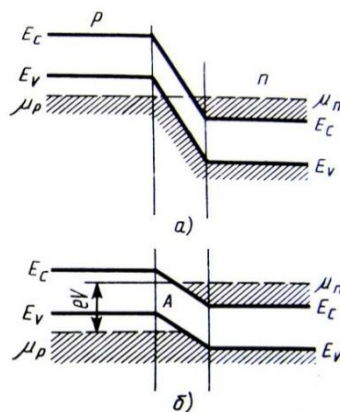


Рисунок 4- Энергетическая диаграмма лазерного диода в состоянии равновесия (а) и в рабочем режиме (б)

В этих условиях спонтанно возникшие кванты вследствие рекомбинации электронно-дырочных пар вызывают стимулированное испускание излучения. Такое расположение уровней Ферми свидетельствует о том, что состояния вблизи вершины валентной зоны р-области с вероятностью, близкой к 1, свободны (заполнены дырками), а состояния вблизи дна зоны проводимости n-области с той же степенью вероятности заполнены электронами. Если к такому р-n-переходу приложить прямое смещение V , резко снижающее потенциальный барьер, то в нем появится область А с инверсным заполнением зон: над практически свободными уровнями валентной зоны расположатся полностью заполненные уровни зоны проводимости (рисунок 4б).

Этот принцип и положен в основу работы полупроводниковых лазеров, схема устройства которых показана на рисунке 5.

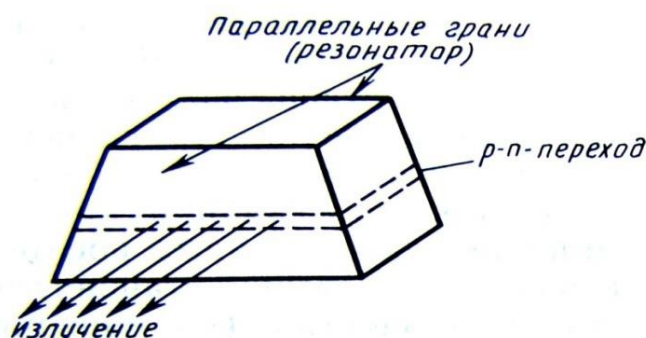


Рисунок 5 - Схема устройства полупроводникового инжекционного лазера

Кристалл с р-n-переходом имеет форму параллелепипеда или неправильной пирамиды: две противоположные грани делают строго параллельными друг другу и перпендикулярными плоскости р-n-перехода; они выполняют роль оптического резонатора, заставляющего стимулированное излучение, возникшее в плоскости перехода, проходить через него многократно. Две другие грани могут быть направлены под углом к основанию и оставляют грубо обработанными, вследствие чего не могут выполнять роль оптического резонатора. Когерентное излучение выводят через одну из граней оптического резонатора.

Коэффициент отражения света от граней кристалла составляет 0,3 – 0,35. Кроме того, световая волна, распространяющаяся вдоль р-n-перехода, проходит не только активную область, но и через пассивные области диода. Поэтому для возникновения генерации необходимо создание такой инверсной заселенности зон, при которой усиление света в активной области перекрывало бы все его потери, связанные с прохождением через диод и малым отражением его зеркальных граней.

Ток $I_{\text{пор}}$, при котором выполняется это условие и возникает генерация, называют *пороговым*. До порогового тока лазер работает как обычный светодиод, испуская спонтанное излучение с равномерной плотностью во всех направлениях (в телесном угле 4π стерадиан). Лучи, не попавшие на отражающие грани кристалла, полностью поглощаются в нем. Кроме того, лучи, упавшие на эти грани под углом $\Theta > 17^\circ$, испытывают полное внутреннее отражение и в конечном счете также поглощаются в кристалле. Поэтому из светодиода выходит всего около 2% излучения, возникшего в нем в результате излучательной рекомбинации.

При переходе же к режиму генерации практически все излучение концентрируется в плоскости р-n-перехода, распространяясь перпендикулярно отражающим граням. Кроме того, при $I > I_{\text{пор}}$ вследствие роста вероятности вынужденных оптических переходов увеличивается отношение вероятностей излучательной рекомбинации к безизлучательной. Все это приводит к резкому росту мощности излучения $W_{\text{изл}}$ и излому кривой зависимости $W_{\text{изл}}$ от тока I при $I = I_{\text{пор}}$ (рисунок 6).

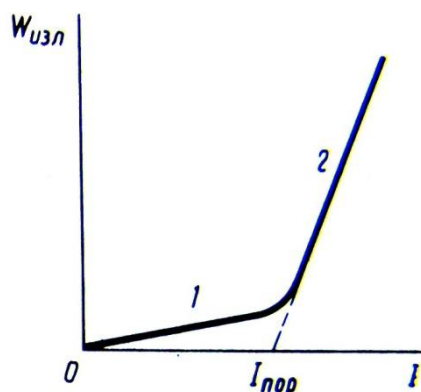


Рисунок 6 - Зависимость мощности излучения лазерного диода от тока. *1-спонтанное излучение; 2- стимулированное излучение*

Инжекционный лазер отличается своей миниатюрностью, генерация в некоторых образцах осуществляется при комнатных температурах. КПД таких лазеров достигает 50–60 %.

Существенным недостатком полупроводниковых лазеров является сильная зависимость их параметров от температуры. С повышением температуры, происходящем из-за разогрева диода значительным прямым током, изменяется ширина запрещенной зоны, что приводит к изменению спектрального состава излучения и смещению его максимума в сторону длинных волн. Но главное состоит в том, что с увеличением температуры резко растет пороговый ток $I_{пор}$, т.к. при неизменном токе инжекции и, следовательно, при неизменной концентрации инжектированных носителей вблизи р-п-перехода их распределение по энергиям становится более размытым – увеличивается интервал энергий (по порядку равный kT), в пределах которого свободные носители заряда распределяются в энергетических зонах. Так как коэффициент усиления света зависит от степени заполнения электронами и дырками состояний соответственно в зоне проводимости и в валентной зоне, то при том же уровне инжекции коэффициенты усиления падают с ростом температуры. Это означает, что для достижения порогового значения коэффициента усиления при повышенных температурах необходим большой ток $I_{пор}$. Поэтому проблема отвода теплоты от р-п-перехода для полупроводниковых лазеров имеет первостепенное значение.

Порядок выполнения работы

Полупроводниковый лазер помещаем перед дифракционной решеткой D. На расстоянии L от дифракционной решетки помещаем экран, на котором получаем дифракционную картину (рисунок 7).

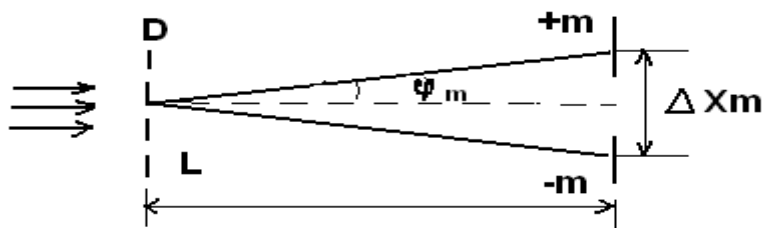


Рисунок 7

1. Включите лазер и поместите на пути луча дифракционную решетку.
2. Получите на экране резкую дифракционную картину. При этом плоскость экрана должна быть перпендикулярна к лучу. Определите расстояние L от дифракционной решетки до экрана.
3. С помощью шкалы на экране (или линейки) определите расстояние Δx_m между дифракционными максимумами соответственно ± 1 , ± 2 , ± 3 , ± 4 -го порядков спектров (рис.6).
4. По формуле $\operatorname{tg} \varphi_m = \frac{\Delta x_m}{2L}$ определите угол дифракции φ_m для соответствующего порядка m .
5. Пользуясь формулой $d \cdot \sin \varphi_m = m\lambda$, где d – период дифракционной решетки, найдите для каждого φ_m длину волны λ_m .
6. Определите среднее значение длины волны $\lambda_{\text{ср}}$, найдите абсолютную и относительную погрешности измерений.
7. Полученные результаты занесите в таблицу:

L , м	m	Δx_m , см	d , мм	φ_m , град	λ_m , нм	$\lambda_{\text{ср}}$, нм	$\Delta \lambda$, нм	δ , %

Контрольные вопросы

1. Какое излучение называется спонтанным, какое индуцированным?
2. Назовите необходимое условие увеличения интенсивности света при прохождении через вещество.
3. Какие уровни являются метастабильными?
4. Какие приборы называют квантовыми генераторами? Какие генераторы называют мазерами, какие лазерами?
5. Из каких основных частей состоит лазер? Каково их назначение?
6. Назовите типы лазеров.
7. Каковы свойства лазерного излучения?
8. Каков принцип действия полупроводникового лазера?

Лабораторная работа 7

ПРОВЕРКА СООТНОШЕНИЯ НЕОПРЕДЕЛЕННОСТЕЙ ДЛЯ ФОТОНОВ

Цель работы: Экспериментальное подтверждение выполнения соотношения неопределенностей для фотонов.

Оборудование: источник света – лазер, щель переменной ширины, оптическая скамья, экран, линейка, микроскоп.

Основные теоретические положения работы

Соотношение неопределенности является одним из фундаментальных принципов современной физики. Для нерелятивистских частиц его можно сформулировать следующим образом. Неопределенность положения частицы Δx и неопределенность проекции ее импульса в том же направлении Δp_x должны удовлетворять соотношению

$$\Delta x \cdot \Delta p_x \geq h \quad (*)$$

где h - постоянная Планка. В данной работе соотношение неопределенности (*) проверяется экспериментально для фотонов. Проявлением принципа неопределенности в оптике может служить явление дифракции. Действительно, при ограничении поперечных размеров светового пучка щелью ширины Δx неопределенность координаты фотонов, из которых состоит пучок, равна ширине этой щели. Тогда будет отличной от нуля и неопределенность проекции импульса фотонов вдоль направления перпендикулярного щели, т.е. в дифрагированном излучении будут присутствовать фотоны, которые движутся не только в прежнем направлении, но и под некоторым углом α к нему.

Проекция импульса таких фотонов на направление, перпендикулярное направлению первоначального пучка будет равна $p_x = p \cdot \sin \alpha$. Если при дифракции основная доля излучения будет сосредоточена в диапазоне углов от $-\alpha$ до α , то неопределенность импульса будет составлять $\Delta p_x = p \cdot \sin \alpha = \lambda \sin \alpha$ (где λ - длина волны излучения). Следовательно, произведение неопределенностей координаты и импульса будет равно

$$\Delta x \cdot \Delta p_x = h \lambda \sin \alpha \cdot \Delta x \geq h.$$

Из этого неравенства следует, что угловая расходимость светового пучка после дифракции на щели шириной Δx определяется неравенством $\Delta x \geq \lambda \sin \alpha$. Это соответствует классической теории дифракции, в которой угол дифракционной расходимости пучка равен $\sin \alpha = \lambda / \Delta x$. Здесь угол α определяет направления на первые минимумы дифракционной картины.

Пусть плоская волна $e^{i(\omega t - kx)}$ падает на щель шириной a (рисунок 1). После щели световые волны распространяются во всевозможных направлениях. Большая часть энергии прошедшей волны приходится на сектор углов $0 < \phi < \phi_1$, где ϕ_1 , отвечающий направлению на первый минимум, подчиняется интерференционному условию:

$$\Delta_1 = a \cdot \sin \phi_1 = \lambda. \quad (1)$$

Соотношение (1) определяет условную границу $\phi = \phi_1$ спектра плоских волн на выходе из щели. Учитывая, что излучение рассеивается как на большие ($\phi > \phi_1$), так и на меньшие ($\phi < \phi_1$) углы, можно записать следующее волновое условие неопределенности:

$$a \cdot \sin \phi \leq \lambda, \quad (2)$$

которому подчиняются углы для большей части плоских волн, рассеянных на щели.

Неравенство относится к волнам любой физической природы. Оно указывает, что сужение щели обязательно сопровождается уширением сектора направлений, в котором

сосредоточено дифракционное поле. В качестве примера на рисунке 2 показано распределение интенсивности I по углам для двух щелей разной ширины. Из рисунка видно, что при увеличении ширины щели в два раза, т.е. при $a_2 = 2a_1$, интервал значений $\sin \phi$, отвечающий центральному максимуму, сокращается в два раза.

Рассматриваемое соотношение можно записать иначе, если представить электромагнитную (световую) волну как поток фотонов с энергией $E = \hbar\omega$ и импульсом $\vec{P} = \hbar\vec{k}$. Пусть падающие фотоны имеют только z-компоненту импульса:

$$P_{\text{пад}} = \vec{i}_z k \hbar = \vec{i}_z \frac{\hbar}{\lambda}.$$

После прохождения через щель у фотонов появляется x-компонента импульса (рисунок 3):

$$p_x = \hbar k \cdot \sin \phi = \frac{\hbar}{\lambda} \sin \phi.$$

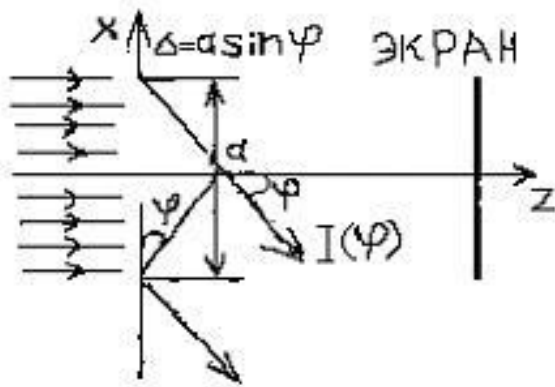


Рисунок 1

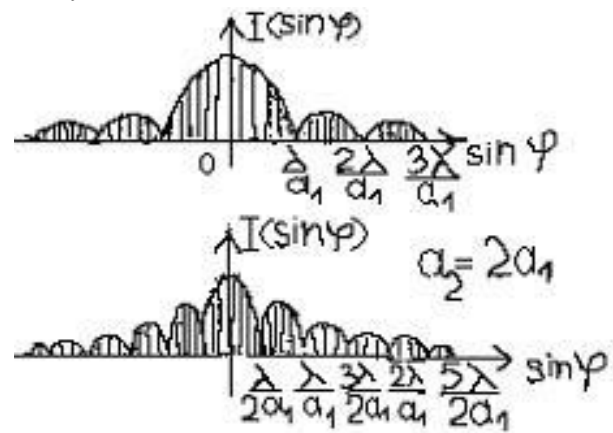


Рисунок 2

Для фотонов, отклоняющихся на разные углы, значения P_x различны. В силу (2) имеем:

$$a \cdot P_x \leq \frac{h}{\lambda}. \quad (3)$$

Это соотношение обычно записывают в виде:

$$\Delta x \cdot \Delta P_x \sim h, \quad (4)$$

где $\Delta x = a$ - область локализации (неопределенность местоположения) фотонов в плоскости экрана $z=0$, а $\Delta P_x = \frac{h}{\lambda} \cdot \sin \phi$ - область значений (неопределенность) компоненты импульса.

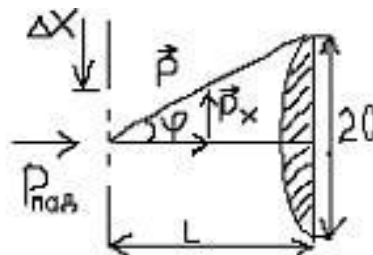


Рисунок 3

Соотношение (4) показывает, что произведение неопределенности координаты на неопределенность соответствующего ей импульса имеет величину порядка $h = 6,62 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}$. Чем точнее определена одна из этих величин, например, чем уже щель, через которую проходят фотоны, тем неопределеннее импульс P , и, наоборот, чем шире щель ($\Delta x \rightarrow \infty$), тем определеннее импульс ($\Delta P_x \rightarrow 0$). Очевидно, если одна из величин x и P имеет вполне определенное значение, то другая является совершенно неопределенной.

В данной работе соотношение неопределенности (4) проверяется экспериментально для фотонов. На опыте измеряется ширина щели, характеризующая неопределенность координаты фотона Δx , и ширина дифракционной картины, характеризующая неопределенность поперечного импульса фотона ΔP_x .

Порядок выполнения работы

1. Установить калиброванную щель так, чтобы луч лазера прошел через ее отверстие и попал на экран.
2. Изменяя размер щели от 0,05 до 0,40 мм через каждые 0,03-0,05 мм, провести 10-12 измерений ширины $2D$ главного максимума дифракционной картины, полученной на экране (рисунок 3). (Для увеличения точности измерения калиброванная щель должна быть установлена на расстоянии не менее 1,5 м от экрана. Ширина максимума определяется по положению темных полос, окаймляющих максимум).
3. Результаты измерений Δx , $2D$ и D (половина ширины главного максимума) занести в таблицу 1.

Таблица 1

№ измерения	Δx , мм	$2D$, мм	D , мм	F

4. Построить график зависимости полуширины главного максимума D от размера щели Δx .

5. Вычислить величину $F = \frac{\Delta x \cdot D}{L \cdot \lambda}$, где $\lambda = 6,33 \cdot 10^{-7} \text{ м}$ - длина волны излучаемого света, а L – расстояние от щели до экрана. Результаты вычислений занести в таблицу 1. Убедиться в том, что величина F связана с $\sin \phi$ и практически не меняется при изменении Δx .

Проанализировать полученные результаты и сделать вывод.

Контрольные вопросы

1. В чем заключается физический смысл соотношения неопределенностей?
2. Какое максимальное пространственное разрешение может обеспечить поток нейтронов с энергией $E = 1 \text{ эВ}$?
3. Почему электронный микроскоп может обеспечить более высокое разрешение, чем оптический микроскоп?
4. Что такое нулевые колебания? Как объяснить наличие нулевых колебаний с помощью принципа неопределенностей?
5. Какие преимущества обеспечивает анализ величины $F = \Delta x D / \lambda L$ по сравнению с анализом зависимости $D = f(\Delta x)$?
6. Используя соотношение неопределенностей, оцените: а) энергию электрона в атоме водорода в основном состоянии; б) энергию электронов в атоме гелия в основном состоянии; в) энергию основного состояния квантового осциллятора
7. Почему проверка соотношения неопределенностей при помощи лазерного излучения более надежна, чем при работе с другими источниками света (например, газоразрядной лампой)?
8. При анализе дифракции электронов на поликристалле можно допустить, что дифракцию испытывают не электроны, а вторичное рентгеновское излучение, испускаемое атомами кристалла под действием электронного пучка. Как однозначно установить природу дифрагировавших частиц (электроны или рентгеновские кванты)?
9. Зная импульс макрообъекта, можно по формуле де Бройля рассчитать длину волны де Бройля. Найдите ее для автомобиля массой 1000 кг , движущегося со скоростью 150 км/час . Почему, автомобиль не может проявить свои волновые свойства – например, «не заметить» какой-нибудь объект?

Лабораторная работа 8

ЭЛЕМЕНТЫ ДОЗИМЕТРИИ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ

Цель работы: Ознакомление с системой дозиметрических величин. Приобретение умений и навыков при измерении их дозиметрической аппаратурой и умения правильно оценивать радиационную обстановку.

Оборудование: Дозиметр ДКГ – РМ1203М.

Основные теоретические положения работы

Радиоактивные излучения (альфа-, бета-, гамма- и рентгеновское) при прохождении через вещество вызывают в нем ионизацию. Этот процесс заключается в отрыве одного или нескольких электронов от электронной оболочки атома или присоединения к ней избыточных электронов. В первом случае получаются положительно, во втором – отрицательно заряженные ионы. Таким образом, ионизирующие излучения – это любые виды излучений, которые при взаимодействии со средой приводят к ее ионизации с образованием электрических зарядов разных знаков. Существует несколько методов регистрации ионизирующих излучений:

1. Фотографический – основан на потемнении фотоэмульсии под действием ионизирующих излучений.
2. Химический – под влиянием излучения происходит образование ионов водорода (радиолиз воды). Концентрация ионов водорода затем измеряется известными способами.
3. Полупроводниковый – основан на том, что некоторые полупроводники изменяют свое сопротивление под воздействием ионизирующих излучений.
4. Сцинтилляционный – базируется на том, что некоторые вещества под воздействием ионизирующих излучений испускают фотоны видимого света.
5. Биологический – заключается в исследовании биологических структур под действием излучений.
6. Ионизационный – основан на измерении степени ионизации газов.

В современной дозиметрии и радиометрии применяются в основном ионизационный и сцинтилляционный методы. Первый метод лежит в основе практически всех типов дозиметров и основан на обнаружении эффекта ионизации атомов вещества под действием радиоактивного излучения. Простейшим и наиболее распространенным детектором является газоразрядный счетчик. Он представляет собой металлический или покрытый слоем металла стеклянный цилиндр. Вдоль оси цилиндра натянута тонкая нить из металла. Внутри счетчик заполнен воздухом или другим газом. При попадании в счетчик излучения образуются ионы. В электрическом поле положительно заряженные ионы начинают двигаться к стенке цилиндра, которая заряжена отрицательно, а электроны – к нити, которая заряжена положительно. Возникает электрический сигнал, который регистрируется прибором. Второй метод применяется в радиометрах, приборах, измеряющих активность пробы. Сцинтилляционный счетчик состоит из особых соединенных – сцинтилляторов, (например, натрий – йод), где энергия ионизирующего излучения преобразуется во вспышку света. На фотоэлектронном умножителе вспышка света преобразуется в электрический импульс, который регистрируется счетным устройством. Необходимо отметить, что каждая группа приборов предназначена для достаточно ограниченной цели: дозиметр – для измерения экспозиционной, поглощенной или эквивалентной дозы. (Наиболее распространенная ошибка состоит в попытке измерить с помощью дозиметра уровень накопления иода-131 в щитовидной железе, а также определить уровень загрязненности продуктов питания радионуклидами); радиометр – для определения количества радиоактивного вещества. Именно при помощи радиометров можно измерять радиоактивное загрязнение продуктов питания, воды

и других объектов; спектрометр – предназначен для регистрации и анализа энергетического спектра и идентификации на этой основе излучающих радионуклидов.

1. ЭКСПОЗИЦИОННАЯ ДОЗА. В начальный период развития радиационной дозиметрии в основном оценивалось рентгеновское излучение, распространяющееся в воздухе при использовании рентгеновских аппаратов. Экспозиционная доза (Дэ) – количественная характеристика ионизирующего излучения, основанная на величине ионизации сухого воздуха при 760 мм рт. ст. и нуле градусов Цельсия. Единицей измерения Дэ является рентген (Р) – это такая доза рентгеновского или гамма-излучения, при которой образуется $2 \cdot 10^9$ пар ионов/см³ воздуха. Экспозиционная доза в 1Р довольно большая величина, поэтому на практике чаще всего используют меньшую размерность: миллирентген – мР = 10^{-3} Р, микрорентген – мкР = 10^{-6} Р.

2. ПОГЛОЩЕННАЯ ДОЗА. Во-первых, согласно определению рентгена оценивается ионизация сухого воздуха рентгеновским или гамма – излучением. Однако в биологических тканях сухой воздух отсутствует. Биологические ткани состоят из белков, жиров, углеводов и воды. Во-вторых, с помощью рентгена сложно оценить действие других видов ионизирующих излучений – альфа-, бета- излучений, потоки нейтронов и других. Поэтому в качестве меры радиационного воздействия проникающих излучений было предложено определять энергию, поглощенную облучаемым веществом. Именно это понятие и лежит в основе радиационной дозиметрии. Поглощенная доза – количество энергии любого вида ионизирующего излучения, поглощенной единицей массы облучаемого вещества. Единицей измерения поглощенной дозы является ГРЭЙ - 1 Гр = 1Дж/кг. На практике часто используется внесистемная единица поглощенной дозы – рад: 1 рад = 0,01 Гр, 1 Гр = 100 рад. Между поглощенной дозой и радиационным эффектом существует прямая зависимость: чем больше поглощенная доза, тем больше радиационный эффект. Для мягких тканей (человек в целом) в поле рентгеновского или гамма-излучения поглощенная доза 1 рад примерно соответствует экспозиции 1 Рентген.

3. ЭКВИВАЛЕНТНАЯ ДОЗА. Используя индивидуальную дозиметрию, физики 40-50-х гг., организовали достаточно удобную систему контроля над радиационной обстановкой на ядерных объектах: каждый работник, соприкасающийся с полем излучения, снабжался индивидуальным дозиметром, показания которого периодически считывались. К этому периоду создание служб радиационной безопасности радиобиологи обосновали значения допустимых поглощенных доз для организма человека. Казалось, система замкнута, – если радиационно-опасные работы организованы так, что показания дозиметров не превышают допустимых значений, радиационная безопасность персонала гарантирована. К сожалению, действие ионизирующих излучений на организм оказалось сложнее. Выяснилось это при трагических обстоятельствах: у значительной части физиков, работавших на ядерных установках, было обнаружено помутнение хрусталика глаза. Эти лучевые катаракты развились у них в условиях умеренных поглощенных доз, не превышающих допустимое значение. Изучение таких отдаленных последствий облучения организма привело к заключению, что радиобиологический эффект зависит не только от поглощенной энергии. Оказалось, что последствия облучения зависят и от типа излучения. При одной и той же поглощенной дозе радиобиологический эффект тем выше, чем больше плотность ионизации (количество ионов, образуемых излучением на единице пути). Для различных типов излучений плотность ионизации также различна. Для количественной оценки этого влияния потребовалось ввести понятие коэффициента качества (к) излучения. Так в радиационной дозиметрии появилось новое понятие – эквивалентная доза, связанная с поглощенной дозой следующим соотношением: Эквивалентная доза = поглощенной дозе * коэффициент. Коэффициент для бета- и гамма-излучения равен 1, для альфа- излучения равен 20, для протонов и быстрых нейтронов – от 3 до 10.

Единицей измерения эквивалентной дозы является ЗИВЕРТ: 1 Зв = 1 Гр * к, или внесистемная единица БЭР (биологический эквивалент рада):

1 бэр = 1 рад * к,
 1 Зв = 100 бэр,
 1 бэр = 0,01 Зв.

4. **МОЩНОСТЬ ДОЗЫ.** В ходе радиационного облучения вещества с течением времени доза нарастает. Поэтому на практике при измерениях используют такую величину как мощность дозы (X).

$$X = D/T,$$

где D – доза (экспозиционная или эквивалентная), T – время.

В основном все типы дозиметров измеряют либо мощность экспозиционной дозы в мкР/ч или мР/ч, либо мощность эквивалентной дозы в мкЗв/ч.

В заключение необходимо отметить, что для оценки действия излучения на живые организмы используется эквивалентная доза. Лишь в простейшем случае (практически наиболее часто встречающемся), когда человек находится в поле гамма-излучения, допустимо использование для оценки радиационного воздействия экспозиционной или поглощенной дозы.

Порядок выполнения работы

В данной работе предлагается ознакомиться с дозиметром ДКГ – РМ1203М и исследовать поле гамма-излучения в лаборатории: измерить с помощью прибора мощность экспозиционной дозы (делается не менее пяти измерений и находится среднее арифметическое) и занести в таблицу 1. Затем, используя связь между величинами, перевести полученное значение в мкГр/ч и мкЗв/ч. Сравнить полученное значение со значением нормального естественного фона гамма-излучения, которое в Беларуси колеблется в пределах 8-20 мкР/ч. Для этого необходимо выполнить следующее.

1. Изучить техническое описание прибора и ознакомиться с его назначением, техническими характеристиками, принципом действия и устройством.

2. Ознакомиться с инструкцией (руководством) по эксплуатации прибора или разделом «Работа с прибором» технического описания прибора, обращая особое внимание на процедуру подготовки прибора к работе, соблюдение мер безопасности при работе с ним, последовательность включения и особенности работы с прибором.

3. Провести внешний осмотр прибора, ознакомиться с назначением и расположением на его корпусе и передней панели регулирующих элементов (выключателей, переключателей, кнопок, индикаторных

Таблица 1

	Мощность эквивалентной дозы	Мощность поглощенной дозы	Мощность экспозиционной дозы	
	мкЗв/ч	мкГр/ч	мкР/ч	мР/ч
Гамма-фон				

Контрольные вопросы

1. Какие излучения называются ионизирующими?
2. Назовите методы регистрации ионизирующих излучений.
3. Каковы основные принципы работы дозиметрической и радиометрической аппаратуры.
4. Понятие экспозиционной дозы. Единицы измерения.
5. Понятие поглощенной дозы. Единицы измерения.
6. Понятие эквивалентной дозы. Единицы измерения.
7. Понятие мощности дозы.
8. Связь между рентгеном, грэем и зивертом для мягких тканей (человек) в поле гамма-излучения.
9. Какое излучение имеет самый высокий радиобиологический эффект при одинаковой поглощенной дозе? Почему?
10. Назначение дозиметра ДКГ – РМ1203М. Порядок работы с ним.
11. Значение нормального гамма-фона в Беларуси.
12. В результате аварии на Томском радиохимическом комбинате радиоактивный фон вблизи предприятия составлял 3 миллирентгена в час. Во сколько раз это значение превысило нормальный естественный гамма-фон?

ЛИТЕРАТУРА

1. Савельев, И.В. Курс общей физики: учеб. пособие для вузов: в 3 т. / И.В. Савельев. – 2-е изд., испр. – М.: Наука, 1982. – Т. 3: Квантовая оптика. Атомная физика. Физика твердого тела. Физика атомного ядра и элементарных частиц. – 304 с.
2. Сивухин, Д.А. Общий курс физики: учеб. пособие для вузов: в 5 т. / Д.А. Сивухин. – 2-е изд., стер. – М.: ФИЗМАТЛИТ, МФТИ, 2002. – Т. 5: Атомная и ядерная физика. – 784 с.
3. Лабораторный практикум «Атомная физика»: учеб. пособие / под ред. В.В. Суркова. – 3-е изд., перераб. и доп. – М.: НИЯУ МИФИ, 2012. – 116 с.
4. Физика атома и ядра: лабораторный практикум / Л.Г. Малышев, А.А. Повзнер. – Екатеринбург: Изд-во Урал. ун-та, 2014. – 151 с.
5. Сойка, А.К. Лазеры и техническая оптика: пособие по дисциплине «Физика» для студ. инж.-техн., хим.-технол. и инж.-экон. спец. / А.К. Сойка. – Минск: БГТУ, 2012. – 257 с.

Учебное издание

ОБЩАЯ ФИЗИКА
(АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА)

Методические рекомендации
к выполнению лабораторных работ

Составители:

КАШЕВИЧ Ирина Федоровна

САПЕЛКО Татьяна Ивановна

Технический редактор

Г.В. Разбоева

Компьютерный дизайн

Л.В. Рудницкая

Подписано в печать 2022. Формат 60x84 ¹/₁₆. Бумага офсетная.

Усл. печ. л. 3,02. Уч.-изд. л. 2,29. Тираж экз. Заказ

Издатель и полиграфическое исполнение – учреждение образования
«Витебский государственный университет имени П.М. Машерова».

Свидетельство о государственной регистрации в качестве издателя,
изготовителя, распространителя печатных изданий
№ 1/255 от 31.03.2014.

Отпечатано на ризографе учреждения образования
«Витебский государственный университет имени П.М. Машерова».
210038, г. Витебск, Московский проспект, 33.