

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
Государственное образовательное учреждение высшего профессионального образования
**«НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ТОМСКИЙ ПОЛИТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ»**

А. В. Макиенко

**ЛАБОРАТОРНЫЙ ПРАКТИКУМ
ПО АТОМНОЙ ФИЗИКЕ**

Томск 2011

ОГЛАВЛЕНИЕ

• Работа А-10 Спектральные свойства фотоэффекта.....	4
• Работа А-03 Корпускулярные свойства γ -излучения.....	11
• Работа А-04 Статистика счета электронов и фотонов, испускаемых радиоактивными источниками малой интенсивности.....	19
• Работа А-09 Определение энергии α -частиц по пробегу в воздухе.....	29
• Работа А-02 Опыт Франка и Герца.....	37
• Работа А-05 Изотопический сдвиг в спектре атомов водорода и дейтерия.....	43
• Работа А-12 Тонкая структура спектральных линий атомов Na.....	57
• Работа А-11 Определение удельного заряда электрона по методу магнетрона.....	69
• Работа А-12. Дифракция электронов.....	81
ПРИЛОЖЕНИЕ.....	92
Библиографический список.....	94

Работа А- 10

СПЕКТРАЛЬНЫЕ СВОЙСТВА ФОТОЭФФЕКТА

ЦЕЛЬ РАБОТЫ: экспериментально проверить уравнение Эйнштейна, используя для измерения энергии фотоэлектронов метод «задерживающего потенциала».

1. Основные закономерности фотоэффекта

Внешним фотоэлектрическим эффектом, или просто **фотоэффектом**, называется явление вырывания электронов с поверхности твердого тела под действием электромагнитного излучения.

При экспериментальном исследовании этого явления были установлены следующие закономерности:

1. Количество выбитых электронов (фототок) пропорционально световому потоку, падающему на поверхность тела (при условии неизменного спектрального состава излучения), - **закон Столетова**.
2. Максимальная энергия фотоэлектронов линейно возрастает с частотой падающего света и не зависит от его интенсивности – **закон Эйнштейна**.
3. Для каждого вещества существует граничная частота излучения, ниже которой фотоэффект не наблюдается. Граничную частоту $\nu_{гр}$ и соответствующую ей длину волны $\lambda_{гр}$ называют **красной границей фотоэффекта**.

Почти все свойства фотоэффекта не укладывались в рамки волновых представлений света.

Пользуясь квантовыми представлениями, можно объяснить все указанные закономерности. С точки зрения корпускулярной теории механизм этого явления, предложенный Эйнштейном, состоит в том, что фотон при поглощении отдает свою энергию электрону. Вероятность одновременного поглощения двух фотонов одним электроном мала, следовательно, каждый фотоэлектрон заимствует энергию только у одного фотона. Поэтому число фотоэлектронов должно быть пропорционально числу падающих на поверхность фотонов, т.е. пропорционально световому потоку (закон Столетова).

Энергия фотоэлектрона зависит от энергии поглощенного кванта $h\nu$, которая пропорциональна частоте света. Если энергия фотона

достаточно велика (больше, чем работа выхода $A_{\text{вых}}$), то электрон вылетает с поверхности вещества. Уравнение, описывающее энергетическое взаимодействие фотона и электрона (уравнение Эйнштейна) имеет вид:

$$h\nu = E_{\text{max}} + A_{\text{вых}}, \quad (1.1)$$

где $E_{\text{max}} = \left(\frac{mV^2}{2}\right)_{\text{max}}$ – максимальная кинетическая энергия фотоэлектронов.

Из уравнения Эйнштейна следует:

1. Максимальная кинетическая энергия фотоэлектронов прямо пропорциональна частоте падающего света:

$$E_{\text{max}} = h\nu - A_{\text{вых}}. \quad (1.2)$$

Зависимость максимальной кинетической энергии фотоэлектронов от частоты излучения представлена на рис. 1.

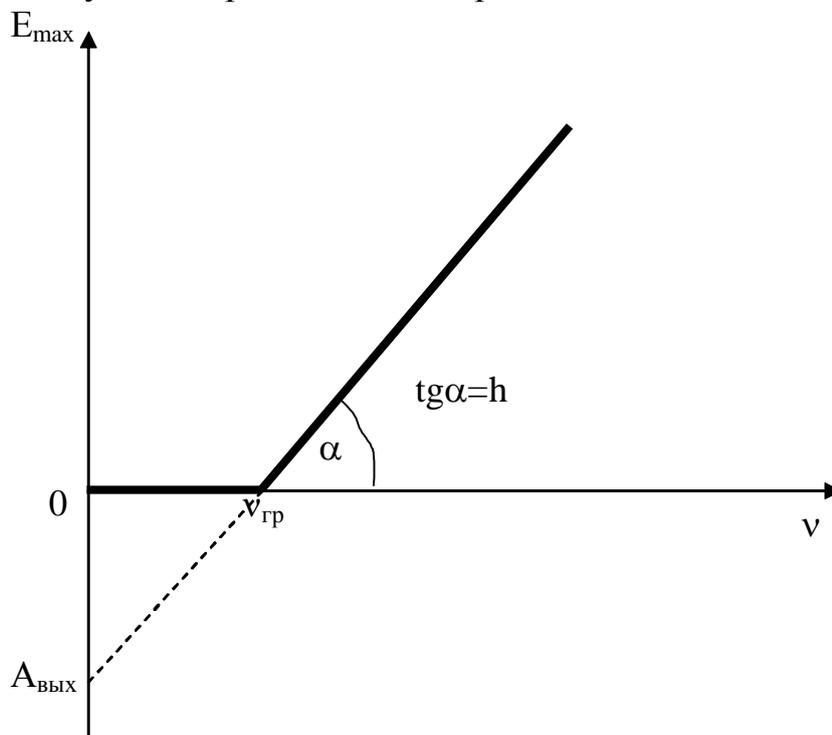


Рис. 1

2. Фотоэффект возможен только при условии $\nu > A/h$, следовательно граничная частота фотоэффекта равна:

$$\nu_{cp} = \frac{A_{вых}}{h}. \quad (1.3)$$

Красная граница фотоэффекта различна для различных металлов и, так же как и работа выхода, существенно зависит от состояния поверхности металла. Красная граница фотоэффекта для металлов с малой работой выхода (щелочные металлы) лежит в видимой области спектра, а для металлов с большой работой выхода (серебро, платина и др.) – в ультрафиолетовой области.

Явление фотоэффекта можно изучать, используя вакуумный фотоэлемент, в котором имеется фотокатод и анод. При освещении фотокатода в цепи возникает ток. Изменяя напряжение между анодом и фотокатодом, можно снять вольт-амперную характеристику фотоэлемента – зависимость фототока от напряжения на фотоэлементе при постоянном световом потоке. На рис.2 представлена одна из таких характеристик.

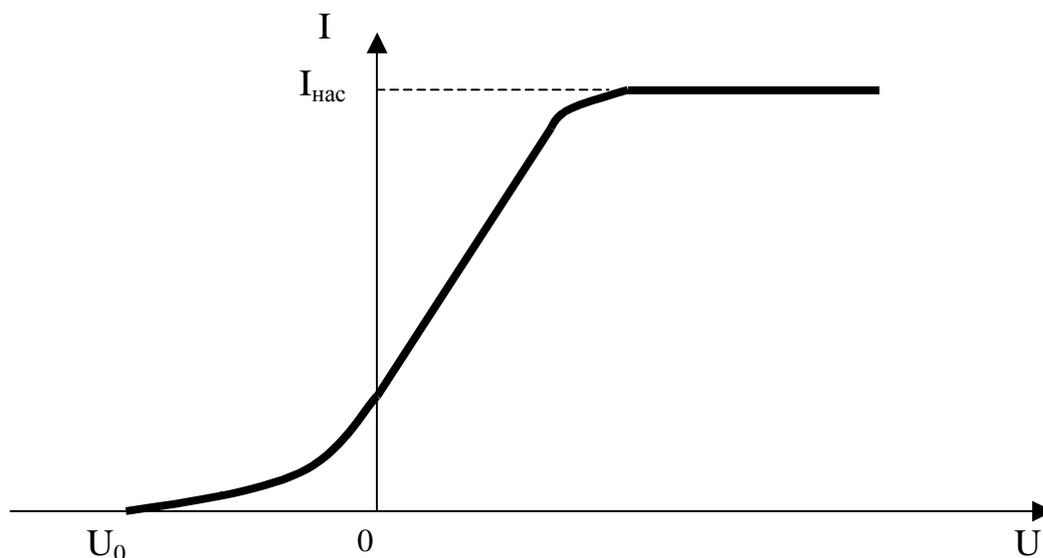


Рис. 2

Чрезвычайно важным является то, что при $U = 0$ фототок не исчезает (см. рис. 2). Это свидетельство того, что электроны покидают катод со скоростью, отличной от нуля. Чтобы обратить фототок в нуль, необходимо создать между анодом и катодом разность потенциалов U_0 . Напряжение, при котором фототок равен нулю, называют **задерживающим потенциалом**.

При достаточно больших ускоряющих напряжениях фототок достигает насыщения: все испущенные электроны попадают на анод. **Сила тока насыщения $I_{нас}$** зависит от интенсивности светового потока.

2. Проверка уравнения Эйнштейна

Для проверки уравнения Эйнштейна необходимо изучить зависимость кинетической энергии фотоэлектронов от частоты падающего света.

Энергию фотоэлектронов можно определить, используя метод задерживающего потенциала.

Метод задерживающего потенциала

При задерживающей разности потенциалов U_0 даже "самые быстрые" электроны не смогут преодолеть задерживающее поле и фототок прекратится. В этом случае работа сил поля eU_0 изменяет кинетическую энергию этих электронов от $\frac{mV_{\max}^2}{2}$ до нуля. Это условие можно записать:

$$\frac{mV_{\max}^2}{2} = eU_0, \quad (1.4)$$

где e – заряд электрона.

Подставив энергию eU_0 в уравнение Эйнштейна, получим:

$$h\nu = A_{\text{вых}} + eU_0. \quad (1.5)$$

Как видно из этого уравнения, каждой частоте света ν соответствует определенное значение U_0 . Это выражение можно записать в виде уравнения прямой линии

$$U_0 = \frac{h}{e}\nu - \frac{A}{e}, \quad (1.6)$$

где $h/e = \text{tg}\alpha$, α – угол наклона прямой к оси абсцисс ν , A/e – это отрезок, который отсечет прямая на оси ординат U_0 .

Таким образом, измерив задерживающий потенциал и, построив зависимость $U_0(\nu)$, можно проверить основной закон фотоэффекта – закон Эйнштейна, определить постоянную Планка, найдя $\text{tg}\alpha$ из графика как отношение $\Delta U_0/\Delta\nu$ и красную границу фотоэффекта $\nu_{\text{гр}}$ как точку пересечения прямой с осью частот.

Описание установки

В данной работе для изучения фотоэффекта используется фотоэлемент с максимумом спектральной чувствительности в видимой области. Световой поток от мощной галогенной лампы накаливания ЛН фокусируется объективом О и через монохроматор поступает на катод фотоэлемента ФЭ с заданной длиной волны.

Катод представляет собой очень тонкий слой вещества с малой работой выхода, нанесенной на стеклянную стенку фотоэлемента. При освещении этого слоя электроны вылетают с противоположной от источника света поверхности слоя и попадают на анод.

Ток через фотоэлемент (анодный ток) измеряется цифровым наноамперметром, расположенным в блоке питания. Между анодом и катодом можно подавать регулируемое напряжение U_A как положительной так и отрицательной полярности.

Блок-схема установки показана на рис. 3.



Рис. 3

ЗАДАНИЕ

1. Изучить теоретическую часть работы и методику измерения с помощью компьютерной модели.
2. Подготовить установку к работе.

- Включить измерительный блок в розетку и нажать кнопку "сеть". При этом включается мощный источник сплошного спектра (галогенная лампа) и вентилятор охлаждения.
- Сфокусировать спираль лампы на щель монохроматора, перемещая объектив.

3. Снять вольт-амперную характеристику фотоэлемента $I = f(u)$ для $\lambda = 500$ нм. При этом положительная и отрицательная ветви снимаются по отдельности с учетом множителя (при снятии положительной ветви умножаются на 10 как напряжение, так и ток).

При переходе на отрицательную ветвь необходимо корректировать ноль наноамперметра, перекрыв щель монохроматора. Для снятия отрицательной ветви установить анодное напряжение, равное 0, открыть входную щель, поставить переключатель полярности на (-) и увеличивать отрицательное напряжение на аноде через 0,1 В.

Результаты измерений занести в табл. 1, 2.

Таблица 1

$U_A, В$	0	1	2	3	5	10	15	20
$I, нА$								

Таблица 2

$U_A, В$	0	-0,1	-0,2	-0,3	-0,4	-0,5	-0,6	-0,7
$I, нА$								

4. По данным табл. 1,2 построить вольт-амперную характеристику.

5. Для различных частот спектра определить потенциал запирающего U_0 . Для этого при различных λ , увеличивать отрицательное напряжение на аноде до получения нулевого значения фототока. Данные занести в табл. 3.

Таблица 3.

λ , нм.	400	450	500	550	600	650
U_0 , В						

Перед началом каждого измерения корректировать нулевое значение тока при $U = 0$, закрывая щель монохроматора.

6. По данным табл. 3 построить график зависимости потенциала запирающего от частоты и вычислить постоянную Планка h .

7. Экстраполируя график до нулевого значения, определить $\nu_{гр}$ (красную границу) и сравнить с полученной экспериментально. Для экспериментального определения "красной" границы $\nu_{гр}$ установить λ такую, чтобы фототок не возникал ($\lambda = 800$ нм) при открытой щели и напряжении $U = 0$. Далее, уменьшая длину волны, найти λ , соответствующее появлению тока.

8. По граничной частоте определить работу выхода катода фотоэлемента.

Вопросы и задания для самопроверки

1. Что называют фотоэлектрическим эффектом?
2. Какие закономерности фотоэффекта нельзя объяснить по классической теории?
3. Что такое фотон? Основные характеристики фотона – масса, энергия, импульс.
4. На поверхность фотокатода падает поток излучения с энергией 5 мкДж и длиной волны 500 нм. Считая, что все падающие фотоны выбивают электроны, найдите число электронов, вылетевших из катода.
5. Напишите уравнение Эйнштейна и объясните на его основании все закономерности фотоэффекта.
6. Что называется красной границей фотоэффекта?
7. Определите красную границу фотоэффекта для вещества, работа выхода которого равна 4,74 эВ.
8. Что называют задерживающим потенциалом?

9. При изучении фотоэмиссии электронов из кальция было получено, что при $\lambda=365$ нм задерживающий потенциал $U_0=0,5$ В. Найдите максимальную кинетическую энергию электронов.

Работа А-03

КОРПУСКУЛЯРНЫЕ СВОЙСТВА γ -ИЗЛУЧЕНИЯ

ЦЕЛЬ РАБОТЫ: экспериментально проверить корпускулярные свойства гамма-излучения, обнаруживающиеся при его распространении.

1. ВВЕДЕНИЕ

а) Корпускулярно-волновой дуализм

В 1905 году Эйнштейн, обобщив высказанную Планком гипотезу о квантовании, предположил, что любое электромагнитное излучение существует в форме дискретных сгустков электромагнитной энергии, названных **квантами** или **фотонами**.

Эксперименты, проведенные в начале XIX века (дифракция, интерференция света) и в начале XX века (фотоэффект, комптон-эффект, опыт Боте), показали, что электромагнитное излучение обладает корпускулярно-волновой двойственностью, или дуализмом.

Это значит, что фотон может обнаруживать либо свойства волн, либо свойства частиц. Как правило, корпускулярная картина лучше проявляется для фотонов с высокой энергией (рентгеновское излучение и γ -излучение), а волновая картина – для фотонов с низкой энергией (оптическое излучение и радиоволны).

Впоследствии было установлено, что и электроны и другие частицы тоже обладают корпускулярно-волновым дуализмом. Этот принцип был положен в основу квантовой теории. Вплоть до 30-х годов XX столетия никто не относился к фотону как к элементарной частице, такой, например, как электрон. Однако по мере развития квантовой теории отношение менялось, и сейчас фотон считается полноправной элементарной частицей.

б) Флуктуации потока излучения

Если электромагнитное излучение можно рассматривать как поток фотонов, то каждый фотон, попадая в регистрирующее устройство, вызывает то или иное действие независимо от других фотонов. При больших интенсивностях число этих элементарных актов поглощения настолько велико, что не замечается никакой дискретности в излучении.

Если же поток настолько слаб, что число фотонов, попадающих в приемник в единицу времени, измеряется единицами или десятками, то должны сказываться флуктуации излучения, которые были обнаружены прежде всего для коротковолнового излучения – **рентгеновского и γ -излучения.**

в) Гамма - излучение

Все изотопы химических элементов с $Z > 83$ самопроизвольно распадаются, превращаясь в ядра других элементов.

Установлено, что радиоактивный распад сопровождается α -, β - и γ - излучением.

Альфа-излучение представляет собой поток ядер гелия ${}^4_2\text{He}$, β -излучение – поток электронов высокой энергии, а γ -излучение – поток коротковолновых фотонов.

Гамма-фотоны испускаются в результате перехода возбужденного ядра на уровень с меньшей энергией. Очень часто γ -излучение сопутствует β -распаду. Схема подобного распада приведена на рис. 1.

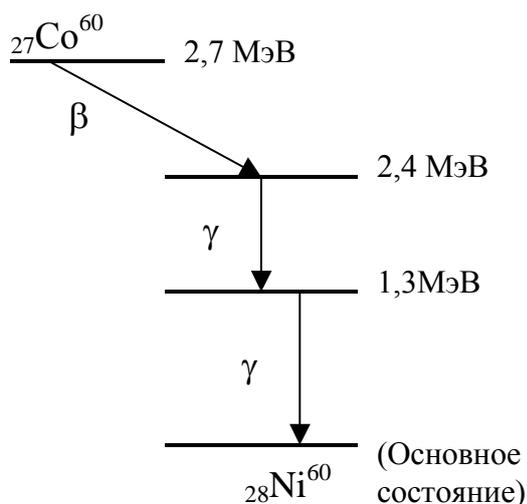


Рис. 1

Изотоп кобальта ${}^{60}_{27}\text{Co}$ сперва в результате β -распада переходит в возбужденное состояние изотопа никеля ${}^{60}_{28}\text{Ni}$, которое выше основного на 2,4 МэВ. Переход изотопа никеля из возбужденного состояния в нижние сопровождается испусканием двух γ -фотонов; γ -фотоны могут также испускаться в результате ядерных реакций и ядерного деления под действием нейтронов.

г) Измерение интенсивности γ -излучения

Один из методов регистрации γ -излучения, а также ядерных частиц основан на ионизации, вызываемой в веществе, через которое они пролетают. Заряженные частицы, попадая в вещество, быстро теряют свою энергию в результате ионизации. Электроны, позитроны и особенно γ -лучи теряют лишь долю начальной энергии.

Существует несколько типов детекторов, в которых используется ионизация. Рассмотрим один из них – счетчик Гейгера.

Счетчик Гейгера

Действие таких детекторов основано на ионизации γ -излучением или заряженными частицами атомов газа, наполняющего прибор.

Схема счетчика Гейгера представлена на рис. 2

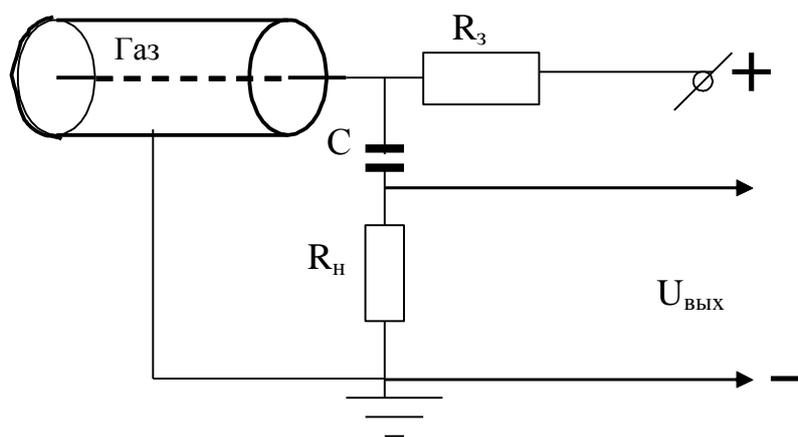


Рис. 2

Счетчик Гейгера в большинстве случаев представляет собой тонкостенный металлический цилиндр (или стеклянный цилиндр, покрытый изнутри проводящим слоем), на оси которого расположена металлическая нить. Этот цилиндр заполнен инертным газом при малом давлении. Между нитью и корпусом подается высокое напряжение, причем плюс источника подключен к нити. Такие счетчики работают в режиме самостоятельного разряда. Достаточно ионизировать хотя бы один атом, чтобы развился разряд, захватывающий весь объем счетчика. Возникший импульс тока может быть усилен и зарегистрирован. Для нормальной работы необходимо, чтобы после каждого импульса разряд прекращался. Наиболее распространенный способ гашения разряда состоит в том, что к основному газу-наполнителю добавляют смесь газов, которая обеспечивает гашение разряда.

Широкому применению счетчиков Гейгера способствует высокая чувствительность и возможность регистрации разного типа излучений.

д) Опыт Боте

Гипотеза о корпускулярных свойствах излучения была подтверждена в опыте Боте, схема которого представлена на рис. 3

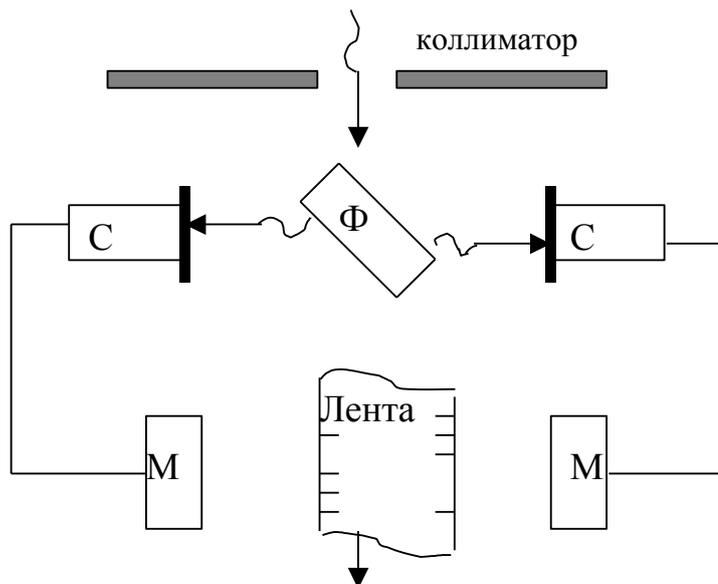


Рис. 3

Тонкая металлическая фольга (Ф) помещалась между двумя счетчиками Гейгера (С). На фольгу направлялся слабый пучок рентгеновских лучей, под действием которых она сама становилась источником рентгеновского излучения (это явление называется рентгеновской флуоресценцией). Вследствие малой интенсивности первичного пучка количество квантов, испускаемых фольгой, было невелико. При попадании вторичных рентгеновских лучей в счетчик, последние срабатывали и приводили в действие механизмы (М), которые делали отметки на движущейся ленте.

В опыте наблюдалось отсутствие временных совпадений отметок на ленте. Это говорит о том, что счетчики реагируют на излучение независимо один от другого. Результат можно объяснить лишь тем, что излучаемая энергия распространяется не в виде сферических волн, а в виде отдельных фотонов.

2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

По аналогии с опытом Боте в данной работе излучение от слабоинтенсивного γ -источника регистрируется двумя детекторами, причем положение источника относительно детекторов можно изменять.

С точки зрения волновых представлений энергия от источника излучения распространяется во все стороны равномерно и поэтому оба

детектора срабатывали бы одновременно при любом положении источника.

С точки зрения квантовых представлений γ -кванты, испускаемые источником могут попадать одновременно в 2 детектора только в том случае, если оба детектора находятся на пути движения фотона. При этом может иметь место статистическое совпадение сигналов по времени, так как электрические сигналы имеют конечную длительность. Кроме того совпадение сигналов по времени может быть обусловлено одновременным вылетом нескольких фотонов при одном акте распада.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ: исследовать вероятности одновременного попадания фотонов в счетчики при различном их положении относительно источника излучения.

Схема эксперимента представлена на рис. 4

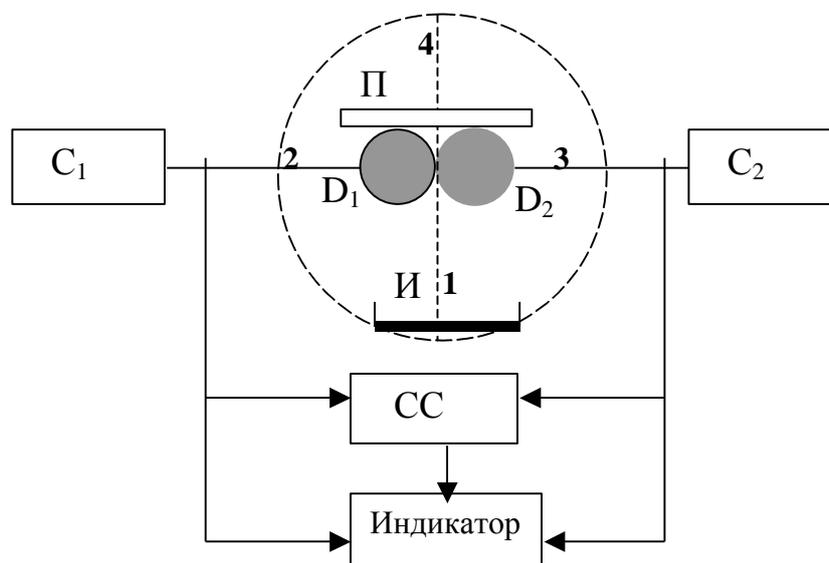


Рис. 4

В камере находятся два, расположенных рядом, детектора **D₁** и **D₂**, которые представляют собой цилиндрические счетчики Гейгера. Излучатель **И** (радиоактивный изотоп слабой интенсивности) может перемещаться по окружности относительно счетчиков, занимая положение **1, 2, 3, 4**. Электрические импульсы с детекторов поступают на цифровые счетчики **C₁** и **C₂**, а также на индикатор (третий цифровой счетчик) либо непосредственно, либо через схему совпадений **СС**. Для этого используется специальный переключатель **О/С** (на схеме не указан).

ЗАДАНИЕ

1. Изучить теоретическую часть работы.
2. Поместить источник И в положение 1, поворачивая ручку на крышке камеры.
 - 2.1. Установить переключатель (О/С) в положение О. В этом случае электрические импульсы с обоих детекторов поступают на индикатор.
 - Установить время регистрации 10 с. Нажав кнопку "пуск" зафиксировать показания счетчиков и индикатора. Фиксацию производить при окончании счета (светодиод гаснет). Опыт повторить 3 раза и данные занести в таблицу.
 - Сравнить сумму средних значений количества импульсов зарегистрированных счетчиками со средним значением отсчетов индикатора, и объяснить, почему индикатор фиксирует несколько меньшее значение количества импульсов.
 - 2.2. Установить переключатель (О/С) в положение С. В этом случае импульсы на индикатор поступают через схему совпадений (СС).
 - Установить время регистрации 10 с и провести измерения аналогичные измерениям, когда индикатор находится в положении О. Результаты занести в таблицу.
 - Сравнить сумму импульсов (переключатель находится в положении О) с показаниями индикатора $N_{\text{инд}}$ (переключатель – в положении С) и объяснить, почему эти значения примерно одинаковые.
3. Поместить источник И в положение 2 и провести измерения, аналогичные п. 2. Результаты занести в таблицу.
4. Поместить источник И в положение 3 и провести такие же измерения. Результаты также занести в таблицу.
 - Сравнить отсчеты детекторов C_1 и C_2 в положениях 2 и 3 источника и объяснить значительное отличие количества импульсов, попадающих в счетчики.
 - Объяснить увеличивающееся количество совпадений в положениях источника 2 и 3 по сравнению с положением источника 1.
5. Поместить источник в положение 4. В этом положении между источником излучения и детекторами находится поглотитель П, представляющий собой стальную пластину.
 - Установив переключатель в положение О, зафиксировать показания счетчиков и индикатора.
Объяснить, почему в этом случае в детекторы попадает малое количество фотонов.

Таблица

		Положение переключателя								
		О				С				
		№ п/п	N_{c1}	N_{c2}	$N_{c1+N_{c2}}$	$N_{инд}$	N_{c1}	N_{c2}	$N_{c1+N_{c2}}$	$N_{инд}$
П о л о ж е н и е и с т о ч н и к а	1	1								
		2								
		3								
		Ср. зн.								
	2	1								
		2								
		3								
		Ср. зн.								
	3	1								
		2								
		3								
		Ср. зн.								
4										

Вопросы для самопроверки

1. В чем состоит гипотеза Планка?
2. Что такое корпускулярно-волновой дуализм электромагнитного излучения?
3. Почему в опытах с рентгеновским и γ -излучением обнаружить корпускулярные свойства легче, чем в опытах с оптическим излучением?
4. Что лежит в основе работы счетчиков Гейгера?
5. Идея опыта Боте.
6. В каком случае фотоны электромагнитного излучения попадут в два детектора одновременно с точки зрения квантовых представлений?
7. Какую роль играет схема совпадений в лабораторной установке?

Работа А-04

СТАТИСТИКА СЧЕТА ЭЛЕКТРОНОВ И ФОТОНОВ, ИСПУСКАЕМЫХ РАДИОАКТИВНЫМИ ИСТОЧНИКАМИ МАЛОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ

ЦЕЛЬ РАБОТЫ: экспериментально показать, что статистика счета β -частиц (электронов) и γ -фотонов, испускаемых радиоактивными источниками малой постоянной интенсивности, подчиняется закону Пуассона.

ВВЕДЕНИЕ

Случайные процессы в физике играют важную роль. Так, например, излучение кванта, соударение частиц и подобные процессы не могут быть заранее определены, так как каждый такой процесс является событием случайным. Особенностью измерения случайной величины является то, что невозможно предсказать, какое значение в опыте будет получено. Однако, если такой результат и не может быть указан, все же можно сделать весьма важные выводы о результатах большого числа идентичных опытов. В таком случае говорят о статистическом описании системы и используют для этого методы теории вероятности.

Статистическая теория позволяет предсказать вероятность появления каждого из возможных результатов опыта. Предсказанные вероятности можно сравнить с вероятностями, измеренными в эксперименте.

В данной работе в качестве случайного процесса рассматривается момент попадания в регистрирующий прибор β -излучения (электронов) и γ -излучения (фотонов), испускаемых радиоактивными источниками малой интенсивности. Одним из следствий корпускулярных свойств электромагнитного излучения является существование флуктуаций в слабых потоках. Если сравнить статистическое распределение электронов и фотонов, то они совпадут. Это говорит о том, что у фотонов и электронов одинаковые корпускулярные свойства.

Краткие сведения из теории вероятностей

1. Вероятность появления возможного результата опыта.

Обозначим некоторый определенный результат опыта индексом n_i и предположим, что из N событий f_{ni} событий дали такой результат. Тогда отношение

$$W_i = \frac{f_{ni}}{N}. \quad (3.1)$$

называется **вероятностью появления результата n_i** .

Указание вероятности наблюдения W_i для всех возможных значений n_i является наиболее полным статистическим описанием системы. Удобно, однако, иметь некоторые параметры, которые характеризуют распределение возможных значений менее детальным образом. Такими параметрами являются, например, средние значения.

2. Средние значения.

Пусть переменная n , характеризующая некоторую систему, принимает N возможных дискретных значений: $n_1, n_2, n_3 \dots n_N$, которым соответствуют вероятности: $W_1, W_2, W_3 \dots W_N$.

Чтобы получить среднее значение величины n_i , нужно умножить каждое значение n_i на число событий, в которых это значение осуществилось, сложить эти произведения для всех возможных значений n_i и результат разделить на полное число N событий:

$$\langle n \rangle = \frac{\sum_{i=1}^N n_i f_{ni}}{N}. \quad (3.2)$$

Так как $\frac{f_{ni}}{N} = W_i$ есть вероятность появления значения n_i (см. формулу 1.1), то формула (1.2) принимает вид

$$\langle n \rangle = \sum_{i=1}^N W_i n_i. \quad (3.3)$$

Аналогично, если $f(n)$ есть любая функция n , то среднее значение $\langle f(n) \rangle$ определяется выражением

$$\langle \mathbf{f}(\mathbf{n}) \rangle = \sum_{i=1}^N W_i f(n_i). \quad (3.4)$$

Из этого определения среднего значения следуют некоторые простые его свойства. Например, если $\mathbf{f}(\mathbf{n})$ и $\mathbf{g}(\mathbf{n})$ – любые две функции \mathbf{n} , то

$$\langle \mathbf{f} + \mathbf{g} \rangle = \sum_{i=1}^N W_i [f(n_i) + g(n_i)] = \sum_{i=1}^N W_i f(n_i) + \sum_{i=1}^N W_i g(n_i)$$

или

$$\langle \mathbf{f} + \mathbf{g} \rangle = \langle \mathbf{f} \rangle + \langle \mathbf{g} \rangle. \quad (3.5)$$

Среднее значение суммы членов равно сумме средних значений каждого члена.

3. Дисперсия величины n

Величина $\langle n \rangle$, определение которой дано формулой (3.3), указывает на некоторое центральное значение, около которого распределены значения переменной n . Часто бывает нужно измерять отклонения переменной от этого определенного значения, то есть величину $\Delta n = n_i - \langle n \rangle$

Среднее значение этой величины равно нулю, так как n – величина случайная. Поэтому Δn не может быть параметром, характеризующим величину разброса возможных значений n около среднего значения $\langle n \rangle$. Однако квадрат этой величины не может быть отрицательным. Его среднее значение равно:

$$\langle (n_i - \langle n \rangle)^2 \rangle = \sum_{i=1}^N W_i (\Delta n_i)^2 = \frac{\sum_{i=1}^N f_{ni} (n_i - \langle n \rangle)^2}{N}. \quad (3.7)$$

Величину, описываемую формулой (3.7), называют **дисперсией** величины n (обозначают дисперсию буквой D , характеризует она статистический разброс измеряемой величины).

$$D = \langle (\Delta n)^2 \rangle. \quad (3.8)$$

Дисперсия имеет размерность квадрата величины n . Линейной мерой разброса возможных значений n является квадратный корень из дисперсии, то есть

$$\sigma_n = \sqrt{\langle \Delta n^2 \rangle} . \quad (3.9)$$

Эта величина называется стандартным отклонением или **средним квадратичным отклонением**.

Между случайными величинами могут существовать определенные связи – зависимости; такие случайные величины называются зависимыми. Для зависимых случайных величин можно найти условные законы распределения, которые определяют вероятность появления различных значений данной величины при условии, что значения всех остальных зависимых случайных величин заданы (уже определились).

4. Распределение Пуассона.

Распределение вероятности попадания некоторого числа частиц n в регистрирующий прибор в течение заданного интервала времени Δt описывается известным законом Пуассона:

$$W(n) = \frac{\langle n \rangle^n}{n!} e^{-\langle n \rangle} , \quad (3.10)$$

где n – число частиц, попавших в детектор за время Δt ; $\langle n \rangle$ – среднее число частиц, попавших в детектор за время Δt .

Формула (3.10) называется распределением Пуассона. Зависимость $W(n)$ при различных $\langle n \rangle$ изображена на рис. 1.

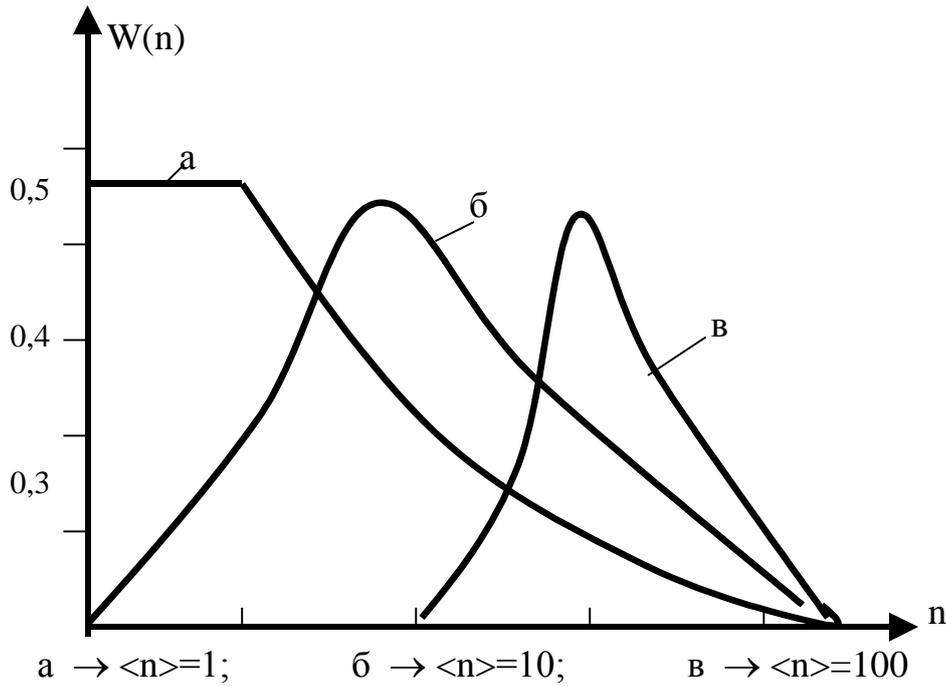


Рис. 1

Графики хорошо иллюстрируют основные свойства распределения Пуассона:

1. Наиболее вероятным числом событий является среднее число событий $\langle n \rangle$.
2. С увеличением $\langle n \rangle$ распределение становится более симметричным, сжимается относительно $\langle n \rangle$ и становится более острым.

Мерой отклонения случайной величины n от среднего значения $\langle n \rangle$, как уже было сказано выше, является дисперсия. Вычисления дисперсии такого распределения по формуле (3.7) дают следующий результат:

$$D(n) = \sum_0^{\infty} (n - \langle n \rangle)^2 W(n) = e^{-\langle n \rangle} \sum_0^{\infty} (n - \langle n \rangle)^2 \frac{\langle n \rangle^n}{n!} = \langle n \rangle.$$

Для статистических величин, подчиняющихся закону Пуассона, справедливы соотношения:

$$D(n) = \langle n \rangle; \quad \sigma = \sqrt{\langle n \rangle}. \quad (3.11)$$

При больших N и $\langle n \rangle$ много больше 1 распределение Пуассона с достаточной точностью аппроксимируется нормальным или Гауссовым законом распределения вероятностей.

$$W(n) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\langle n \rangle}} e^{-\frac{(n-\langle n \rangle)^2}{2\langle n \rangle}}. \quad (3.12)$$

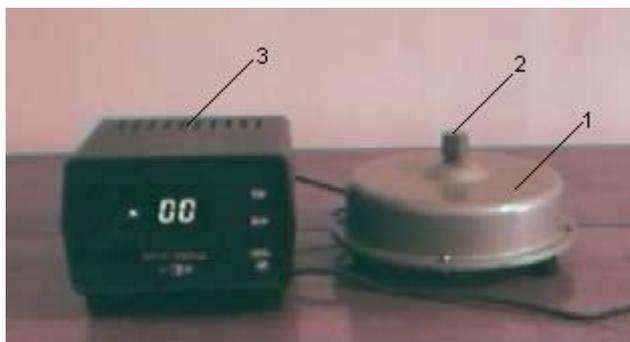
Таким образом, дисперсия числа частиц, попавших в счетчик за некоторый интервал времени, равна среднему числу частиц, попадающих за этот интервал.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ: экспериментально определить распределение вероятности попадания электронов и фотонов в регистрирующий прибор.

Для выполнения указанной задачи необходимо произвести 200÷400 измерений числа частиц, попавших в счетчик за определенный интервал времени. В качестве источника электронов и фотонов малой интенсивности удобно использовать радиоактивные изотопы, которые испускают электроны и γ -фотоны. Это источники Cs^{137} и Co^{60} с низкой интенсивностью, при использовании которых правилами радиационной безопасности не предусматривается соблюдение специальных условий.

Для регистрации β - и γ -излучения используется счетчик Гейгера, который представляет собой металлический цилиндр, заполненный инертным газом. По оси цилиндра проходит тонкая вольфрамовая нить – анод. Ионизирующая частица, попадая в счетчик, создает импульс тока. Для регистрации электрических импульсов может быть использован любой счетчик с устройством, задающим время счета.

Описание установки



Установка состоит из измерительной камеры 1, в которой находятся счетчик Гейгера и источник излучения, закрепленный на вращающемся держателе. Подача напряжения на детектор и измерение электрических импульсов, поступающих с детектора, производятся с помощью измерительного блока 3. Вращая ручку 2 (сверху на крышке камеры), можно подобрать необходимую скорость счета.

Задание I

1. Изучить теоретическую часть работы.
2. Снять экспериментальное распределение результатов счета β -частиц для определенных значений $\langle n \rangle$ и N :

а) подключить камеру к измерительному блоку, включить вилку измерительного блока в розетку и нажать кнопку «сеть» (счетчик импульсов работает в автоматическом режиме). Установить необходимое время счета – 2с.

Вращая ручку камеры, подобрать подходящую скорость счета (3–5 импульсов за 2с.):

б) провести измерение числа импульсов, повторяя опыт не менее 200 раз ($N = 200$). Отсчет производится, когда светящаяся точка перед табло погаснет;

в) для быстрого отображения результатов измерения рекомендуется следующий прием: строят числовую ось, на которую наносят числа, соответствующие числу импульсов, встречающихся в опыте (n). Результат каждого отсчета в очередном опыте отмечается точкой над соответствующим делением оси n . Подсчитав точки над каждым делением, можно установить, сколько раз повторялось то или иное число n (см. рис. 2).

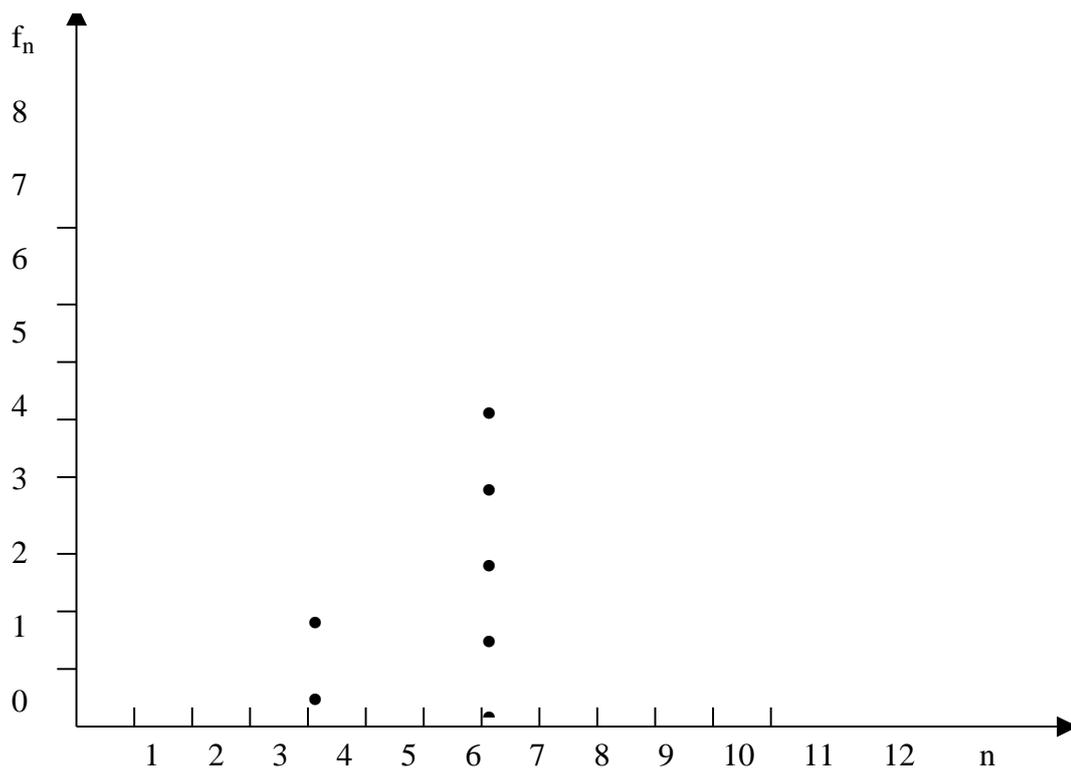


Рис. 2

Здесь f_n – число опытов, в которых было зарегистрировано одно и то же число импульсов n .

3. Обработайте гистограмму, найдя f_{n_i} . По формулам (3.2) и (3.7) найдите $\langle n \rangle$ и D , а по формулам (3.1) и (3.10) вычислите экспериментальное значение вероятности появления n_i и теоретическое соответственно. Данные вычислений занесите в табл. 1.

Таблица 1

n_i	f_{n_i}	$\langle n \rangle$	$n_i - \langle n \rangle$	$f_i(n_i - \langle n \rangle)$ ₂	D	$W_i(\text{эксп})$	$W_i(\text{теор})$
1							
2							
3							
4							
5							
6							
7							
·							
·							

4. По данным таблицы постройте на одном графике экспериментальное распределение вероятности $W(\text{эксп}) = f(n)$ и теоретическое – $W(\text{теор}) = f(n)$.

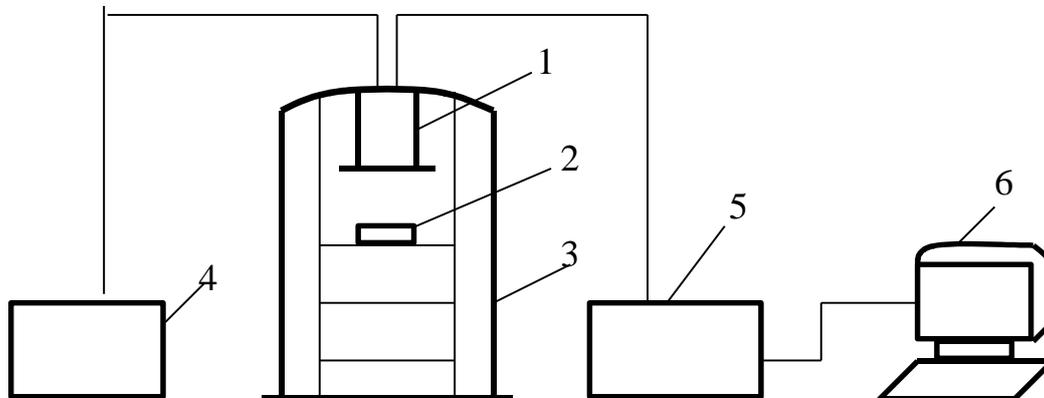
5. Сравните дисперсии и среднеквадратичные отклонения для экспериментального и теоретического распределения.

Дополнительное задание

Провести аналогичные измерения для γ -излучения и сравнить полученное статистическое распределение вероятности попадания γ -фотонов в детектор за время Δt со статистическим распределением вероятности β -частиц: для этого снять крышку измерительной камеры и закрепить на держателе источник γ -излучения (под руководством преподавателя).

Задание II (компьютерный вариант)

Описание установки



1 – счетчик Гейгера; 2 – источник излучения; 3 – корпус; 4 – источник питания счетчика; 5 – счетчик электрических импульсов; 6 – компьютер.

Электрические импульсы со счетчика Гейгера поступают через интерфейс в компьютер.

1. Положить на подложку установки β -источник и включить источник питания счетчика.

2. Подберите скорость счета (3–5) импульсов за время (1–2)с, изменяя расстояние между источником и детектором, и задать количество точек $N = 300$.

3. Проследите за изменением гистограммы, которую строит компьютер и сделайте свои выводы.

4. После обработки гистограммы компьютером найдите дисперсию полученных статистических распределений вероятности (теоретического и экспериментального).

5. Прodelайте аналогичные измерения для $n = (10–20)$ имп, $\Delta t = (1–2)$ с и $N = 300$.

6. В отчете представьте таблицу вычислений, графики статистического распределения вероятностей.

Вопросы и задания для самопроверки

1. Основная характеристика случайного события.
2. Что понимается под статистическими законами?
3. Параметры распределения Пуассона.
4. Вероятность регистрации импульсов, попавших в счетчик за время Δt .
5. Что Вы можете сказать о дисперсии статистических величин, подчиняющихся закону Пуассона?
6. Область применимости закона Пуассона.
7. Физические явления, лежащие в основе работы счетчика Гейгера.

Работа А-09

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ АЛЬФА-ЧАСТИЦ ПО ПРОБЕГУ В ВОЗДУХЕ

ЦЕЛЬ РАБОТЫ: изучить механизм потерь энергии тяжелыми заряженными частицами при взаимодействии с веществом и определить энергию α -частиц по пробегу в воздухе.

Общие сведения об α -частицах

Альфа-частица (α -частица) состоит из двух протонов и двух нейтронов, являясь ядром атома гелия. Альфа-частицы возникают при радиоактивном распаде атомных ядер, в настоящее время их известно более 150. Подавляющая часть этих ядер располагается в конце периодической системы и обладает $Z > 82$.

Основные характеристики α -частицы:

Энергия (E)	Масса покоя (M_α)	Заряд (q_α)	Спин (S_α)
От 4 до 9 МэВ	4,002777 а.е.м.	+2e	0

Процесс испускания α -частиц ядрами описывается квантовой механикой как проникновение α -частицы через потенциальный барьер (туннельный эффект). Изучение периодов распада ядер (от 10^{-7} с до 10^{17} с) и спектров α -частиц дает информацию о размерах ядер, структуре энергетических уровней.

Многие фундаментальные открытия в ядерной физике были сделаны при работе с α -частицами. Так, при изучении рассеяния α -частиц на тонких фольгах Э. Резерфорд в 1911 г. сделал вывод о том, что масса атомов практически целиком сосредоточена в положительно заряженном ядре, имеющем размеры $\sim 10^{-13}$ см. Облучение α -частицами

легких элементов привело к открытию ядерных реакций и искусственной радиоактивности (И. и Ф. Кюри, 1934 г.).

Взаимодействие α -частиц с веществом

Основным процессом взаимодействия альфа-частиц с веществом являются процессы упругого рассеяния и ионизационного торможения. В результате многих столкновений частица теряет энергию и останавливается. Ядерные реакции во время торможения происходят с малой вероятностью. Рассматриваемые ниже процессы описывают не только взаимодействие α -частиц, но и любой заряженной частицы с массой, которая больше массы электрона.

Упругое рассеяние –

это процесс рассеяния, при котором атомы остаются в исходном состоянии и происходит лишь некоторое перераспределение кинетических энергий. Рассеяние происходит в основном на ядрах, на электронах α -частицы почти не рассеиваются ввиду их относительно малой массы. Рассеяние на тяжелом ядре описывается формулой Резерфорда:

$$dN(\theta) = N \cdot n \cdot d \cdot \left(\frac{q_1 q_2}{4T_0}\right)^2 \frac{2\pi \sin \theta d\theta}{\sin^4 \theta/2}, \quad (1.1)$$

где $dN(\theta)$ – число частиц, рассеянных на угол θ в единице телесного угла; N – число частиц, прошедших через мишень; n – число ядер в единице объема; d – толщина мишени; T_0 – кинетическая энергия налетающей частицы.

Таким образом, при упругом рассеянии α -частица лишь изменяет направление движения, потеря же энергии при этом происходит незначительная. Энергия теряется в основном за счет неупругих процессов.

Ионизационное торможение

Ионизационное торможение происходит за счет неупругого соударения частицы с электронными оболочками атомов. При этом энергия заряженных частиц расходуется на ионизацию и возбуждение атомов среды. Среднее количество энергии, расходуемое частицей на возбуждение и ионизацию атомов при прохождении единицы длины

пути в данной среде, называется линейными потерями энергии на ионизацию – dE/dx и вычисляется по формуле Бете – Блоха [1].

Торможение частицы происходит в результате очень большого числа неупругих столкновений. Длина пробега α -частиц зависит от их начальной энергии и химического состава среды.

Пробеги α -частиц одной энергии имеют, как показывает опыт, небольшой разброс за счет флуктуаций в потере энергии на ионизацию. При измерении числа α -частиц в параллельном пучке, прошедшем через слой поглотителя различной толщины d , наблюдается картина, представленная на рис. 1

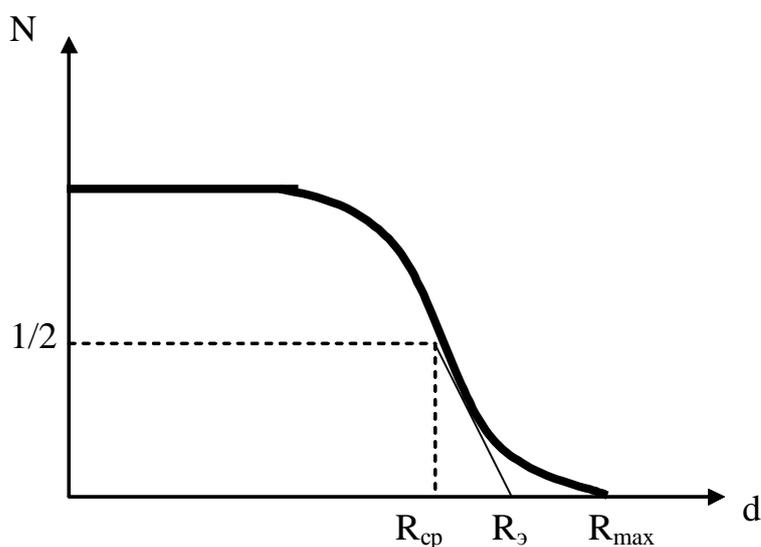


Рис. 1

В точке, соответствующей среднему пробегу R_{cp} , интенсивность пучка ослабляется в 2 раза.

Средний пробег альфа-частиц с кинетической энергией E_0 может быть найден путем вычисления интеграла:

$$R_{cp} = \int_0^{E_0} \frac{dE}{\frac{1}{\rho} \left| \frac{dE}{dx} \right|}, \quad (1.2)$$

где $\frac{1}{\rho} \left| \frac{dE}{dx} \right|$ – средние потери энергии в МэВ·см²·г⁻¹.

Для описания разброса величин пробегов, возникающего вследствие статистического характера процесса потерь энергии, введено понятие экстраполированного пробега R_3 . Величину $S = R_3 - R_{cp}$ называют **параметром разброса**.

Экстраполированный пробег можно найти, построив касательную в точке $d = R_{cp}$ и продолжив ее до пересечения с осью абсцисс (см. рис. 1).

Кривая поглощения, представленная на рис. 1, имеет такой вид только для моноэнергетического параллельного пучка α -частиц, когда не нужно вводить поправку на различный телесный угол при изменении расстояния от источника до детектора. В случае немонотонического и непараллельного пучка кривая приобретает несколько другой вид (рис. 2).

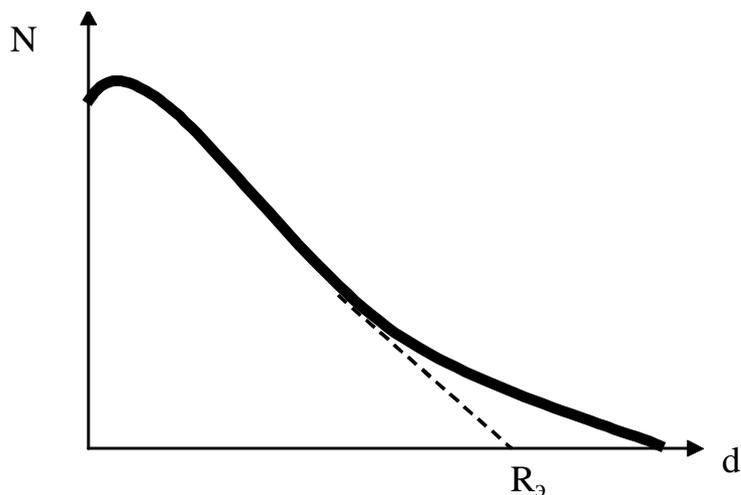


Рис. 2

В этом случае экстраполированный пробег R_3 находится как пересечение касательной к наиболее крутому спаду кривой с осью пробегов.

Оценка энергии α -частиц по пробегу в веществе

Между длиной пробега R и энергией E_α альфа-частиц в любом веществе существует приближенная зависимость, выраженная формулой

$$R = \frac{\sqrt{AE_\alpha^3}}{\rho}, \quad (1.3)$$

R – величина пробега α -частиц в мкм; A – атомный вес поглотителя в а.е.м.; E_α – энергия α -частиц в МэВ; ρ – плотность поглотителя в г/см³.

Для пробега в воздухе формула (1.3) имеет вид

$$R_g = 0.32 \cdot 10^4 \cdot E_\alpha^{3/2}. \quad (1.4)$$

Если пробег α -частиц в воздухе выразить в см, то выражение (1.4) переписывается в виде

$$R_g = 0.32 E_\alpha^{3/2}. \quad (1.5)$$

Таким образом, энергия α -частиц, потерянная в воздухе, будет определяться по формуле

$$E_{\alpha в} = \left(\frac{R_g}{0.32} \right)^{2/3} \text{ МэВ}, \quad (1.6)$$

где R_g – экстраполированный пробег альфа-частиц в воздухе в см, найденный по экспериментальной кривой поглощения.

Учитывая, что часть энергии α -частиц будет теряться во входном окне детектора, полная энергия α -частиц будет определяться как сумма энергий, потерянных в воздухе и в окне детектора.

$$E_\alpha = E_{\alpha \text{дет}} + \left(\frac{R_g}{0.32} \right)^{2/3}, \text{ МэВ} \quad (1.7)$$

Энергию, потерянную в окне детектора, можно найти по формуле (1.3), учитывая соответствующие параметры окна детектора.

Описание установки

Установка представляет собой моноблок, состоящий из передвижного устройства, на которое крепится с помощью держателя источник α -частиц (альфа-радиоактивный препарат Pu^{239}), детектора α -частиц – торцевого счетчика Гейгера, имеющего тонкое входное окно из

слюды. Подача напряжения на счетчик Гейгера и измерение скорости счета производится с помощью измерительного блока.

С помощью передвижного устройства можно плавно менять расстояние между источником и детектором.



Внешний вид установки

ЗАДАНИЕ

1. Изучить теоретическую часть работы.
2. Подготовить установку к работе:
 - 2.1. С помощью микрометрического винта обеспечить максимальное расстояние между детектором и держателем источника α -частиц.
 - 2.2. Закрепить на держателе источник α -частиц.
 - 2.3. Установить нулевое значение на микрометрическом винте.
 - 2.4. Включить в розетку измерительный блок и нажать кнопку «сеть». Через некоторое время (~ 10 с) нажать кнопку «пуск», при этом начнется счет фонового излучения.
 - 2.5. Установить нужное время счета (10 с)

3. Произвести измерения фона (количество импульсов) за заданное время (N_{ϕ}). Для этого нажать кнопку (x10) и кнопку «пуск». Отчет фиксировать при выключенном индикаторе счета (светящаяся точка перед табло). Результат округлить до целого значения.

4. Снять зависимость количества импульсов за заданное время от расстояния между детектором и α -источником. Для этого снять защитные крышки с детектора и источника и с помощью микроинта установить минимальное расстояние между детектором и α -источником. Нажать на передней панели измерительного блока кнопку «пуск» и по окончании времени счета зафиксировать результат N_0 . Провести такие же измерения, увеличивая расстояние через 2 мм. Результаты измерений занести в табл. 1.

Точное количество импульсов находится по формуле

$$N_{cp} = N_{0cp} - N_{\phi}$$

По окончании измерений закрыть крышками α -источник и детектор.

5. Построить зависимость $N_{cp} = f(d)$, оценку погрешности для каждого измерения сделать по формуле Стьюдента.

6. По графику определить экстраполированный пробег R_s . Для этого на графике $N_{cp} = f(d)$ провести касательную к наиболее крутому участку спада кривой.

7. По формуле (7) рассчитать энергию α -частиц, испускаемых радиоактивным препаратом Pu^{239} . Потери энергии в слюдяном окне детектора определите по формуле (3), используя следующие данные о слюде: $A=30$ а.е.м., толщина $d = 3.5$ мкм, плотность $\rho = 2,7$ г/см³.

Таблица 1

d (мм)	Число импульсов (время счета $t=10c$)							
	N_{ϕ}	N_0					N_{0cp}	$N_{cp}=N_{0cp}-N_{\phi d}$
		1	2	3	4	5		
0								
2								
4								
6								
8								
10								
12								
14								
16								
18								

Дополнительное задание

Установить на держатель источник β -излучения, снять аналогичную зависимость для β -частиц и провести сравнительный анализ кривых поглощения.

Вопросы для самопроверки

1. Основные характеристики α -частиц?
2. Какие процессы приводят к торможению α -частиц в веществе?
Какую роль играют при этом электроны и ядра атомов среды?
3. Что называется средним пробегом α -частиц в поглотителе?
4. Как связаны длина пробега и энергия α -частиц в любом веществе?
5. Что такое параметр разброса и чем он определяется?
6. Какой детектор применяется для регистрации α -частиц в данной работе?
7. Основные причины, которыми обусловлена ошибка эксперимента?

Работа А-02

ОПЫТ ФРАНКА И ГЕРЦА

ЦЕЛЬ РАБОТЫ: определить потенциал возбуждения атомов инертного газа и подтвердить дискретность внутренней энергии атомов, используя идею опыта Франка и Герца.

Введение

Одной из основных характеристик атома является его внутренняя энергия. Под внутренней энергией атома E будем понимать сумму кинетических энергий всех его электронов, потенциальной энергии взаимодействия их с ядром и между собой.

В квантовой механике доказывается, что внутренняя энергия атома может иметь только одно из значений дискретного ряда E_1, E_2, E_3, \dots ($E_1 < E_2 < E_3 < \dots$). Промежуточными значениями энергии атом обладать не может.

Состояние атома с наименьшей энергией E_1 называется **основным**, а все остальные ($E_n > E_1$, где $n = 2, 3, \dots$) – **возбужденными**. Энергия атома может изменяться только скачкообразно. При переходе из состояния с большей энергией E_m в состояние с меньшей энергией E_n атом отдает энергию равную $(E_m - E_n)$, а при обратном переходе получает ее.

Очевидно, что переход атома в состояние с более высокой энергией возможен только в том случае, если атом получит извне энергию, равную, как минимум, разности двух соседних значений дискретного ряда. При меньшем значении сообщенной атому энергии такой переход не произойдет.

Наиболее удобным методом, позволяющим сообщать атомам регулируемое количество энергии, является метод бомбардировки атомов электронами, ускоряемыми в электрическом поле. Этот метод и был использован в опыте Франка и Герца.

Идея опыта Франка и Герца

Атомы некоторого разреженного газа бомбардируются электронами, кинетическая энергия которых может быть задана ускоряющей разностью потенциалов. Если ускоряющая разность потенциалов равна $U_{\text{уск}}$, то кинетическая энергия электрона будет равна: $T_e = eU_{\text{уск}}$, где e – заряд электрона.

При столкновениях электронов с атомами газа возможны два типа столкновений: упругие и неупругие, т.к. масса атома во много раз больше массы электрона. Если энергия электрона меньше той, которая необходима для перевода атома в первое возбужденное состояние, то столкновение между электроном и атомом будет упругим, то есть электрон не передаст атому своей энергии, а лишь изменит направление своей скорости. Если же энергия электрона больше указанной энергии, то столкновение между электроном и атомом может быть неупругим, то есть электрон при соударении с атомом передаст ему как раз ту энергию, которая необходима для перевода атома в возбужденное состояние. Остаток энергии электрон унесет с собой.

Таким образом, если в объем, заполненный некоторым газом, влетают электроны с энергией T_e , превышающей энергии перехода в атоме, то после столкновения электроны разделятся по энергиям на группы:

1) электроны, столкнувшиеся с атомами только упруго и почти не потерявшие энергии;

2) электроны, столкнувшиеся с атомами неупруго, то есть возбудившие атомы на различные энергетические уровни и имеющие энергии

$$T_{en} = T_e - \Delta E_n,$$

где ΔE_n – энергия перехода из основного энергетического состояния в энергетическое состояние с номером n .

Исследуя энергию электронов, претерпевших столкновения с атомами, можно убедиться в том, что электроны передают атомам энергию лишь порциями, равными энергии перехода.

Для анализа скорости электронов после соударения использовался **метод задерживающего потенциала**, суть которого состоит в том, что электроны, испускаемые катодом, при неупругом соударении с атомами теряют часть своей энергии, приобретенной в ускоряющем поле. Вследствие этого они не могут преодолеть задерживающее поле между сеткой и анодом, что ведет к уменьшению анодного тока при снятии вольт-амперной характеристики трехэлектродной газонаполненной лампы.

В эксперименте Франка и Герца наблюдается возбуждение самого нижнего (из возбужденных) уровня, называемого "резонансным" (такое определение резонансного уровня, вообще говоря, не является строгим). Разность потенциалов, сообщаящую электрону энергию, равную энергии возбуждения атома, называют **потенциалом возбуждения атома**. Численно он равен энергии возбуждения атома, выраженной в электронвольтах.

Методика эксперимента

Трехэлектродная лампа заполняется при небольшом давлении парами исследуемого химического элемента. Источником медленных электронов с определенным начальным распределением скоростей является накальный катод. Электроны, испущенные катодом, ускоряются электрическим полем между сеткой и катодом и испытывают столкновения с атомами. На аноде, который в данном случае является собирающим электродом, создается небольшой постоянный отрицательный относительно сетки потенциал. В цепи анода помещают измерительный прибор, который регистрирует ток, созданный электронами, преодолевшими задерживающий потенциал.

Вольт-амперные характеристики – зависимость анодного тока I_a от ускоряющего напряжения $U_{\text{уск}}$ при различных задерживающих потенциалах $U_{\text{зад}}$ будут иметь вид, показанный на рис. 1.

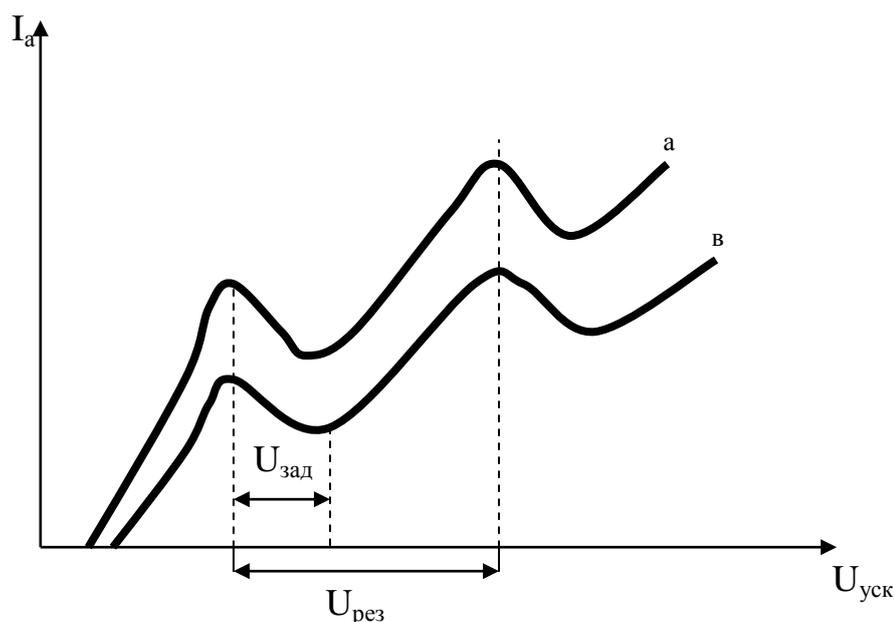


Рис. 1. Кривые а и в (отличаются величиной задерживающего потенциала)

Если потенциал сетки относительно катода не превышает резонансного потенциала атома, то нигде в лампе не может происходить неупругих столкновений. По мере повышения ускоряющего напряжения при постоянном задерживающем, первая зона неупругих

столкновений возникает в районе сетки. Медленные (после неупругих столкновений) электроны, не способные преодолеть задерживающий потенциал, не доходят до анода (попадают на сетку) и анодный ток падает. При дальнейшем росте ускоряющего напряжения зона неупругих столкновений отодвигается от сетки к катоду и на оставшемся до сетки пути электроны набирают энергию, достаточную для преодоления тормозящего поля между сеткой и анодом, в результате анодный ток вновь возрастает. Когда ток падает во второй раз, в третий и т. д., то это значит, что электроны приобрели достаточную энергию, чтобы испытать неупругое столкновение дважды, трижды и т. д. на пути своего движения от катода к сетке. (В экспериментах с ртутью, выполненных Франком и Герцем, наблюдалось до пяти минимумов).

Глубина минимума на вольт-амперной характеристике и сдвиг его относительно максимума тока зависят от величины задерживающего потенциала $U_{\text{зад}}$. Начало отсчета ускоряющего напряжения $U_{\text{уск}}$ не является определенным из-за влияния различных факторов: контактной разности потенциалов, распределения потенциала вдоль катода. Поэтому потенциал первого максимума анодного тока не определяет резонансного потенциала атома. Разность же потенциалов двух соседних максимумов тока равна разности потенциалов между началами зон неупругих столкновений, то есть равна резонансному потенциалу атома $U_{\text{рез}}$, или **потенциалу возбуждения атома**.

Описание установки

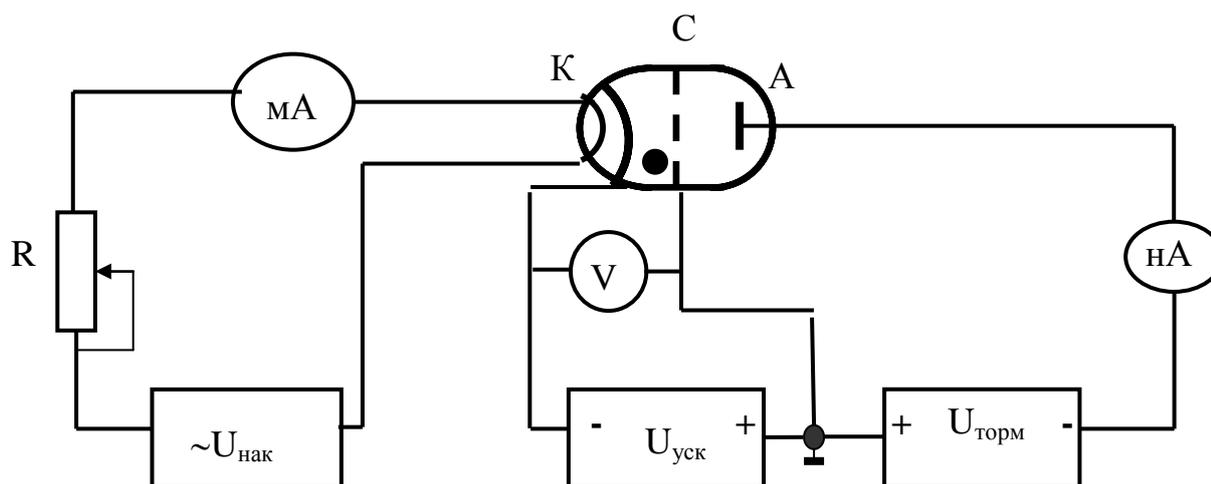
Опыт Франка и Герца воспроизводится на серийном тиратроне ТГЗ/13, содержащем цилиндрический анод А, сетку С в виде цилиндрической спирали и накаливаемый катод К в виде тонкого стержня на оси цилиндра. Эта электродная система помещена в стеклянный баллон, заполненный инертным газом при небольшом давлении ~ 1 мм. рт. ст.

Ускоряющее регулируемое напряжение подается от источника $U_{\text{уск}}$ между катодом и сеткой и контролируется цифровым вольтметром. Тормозящее калиброванное напряжение подается от источника $U_{\text{торм}}$ между сеткой и анодом, причем в цепь анода включен наноамперметр, измеряющий анодный ток I_A .

Температуру катода, а следовательно и количество электронов, вылетающих в единицу времени, можно изменять, меняя ток накала $I_{\text{нак}}$ с помощью переменного резистора R. Нагрев катода осуществляется от источника переменного тока $U_{\text{нак}}$

Все источники напряжения и измерительные приборы помещены в общий корпус, на крышке которого находится тиратрон.

Схема установки



ЗАДАНИЕ

1. Изучить теоретическую часть работы.
2. Подготовить установку к работе:
 - 2.1. Кнопкой «Сеть» включите установку (при этом должно включиться табло цифрового вольтметра) и пусть тиратрон прогреется в течение 2-х минут.
 - 2.2. Установите тормозящее напряжение 3 В.
 - 2.3. Установите ток накала 180 мА.
 - 2.4. Поставьте переключатель $I_A/U_{уск}$ в положение «Ускоряющее напряжение» и регулятором добейтесь значения 5 В, с которого и производятся измерения.
3. Увеличивая ускоряющее напряжение от 5 В до 25 В через 1 В, произвести измерения анодного тока, используя переключатель $I_A/U_{уск}$. Результаты измерений занести в таблицу.
4. Установив тормозящее напряжение 4 В, ток накала 190 мА, повторить измерения аналогичные п. 3. Результаты занести в таблицу.

5. По результатам измерений постройте графики зависимости анодного тока от ускоряющего напряжения при соответствующих значениях тормозящего напряжения.

6. По графикам определите резонансный потенциал атомов инертного газа, который находится как интервал напряжений между двумя соседними максимумами.

7. Используя табличные данные потенциалов возбуждения атомов для различных инертных газов, определите каким газом заполнен тиратрон (или смесью газов).

Таблица

$U_{\text{торм}}$	$U_{\text{уск}}$	5	6	7	8	9	10	11	12	13
3	I_A													
4	I_A													

Вопросы и задания для самопроверки

1. Что понимается здесь под внутренней энергией атома?
2. Какое состояние атома называется основным, возбужденным?
3. В чем состоит идея опыта Франка и Герца?
4. Какие виды соударений возможны между электроном и атомом?
При каких условиях осуществляются эти соударения?
5. Объясните, в чем состоит метод задерживающего потенциала?
6. Как объясняется существование нескольких минимумов на вольт - амперной характеристике?
7. Чем определяется потенциал возбуждения атома?
8. Как, исходя из опыта Франка и Герца, подтвердить дискретность энергии атома?
9. Запишите связь между частотой излучения атома и ускоряющим напряжением?
10. На какую минимальную величину может изменяться внутренняя энергия атома ртути?

Работа А-05

ИЗОТОПИЧЕСКИЙ СДВИГ В СПЕКТРЕ АТОМА ВОДОРОДА И ДЕЙТЕРИЯ

ЦЕЛЬ РАБОТЫ: исследование видимой части спектра атома водорода, изучение изотопического сдвига и определение его величины для атомов водорода и дейтерия.

Введение

Важнейшей характеристикой электромагнитного излучения является его частота ν или длина волны λ . Распределение интенсивности излучения, испускаемого телом, по частотам или по длинам волн, называют **спектром испускания**. Различают спектры сплошные (непрерывные), полосатые и линейчатые.

В видимой области сплошной спектр испускания имеет вид радужной цветной полосы с плавным переходом одного цвета в другой. Такой спектр образуется в случае сильного взаимодействия атомов и молекул (например, спектр нагретых тел).

Полосатый спектр состоит из отдельных полос конечной ширины. Такие спектры наблюдаются в результате излучения изолированных или слабо взаимодействующих молекул (молекулярные спектры).

Особое место занимают **атомные спектры**, особенностью которых является:

1. Линейчатость (дискретность)
2. Серии – совокупность спектральных линий, обнаруживающих закономерности в своей последовательности и в распределении интенсивности.

Распределение линий для большинства атомов представляет сложную картину, но для атома водорода эта картина достаточно проста.

1. Спектр излучения атома водорода

Простота спектра атома водорода объясняется простотой строения атома, состоящего из ядра (один протон) и одного электрона, движущегося в поле ядра, т.е. в поле точечного заряда.

Спектр излучения водорода состоит из нескольких серий: серии Лаймана в ультрафиолетовой области, серии Бальмера в видимой и близкой ультрафиолетовой области, а также серий Пашена, Брэкета и

Пфунда в инфракрасной области спектра. На рис. 1 представлена схема линий серии Бальмера.

Основные линии обозначаются символами H_α , H_β , H_γ , H_δ и располагаются в порядке уменьшения их интенсивности. Наиболее интенсивная из них H_α – ярко-красная линия.

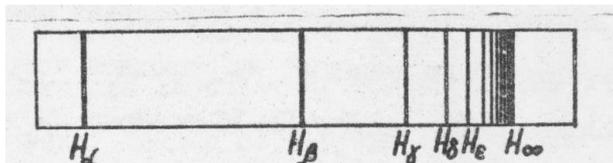


Рис. 1

Спектр атомарного водорода был тщательно изучен еще до возникновения квантовой теории. Эмпирическая формула для длин волн спектральных линий была получена Бальмером. При помощи этой формулы можно было найти значения длины волны каждой линии из любой серии.

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (2.1)$$

где $R = 1.097 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$ – постоянная Ридберга, m и n – целые числа. Для серии Бальмера $m = 2$, $n = 3, 4, 5$ и т.д.

Теоретическое обоснование спектральных закономерностей атома водорода было впервые дано в теории Бора, согласно которой водородоподобный атом может находиться в ряде устойчивых дискретных состояний с определенными значениями энергии. Формула Бора, полученная в предположении, что электрон и протон вращаются вокруг общего центра тяжести, имеет вид:

$$E_n = - \frac{z^2}{\left(1 + \frac{m}{M}\right)} \frac{E_0}{n^2}, \quad (2.2)$$

где $E_0 = 13,6 \text{ эВ}$ – const = $\frac{me^4}{2\hbar^2}$; m – масса электрона, e – заряд электрона, M – масса ядра, z – заряд ядра в единицах заряда электрона e ,

n – главное квантовое число, принимающее значения $1, 2, 3, \dots$ до бесконечности.

Находясь в одном из стационарных состояний, атом не излучает. Излучение кванта энергии происходит лишь при переходе из одного стационарного состояния в другое. Условие частот имеет вид:

$$h\nu_{nm} = E_n - E_m, \quad (2.3)$$

где $h\nu_{nm}$ – энергия излученного фотона, E_n, E_m – энергии соответствующих стационарных состояний.

Подставляя в условие частот выражения для E_n и E_m из (2.2), получим обобщенную формулу Бальмера в виде:

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{Z^2 E_0}{hc} \cdot \frac{1}{\left(1 + \frac{m_e}{M}\right)} \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2}\right), \quad (2.4)$$

где $\frac{E_0}{hc} = \frac{2\pi^2 m_e e^4}{h^3 c} = R = 1,097 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$ – постоянная Ридберга в единицах, обратных длине волны.

Более полное и точное решение задачи о спектральных закономерностях дает квантовая механика. В квантовой механике показывается, что в первом электростатическом приближении состояние электрона в атоме водорода описывается квантовыми числами: n, l, m_l, m_s , где $n = 1, 2, 3, \dots$ – главное квантовое число; $l = 0, 1, 2, \dots, (n-1)$ – орбитальное квантовое число; $m_l = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l$ – это магнитное орбитальное квантовое число; $m_s = \pm 1/2$ – магнитное спиновое квантовое число. Энергия в этом приближении зависит только от главного квантового числа n и формула совпадает с формулой Бора (2.2). Состояния атома обозначаются в виде символа, который содержит число равное главному квантовому числу n и букву, соответствующую орбитальному квантовому числу l . Например, $n = 2$ и $l = 1$ – это $2p$ - состояние.

На рис. 2 представлена диаграмма возможных энергетических состояний и переходы атома между состояниями.

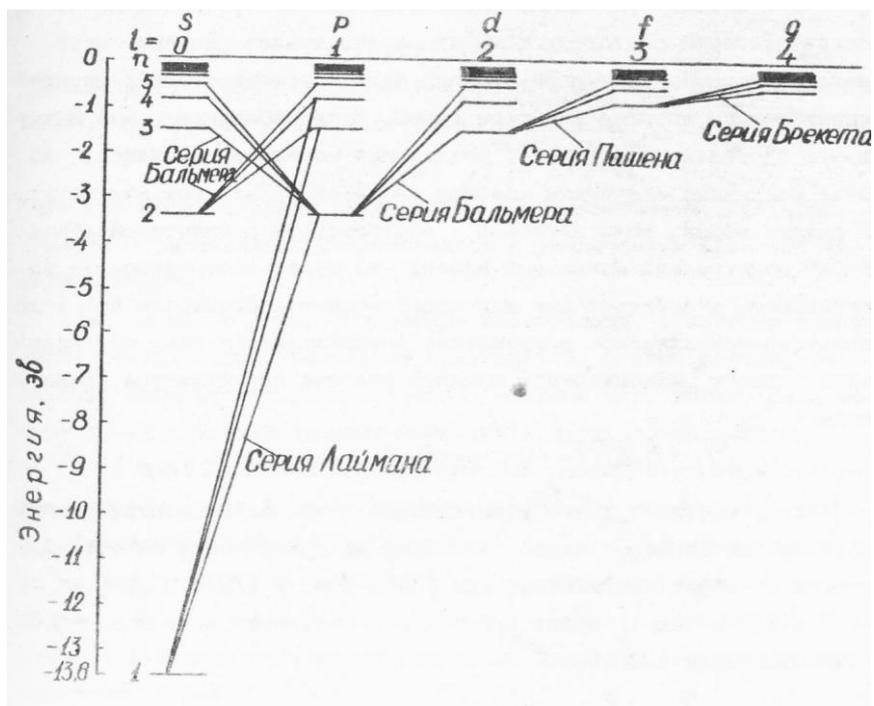


Рис. 2

Спектральные линии атома водорода имеют тонкую структуру, состоящую из нескольких близко расположенных линий, обусловленную рядом причин:

- 1) релятивистская зависимость массы электрона от скорости;
- 2) спин-орбитальное взаимодействие, связанное с взаимодействием собственного момента электрона с магнитным полем, создаваемым орбитальным движением электронов в поле ядра;
- 3) изотопический сдвиг.

2. Теория изотопического сдвига

Изотопический сдвиг – это различие длин волн, испускаемых атомом, из-за различия масс ядер изотопов.

Изотопический сдвиг вполне удовлетворительно объясняется в рамках теории Бора.

Если предположить, что ядро атома водорода покоится, то формула Бальмера будет иметь вид:

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (2.5)$$

где $R = \frac{2\pi^2 m e^4}{h^3 c} = 1,097 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$ – постоянная Ридберга.

Это выражение совпадает с эмпирическим выражением, полученным Бальмером. Величина R , вычисленная теоретически, не совпадает с экспериментальным значением, хотя расхождение очень мало.

Расхождение объясняется допущением неподвижности атомного ядра, тогда как по законам механики следует рассматривать движение электрона и ядра около их общего центра инерции.

Для точного решения задачи о движении двух частиц в уравнения движения электрона в атоме водородоподобного атома необходимо ввести приведенную массу электрона и ядра

$$\mu = \frac{mM_z}{m+M_z}. \quad (2.6)$$

где M_z – масса ядра с атомным номером Z , m – масса электрона.

Уравнения в этом случае будут иметь вид (система СГСЕ):

$$\mu \frac{V_n^2}{r_n} = \frac{ze^2}{r_n^2},$$

$$\mu V_n r_n = n\hbar,$$

где $n = 1, 2, 3, \dots$ – квантовое число, r_n – радиус орбиты, V_n – скорость электрона на орбите, e – заряд электрона.

Первое уравнение – это классическое уравнение, которое описывает движение электрона по боровской орбите под действием кулоновской силы (2-й закон Ньютона); второе уравнение – это квантовое уравнение, описывающее правило отбора стационарных боровских орбит.

Из решения системы этих двух уравнений получим формулу для величины энергии, совпадающую с формулой (2.2). Формула Бальмера-Бора теперь запишется в виде

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{Z^2 R}{1 + \frac{m_e}{M_z}} \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right). \quad (2.7)$$

Если формулу (2.7) сравнить с формулой (2.5), то получим, что для атома водорода ($Z=1$) постоянная Ридберга примет вид

$$R_H = \frac{R}{1 + \frac{m_e}{M_Z}}. \quad (2.8)$$

При $M_Z = \infty$ формула (2.8) переходит в формулу $R_H = R$. Поэтому величину R часто обозначают через R_∞ и тогда формула (2.8) будет иметь вид

$$R_H = \frac{R_\infty}{1 + \frac{m_e}{M_Z}}. \quad (2.9)$$

Полученное значение R_H с большой точностью совпадает с экспериментальным значением R_H .

Из выражения (2.7) следует, что различие в массах ядер изотопов приведет к тому, что линии спектра изотопов, обусловленных одним и тем же квантовым переходом $m \rightarrow n$, будут иметь различную длину волны.

В данной работе изучается изотопический сдвиг в линиях серии Бальмера для водорода и дейтерия.

Для получения величины изотопического сдвига между линиями серии Бальмера для атомов водорода и дейтерия воспользуемся формулой Бальмера (2.7).

Из формулы (2.7) получим:

$$\lambda_H = \frac{1 + \frac{m_e}{M_H}}{R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right)}, \quad \lambda_D = \frac{1 + \frac{m_e}{M_D}}{R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right)},$$

соответственно

$$\Delta\lambda = \lambda_H - \lambda_D = \frac{m_e}{R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right)} \cdot \frac{M_D - M_H}{M_D \cdot M_H}, \quad (2.9)$$

где M_H – масса ядра водорода, M_D – масса ядра дейтерия.

Если не учитывать различий в массах протона и нейтрона и пренебречь дефектом масс, то можно считать, что $M_H = m_p \cdot A_1$, $M_D = m_p \cdot A_2$, где $A_1 = 1$, а $A_2 = 2$ – массовые числа изотопов, m_p – масса протона.

Теперь формула (2.9) запишется в виде

$$\Delta\lambda = \frac{1}{2} \frac{m_e}{m_p} \cdot \frac{1}{R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right)}. \quad (2.10)$$

Методика эксперимента

Изотопический сдвиг в спектре атома водорода очень мал, поэтому в качестве спектрального прибора необходимо использовать прибор с высоким разрешением и с большой дисперсией.

Разрешение $r = \lambda/\Delta\lambda$ характеризует способность прибора разделить две близкие линии. Разрешающая способность полностью определяется размерами и угловой дисперсией диспергирующего элемента.

Угловая дисперсия – угол, на который диспергирующая система разделяет световые пучки близких длин волн, то есть

$$D_\varphi = \frac{d\varphi}{d\lambda}. \quad (2.11)$$

Линейное расстояние между центрами линий, отстоящих на интервал $\Delta\lambda$, определяется линейной дисперсией D_l :

$$D_l = \frac{\Delta l}{\Delta\lambda}. \quad (2.12)$$

Если в качестве диспергирующего элемента использовать дифракционную решетку с периодом $d \geq 600 \text{ нм}^{-1}$, то это вполне обеспечит требуемое разрешение и наблюдение изотопического сдвига.

Описание установки

Основными элементами установки, используемой в данной работе, являются:

- 1) спектрометр, состоящий из высокоточного измерителя углов (гониометр ГС-2) и отражательной дифракционной решетки с периодом $d = 1200 \text{ мм}^{-1}$;
- 2) водородная и дейтериевая лампы;
- 3) ртутная лампа для калибровки спектрометра;
- 4) источник питания ламп и подсветки гониометра.

Блок-схема установки показана на рис. 3.

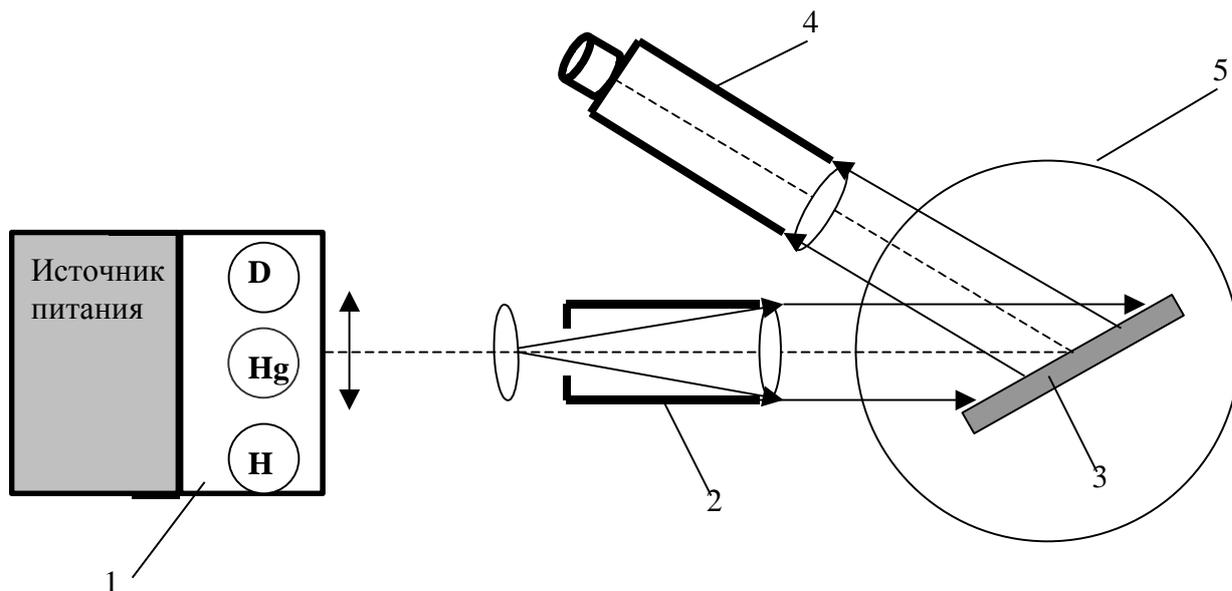


Рис. 3

1. Блок источников излучения (D – дейтериевая лампа, Hg – ртутная лампа, H – водородная лампа) и источника питания ламп.
2. Труба коллиматора (создает параллельный пучок лучей).
3. Отражательная дифракционная решетка.
4. Зрительная труба.
5. Столик гониометра, на котором закрепляется дифракционная решетка.

Источником исследуемого спектра служит водородная лампа ДВС - 25 и дейтериевая – ДДС-30, которые представляют собой стеклянный баллон с электродами – катодом и анодом. Анод лампы имеет небольшое отверстие для вывода света из области разряда. В качестве источника эталонного спектра используется дуговая ртутная лампа, которая необходима для определения угловой дисперсии спектрального прибора. Все лампы находятся в одном блоке с источником электропитания, к которому они поочередно подключаются. Лампы могут перемещаться перпендикулярно оптической оси, что позволяет поочередно исследовать спектры водородной и дейтериевой ламп, а

также производить калибровку спектрометра с помощью ртутной лампы.

Общий вид гониометра

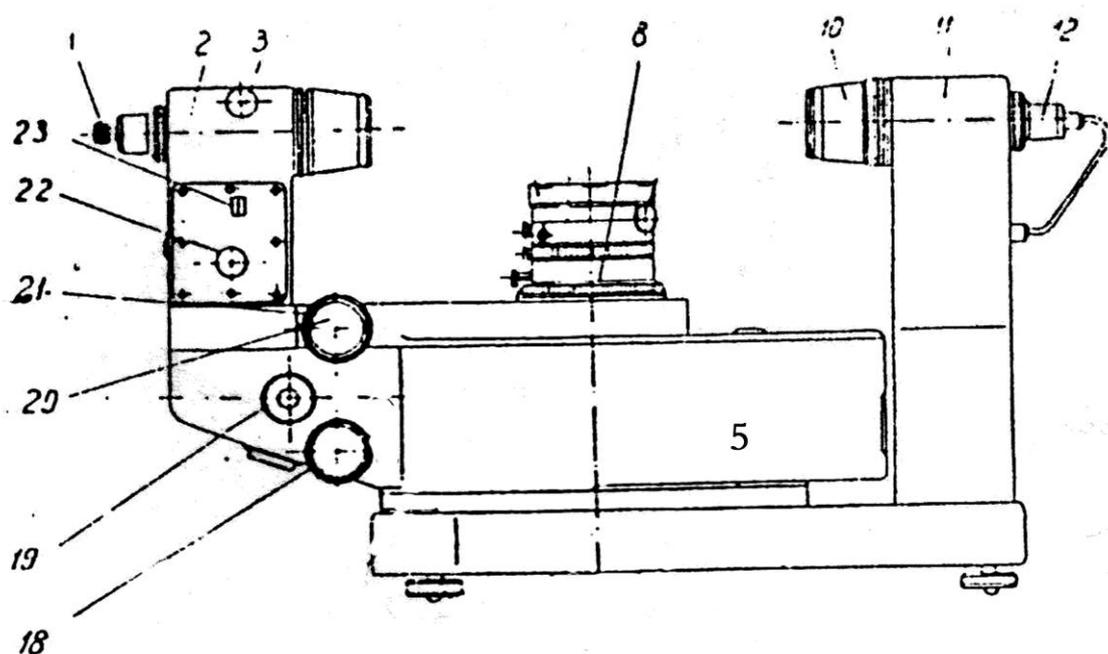


Рис. 4

1 – сменный окуляр; 2 – зрительная труба; 3 – маховик; 6 – предметный столик; 10 – объектив; 11 – коллиматор; 12 – подсветка; 18, 19, 20, 21, 22 – маховики; 23 – шкала с нониусами

Гониометр ГС-2 является точным измерительным оптическим прибором и предназначен для измерения углов (предел допустимой погрешности при однократном измерении угла не более 5").

Прибор состоит из наблюдательной и отсчетной системы. Наблюдательная система включает в себя источник излучения,

коллиматор и зрительную трубу. Основными элементами отсчетного устройства являются оптический микрометр и отсчетный микроскоп.

В фокусе объектива коллиматора установлена раздвижная щель, ширину которой можно изменять с помощью микровинта в пределах от 0 до 0.4 мм.

Световой поток от источника, пройдя коллиматор, падает на дифракционную решетку. Спектр, полученный с помощью решетки, попадает в зрительную трубу, которая может вращаться в горизонтальной плоскости относительно закрепленного столика.

Коллиматор 11, зрительная труба 2 и вращающаяся алидада 5 расположены на неподвижном основании. Внутри корпуса алидады находятся отсчетная оптическая система и механизмы точного вращения. На одной оси с алидадой расположен предметный столик 6, на котором устанавливается диспергирующий элемент (в нашем случае это отражательная дифракционная решетка). Алидада может поворачиваться относительно неподвижного столика на 270° . Фиксация алидады производится поворотом маховика 18 против часовой стрелки до упора. Фокусировка зрительной трубы и коллиматора производится маховиком 22. Окуляр микроскопа отсчетной системы расположен на корпусе зрительной трубы на одном уровне, рядом с окуляром зрительной трубы. Управление оптическим микрометром отсчетной системы осуществляется маховиком 19. Поле зрения отсчетного микроскопа показано на рис. 5.

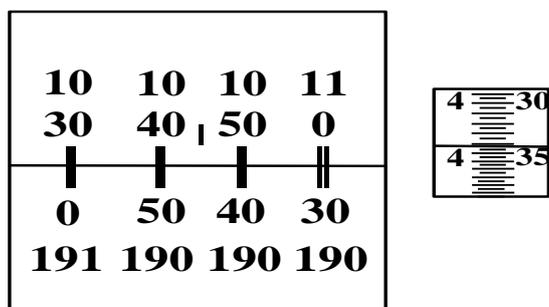


Рис. 5

Снятие отсчетов по лимбу гониометра производится следующим образом. Поворотом маховика 19 совмещают в поле зрения микроскопа верхние и нижние изображения штрихов лимба. Число градусов и десятков минут отсчитывается по оцифровке штриха, расположенного слева от неподвижного индекса или непосредственно на нем. Число полудесятков минут берется равным количеству интервалов,

заклученных между верхним штрихом, соответствующим отсчитанному числу градусов и минут, и нижним, отличающимся от верхнего – на 180^0 . Число единиц минут меньше 5 отсчитывается в правом окошке по левому ряду чисел относительно неподвижного горизонтального индекса и прибавляется к отсчету, взятому в левом окошке. Число секунд берется в правом окошке по правому ряду чисел относительно неподвижного горизонтального индекса. На рис. 5 показан отсчет $10^0 49' 34''$.

ВНИМАНИЕ!

- Работать с гониометром разрешается только в присутствии преподавателя.
- Запрещается прикасаться к поверхностям дифракционной решетки и линз.
- Работая с юстировочными винтами и отсчетным устройством гониометра, необходимо прикладывать минимальные усилия.

ЗАДАНИЕ 1

Исследование спектра атома водорода.

1.1. Определение угловой дисперсии спектрометра

- Подключить гониометр к сети и включить подсветку окуляра. Вращая окуляр, получить резкое изображение визирной линии (здесь и далее см описание гониометра).
- Установить на столик гониометра дифракционную решетку и с помощью регулировочных винтов 9 и 28 установить столик горизонтально.
- Включить ртутную лампу и сфокусировать излучение на щель коллиматора.
- Отпустить зажимной винт 18, отвести зрительную трубу в сторону и невооруженным глазом увидеть спектр.
- Установить трубу так, чтобы наблюдались линии спектра. Вращая маховик 24 получить резкое изображение спектральных линий.
- Провести измерение углов φ по отсчетному устройству, совмещая поочередно спектральные линии ртути, соответствующие табл. 1 с визиром (измерение угла для каждой линии произвести 3 раза). Результаты измерений занести в таблицу наблюдений 2.
- По данным табл. 2, используя табл. 1, построить градуировочный график – зависимость угла от длины волны и по

графику определить угловую дисперсию как тангенс угла наклона построенной линии к оси λ , то есть

$$D = \frac{\Delta\varphi}{\Delta\lambda}$$

Таблица 1

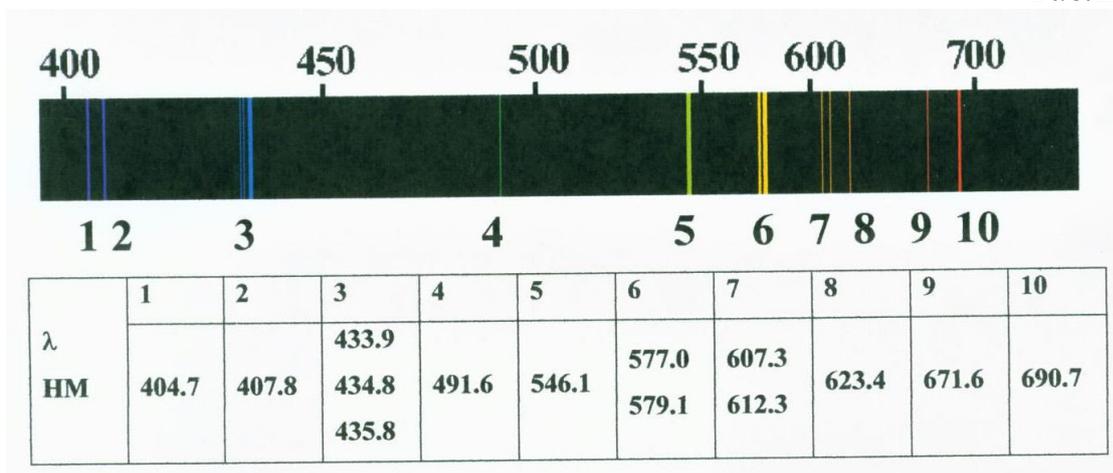


Таблица наблюдений 2

Длина волны λ	Угол φ			
	φ_1	φ_2	φ_3	$\varphi_{\text{ср}}$

1.2. Определение длины волны линий серии Бальмера и постоянной Ридберга для водорода.

- Включить водородную лампу с помощью выключателя, расположенного на задней стенке блока источника излучения.
- Установить перед щелью коллиматора водородную лампу
- Добиться того, чтобы в поле зрения зрительной трубы наблюдались спектральные линии водорода (см. п. 4,5 задания 1.1). В поле зрения будут и линии молекулярного водорода, но они более слабые.

- Совместить визир с линиями спектра H_α , H_β и H_γ и измерить углы с помощью отсчетного устройства. Результаты измерений занести в табл. 3.
- По градуировочному графику (задание 1.1) найти длину волны соответствующих линий серии Бальмера и результаты занести в табл. 3.
- По формуле Бальмера, используя диаграмму спектральных переходов для определения m и n (рис. 2), найти величину постоянной Ридберга и сравнить полученное значение с приведенным в справочнике (см. справочники).

Таблица 3

Спектр линии атома водорода	УГОЛ φ	Длина волны λ	Постоян. Ридберга R	R_{cp}
H_α H_β H_γ				

ЗАДАНИЕ 2

Определение величины изотопического сдвига в спектре атомов водорода и дейтерия.

- Установить перед щелью водородную лампу и включить ее.
- Совместить визир зрительной трубы с самой яркой красной линией H_α и произвести угловой отсчет не менее 3 раз. Данные занести в табл. 4.
 - Заменить водородную лампу дейтериевой и включить ее.
 - Установить зрительную трубу на самую яркую красную линию D_α и провести измерения угла (не менее трех раз). Результаты измерений также занести в табл. 4.
 - Найти угловое расстояние между линиями H_α и D_α и, используя значение дисперсии, найденное из градуировочного графика, определить величину изотопического сдвига $\Delta\lambda$.
 - Сравнить полученный результат с вычисленным значением по формуле 2.10.

Таблица 4

H_{α}				D_{α}				$\Delta\varphi_{\text{ср}}$	$\Delta\lambda$
φ_1	φ_2	φ_3	$\varphi_{\text{ср}}$	φ_1	φ_2	φ_3	$\varphi_{\text{ср}}$		

Вопросы и задания для самопроверки

1. Что называется спектром испускания?
2. Какие существуют спектры излучения? От чего зависит вид спектра?
3. Объясните возникновение спектральных линий в спектрах излучения атомов.
4. Что называется спектральной серией?
5. Напишите формулу для вычисления длины волны спектральных линий серии Бальмера.
6. Что такое изотопический сдвиг?
7. Как обозначаются энергетические состояния атома водорода в квантовой механике?
8. Что представляет собой угловая дисперсия?
9. Какие параметры характеризуют разрешение спектрального прибора?
10. Каково назначение в данной работе ртутной лампы?

Работа А-12

ТОНКАЯ СТРУКТУРА СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ АТОМОВ НАТРИЯ

ЦЕЛЬ РАБОТЫ: исследование спектра излучения атомов натрия и определение постоянной тонкой структуры.

Введение

Так же как и атом водорода, многоэлектронный атом при переходе из состояния с энергией E_2 в состояние с энергией E_1 испускает фотон, энергия которого равна:

$$h\nu = E_2 - E_1$$

Энергетический спектр атома с большим порядковым номером сложнее, чем атома водорода, поэтому и спектр излучения в общем случае оказывается сложным.

Расчет энергетических спектров многоэлектронных атомов, представляющих собой систему нескольких взаимодействующих электронов в центральном поле, является трудной задачей. Имеется, однако, группа атомов, спектральные свойства которых могут быть объяснены при помощи приближенного расчета, лишь немного отличающегося от задачи для водородоподобных атомов. Это атомы щелочных металлов – Li, Na, K, Rb, Cs.

Особенности спектров излучения атомов щелочных металлов качественно могут быть объяснены уже в рамках теории Бора при помощи так называемой модели **излучающего электрона**.

Согласно этой модели предполагается, что электроны внутренних оболочек расположены близко к ядру, а внешний (валентный) слабосвязанный с ядром электрон находится на достаточно большом расстоянии от ядра. В таком случае $(Z - 1)$ внутренних электронов вместе с ядром, заряд которого $+Ze$, образуют устойчивый "остов", напоминающий ядро с зарядом $+e$. В поле этого "эффективного ядра" движется один слабосвязанный электрон, обычно называемый оптическим или валентным.

Такое рассмотрение, учитывающее взаимодействие этого электрона с остальными электронами в атоме как небольшое возмущение, приводит к выражению для энергии, аналогичному выражению для энергии атома водорода:

$$E_{nl} = -\frac{Rhc}{(n+\sigma)^2}, \quad (3.1)$$

где $R = 10^5 \text{ см}^{-1}$ – постоянная Ридберга, $n = 1, 2, 3, \dots$ – главное квантовое число, σ – квантовый дефект (причем $\sigma < 0$), величина которого определяется, в основном, значением орбитального квантового числа l . Энергетические уровни такого атома расположены ниже соответствующих уровней атома водорода, для которых справедливо соотношение:

$$E_n = -\frac{Rhc}{n^2}. \quad (3.2)$$

На рис.1 представлен энергетический спектр для атома водорода и атома щелочного элемента

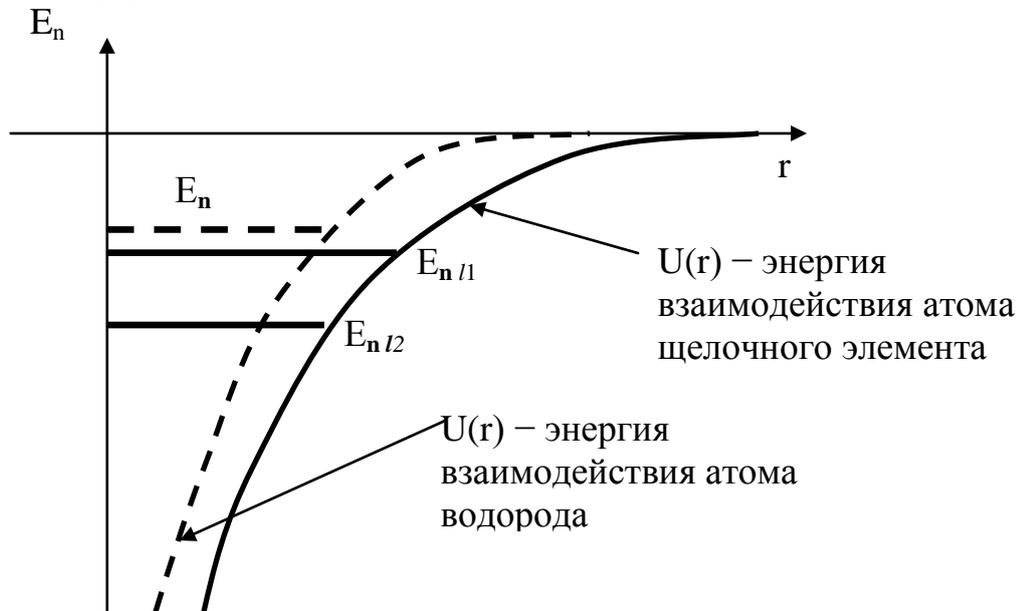


Рис. 1

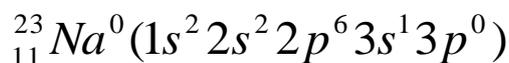
Соотношение (3.1) можно записать в виде

$$E_{nl} = -\frac{Rhc}{n^2} (z - a)^2, \quad (3.3)$$

где $a = Z - \frac{n}{n+\sigma}$ – постоянная экранирования.

1. Спектр излучения атома натрия

Согласно оболочечной структуре атома электронная конфигурация атома натрия имеет вид



В современной теории атома состояние электронов в атоме может быть охарактеризовано набором из четырех квантовых чисел: n, l, j, m_j , где n – главное квантовое число, l – орбитальное квантовое число, которое при заданном n принимает значения $l = 0, 1, 2, 3, \dots, (n-1)$. Соответствующие разным значениям чисел l состояния обозначаются s, p, d, f и далее по алфавиту.

J – полное квантовое число, которое при заданных l и s (спиновое квантовое число) принимает значения $j = |l - s|, \dots, |l + s|$, всего $(2s+1)$ значений;

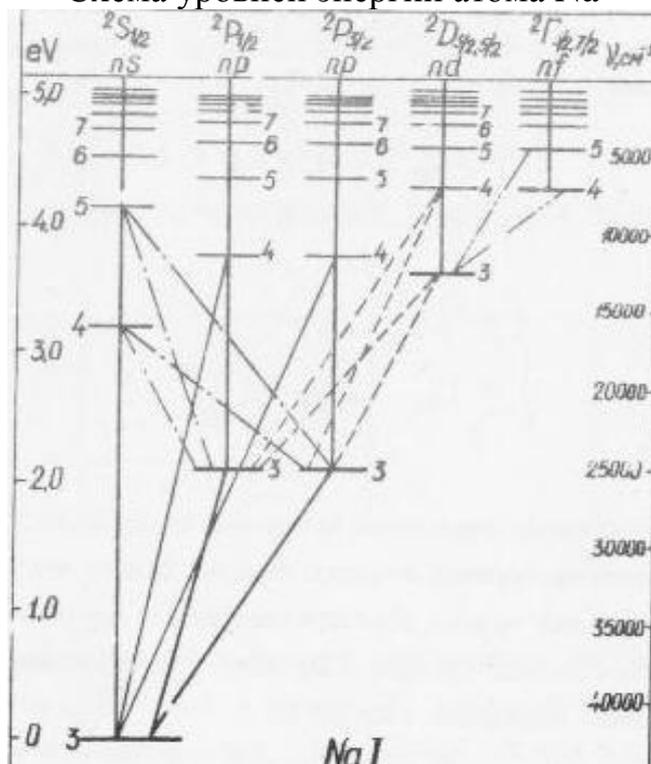
m_j – полное магнитное квантовое число, которое при заданном j принимает значения $m_j = j, j-1, \dots, -j$, всего $(2j+1)$ значений.

Для обозначения состояния электрона в атоме применяется специальная символика, т.е. определенная форма записи заданного набора квантовых чисел. Например, энергетический уровень $3^2 p_{1/2}$ – первая цифра 3 указывает значение главного квантового числа $n = 3$, буква p соответствует значению орбитального квантового числа $l = 1$. Справа от этой буквы внизу пишется значение полного квантового числа $j = 1/2$, слева вверху – значение $(2s+1)$, так называемая мультиплетность.

При оптических переходах из одного состояния в другое должны выполняться правила отбора:

$$\Delta n - \text{произвольно}, \Delta l = \pm 1, \Delta s = 0, \Delta j = 0, \pm 1.$$

Схема уровней энергии атома Na



Спектр излучения натрия состоит из нескольких перекрывающихся серий спектральных линий с систематически убывающими расстояниями между линиями и уменьшающейся интенсивностью.

Главная серия с яркими линиями и с желтым дублетом обусловлена переходом атома Na из nP-состояния в основное состояние 3S.

Положение спектральной линии соответствующей серии может быть описано общей формулой Ридберга:

$$\frac{1}{\lambda} = R \left[\frac{1}{n_1^{*2}} - \frac{1}{n_k^{*2}} \right]. \tag{3.4}$$

В этой формуле "эффективные" квантовые числа n_1^* и n_k^* , в отличие от формулы Бальмера для водорода, уже не являются целыми:

$$n_1^* = n_1 + \sigma,$$

где n_1 – целое число, σ – квантовый дефект (квантовая поправка).

Значения квантовых поправок σ для атома натрия

n	l		
	0(S)	1(P)	2(D)
3	-1.373	-0.883	-0.013
4	-1.358	-0.867	-0.013
5	-1.353	-0.862	-

2. Тонкая структура спектральных линий атома натрия

Наличие спина у валентного электрона атома натрия ($s = 1/2$) объясняет ряд тонких спектральных эффектов. Вследствие спин-орбитального взаимодействия все уровни атома натрия (за исключением S-уровней) расщепляются на два подуровня по числу возможных значений полного квантового числа $j = \{|l-s|, \dots, |l+s|\}$, то есть на $(2s+1)$ -подуровней. Это расщепление, поскольку его масштаб мал, называется тонким или мультиплетным расщеплением:

$$\text{Главная серия: } nP - 3S \quad \left\{ \begin{array}{l} n^2P_{1/2} - 3^2S_{1/2} \\ n^2P_{3/2} - 3^2S_{1/2} \end{array} \right. \quad n = 3, 4, 5, \dots$$

Тонкая структура спектральной (желтой) линии, соответствующей главной серии, представлена на рис. 2.

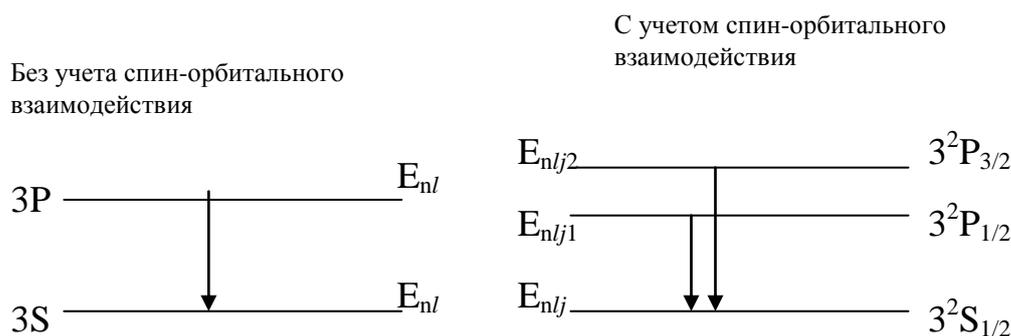


Рис. 2

Учет спин-орбитального взаимодействия приводит к тому, что вместо уровня с энергией E_{nl} появится $(2s+1)$ -уровней с энергией E_{nlj} .

Расчет энергетического спектра атома Na с учетом спин-орбитального взаимодействия и релятивистских поправок приводит соотношение (3.3) к виду

$$E_{nlj} = E_{nl} \left[1 + \frac{\alpha^2 (z - a_1)^4}{n(z - a)^2} \left(\frac{1}{j + 1/2} - \frac{3}{4n} \right) \right], \quad (3.5)$$

где $E_{nl} = -\frac{Rhc}{n^2} (z - a)^2$, a – постоянная экранирования,

a_1 – постоянная внутреннего экранирования, определяет энергию спин-орбитального взаимодействия,

$\alpha = \frac{2\pi e^2}{hc} = \frac{1}{137}$ – постоянная тонкой структуры.

Из (3.5) следует, что величина расщепления уровня (разница энергий между подуровнями $j_1 = l + 1/2$ и $j_2 = l - 1/2$ одного и того же уровня n, l) равна:

$$\Delta E_{j_1 j_2} = \frac{Rhc}{n^2} \cdot \frac{\alpha^2 (z - a_1)^4}{n} \cdot \frac{1}{l(l+1)}. \quad (3.6)$$

Таблица 2.

Значения постоянных a и a_1 для атома натрия

Z	элемент	a	a_1
11	Na	9.58	7.45

Можно видеть, что линии главной серии атома Na имеют сложную структуру – они **дублетны**. Дублетность обусловлена расщеплением верхнего уровня n^2P на две компоненты с $j = 1/2$ и $j = 3/2$.

Введя обозначение $(z - a_1) = z_0$, формулу (3,6) перепишем в виде:

$$\Delta E = \frac{Rhc \alpha^2}{n^3 l(l+1)} z_0^4 \quad (3.7)$$

Измерив в эксперименте разность длин волн $\Delta\lambda$ между линиями желтого дублета главной серии спектра излучения атома Na и рассчитав

величину соответствующего энергетического расщепления, можно по формуле (3.7) определить постоянную тонкой структуры α .

Описание установки

Исследование тонкой структуры спектральных линий атома натрия осуществляется на спектрометре, имеющем гониометр Г5 и дифракционную решетку (600 мм^{-1}). Оптическая схема изображена на рис. 3.

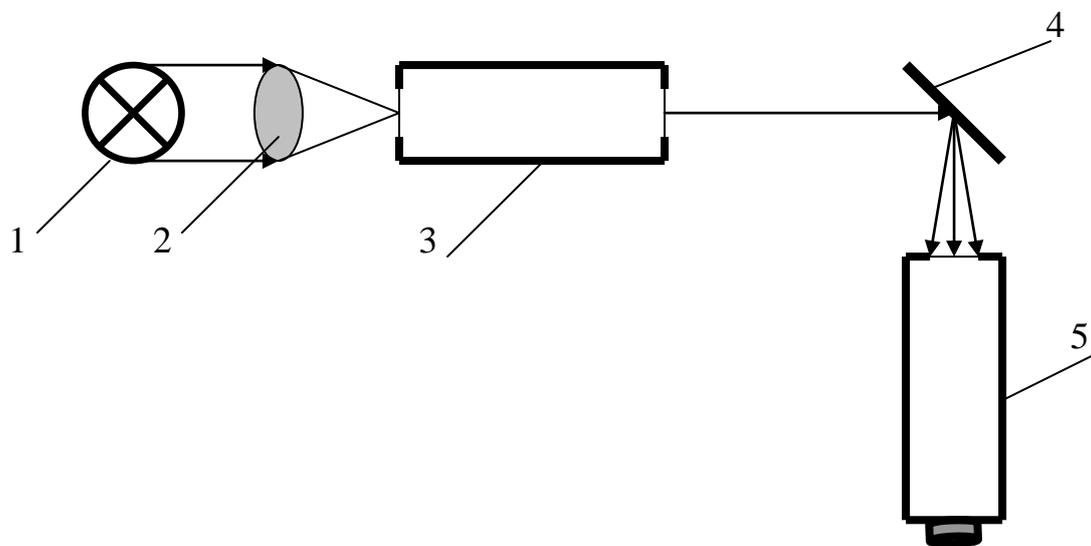


Рис. 3. Оптическая схема: 1) – источник излучения; 2) – собирающая линза; 3) – коллиматор гониометра; 4) – дифракционная решетка; 5) – зрительная труба гониометра

Источником исследуемого спектра служит дуговая натриевая лампа. Источником излучения, спектр которого известен, – дуговая ртутная лампа. Спектр излучения ртути используется для определения угловой дисперсии спектрального прибора. Обе лампы установлены на одной оптической скамье, имеют однотипные схемы включения, а также один блок питания.

Гониометр Г5 является точным измерительным оптическим прибором и предназначен для измерения углов (предел допустимой погрешности при однократном измерении угла не более $5''$).

Прибор состоит из коллиматора, зрительной трубы, основания с осевой системой и столика, на который устанавливается плоская отражающая дифракционная решетка.

Источник излучения через собирающую линзу попадает на входную щель коллиматора. Коллиматор формирует параллельный пучок лучей, который падает на дифракционную решетку. Лучи различных длин волн отражаются решеткой под разными углами. Лучи от дифракционной решетки проходят через зрительную трубу, оптическая схема которой формирует изображение спектральной линии, которая наблюдается через окуляр зрительной трубы.

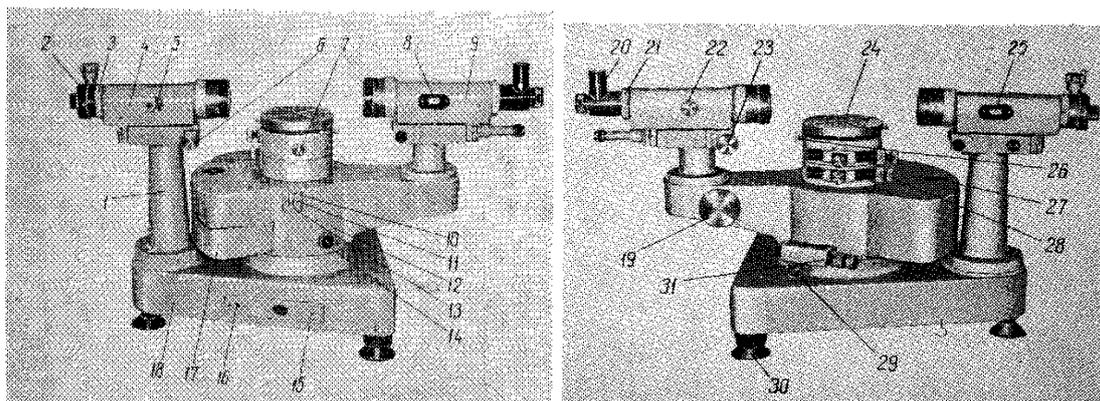


Рис. 4 . Общий вид гониометра Г5:

- 1 — стойка коллиматора; 2—раздвижная щель; 3 — кольцо;
 4 — коллиматор; 5 — маховик фокусировки коллиматора;
 6 — юстировочный винт; 7 — винт наклона столика; 8 — шкала;
 9 — зрительная труба; 10, 11 — рычажки; 12 — алидада (поворотный узел)
 13 — механизм соединения лимба с алидадой; 14 — маховик;
 15 — общий выключатель; 16— переключатель; 17— подсветка;
 18 — основание; 19 — маховик оптического микрометра;
 20 — автоколлимационный окуляр-куб; 21— кольцо;
 22 — маховик фокусировки трубы; 23 — котировочный винт;
 24 — столик; 25 — шкала; 26 — винт наклона столика;
 27 — уровень; 28 — микрометрический винт лимба;
 29 — зажимной винт; 30 —подъемный винт; 31 — микрометрический винт

Фокусировка зрительной трубы и коллиматора производится маховиками 5 и 22 по шкалам 25 и 8, на которых имеется индекс "∞" и деления. Цена одного деления равна 1 мм. Зрительная труба 9 со стойкой крепится к поворотному узлу 12. Коллиматор установлен на стойке 1, которая закреплена неподвижно на основании 18. Алидада вращается относительно оси прибора и установленного на ней лимба грубо от руки и точно микрометрическим винтом 31 при зажатом винте 29. Включение и выключение лимба для совместного или отдельного

вращения с алидадой осуществляется рычажками 10 и 11. Столик 24 используется для установки дифракционной решетки. Наклон столика в двух взаимно перпендикулярных направлениях производится винтами 7. Важнейший узел гониометра – оптический микрометр, который смонтирован в алидаде 12.

Отсчет значений угла проводится с помощью отсчетного микроскопа. В левом угле поля зрения микроскопа наблюдается изображение противоположных участков шкалы и индекса для отсчета градусов. В правом окне находится шкала оптического микрометра и горизонтальный индекс для отсчета минут и секунд.

Чтобы снять отсчет, необходимо повернуть маховик 19 оптического микрометра настолько, чтобы верхние и нижние изображения штрихов в левом окне точно совместились. Число градусов будет равно видимой ближайшей цифре шкалы слева от вертикального индекса. Число десятков минут – число интервалов, заключенных между верхним штрихом, соответствующим отсчитанному числу градусов, и нижним оцифрованным штрихом, расположенным справа от вертикального индекса. Число единиц минут отсчитывается по шкале, расположенной в правой части окна поля зрения по левому ряду чисел вертикальной шкалы. Число секунд – в том же окне по правому ряду чисел.

ВНИМАНИЕ!

- Запрещается работать с гониометром до ознакомления с его устройством.
- Запрещается прикасаться к поверхностям дифракционной решетки и линзы.
- Работая с юстировочными винтами и отсчетным устройством гониометра, необходимо прикладывать минимальные усилия.

ЗАДАНИЕ

1. Изучить теорию излучения атомов щелочных металлов.
2. Определить угловую дисперсию спектрометра, для чего необходимо:
 - Включить ртутную лампу и сфокусировать излучение на щели гониометра.
 - Подключить гониометр к сети и включить подсветку окуляра. Вращая окуляр, получить резкое изображение

визирной линии (здесь и далее смотрите описание гониометра).

- Маховиком 5 сфокусировать коллиматор на " ∞ ", для чего на шкале 25 совместить " ∞ " и "0".
- Установить на столик гониометра дифракционную решетку и с помощью регулировочных винтов 7 установить столик горизонтально.
- Отпустить зажимной винт 29 алидады, отвести зрительную трубу в сторону и невооруженным глазом увидеть спектр.
- Установить трубу так, чтобы видеть линии спектра. Вращая маховик 5 получить резкое изображение спектральных линий.
- Провести измерение углов по отсчетному устройству оптического микрометра, совмещая спектральные линии ртути, соответствующие табл. 3, с визиром. Результаты измерений занести в таблицу наблюдений 4.
- По данным табл. 4 построить зависимость угла от длины волны и по графику определить угловую дисперсию установки.

$$D = \frac{\Delta\varphi}{\Delta\lambda}$$

Таблица 3

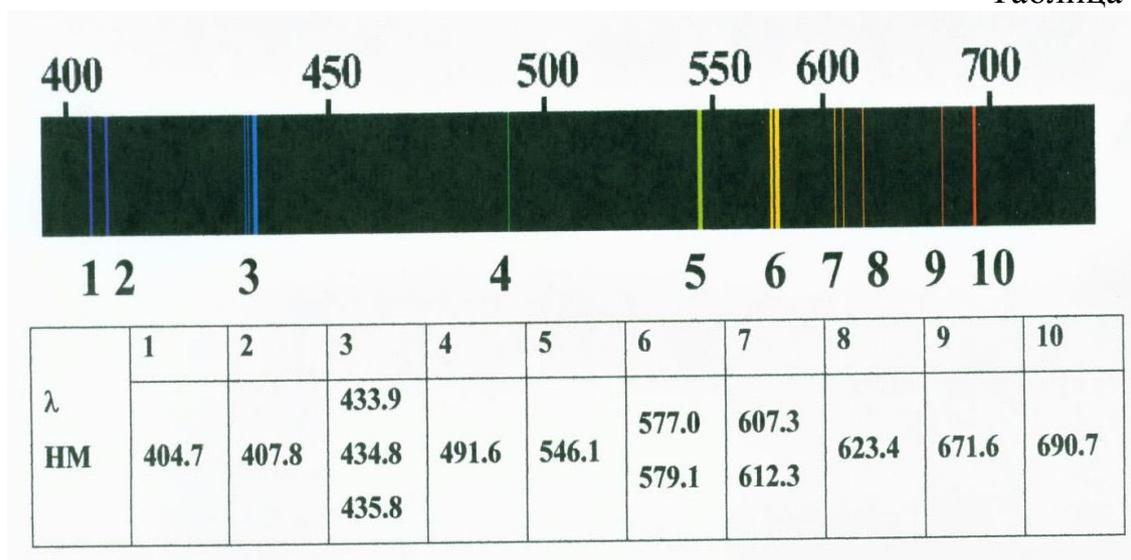


Таблица наблюдений 4

Длина волны λ	Угол φ			
	φ_1	φ_2	φ_3	$\varphi_{\text{ср}}$

3. Измерить угловое расстояние $\Delta\varphi$ между линиями желтого дублета спектра излучения натрия. Для этого необходимо:

- Включить натриевую лампу, отключив при этом ртутную.
- Поворачивая зрительную трубу, найти изображение двух близко расположенных желтых линий (дублет натрия).
- Совместить визир с одной из линий дублета и произвести отсчет угла по оптическому микрометру.
- Совместить визир с другой линией и также произвести отсчет угла (измерения углов произвести не менее трех раз).
- По результатам измерений найти среднее угловое расстояние между линиями дублета $\Delta\varphi_{\text{ср}}$.
- Результаты измерений занести в табл. 5.

Таблица 5

φ длина волны	φ_1	φ_2	φ_3	$\varphi_{\text{ср}}$	$\Delta\varphi_{\text{ср}}$	$\Delta\lambda_{\text{ср}}$
$\lambda_{1\text{ж}}$						
$\lambda_{2\text{ж}}$						

4. По градуировочному графику определить длину волны одной из линий дублета, а также разность длин волн линий дублета по формуле:

$$\Delta\lambda = 1/D \cdot \Delta\varphi_{\text{ср}}, \text{ где } D - \text{угловая дисперсия.}$$

5. Рассчитать величину энергетического расщепления уровня 3^2P по найденному значению $\Delta\lambda$ и λ .

6. Используя соотношение (3.7), определить постоянную тонкой структуры α и сравнить с табличным значением.

7. Объяснить наблюдаемое в эксперименте превращение желтых линий дублета в темные при больших токах натриевой лампы.

Вопросы для самопроверки

1. Каково назначение гониометра?
2. Как изменится положение линий спектра при увеличении дисперсии и разрешающей способности дифракционной решетки?
3. В чем состоит модель излучающего электрона?
4. Чем определяется поправка σ ? От каких квантовых чисел зависит?
5. Какими квантовыми числами характеризуется состояние электрона в атоме?
6. Какому квантовому переходу соответствует головная линия главной серии спектра натрия?
7. С чем связано расщепление энергетических уровней натрия и от чего зависит число подуровней?
8. Почему спектральные линии главной серии в спектре Na имеют дублетную структуру?

Работа А-11

ОПРЕДЕЛЕНИЕ УДЕЛЬНОГО ЗАРЯДА ЭЛЕКТРОНА ПО МЕТОДУ МАГНЕТРОНА

ЦЕЛЬ РАБОТЫ: изучить движение электронов в электрическом и магнитном полях и экспериментально определить удельный заряд электрона с помощью цилиндрического магнетрона.

1. Движение заряженных частиц в электрическом и магнитном полях

Если частица, обладающая зарядом q , движется в пространстве, где имеются электрическое поле с напряженностью \vec{E} и магнитное поле с индукцией \vec{B} , то на нее действует сила Лоренца. Согласно второму закону Ньютона, уравнение движения заряженной частицы имеет вид:

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = q\vec{E} + q[\vec{v} \cdot \vec{B}]. \quad (1.1)$$

Здесь \vec{p}, \vec{v}, q – импульс, скорость и заряд частицы; \vec{E}, \vec{B} – напряженность электрического поля и индукция магнитного поля.

Выражение, стоящее в правой части уравнения (1.1), называют силой Лоренца. Первая ее часть – это сила, с которой электрическое поле действует на заряд. Она не зависит от скорости заряда и направлена вдоль поля. Вторая ее часть – это сила, действующая на заряд со стороны магнитного поля, пропорциональна скорости заряда и направлена перпендикулярно к направлению его скорости и направлению магнитного поля. Из сказанного следует, что в магнитном поле ускорение заряженной частицы перпендикулярно к скорости, то есть всегда направлено по нормали к траектории. Следовательно, скорость движения заряженной частицы может меняться только по направлению, а абсолютная величина скорости остается неизменной. Это значит, что кинетическая энергия частицы тоже не изменяется, то есть магнитное поле не совершает работу над движущейся в нем заряженной частицей. Однако неизменность скорости по абсолютной величине и кинетической энергии заряженной частицы имеет место лишь в том случае, если магнитное поле постоянно во времени.

Таким образом, работу производит только электрическое поле, которое тормозит или ускоряет заряженную частицу в зависимости от знака заряда и направления поля.

Рассмотрим простейший случай – движение заряженной частицы в однородном магнитном поле \vec{B} (электрическое поле отсутствует, т.е. $\vec{E} = 0$). Начальная скорость заряженной частицы \vec{V}_0 составляет некоторый угол с направлением поля \vec{B} (см. рис. 1).

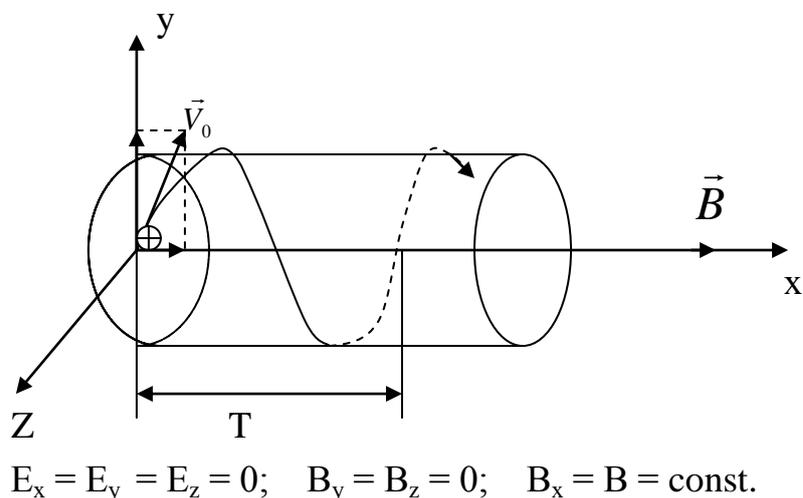


Рис. 1

В этом случае удобно разложить скорость V_0 на две составляющие, одна из которых $V_x = V_0 \cdot \cos \alpha$ направлена вдоль поля, а другая $V_y = V_0 \cdot \sin \alpha$ перпендикулярна к полю.

В процессе движения величина V_x остается постоянной, поскольку сила Лоренца не имеет составляющей вдоль силовой линии. Поэтому в направлении поля частица движется по инерции, равномерно, со скоростью $V_x = V_0 \cdot \cos \alpha$.

Сила Лоренца лежит в плоскости, перпендикулярной магнитному полю, и равна:

$$F = q \cdot v_y \cdot B . \quad (1.2)$$

Сила F непрерывно поворачивает составляющую V_y , не изменяя ее величины, и поэтому является центростремительной силой, то есть

$$\frac{mV_y^2}{R} = qV_y B . \quad (1.3)$$

Отсюда нетрудно найти радиус окружности, по которой движется заряженная частица под действием силы F :

$$R = \frac{V_y}{(q/m) \cdot B} \quad (1.4)$$

В результате сложения обоих движений частица будет двигаться по цилиндрической спирали, шаг которой равен:

$$f = V_x \cdot T = V_0 T \cos \alpha, \quad (1.5)$$

где

$$T = \frac{2\pi R}{V_y} = \frac{2\pi}{(q/m) \cdot B}, \quad (1.6)$$

T – это период равномерного вращения частицы под действием силы Лоренца в плоскости, перпендикулярной направлению поля \vec{B} .

Шаг винтовой линии – это расстояние, на которое перемещается частица в направлении поля за время одного оборота по окружности.

Однородное магнитное поле обладает фокусирующим действием как по отношению к пучкам заряженных частиц, лежащих в плоскости, перпендикулярной к направлению поля, так и по отношению к пучкам, образующим малый угол с направлением поля. Отклонение, испытываемое заряженными частицами в электрическом и магнитном полях, существенно зависит от удельного заряда частиц. Измеряя это отклонение, можно определить удельный заряд частиц q/m . Этот метод измерения удельного заряда частицы называется методом магнитной фокусировки.

2. Движение электрона в скрещенных электрическом и магнитном полях (метод магнетрона)

Магнетрон представляет собой двухэлектродную лампу (диод), содержащую накаливаемый катод и анод, которую помещают во внешнее магнитное поле. Общим признаком магнетронов является присутствие в междуэлектродном пространстве скрещенных постоянных электрического и магнитного полей.

Иногда такое устройство используется для возбуждения СВЧ-колебаний.

2.1. ДВИЖЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ В ПЛОСКОМ МАГНЕТРОНЕ

Задача о движении электронов в плоском магнетроне с точки зрения математического решения является наиболее простой. Для решения этой задачи используется общее уравнение Лоренца (1.1), определяющее силу, действующую на заряд в присутствии электрического и магнитного полей.

Уравнение движения электрона под действием силы Лоренца будет иметь вид:

$$m \frac{d\vec{V}}{dt} = -e[\vec{E} + [\vec{V}\vec{B}]]. \quad (1.7)$$

В плоском магнетроне катод и анод ограничены плоскостями, параллельными между собой (см. рис. 2).

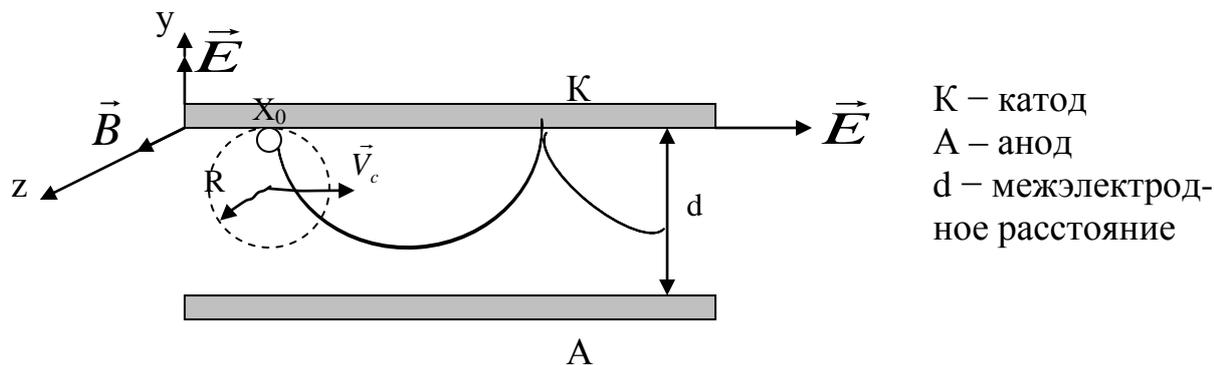


Рис. 2

Систему координат удобно ориентировать относительно электродов магнетрона таким образом, чтобы иметь положительное направление векторов \vec{E} и \vec{B} .

Согласно рисунку, $E_x = E_z = 0$; $E_y = E = U_a/d$; $B_x = B_y = 0$; $B_z = B$, где U_a – постоянное напряжение между катодом и анодом.

Окончательные исходные уравнения движения электрона в скрещенных полях принимают вид:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2 x}{dt^2} &= -\frac{eB}{m} \cdot \frac{dy}{dt} \\ \frac{d^2 y}{dt^2} &= -\frac{eE}{m} \cdot \frac{eB}{m} \cdot \frac{dx}{dt} \\ \frac{d^2 z}{dt^2} &= 0 \end{aligned} \right\} \begin{aligned} x &= x_0 + \frac{E}{B}t - \frac{mE}{eB^2} \sin \omega_c t \\ y &= -\frac{mE}{eB^2} (1 - \cos \omega_c t) \end{aligned} \quad (1.8)$$

Траектории электронов являются плоскими кривыми, лежащими в плоскости $z = z_0 = \text{const}$; x_0 – начальная координата движения электронов; $V_c = E/B$ – скорость центра равномерно катящегося круга; $\left(R = \frac{mE}{eB^2}\right)$ – радиус этого круга; $\omega_c = \frac{eB}{m}$ – циклотронная частота. Такая траектория называется циклоидой.

Величина ω_c характеризует угловую скорость движения электрона по циклоидальной орбите. Зная ω_c , можно определить полное время полета электрона к вершине циклоиды и обратно к катоду:

$$\tau = \frac{2\pi}{\omega_c} = \frac{2\pi m}{eB} \quad (1.9)$$

Если увеличивать индукцию магнитного поля B при неизменном анодном напряжении $U_a = \text{const}$, то радиус катящегося круга R постепенно будет уменьшаться. Электронные траектории, которые при $B = 0$ нормальны к поверхности анода и катода, начинают искривляться. При $d = 2R$ электроны лишь касаются анода в вершине циклоиды. При $2R < d$ электроны не доходят до анода и совершают многократные колебания по циклоиде. Анодный ток в этом случае резко падает (рис. 3).

Магнитную индукцию, при которой происходит резкое падение анодного тока, называют критической индукцией $B_{кр}$.

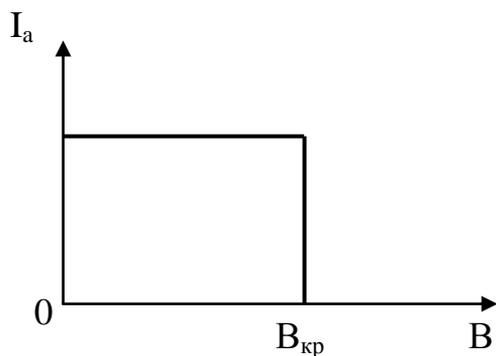


Рис. 3

Кривая, изображенная на рис. 3, справедлива для идеального случая, когда все электроны возвращались бы на катод при $2R < d$. На практике наблюдается конечная скорость спада тока вблизи $B = B_{кр}$, и наличие небольшого тока $I_a \neq 0$ при $B > B_{кр}$ как показано на рис. 4.

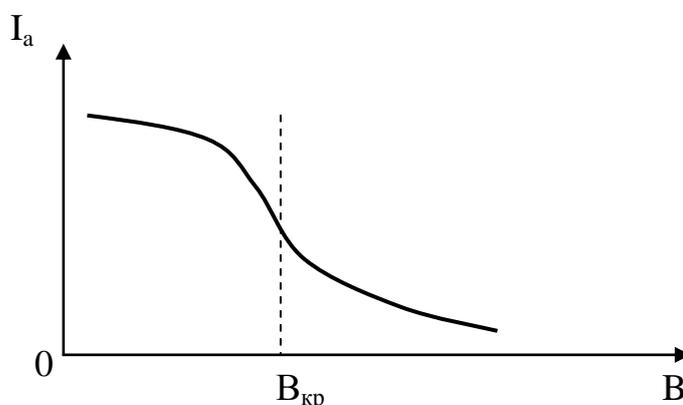


Рис. 4

Объясняется это рассеянием электронов в результате столкновений с молекулами остаточных газов и колебаниями, возникающими в электронном облаке магнетрона. Некоторую роль также играют неоднородность поля за счет краевых эффектов, отклонение формы электродов от симметрии и наличие щелей в поверхности анода.

2.2. ДВИЖЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ В ЦИЛИНДРИЧЕСКОМ МАГНЕТРОНЕ

Положение точки характеризуется расстоянием от оси цилиндра r , полярным углом ϕ и смещением вдоль оси z .

Электрическое поле направлено по r , магнитное – по z .

Уравнение, описывающее радиальное движение электрона, получится из закона сохранения энергии.

Работа сил электрического поля, совершаемая при перемещении электрона от катода до точки с напряжением U , равна:

$$A = eU. \quad (1.10)$$

Магнитное поле никакой работы не производит. По закону сохранения энергии

$$eU_a = \frac{1}{2} m V_e^2 = \frac{1}{2} m \cdot (V_r^2 + V_\phi^2), \quad (1.11)$$

где $V_r = \dot{r}$ – радиальная составляющая скорости электрона;

$V_\phi = r\omega = r \frac{eB}{2m}$ – азимутальная составляющая скорости электрона.

Окончательно уравнение (1.11) будет иметь вид:

$$eU_a = \frac{1}{2} m \cdot \left\{ \dot{r}^2 + \left(\frac{reB}{2m} \right)^2 \right\}. \quad (1.12)$$

Уравнение (1.12) полностью определяет радиальное движение электронов. Траектория движения электронов имеет вид, представленный на рис. 6.

При $\mathbf{B} = \mathbf{0}$ траектория электрона прямолинейна и направлена от катода к аноду вдоль радиуса.

При $\mathbf{B} < \mathbf{B}_{кр}$ траектория несколько искривляется, но электроны попадают на анод.

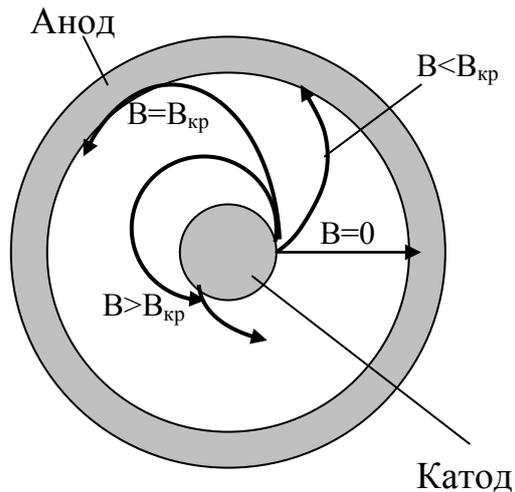


Рис. 5

$$B_{кр} = \frac{2\sqrt{2}\sqrt{U_a}}{\sqrt{\frac{e}{m}r_a}\left(1 - \frac{r_k}{r_a}\right)}. \quad (1.13)$$

$B_{кр}$ не изменяется под действием пространственного заряда и имеет одно и то же значение как в режиме тока насыщения, так и в режиме пространственного заряда.

Учитывая то, что в точках, лежащих на критической параболе, отношение анодного напряжения к квадрату магнитной индукции является величиной постоянной для данного диода, из формулы (1.13) получим:

$$\left(\frac{U_a}{B^2}\right)_{кр} = \frac{r_a^2(1 - r_k/r_a)^2 \frac{e}{m}}{8} = const. \quad (1.14)$$

Из выражения (1.14) видно, что зависимость $B_{кр}^2$ от U_a прямо пропорциональная:

$$B_{кр}^2 = const \cdot U_a, \quad (1.15)$$

где

$$const = \frac{8}{r_a^2(1 - r_k/r_a)^2 \frac{e}{m}}. \quad (1.16)$$

При $B = B_{кр}$ траектория искривляется настолько, что начинает касаться анода.

При $B > B_{кр}$ искривление траектории настолько велико, что электроны возвращаются к катоду.

Так как радиальная составляющая $V_r = \dot{r}$ при $r = r_a - r_k$ обращается в нуль, из уравнения (1.12) найдем $B_{кр}$:

Измеряя на опыте $V_{кр}$ и построив зависимость $V_{кр}^2 = f(U_a)$, можно определить $const$ как тангенс угла наклона полученной прямой к оси U_a , то есть

$$\operatorname{tg}\alpha = \Delta V_{кр}^2 / \Delta U_a = \operatorname{const} . \quad (1.17)$$

Зная $const$, из формулы (1.16) можно найти удельный заряд электрона e/m :

$$\frac{e}{m} = \frac{8}{\operatorname{const} \cdot r_a^2 \left(1 - \frac{r_k}{r_a}\right)^2} . \quad (1.18)$$

Описание установки

Основными элементами лабораторной установки являются: соленоид, внутри которого находится вакуумный диод 3Ц22С; блок питания; измерительные приборы. Блок-схема установки представлена на рис. 7.

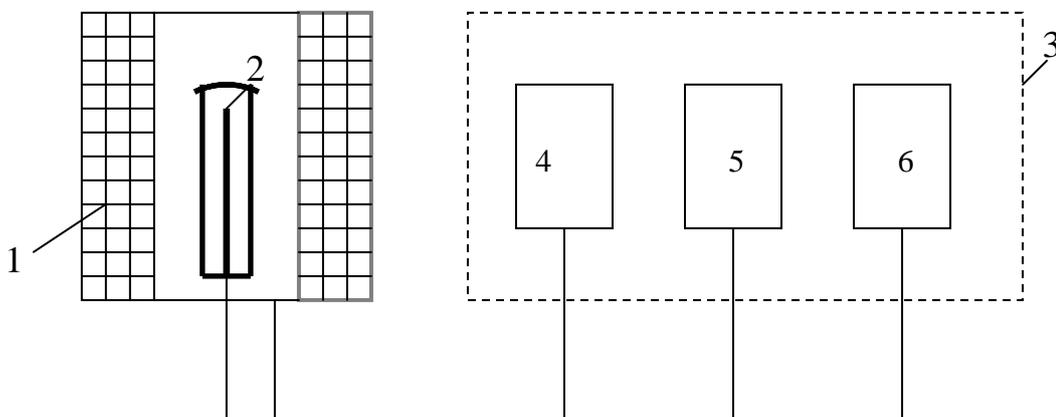


Рис. 7

Соленоид имеет длину $L = 60 \pm 1$ мм., диаметр 48 мм. Число витков в обмотке соленоида равно: $N = 3390$.

Диаметр анода вакуумного диода равен: $d = 18 \pm 0.1$ мм, диаметр катода – 1.5 мм. Диод расположен в соленоиде так, что центр ее электродной системы совпадает с центром соленоида. Неоднородность магнитного поля в объеме, который занимает магнетрон, не превышает 1 %.

Блок питания представляет собой три независимых источника 4,5,6. Источник 4 обеспечивает накал катода магнетрона. Источник 5 питает обмотку соленоида. Третий источник 6 обеспечивает напряжение на аноде магнетрона.

Все элементы лабораторной установки смонтированы в одном корпусе, на передней панели которого расположены тумблер включения сети, миллиамперметр, измеряющий ток соленоида и регулятор тока соленоида. Ток соленоида регулируется в диапазоне (0÷500)мА.

На верхней панели установлены соленоид, внутри которого находится диод, кнопочный переключатель анодного напряжения магнетрона и миллиамперметр (на 5мА), измеряющий ток магнетрона. Напряжение регулируется ступенчато в диапазоне (90÷210) В (90, 120, 150, 180, 210), при этом одновременно меняется ток накала так, чтобы анодный ток имел примерно одинаковые значения.

ЗАДАНИЕ

1. Изучить теоретическую часть работы.
2. Снять экспериментальные зависимости анодного тока от тока соленоида при значениях анодного напряжения магнетрона (90, 120, 150, 180, 210) В. Измерения проводить, начиная с $U_a = 210$ В, изменяя при этом ток соленоида от 0 до 500 мА с шагом 40 мА. Результаты измерений занести в табл. 1.
3. Построить зависимость анодного тока магнетрона от тока соленоида и определить критическое значение тока соленоида для всех анодных напряжений (90, 120, 150, 180, 210). Поскольку полученная экспериментальная зависимость отличается от теоретической зависимости конечной скоростью спада анодного тока вблизи $I = I_{кр}$, то определение значения $I_{кр}$ носит приближенный характер. Один из возможных вариантов определения $I_{кр}$ по графику показан на рис. 8.

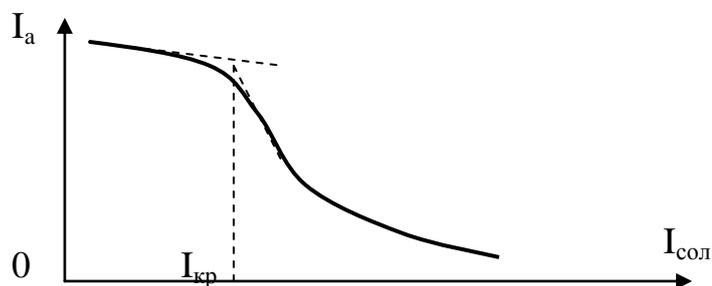


Рис. 8

Таблица 1

Ток соленоида	Анодное напряжение				
	210	180	150	120	90
500					
460					
420					
380					
340					
300					
260					
220					
180					
140					
100					
60					
20					
0					

4. Используя формулу для индукции магнитного поля конечного соленоида, по полученным из графиков значениям $I_{кр}$, рассчитать значение $B_{кр}$.

5. Построить зависимость $B_{кр}^2 = f(U_a)$.

6. Определить константу пропорциональности между $B_{кр}^2$ и U_a как тангенс угла наклона прямой $B_{кр}^2 = f(U_a)$.

7. По формуле (1.18) вычислить значение удельного заряда e/m и сравнить полученный результат с табличным значением.

8. Оценить погрешность результата.

Вопросы для самопроверки

1. Какие силы действуют на электрон, движущийся в скрещенных электрическом и магнитном полях?
2. Что собой представляет цилиндрический магнетрон?

3. Какой вид имеет траектория движения электрона в цилиндрическом магнетроне?
4. Какую магнитную индукцию называют критической индукцией магнитного поля?
5. Как связаны $B_{кр}^2$ и U_a ?
6. Чем объясняется конечная скорость спада анодного тока при увеличении индукции магнитного поля соленоида?
7. Как определяется const, связывающая $B_{кр}^2$ и U_a ?
8. Что такое удельный заряд электрона?

Работа А – 13

Дифракция электронов

ЦЕЛЬ РАБОТЫ: наблюдение дифракции электронов на поликристаллическом образце и подтверждение волновой природы электронов

ВВЕДЕНИЕ.

В 1923 году французский физик Л. де Бройль выдвинул гипотезу об универсальности корпускулярно-волнового дуализма для всех форм материи. Де Бройль утверждал, что не только фотоны, но и электроны, и любые другие частицы материи наряду с корпускулярными обладают также и волновыми свойствами.

Согласно де Бройлю, с каждым микрообъектом связаны, с одной стороны, корпускулярные характеристики – энергия E и импульс p , а с другой стороны, волновые характеристики – частота ν и длина волны λ .

Корпускулярные и волновые характеристики микрообъектов связаны такими же количественными соотношениями, как и у фотона:

$$E = h\nu \qquad P = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda} \qquad (1)$$

Де Бройль постулировал эти соотношения для всех микрочастиц. Любой частице массой m , обладающей импульсом, сопоставляется волновой процесс с длиной волны $\lambda = h/p$, то есть частица массы m при движении со скоростью U должна обладать в релятивистском приближении длиной волны λ :

$$\lambda = \frac{h}{P} = \frac{h \cdot \sqrt{1 - \frac{U^2}{c^2}}}{mU} \qquad (2)$$

В нерелятивистском приближении ($U \ll c$)

$$\lambda = \frac{h}{P} = \frac{h}{mU} \quad (3)$$

Гипотеза де Бройля основывалась на соображениях симметрии свойств материи и первоначально не имела опытного подтверждения. Но она явилась мощным толчком к развитию новых представлений о природе материальных объектов. Над этой проблемой работали такие выдающиеся физики XX века, как В. Гейзенберг, Э. Шредингер, П. Дирак, Н. Бор и другие, которые разработали теоретические основы новой науки - квантовой механики, основанной на волновых представлениях.

Экспериментальные подтверждения гипотезы де Бройля

Критерием истинности любой физической теории, любой гипотезы всегда является эксперимент. Необходимость экспериментальной проверки гипотезы де Бройля была тем более актуальна, что, во-первых, эта гипотеза касалась глубинных, фундаментальных свойств материи, а во-вторых, наличие у частиц волновых свойств не соответствовало традиционным представлениям классической физики.

Первое экспериментальное подтверждение гипотезы де Бройля было получено в 1927 году американскими физиками К. Девиссоном и Л. Джермером. Они обнаружили, что пучок электронов, рассеивающийся на кристалле никеля, дает отчетливую дифракционную картину, подобную той, которая возникает при рассеянии на кристалле коротковолнового рентгеновского излучения.

Дебройлевская длина волны электрона при не очень большом значении ускоряющей разности потенциалов (~100 В) по порядку величины составляет 10^{-10} м. Этот же порядок величины характерен для расстояния между атомными плоскостями в кристалле. Поэтому, так же, как и в случае рентгеновских лучей, атомные плоскости кристалла играли роль естественной дифракционной решетки. По положению дифракционных максимумов была определена длина волны электронного пучка, которая оказалась в полном соответствии с вычисленной по формуле де Бройля.

Теоретический анализ дифракции электронов на кристаллах во многом аналогичен случаю рентгеновских лучей. При значении угла θ , удовлетворяющем условию Вульфа-Брэгга

$$2d \sin \theta_B = n\lambda_B, \quad (4)$$

возникает интенсивный дифракционный максимум отраженной волны. Здесь θ_B - брэгговский угол, d - расстояние между отражающими плоскостями (постоянная решетки кристалла), n - целое число, принимающее значения 1, 2, 3, ... , называемое порядком отражения. Физический смысл условия Брэгга-Вульфа достаточно прозрачен: дифракционный максимум появляется в тех случаях, когда разность хода волн, отраженных от соседних атомных плоскостей, равна целому числу длин волн де Бройля. Именно в этом случае отраженные волны усиливают друг друга, т.е. имеет место конструктивная интерференция.

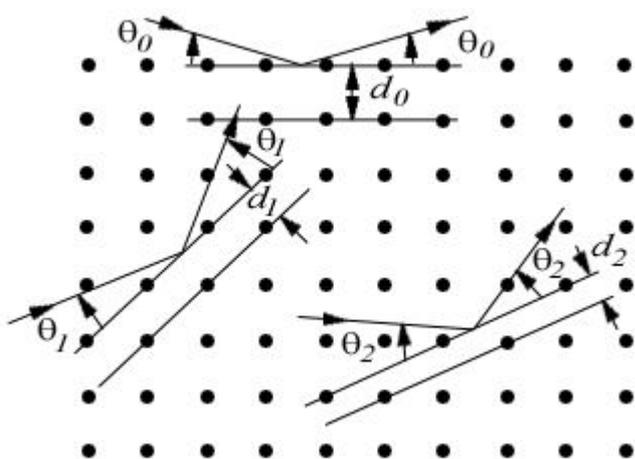


Рис.1а. Выполнение условий Брэгга для различных атомных плоскостей

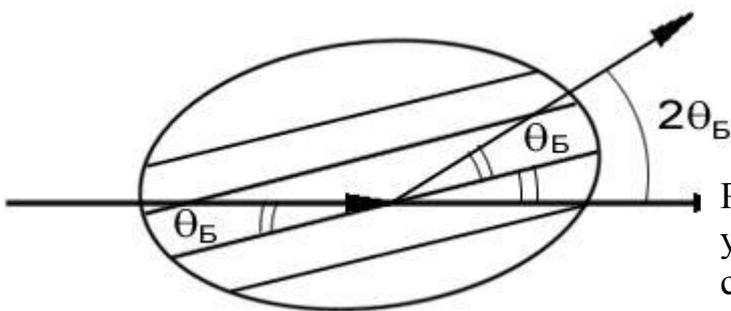


Рис.1б. Выполнение условий Брэгга для одной системы плоскостей в кристаллите

В 1928 году английский физик Г. Томсон получил новое подтверждение гипотезы де Бройля. В своих экспериментах (рис.2) он наблюдал дифракционную картину, возникающую при прохождении пучка электронов через тонкую поликристаллическую фольгу из золота. На установленной за фольгой фотопластинке отчетливо наблюдались концентрические светлые и темные кольца (кольцевая форма дифракционных порядков объясняется ниже), радиусы которых

изменялись с изменением скорости электронов (т. е. длины волны) согласно де Бройлю.

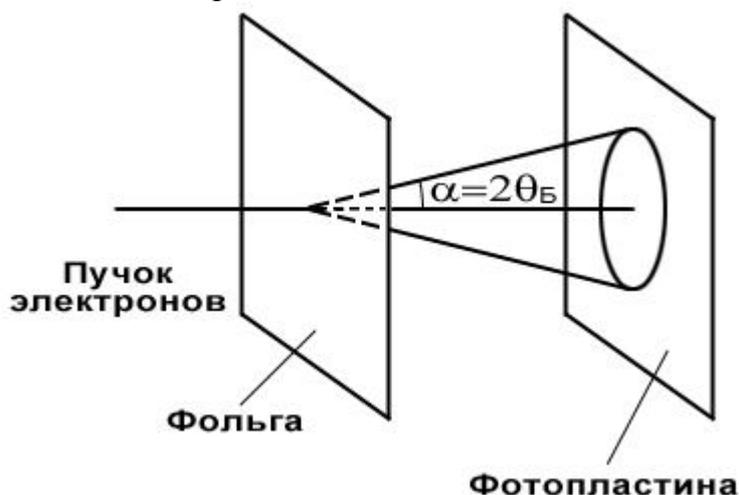


Рис.2

Упрощенная схема опыта Г. Томсона по дифракции электронов

Пояснение возникновения колец в опыте Томсона.

В отличие от идеального кристалла поликристалл состоит из большого числа очень маленьких монокристаллических зерен - кристаллитов, которые хаотически ориентированы по отношению друг к другу. На рис.3 параллельными линиями показана ориентация некоторой выделенной системы атомных плоскостей в кристаллитах. Эта

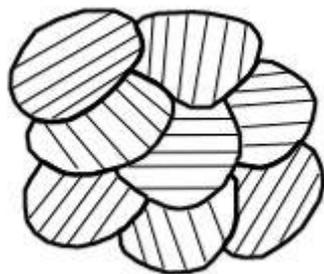


Рис.3

ориентация произвольным образом меняется при переходе от одного кристаллита к другому. При падении пучка электронов на поликристалл в нем всегда найдутся кристаллиты, ориентированные так, что какая-либо система атомных плоскостей будет находиться в отражающем положении, т.е. для нее будет выполняться условие Брэгга.

Ввиду осевой симметрии задачи вклад в дифракционное отражение будут также давать кристаллиты, у которых рассматриваемые отражающие плоскости повернуты относительно оси, задаваемой направлением падения электронов, при условии, что падение осуществляется под тем же углом θ . Следовательно, в случае поликристалла дифракционное отражение от одной системы плоскостей при фиксированном значении θ будет происходить в конус с углом

раствора $\alpha=2\theta$. Сечение этого конуса плоскостью фотопластинки дает окружность. Вклад в отражение от разных плоскостей кристалла (разные значения d), а также учет различных порядков отражения приводит к появлению на фотопластинке системы концентрических окружностей.

При анализе дифракции электронов на поликристалле возник следующий вопрос: можно было допустить, что дифракцию испытывают не электроны, а вторичное рентгеновское излучение, испускаемое атомами кристалла под действием электронного пучка. Для того чтобы однозначно установить природу дифрагировавших частиц (электроны или рентгеновские кванты), в области между фольгой и фотопластинкой необходимо создать магнитное поле. Если дифракцию испытывают электроны, то они будут отклоняться магнитным полем, что приведет к искажению дифракционной картины. Если же дифрагирует рентгеновское излучение, то система колец должна остаться без изменений. Эксперимент с магнитным полем показал, что дифракционное отражение испытывают именно электроны.

В данной работе используется графитовый поликристаллический образец, кристаллическая структура которого для отдельного кристаллита изображена на рис. 4.

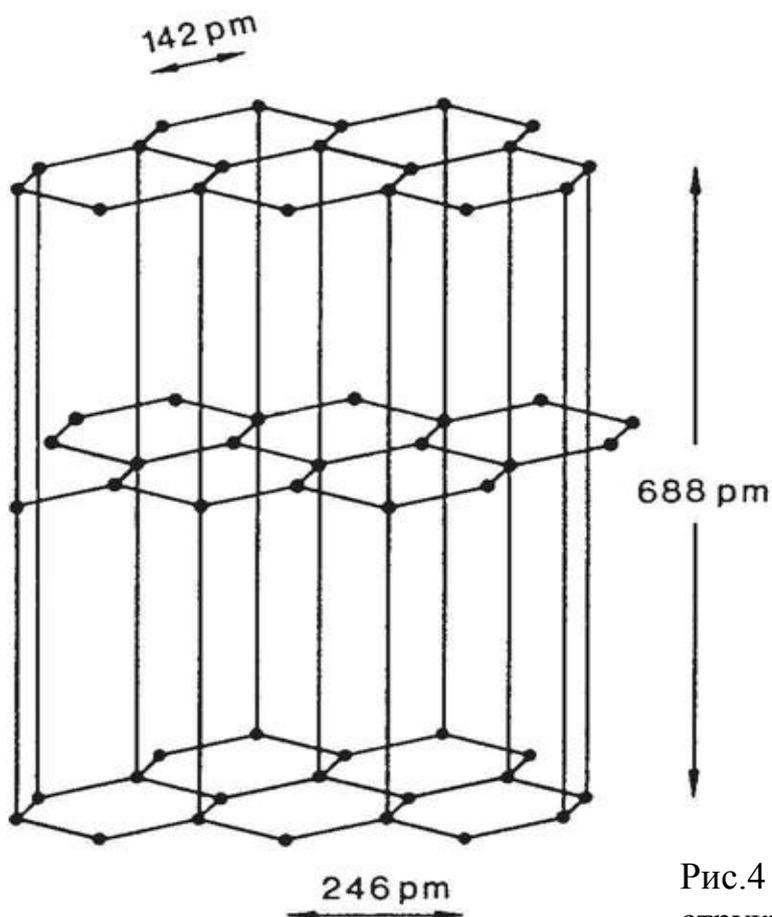


Рис.4 Кристаллическая структура графита

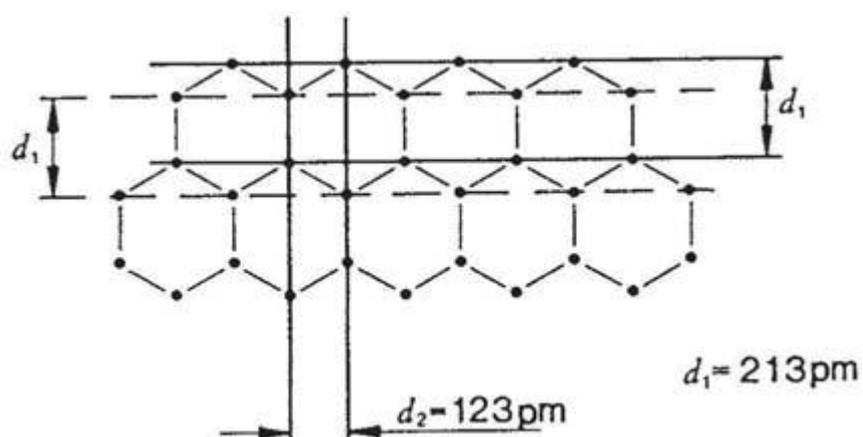


Рис.5. Атомные плоскости графита

На рис.5 показаны атомные плоскости в графите, при дифракции на которых возникают первые два кольца.

Описание установки

Общий вид установки для наблюдения дифракции электронов представлен на рис 6. Она состоит из электронной дифракционной лампы 1, укрепленной на держателе 4, высоковольтного источника 2 и соединительных проводов 3.

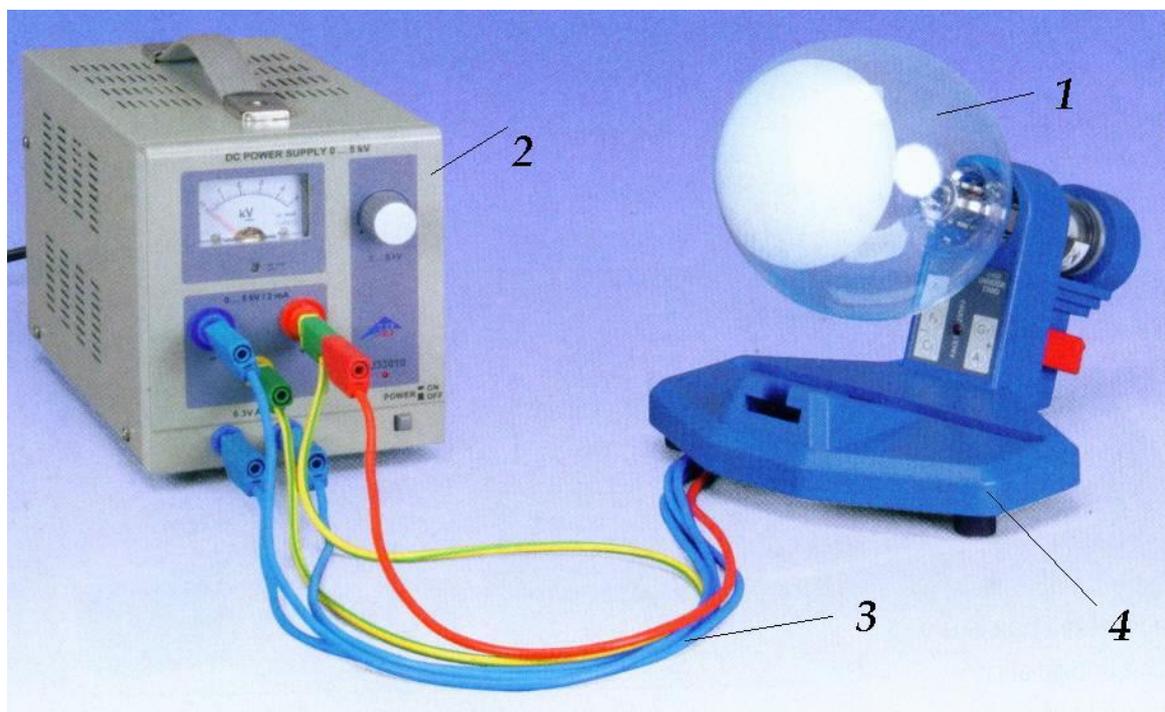


Рис. 6

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА.

Внутреннее устройство дифракционной лампы, из которой откачен воздух, показано на рис.7. Электроны, испускаемые катодом, проходят фокусирующую систему и ускоряясь напряжением U_A попадают на графитовый образец. На люминесцентном экране лампы можно наблюдать дифракционные кольца вокруг центрального пятна на оси пучка. Диаметр колец зависит от ускоряющего напряжения.

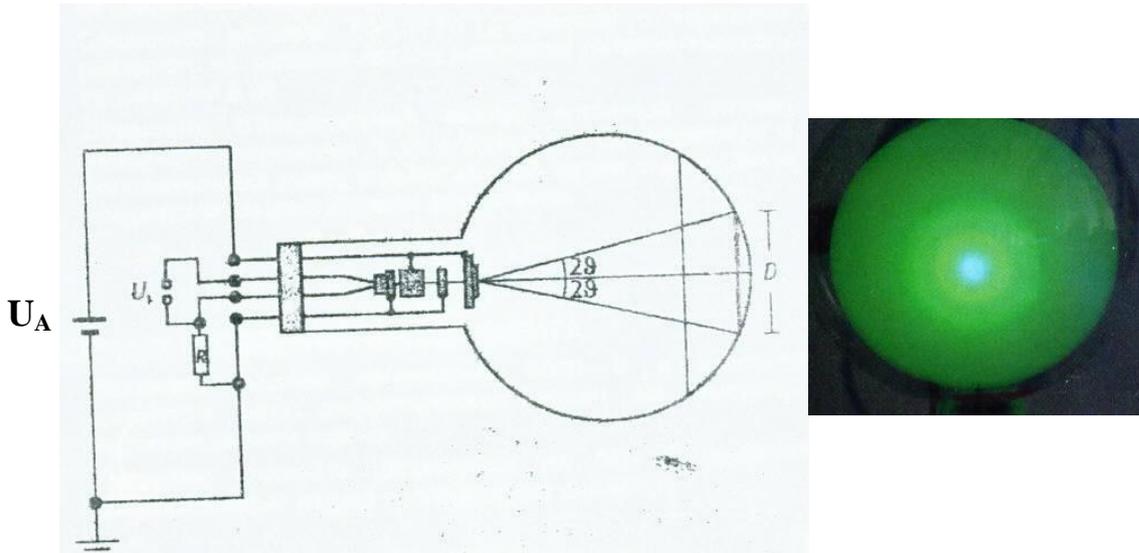


Рис.7 Схема электронной дифракционной лампы и дифракционные кольца, наблюдаемые на люминесцентном экране лампы.

Дифракционные кольца возникают вследствие дифракции электронов на тех плоскостях кристаллической решетки микрокристаллов, которые удовлетворяют условию Брэгга (см. Рис.8)

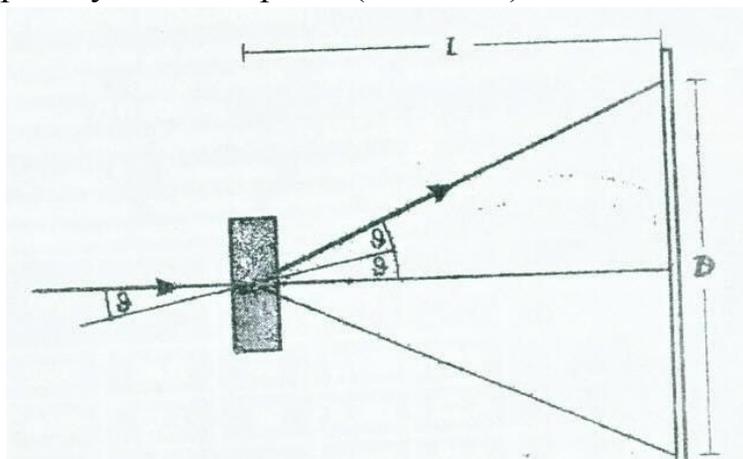


Рис.8 Отражение согласно условию Брэгга от «предпочтительной» группы плоскостей кристаллической решетки в стандартной кристаллической решетке графитовой пленки.

Условие Брэгга будет иметь вид: $2d \cdot \sin \vartheta = n\lambda$, где

ϑ - угол Брэгга, n – порядок дифракции, d – расстояние между плоскостями кристаллической решетки (см. Рис.5)

Диаметр дифракционного кольца, соответствующего углу Брэгга ϑ , определяется из геометрии отражения выражением

$$D = 2L \cdot \tan 2\vartheta$$

где L - расстояние между графитовой пленкой и люминесцентным экраном.

Поскольку графит имеет кристаллическую структуру с двумя разными расстояниями между плоскостями кристаллической решетки $d_1 = 213$ пм и $d_2 = 123$ пм (см. Рис.5), дифракционная картина первого порядка ($n=1$) состоит из двух дифракционных колец с диаметрами D_1 и D_2 .

По диаметрам двух дифракционных колец и расстоянию между плоскостями кристаллической решетки можно определить длину волны электрона λ , используя условие Брэгга. При малых углах справедливо следующее равенство

$$\lambda = 2d_{1,2} \cdot \sin\left(\frac{1}{2} \arctan\left(\frac{D_{1,2}}{2L}\right)\right) \quad (5)$$

Рассчитанные таким образом по результатам опыта длины волн можно сравнить со значениями, рассчитанными с помощью теоретического выражения

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2meU_A}} \quad (6)$$

где m – масса электрона, e – заряд электрона, U_A – ускоряющее напряжение.

ЗАДАНИЕ

1. Измерить диаметры двух дифракционных колец при различных ускоряющих напряжениях

- Вставьте электронную дифракционную лампу в держатель;
- Соедините разъемы держателя с клеммами высоковольтного источника напряжения 2;
- Медленно увеличивайте ускоряющее напряжение до тех пор, пока не станут отчетливо видны дифракционные кольца;
- Установите ускоряющее напряжение $U_a = 5000$ В;
- Измерьте измерительной линейкой внутренний и внешний диаметры двух дифракционных колец, найдите среднее значение и запишите в таблицу 1 (измерения повторить 5 раз);
- Установите ускоряющее напряжение $U_a = 4000$ В;
- Проведите измерения дифракционных колец аналогично измерениям при $U_a = 5000$ В;

ТАБЛИЦА 1

U_a кВ	<i>Первое кольцо</i> (большого диаметра)				<i>Второе кольцо</i> (меньшего диаметра)			
	$D_{1\text{внутр.}}$ мм	$D_{1\text{внешн.}}$ мм	$D_{1\text{ср.}}$ мм	D_1 мм	$D_{2\text{внутр.}}$ мм	$D_{2\text{внешн.}}$ мм	$D_{2\text{ср.}}$ мм	D_2 мм
5								
4								

ПРИМЕЧАНИЕ: не следует долго держать ярко освещенной центральную часть люминофора колбы, от этого он может повредиться.

2. *Определить длины волн электронов при различных ускоряющих напряжениях по формуле (5) с учетом погрешности измерений. Результаты занесите в таблицу 2.*

3. *Определить длины волн электронов при различных ускоряющих напряжениях по формуле (6). Результаты занести в таблицу 2.*

ТАБЛИЦА 2

U_a кВ	$\lambda_{\text{теор.}}$ пм	Первое кольцо	Второе кольцо	Доверительный интервал ($\tilde{\lambda}_{\text{эксп.}} \pm \Delta\tilde{\lambda}$)
		$\lambda_{1\text{эксп.}}$ пм	$\lambda_{2\text{эксп.}}$ пм	
5				
4				

ПРИМЕЧАНИЕ: расстояние до люминесцентного экрана $L = 130\text{мм}$

4. *Проанализировать полученные результаты и сделать вывод.*

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1) 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)?

2) 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?

ПРИЛОЖЕНИЕ

Масса покоя электрона	$m_e = 9.1083 \cdot 10^{-31} \text{ кг}$	$m_e = 9.1083 \cdot 10^{-28} \text{ г}$
Масса покоя нейтрона	$m_n = 1.6749 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$	$m_n = 1.6749 \cdot 10^{-24} \text{ г}$
Масса покоя протона	$m_p = 1.6726 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$	$m_p = 1.6726 \cdot 10^{-24} \text{ г}$
Удельный заряд электрона	$e/m_e = 1.76 \cdot 10^{11} \text{ Кл/кг}$	$e/m_e = 5.27 \cdot 10^{17} \text{ СГСЭ}$
Постоянная Планка	$\hbar = 1.054 \cdot 10^{-34} \text{ Дж}\cdot\text{с}$ $h = 6.63 \cdot 10^{-34} \text{ Дж}\cdot\text{с}$	$\hbar = 1.054 \cdot 10^{-27} \text{ эрг}\cdot\text{с}$ $h = 6.63 \cdot 10^{-27} \text{ эрг}\cdot\text{с}$
Радиус Бора	$a_B = h^2 / (2\pi)^2 m_e e^2 =$ $0.529 \cdot 10^{-10} \text{ м}$	$a_B = 0.529 \cdot 10^{-8} \text{ см}$
Постоянная тонкой структуры	$\alpha = \frac{e^2}{\hbar c} = 1/137$	$\alpha = 1/137$
Постоянная Ридберга	$R_\lambda = 1.097 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$	$R_\lambda = 1.097 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$
Комптоновская длина волны электрона	$\Lambda = h/m_e c =$ $2.426 \cdot 10^{-12} \text{ м}$	$\Lambda = 2.426 \cdot 10^{-10} \text{ см}$
Магнетон Бора	$M_B = \frac{e\hbar}{2m_e} =$ $9.27 \cdot 10^{-24} \text{ Дж/Тл}$	$M_B = 9.27 \cdot 10^{-21} \text{ эрг/Гс}$

**Соотношения между некоторыми внесистемными
и системными единицами.**

$$1 \text{ \AA} = 10^{-10} \text{ м} = 10^{-8} \text{ см}$$

$$1 \text{ эВ} = 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж} = 1.6 \cdot 10^{-12} \text{ эрг}$$

$$1 \text{ а. е. м.} = 1.66 \cdot 10^{-27} \text{ кг} = 1.66 \cdot 10^{-24} \text{ г}$$

Массы некоторых нейтральных атомов
(в углеродных единицах массы)

ИЗОТОП	МАССА	ИЗОТОП	МАССА
${}_0\text{n}^1$	1,00867	${}_7\text{N}^{14}$	14,00307
${}_1\text{H}^1$	1,00783	${}_8\text{O}^{16}$	15,99491
${}_1\text{H}^2$	2,01410	${}_8\text{O}^{17}$	16,99913
${}_1\text{H}^3$	3,01605	${}_8\text{O}^{18}$	17,99916
${}_2\text{He}^3$	3,01603	${}_9\text{F}^{19}$	18,99840
${}_2\text{He}^4$	4,00260	${}_{11}\text{Na}^{22}$	21,99444
${}_3\text{Li}^6$	6,01513	${}_{11}\text{Na}^{23}$	22,98977
${}_3\text{Li}^7$	7,01601	${}_{12}\text{Mg}^{23}$	22,99414
${}_4\text{Be}^7$	7,01693	${}_{13}\text{Al}^{30}$	29,99817
${}_4\text{Be}^9$	9,01219	${}_{15}\text{P}^{31}$	30,97376
${}_4\text{Be}^{10}$	10,01354	${}_{82}\text{Pb}^{206}$	205,97446
${}_5\text{B}^{11}$	11,00931	${}_{47}\text{Ag}^{107}$	106,90697
${}_6\text{C}^{10}$	10,00168	${}_{30}\text{Zn}^{65}$	64,929234
${}_6\text{C}^{12}$	12,00000	${}_{79}\text{Au}^{197}$	196,96655
${}_6\text{C}^{13}$	13,00335	${}_{79}\text{Au}^{198}$	197,96824
${}_6\text{C}^{14}$	14,00324	${}_{92}\text{U}^{235}$	235,04253
${}_7\text{N}^{13}$	13,00574	${}_{92}\text{U}^{238}$	238,04947

Библиографический список

1. Шпольский Э.В. Атомная физика. Т. 1. – М.: Наука, 1984.
2. Шпольский Э.В. Атомная физика. Т. 2. – М.: Наука, 1984.
3. Борн М. Атомная физика. – М.: Мир, 1970.
4. Вихман Э. Квантовая физика. – М.: Наука, 1977.
5. Р. Кристи, А. Питти. Строение вещества: введение в современную физику. – М.: Наука, 1969.
6. Мигдал А.Б. Квантовая физика для больших и маленьких. – М.: Наука, 1989.
7. Дж. Б. Мэрион. Физика и физический мир. – М.: Мир, 1975.
8. А.Е. Айзензон. Курс физики. – М.: Высшая школа, 1996.
9. Сликтер Э.И. Основы теории магнитного резонанса. – М.: Мир, 1967.
10. Квантовая электроника (маленькая энциклопедия), – М.: Советская энциклопедия, 1969.
11. Арцимович Л.А., Лукьянов С.Ю. Движение заряженных частиц в электрических и магнитных полях. – М.: Наука, 1987.
12. Калашников В.И., Козодаев М.С. Детекторы элементарных частиц. – М.: Наука, 1966.
13. Дж. Тригг. Решающие эксперименты в современной физике. – М.: Мир, 1974.
14. Принципы и методы регистрации элементарных частиц / под ред. Л.А. Арцимовича. – М.: Изд. иностр. лит-ры, 1963.
15. Портис А. Физическая лаборатория. – М.: Наука, 1978.
16. Атомный практикум / под ред. Г.И. Горяги. – М.: Изд-во Моск. ун-та, 1972.
17. Фриш С. Э. Оптические спектры атомов.– М: Изд-во физ.-мат. литературы, 1963.
18. Нагибина И.М., Прокофьев В.К. Спектральные приборы и техника спектроскопии.– Л.: Машиностроение, 1967.
19. Шиллинг Г. Статистическая физика в примерах.– М.: Мир, 1976.
20. Мухин К.Н. Экспериментальная ядерная физика.Т.1.–М.: Энергоатомиздат, 1983.