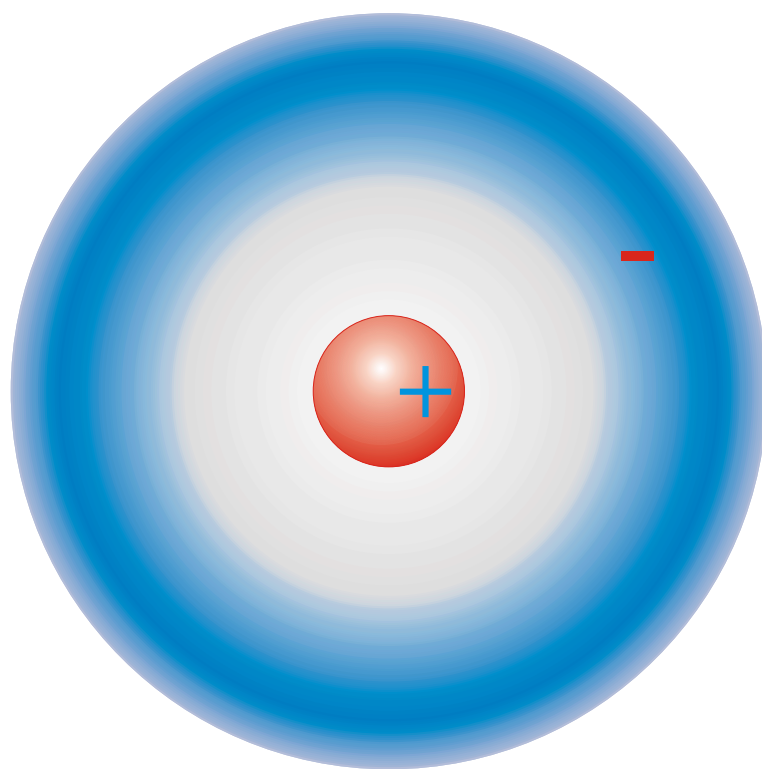


Чобанюк В.М., Салій Я.П.

Фізичний практикум

Атомна фізика



Івано-Франківськ
1996 р.

*Міністерство освіти України
Прикарпатський університет ім. Василя Стефаника
кафедра фізики твердого тіла*

Чобанюк В.М., Салій Я. П.

Фізичний практикум

Атомна фізика

Для студентів спеціальності 01.04. "Фізика"

Івано-Франківськ -1996 р.

ББК 22.38.

Фізичний практикум. Атомна фізика / Чобанюк В.М., Салій Я.П. - Івано-Франківськ .
Прикарпатський університет. 1996.-34с.

Описані лабораторні роботи з атомної фізики, що стосуються вивчення методів дослідження атомних явищ та властивостей атома. Значну увагу звернуто на теоретичне обґрунтування експериментальних даних.

Для студентів фізичних спеціальностей університетів.

Іл. 12. Бібліографія 14.

Рецензенти: Рувінський МА., д-р фіз.-мат. наук, проф. Яцура М.М., канд.
фіз.-мат. наук, доц.

Затверджено Вченою Радою Прикарпатського університету
ім. Василя Стефаника
(Протокол № 3 від 29 жовтня 1996 р.)

Лабораторна робота №1

Вивчення монохроматора УМ-2

Мета: Вивчити будову та призначення монохроматора УМ-2 і проградувати його.

Прилади і матеріали: Монохроматор УМ-2, неонова лампа, блок живлення ЕПС-111.

Теоретичні відомості

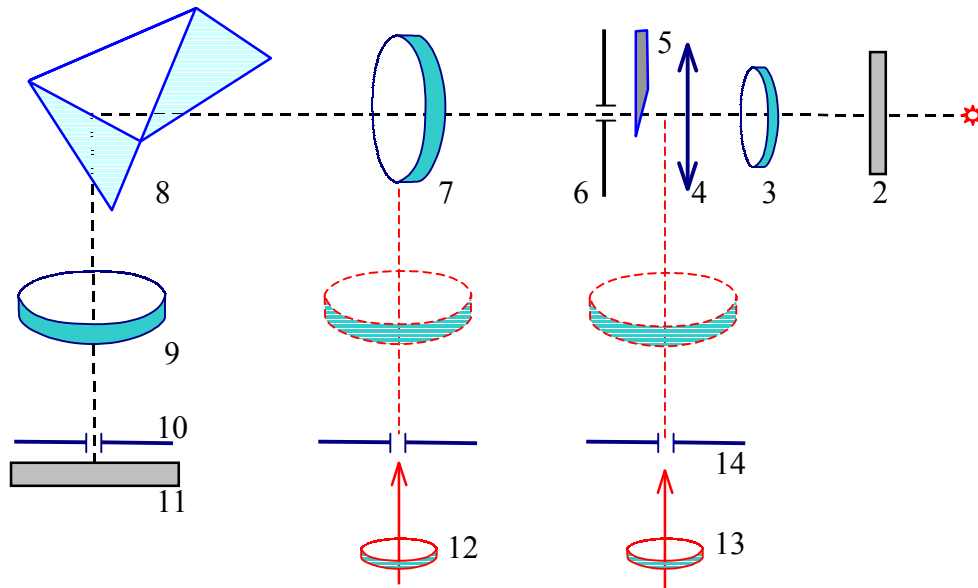
1. Призначення

Універсальний монохроматор УМ-2 складається з монохроматора, набору кювет з тримачами і конденсорами та фотоелектричного пристрою.

Монохроматор УМ-2 призначений для різних спектральних досліджень і розв'язку ряду аналітичних задач. Із змінними насадками прилад може служити в якості спектроскопу. Набір кювет з тримачами і конденсорами призначений для абсорбційного аналізу. Фотоелектричний пристрій, який представляє собою фотоелемент з гальванометром, призначений для виміру інтенсивності спектральних ліній.

Монохроматор УМ-2 виділяє монохроматичні ділянки спектру в видимій і близькій інфрачервоній областях в діапазоні хвиль від 3800 до 10000 А.

2. Оптична схема і принцип дії приладу



- 1 — джерело світла;
- 3 — конденсор;
- 5 — призма порівняння;
- 7 — об'єктив коліматора;
- 9 — об'єктив зорової труби;
- 11 — захисне скло;
- 13 — окуляр 10^x;

- 2 — захисне скло кожуха лампи;
- 4 — лінза;
- 6 — вхідна щілина;
- 8 — диспергуюча призма;
- 10 — вихідна щілина;
- 12 — окуляр 5^x;
- 14 — покажчик в фокальній площині зорової труби.

Світло через вхідну щілину падає на об'єктив коліматора і паралельним пучком проходить диспергуючу призму. Під кутом 90° до падаючого пучка світла розміщується вихідна труба монохроматора.

Повертаючи призмийний столик на різні кути відносно падаючого пучка світла, отримують в вихідній щілині світло різної довжини хвилі, яке проходить через призму в мінімумі відхилення.

3- Конструкція

До складу приладу входять наступні основні частини:

1. Вхідна щілина з мікрометричним гвинтом, який дозволяє відкривати щілину на потрібну ширину. Звичайна робоча ширина щілини рівна 0,02-0,03 мм.

2. Коліматорний об'єктив з мікрометричним гвинтом. Гвинт дозволяє зміщувати об'єктив відносно щілини при фокусуванні спектральних ліній різних кольорів.

3. Складна спектральна призма, яка встановлена на поворотному столику. Призма складається з трьох склеєних призм P_1 , P_2 , і P_3 . Перші дві призми P_1 і P_2 з кутами заломлення 30° виготовлені з важкого флінту, який володіє великою дисперсією. Проміжна призма P_3 зроблена з крону. Промені відбиваються від її гіпотенузової грані і повертаються на кут 90° . Завдяки цьому дисперсії призм P_1 і P_2 додаються.

4. Поворотний столик обертається навколо вертикальної осі за допомогою мікрометричного гвинта з відрахунковим барабаном. На барабан нанесена гвинтова доріжка з градусними поділками. Вздовж доріжки ковзає покажчик повороту барабану. При обертанні барабану призма повертається і в центрі поля зору з'являються різні ділянки спектру.

5. Зорова труба, яка складається з об'єктива і окуляра. Об'єктив дає зображення вхідної щілини в своїй фокальній площині. Зображення розглядається через окуляр.

6. Масивний корпус, який захищає прилад від пошкоджень і забруднень.

7. Оптична лава, на якій можуть переміщуватись рейтери з джерелом світла і конденсором, що служить для концентрації світла на вхідній щілині. Джерело світла рекомендують розміщувати на відстані 40-50 см від щілини, а конденсор — на відстані 13-15 см від джерела.

Хід роботи

1. Ознайомитись з конструкцією монохроматора УМ-2.
2. Проградувати монохроматор по неоновій лампі. Для цього необхідно;
 - а) поставити на оптичну лаву конденсорну лінзу і неонову лампу;
 - б) поворотом барабана виставити ширину вхідної щілини 0,12 мм;
 - в) ввімкнути неонову лампу в сітку 220 В;
 - г) висуваючи окуляр зорової труби монохроматора домогтися чіткого (яскравого) зображення спектральних ліній;

д) спостерігаючи в окулярі спектр випромінювання неону, виставити поворотом барабана довжин хвиль кожну спектральну лінію навпроти візира в окулярі монохроматора і провести відлік їх розміщень по шкалі барабана довжин хвиль;

є) побудувати криву градування. Для цього потрібно по осі ординат відкласти довжини хвиль спектра неону, а по осі абсцис — поділки шкали барабана довжин хвиль монохроматора.

Контрольні запитання

1. Для чого призначений монохроматор УМ-2?
2. В яких областях монохроматор УМ-2 виділяє монохроматичні ділянки спектру?
3. Оптична схема приладу.
4. Принцип дії приладу.
5. Основні частини приладу.

Література

1. Белый М.И., Охрименко Б.А. Атомная физика. К., Высшая школа, 1984.
2. Кортнев А.В., Рублев Ю.В., Куценко А.М. Практикум по физике. М., Высшая школа, 1965.
3. Лабораторные занятия по физике / Под ред. Гольдина. М., Наука, 1983.
4. Інструкція з експлуатації приладу УМ-2.

Лабораторна робота №2

Вивчення спектру водню, визначення сталої Рідберга і сталої Планка

Мета: Вивчити спектр водню і за отриманими даними визначити сталу Рідберга і сталу Планка.

Прилади і матеріали: монохроматор УМ-2, прилад СПЕКТР-1 з спектральними трубками водню і гелію.

Теоретичні відомості

На основі експериментальних результатів розсіювання α -частинок на металічній фользі Резерфордом була запропонована ядерна модель атома. Згідно з цією моделлю в ядрі атома зосереджений увесь його позитивний заряд і майже вся маса атома. Навколо ядра в області з розмірами 10^{-10} м рухаються електрони.

Проте застосування класичної електродинаміки до ядерної моделі атома привело до повної суперечності з дослідними фактами.

Згідно з класичною теорією повинні мати місце:

а) неперервна втрата енергії електронами, що обертаються, у вигляді випромінювання електромагнітних хвиль і нестійкість атома;

б) існування тільки суцільного спектру випромінювання; відсутність спектральних ліній.

Насправді атом є стійкою системою і випромінює енергію тільки за певних умов; випромінює лінійчастий спектр; згідно з законом Кірхгофа спектри поглинання газу також мають лінійчасту структуру.

Досліджуючи спектр водню, швейцарський вчитель фізики Бальмер у 1885 р. встановив, що довжини хвиль відомих на той час дев'яти ліній спектра водню

$$\lambda = \lambda_0 \frac{n^2}{n^2 - 4}$$

де $\lambda_0 = 3646,13$ А; $n = 3, 4, 5, \dots, 11$ — цілі числа.

Цю формулу записують у вигляді серіальної формули Бальмера

$$\tilde{\nu} = \frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{r^2} - \frac{1}{n^2} \right)$$

де ν — хвильове число; $\nu = 1/\lambda$; R — стала Рідберга.

У 1908 р. Рітц встановив, що частоти спектральних ліній випромінювання будь-якого атома можуть бути зображені у вигляді різниці двох термів. Складаючи різні комбінації термів, можна знайти різні можливі частоти спектральних ліній цього атома.

Так, для водню були розраховані, а також експериментально виявлені:

а) у далекій ультрафіолетовій області спектру серія ліній, що дістала назву серії Лаймана, хвильові числа яких задовольняють співвідношенню

$$\tilde{\nu} = R \left(\frac{1}{l^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad \text{де } n=2,3,4, \dots$$

б) в інфрачервоній області спектру водню була виявлена серія ліній Пашена, що задовільняють співвідношенню

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

в) в далекій інфрачервоній області — серія Брекета

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

серія Пфунда:

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

серія Хемфрі:

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

Усі серіальні формули спектру водню можуть бути виражені єдиною формулою;

$$\tilde{\nu} = R \left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (1)$$

де k і n — цілі числа (для кожної серії k — постійне, а n — набуває значення $k+1, k+2, \dots$).

Перша спроба побудувати неklasичну теорію атома була зроблена Бором у 1913 р. і відіграла важливу роль у розвитку сучасної фізики.

В основі цієї теорії лежала ідея зв'язати в єдине ціле: емпіричні закономірності лінійчастих спектрів, ядерну модель атома Резерфорда й квантовий характер випромінювання і поглинання світла, що підтверджувались численними експериментальними результатами.

Проте для досягнення цієї мети Бору довелося класичний опис доповнити деякими обмеженнями. Ці обмеження були сформульовані у вигляді постулатів, фізичний зміст яких суперечив класичному руху електронів. Однак такий непослідовний шлях привів до правильних результатів у поясненні спектральних закономірностей атома водню, оскільки у борівській теорії були правильно зазначені деякі властивості атомних систем.

Ці правильні результати отримані в квантовій механіці з більш точних і загальних положень, що не вимагають постулатів.

Теорію Бора можна застосовувати й до воднеподібних систем, які складаються з ядра з зарядом $+Ze$ і одного електрона ($\text{He}^+, \text{Li}^{++}$).

Перший постулат Бора: існують деякі стаціонарні стани атома, перебуваючи в яких він не поглинає і не випромінює енергії.

Другий постулат Бора: в стаціонарному стані атома електрон, рухаючись по круговій орбіті, повинен мати квантоване значення моменту імпульсу, що задовільняє умові

$$L_n = mv_n r_n = n\hbar$$

де m , v , r — маса, швидкість і радіус орбіти електрона. $\hbar$ — стала Планка, $n=1, 2, 3, \dots$

Третій постулат Бора: при переході атома з одного стаціонарного стану в інший випромінюється або поглинається квант енергії. Випромінювання відбувається при переході в стан з меншою енергією (при переході електрона з орбіти більш віддаленої від ядра на орбіту, що знаходиться ближче до ядра.) Поглинання енергії зв'язане з переходом атома в стан з більшою енергією (переходом електрона на більш віддалену орбіту.)

Якщо W_n і W_k — енергії атома в двох стаціонарних станах, то

$$W_n - W_k = \hbar\omega \quad (2)$$

При $W_n > W_k$ відбувається випромінювання кванта енергії $\hbar\omega$, при $W_n < W_k$ — поглинання кванта.

На основі постулатів Бора виведемо серіальну формулу (1). Бор вважав, що рух електрона в атомі відбувається по круговій орбіті радіуса r під дією кулонівської сили притягання електрона до ядра, яка зрівноважується доцентровою силою, тому

$$\frac{mv^2}{r} = \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} \quad (3)$$

Домноживши співвідношення на r^2 , отримаємо

$$mv^2 r = \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0} \quad (4)$$

Згідно з другим постулатом Бора.

$$mv_n r_n = n\hbar \quad (5)$$

Розв'язавши рівняння (4) і (5) відносно r , маємо

$$r_n = n^2 \frac{4\pi\epsilon_0 \hbar^2}{Ze^2 m} \quad (6)$$

де $n=1, 2, 3, \dots$ — номер орбіти по якій рухається електрон; r — її радіус. Для водню $Z=1$, тоді для $n=1$

$$r_1 = \frac{4\pi\epsilon_0 \hbar^2}{me^2} = 0.528 \cdot 10^{-10} \text{ м},$$

що є радіусом першої борівської орбіти електрона в атомі водню. З формули (6) випливає, що радіуси дозволених орбіт зростають пропорційно квадрату цілих чисел.

Енергія електрона в воднеподібній системі дорівнює сумі його кінетичної і потенціальної енергій в електричному полі ядра;

$$W = W_k + W_\pi = \frac{mv^2}{2} - \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r^2}$$

Підставивши в останній вираз mv^2 з (3) і r з (6), одержимо вираз енергії електрона в атомі на n -й орбіті;

$$W_n = \frac{Z^2 m e^4}{32 \pi^2 \epsilon_0^2 \hbar^2} \frac{1}{n^2} \quad (7)$$

У квантовій механіці вважають n номером дозволеного енергетичного рівня для електрона. Його називають головним квантовим числом. Головне квантове число дозволяє обчислити енергію стаціонарного стану. Підставивши у вираз (2) значення енергії з формули (7), отримаємо серіальну формулу (1)

$$\hbar\omega = W_n - W_k = \frac{Z^2 m e^4}{32 \pi^2 \epsilon_0^2 \hbar^2} \frac{1}{n^2} + \frac{Z^2 m e^4}{32 \pi^2 \epsilon_0^2 \hbar^2} \frac{1}{k^2}$$

або

$$\omega = \frac{m e^4}{32 \pi^2 \epsilon_0^2 \hbar^3} Z^2 \left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (8)$$

Так, для водню $Z=1$ і, підставивши у (8)

$$R = \frac{m e^4}{32 \pi^2 \epsilon_0^2 \hbar^3}$$

одержимо вираз, який повністю збігається з формулою (1).

Усі серії ліній випромінювання зручно зображати на діаграмі енергетичних рівнів стрілками, що зв'язують рівні, між якими відбуваються переходи електронів (рис. 1). Із всього спектру випромінювання атома водню можна спостерігати тільки частину ліній серії Бальмера у видимій області спектру.

Із серіальної формули (8) можна обчислити сталу Планка

$$\hbar^3 = \frac{m e^4}{32 \pi^2 \epsilon_0^2 \omega} Z^2 \left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{n^2} \right)$$

виражаючи частоту через довжину хвилі

$$\omega = \frac{2\pi c}{\lambda}$$

отримаємо робочу формулу для розрахунку $\hbar$:

$$\hbar = \sqrt[3]{\frac{m e^4 \lambda}{64 \pi^3 \epsilon_0^2 c} \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right)} \quad (9)$$

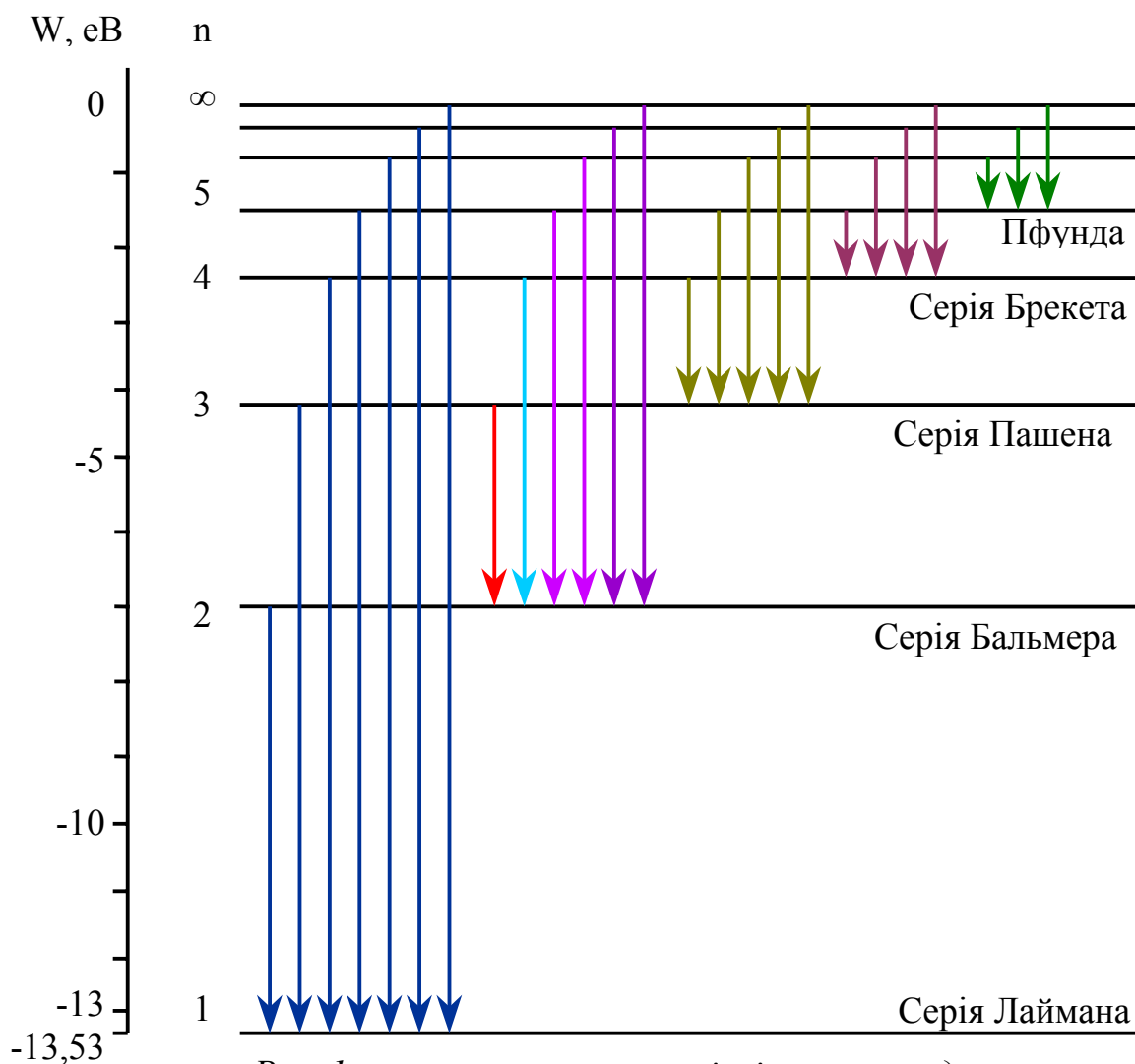


Рис. 1. схема енергетичних рівнів атома водню

Згідно з теорією Бора енергетичний стан, що відповідає головному квантовому числу $n=1$, називається основним (нормальним або незбудженим) станом. Усі стани з $n>1$ збуджені.

Перехід атомів газу з основного стану в збуджений легко здійснити за допомогою електричного розряду в розрідженому газі. Перехід атомів із збудженого стану в основний проходить спонтанно з випромінюванням ліній усіх серій.

Хід роботи

1. Перевірити градування монохрометра, виконане в лабораторній роботі №1.
2. Поставити на оптичну лаву прилад СПЕКТР-1, встановити в нього водневу трубку.
3. Ввімкнути прилад СПЕКТР-1 в сітку 220 В і домогтися яскравого зображення спектральних ліній водню.
4. Дивлячись в окуляр монохроматора, встановити поворотом барабана довжин хвиль кожен спектральну лінію випромінювання водню напроти

візиря в окулярі монохроматора і провести відлік їхніх розміщень за шкалою барабана довжин хвиль.

5. Користуючись кривою градування монохроматора, визначити довжини хвиль кожної лінії.

6. Ознайомитись з лінійчастим спектром гелію.

7. Використовуючи формулу (8), для кожного значення λ_α , λ_β , λ_γ , λ_δ спектра водню визначити сталу Рідберга і знайти її середнє значення,

8. Розрахувати за формулою (9) сталу Планка і обчислити її середнє значення,

Контрольні запитання

1. Чому неперервно-випромінюючий електрон за законами електродинаміки повинен впасти на ядро? Як обходиться це в теорії Бора?

2. Перерахуйте основні досліди, які підтверджують існування в атомів складної структури.

3. Сформулюйте постулати Бора.

4. Поясніть зміст негативного значення енергії електрона.

5. Виведіть вираз для частоти обертання електрона по круговій орбіті.

Література

1. Глауберман А.Ю., Манакин Л.О. Фізика атома та квантова механіка. К., Вища школа, 1972 .
2. Белый М.И., Охрименко Б.А. Атомная физика. К., Высшая школа, 1984.
3. Кортнев А.В., Рублев Ю.В., Куценко А.М. Практикум по физике. М., Высшая школа, 1965.
4. Лабораторные занятия по физике / Под ред. Гольдина. М., Наука, 1983.

Лабораторна робота №3

Вивчення ефекту Франка і Герца

Мета: Виявити дискретні рівні енергії атомів при допомозі досліду Франка і Герца,

Прилади та обладнання: Джерела постійної напруги, амперметр, мікроамперметр, вольтметр, потенціометри, трьохелектродна лампа, вимикачі.

Теоретичний вступ

Дослід Франка і Герца, проведений у 1913р, став яскравим експериментальним підтвердженням постулатів Бора про існування стаціонарних енергетичних станів атомів та випускання або поглинання атомом кванта випромінювання при переході з одного стаціонарного стану в інший.

Ідея досліду полягає у вимірюванні кількості енергії, яка передається атому під час його співударів з електронами,

Оскільки атоми володіють дискретними значеннями енергії, то удари між електронами і атомами можуть бути як пружні, так і непружні.

Удар називають пружним, якщо електрон не передає атому енергію, а лише змінює напрям своєї швидкості.

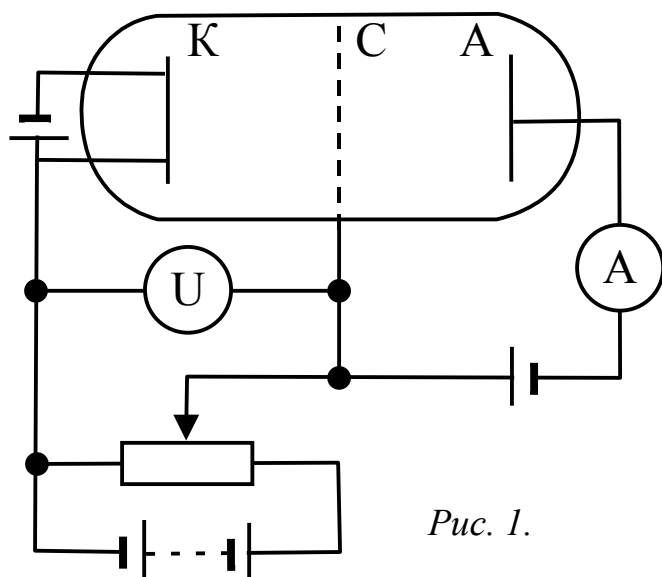
Непружним називають удар, в результаті якого за рахунок енергії електрона змінюється внутрішній стан атома, тобто електрон при зіткненні з атомом передає атому ту енергію, яка потрібна для переведу його в збуджений стан.

У досліді джерелом електронів є катод (К), а досліджуваною речовиною — пари ртуті при тиску 0,1 мм рт. ст. (рис. 1). Між сіткою і анодом створюється слабе затримуюче електричне поле (напругою близько

0,5В) і визначається залежність анодного струму (I) від напруги на сітці(U).

Добуту криву показано на рис.2. Першого максимуму сила струму досягає, при напрузі 4,9В. Потім величина струму різко спадає. Наступний максимум наступає при напрузі 9,8В і т. д. Пояснити таку залежність I від U можна тільки наявністю стаціонарних станів атома ртуті.

Якщо напруга менша 4,9В, то зіткнення електронів з ато-



мами пружні. Струм I зростає пропорційно напрузі U . Коли напруга підвищується до 4,9В, зіткнення електронів з атомами вже непружні. Внутрішня енергія атома збільшується стрибком, а електрон після зіткнення втрачає всю свою кінетичну енергію. Затримуюче поле не пропускає до анода повільні електрони, і величина струму різко зменшується.

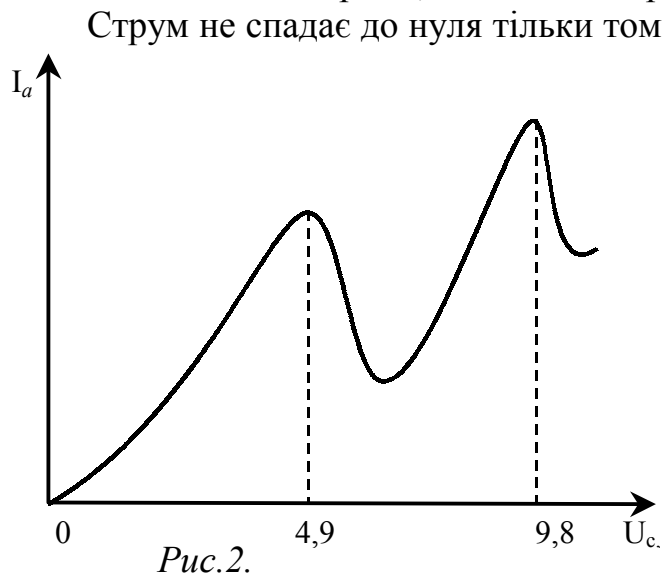


Рис.2.

Струм не спадає до нуля тільки тому, що якась частина електронів досягає сітки, не зазнавши непружних зіткнень. Другий максимум кривої, поданої на рис. 2, виникає тому, що при напрузі 9,8В електрони на шляху до сітки зазнають двох непружних зіткнень.

Потрібної для непружного зіткнення енергії електрон набуває тільки тоді, коли досягає сітки після проходження різниці потенціалів 4,9В. Звідси випливає, що внутрішня енергія атомів

ртуті не може змінюватися на величину, меншу $\Delta W = 4,9\text{eV}$. Отже, внутрішня енергія атома не може набути довільних значень і не може змінюватися на довільні значення. Це свідчить про те, що атом має дискретний набір стаціонарних станів. Правильність цього висновку підтверджується й тим, що при напрузі 4,9В пари ртуті починають випромінювати. Частота випромінювання, знайдена за формулою

$$\omega = \frac{\Delta W}{\hbar}, \quad (1)$$

$\hbar$ – стала Планка; $\Delta W = eU$; U – критичний потенціал атома ртуті, збігається з експериментальним спостереженням. Це означає, що збуджені атоми ртуті переходять потім у нижчі енергетичні стани і випромінюють світлові кванти відповідно до другого постулату Бора,

Критичним потенціалом називають різницю потенціалів, пройшовши яку, електрон при зіткненні з атомом зазнає непружного удару, Критичний потенціал переходу атома з основного стану в перший збуджений стан називають першим або резонансним. Критичний потенціал переходу атома з основного стану в другий збуджений стан називають другим і т.д,

Аналогічні досліди були проведені із іншими газоподібними речовинами. Було встановлено, що в парі калію електрони втрачають енергію порціями в 1,63 eВ; в парі натрію — порціями в 2,12 eВ; в гелію – порціями в 21eВ.

Опис методу і установки

Вивчення недружних ударів електронів з атомами інертних газів в даній лабораторній роботі проводять на установці принципова схема якої показана на рис. 3. Робочою лампою є радіолампа тиратрон ТГ-01/03, запов-

нений аргоном, також використовують лампи для вимірювання вакууму ЛМ-2 або ПМИ-2, заповнені гелієм.

Для визначення резонансного потенціалу атома аргону і довжини хвилі фотона, випромінюваного ним, знімають вольт-амперну характеристику лампи $I = f(U)$ при незмінній напрузі U_1 .

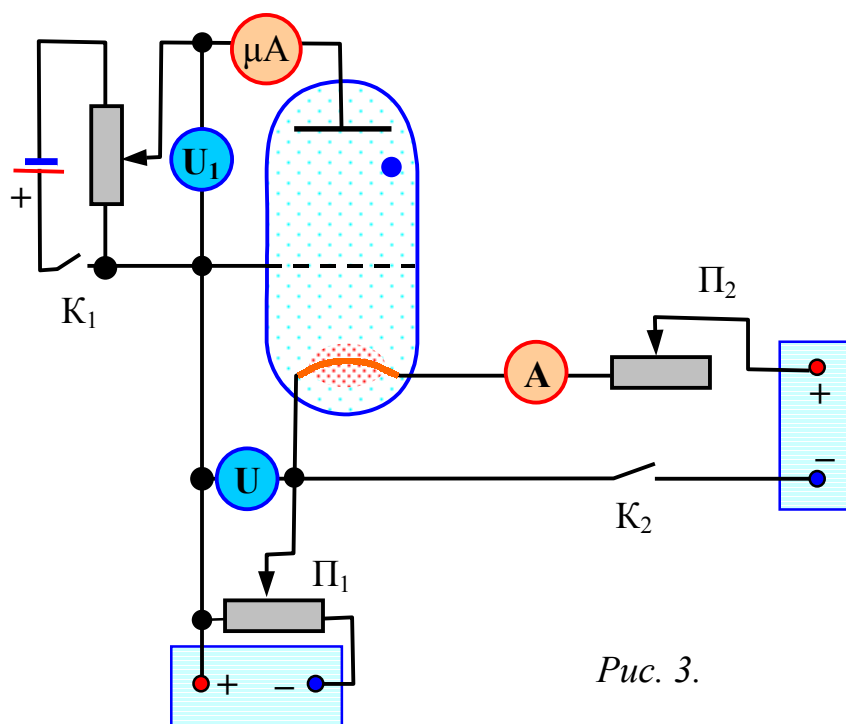


Рис. 3.

Підігрівання катода здійснюється за допомогою потенціометра Π_2 на блоці живлення ІЭПП-1. Перед вмиканням ручки потенціометрів встановлюють в нульове положення. Величина струму в колі анода вимірюється мікроамперметром (μA), а струм розжарення – амперметром (A). На анод відносно сітки подається невеликий від'ємний потенціал

(U_1), який створює слабе затримуюче електричне поле. На сітку відносно катода подається прискорюючий потенціал (U). Мікроамперметром (μA) і вольтметром (U) реєструється зміна I від U.

При знятті вольт-амперної характеристики виникає ряд експериментальних труднощів. Падіння потенціалу вздовж нитки розжарення створює відмінність прискорюючих потенціалів між сіткою і різними точками нитки розжарення. В результаті отримується немоноенергетичний пучок електронів. Це, в основному, і впливає на форму кривої і на положення максимумів. Крім цього із усіх співударів при критичному потенціалі лише певна їх частка виявиться непружною. Цей фактор істотно впливає на глибину мінімуму. Спотворюючими факторами є також наявність об'ємних зарядів, можливе забруднення парами інших елементів відповідно з іншими потенціалами збудження, а також вторинні ефекти (фотоэффект від випромінювання збуджених атомів та ін.)

Також слід прийняти до уваги, що катод і анод в трубці з гарячим катодом завжди бувають зроблені із різних металів. Тому між катодом і анодом при відсутності зовнішньої напруги обов'язково є контактна різниця потенціалів, яка також належить до спотворюючих факторів.

Вмикання прискорюючої напруги U здійснюється тумблером "Сеть" на блоці живлення ВУП-2, а подається U на сітку лампи через потенціометри на блоці живлення і на панелі лампи (плавна зміна напруги).

Крива затримки залежності анодного струму I від затримуючого потенціалу U_1 знімається при незмінній різниці потенціалів U . Добуту криву затримки, тобто криву розподілу електронів за енергіями (рис. 4), використовують для оцінки поперечного перерізу електронно-атомних зіткнень.

За графіком (рис. 4) визначають I та ΔI , де I початковий струм, а I –

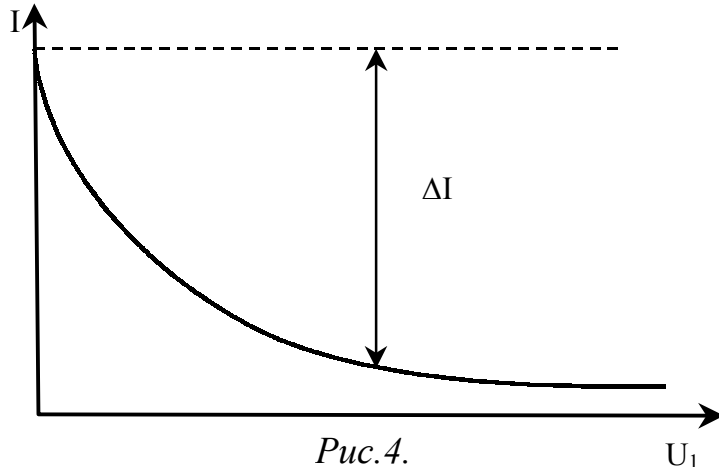


Рис. 4.

число електронів, які зазнали непружного удару з атомами в об'ємі V між сіткою і анодом:

$$V = Sd, \quad (2)$$

де S – площа сітки, d – відстань між сіткою і катодом.

Теорія удару [1] дає для ΔI співвідношення:

$$\Delta I \approx eNn\nu\sigma V, \quad (3)$$

де e – заряд електрона, N – концентрація атомів газу, n – концентрація електронів, ν – швидкість електрона; σ – поперечний переріз непружного удару електрона з атомом.

З деяким наближенням потік електронів можна оцінити так

$$n\nu = I / (S \cdot e). \quad (4)$$

Поперечний переріз непружного удару електрона з атомом, отриманий із співвідношень (2), (3), (4).

$$\sigma \approx \frac{\Delta I}{I} \cdot \frac{1}{Nd}. \quad (5)$$

Концентрацію атомів газу можна визначити з рівняння

$$N = \frac{P}{kT}, \quad (6)$$

де k – стала Больцмана, T – температура катода (~ 2000 К, P – тиск газу.

Тоді

$$\sigma = \frac{\Delta I}{I} \cdot \frac{kT}{Pd}. \quad (7)$$

Порядок виконання роботи

1. Зібрати електричне коло у відповідності із схемою, зображеною на рис. 3.
2. Перед ввімкненням установки в мережу перевірити положення потенціометрів, ручки яких повинні знаходитись в крайньому лівому положенні. Ввімкнути джерела живлення.
3. Потенціометром на блоці живлення ІЭПП-1 встановити струм розжарювання 0,5 А (1,14 А). Струм розжарювання необхідно змінювати повільно, очікуючи встановлення стаціонарного режиму роботи катода.
4. Зніміть залежність $I = f(U)$ при $U_1 = \text{const}$ для значень U_1 (1В, 2В, 3В), змінюючи U від 0 до 30В за допомогою ручки потенціометра Π_1 .
5. Побудуйте графік залежності $I = f(U)$ при $U_1 = \text{const}$. За графіком визначте значення резонансного потенціалу атома гелію.
6. Згідно з формулою (1) обчислити довжину хвилі фотона, що випромінюється атомом гелію.
7. При постійній напрузі на сітці U виміряти величини анодного струму I , змінюючи потенціометром затримуючу напругу. від 0 до 11В через 1В на джерелі живлення постійного струму Б5-50.
8. Побудувати графік залежності $I = f(U_1)$ і визначити на ньому I та ΔI .
9. Згідно з формулою (7) оцінити поперечний переріз електронно-атомних зіткнень.

Контрольні запитання

1. Сформулюйте постулати Бора.
2. Що називається пружним і непружним ударом електрона з атомом?
3. Що підтверджує дослід Франка і Герца?
4. Чому мінімальне значення анодного струму не дорівнює нулю?
5. Як пояснюється світіння газів при електричному розряді?
6. Пояснити характер зміни вольт-амперної характеристики в досліді Франка з Герца.

Література

1. Шпольський З.В. Атомна фізика. К., Вища школа. Т. 1, 1963,
2. Білий М.І. Атомна фізика. К., Вища школа, 1973.
3. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Т. 5, Ч. 1. Атомная физика. М., Наука, 1986.
4. Загальна фізика. Лабораторний практикум. / Під ред. І.Т. Горбачука. К., Вища школа, 1992.
5. Лабораторные занятия по физике / Под ред. Л.Л. Гольдина. М., Наука, 1983,

Лабораторна робота №4

Експериментальна перевірка співвідношення невизначеностей

Мета: Перевірити справедливості співвідношення невизначеностей Гейзенберга для фотонів.

Прилади та обладнання: лазер ЛГН-109, щілина з мікрометричним гвинтом, екран, рулетка на 2 м, мікроскоп МБП-2.

Теоретичні відомості

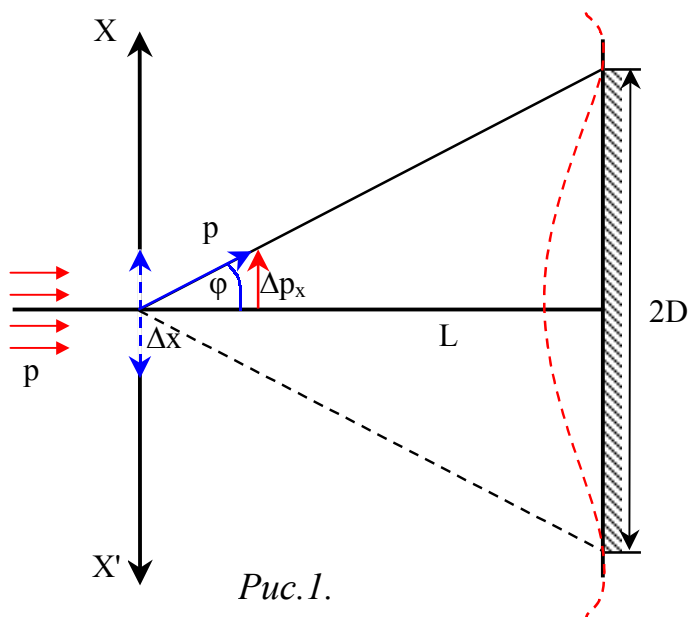
На відміну від класичних об'єктів мікрочастинки і фотони у відповідних умовах проявляють або корпускулярні або хвильові властивості, тобто проявляють корпускулярно-хвильовий дуалізм. Математичним вираженням дуалізму є співвідношення невизначеності в імпульсі Δp_x та у координаті Δx , але не може бути меншим за $\hbar = h/2\pi$; $\Delta p_x \Delta x \geq \hbar$.

Світлову (електромагнітну) хвилю у фотоелектричних явищах, люмінесценції, при дослідженні світлового тиску або хімічної дії можна представити потоком фотонів з енергією $E = \hbar\omega$ та імпульсом $p = \hbar k$. Нехай на щілину шириною Δx падає потік світла. В результаті дифракції світло попадає в область геометричної тіні, що також визначає одержання фотоном додаткового імпульсу Δp у напрямі x , тобто Δp_x (рис. 1). До проходження щілини імпульс фотона був точно визначений, оскільки $\Delta p_x = 0$, а його місцезнаходження було зовсім не визначено (фотон точно десь є на Δx).

З рис. 1 дістанемо $\Delta p_x = p \sin\varphi$ або $\Delta p_x = \hbar k \sin\varphi$. Оскільки $k = 2\pi/\lambda$, то

$$\Delta p_x = \hbar \frac{\sin\varphi}{\lambda} \quad (1)$$

Нехай плоска монохроматична хвиля падає на щілину шириною Δx . Внаслідок дифракції на ній хвиля поширюється у всіх можливих напрямках у межах кута від 0 до φ .



Більша частина енергії хвилі після проходження щілини припадає на спектр кутів $0 < \varphi < \varphi_1$ де φ_1 – кут, що відповідає напрямку на перший мінімум. Для цього мінімуму виконується умова інтерференції $\Delta x \sin\varphi_1 = 2 \frac{\lambda}{2}$. Цей вираз визначає умовну межу $U_1 = 2\varphi_1$; $U_2 = 2\varphi_2$; ...; $U_{1n} = 2\varphi_n$ дифракційного спектра плоскої хвилі після проходження щілини. Враховуючи, що падаюча хвиля розсіюється як на більші ($\varphi > \varphi_1$), так і

на менші ($\varphi < \varphi_1$) кути, ніж φ_1 , можна записати наступну хвильову умову невизначеностей

$$\Delta x \sin \varphi \leq \lambda. \quad (2)$$

Цій умові задовільняють хвилі будь-якої природи. Аналіз виразу показує, що зменшення Δx супроводиться розширенням сектора кутів, в якому зосереджене дифракційне поле. На рис. 2 показано розподіл інтенсивності для різних кутів у випадку двох щілин ($\Delta x = a_1$) з шириною $\Delta x = a$ (рис. 2, а) та $2\Delta x = b$ (рис. 2, б). Бачимо, що інтервал значень $\sin \varphi_1$ для щілини $2\Delta x$ зменшиться вдвічі порівняно з щілиною Δx .

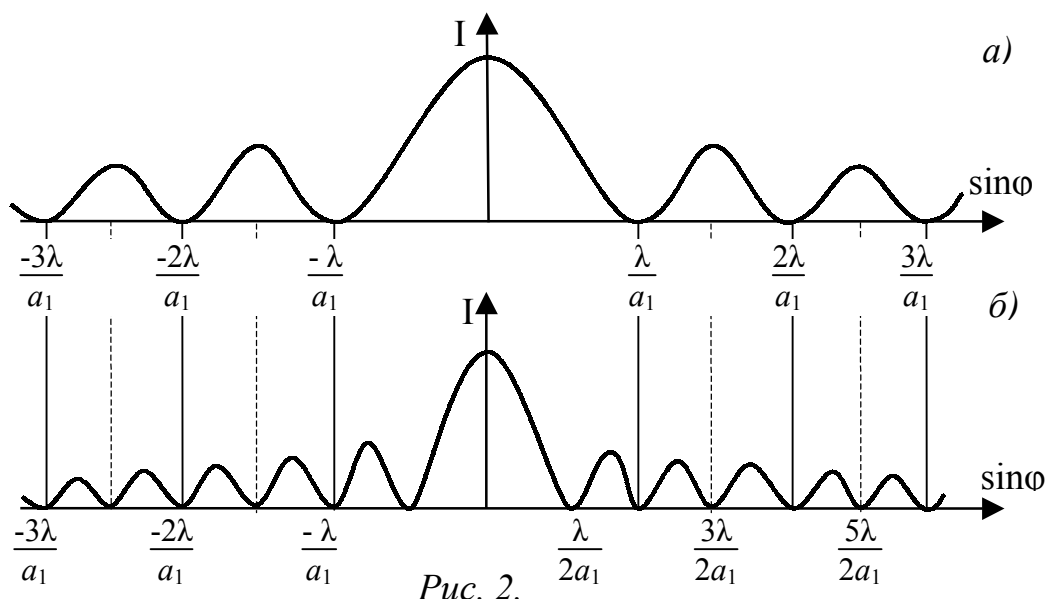


Рис. 2.

Порівнюючи ці два підходи до тлумачення картини на екрані, можна твердити, що мінімуму дифракції відповідає мінімум імовірності попадання фотонів в дане місце при сталих умовах спостереження.

Це також означає, що вирази (2) і (1) описують поведінку одного і того ж об'єкта. Виразимо в (2) кут дифракції $\sin \varphi \leq \frac{\lambda}{\Delta x}$ і підставимо його у (1), маємо

$$\Delta x \Delta p_x \geq \hbar. \quad (3)$$

В роботі експериментальне перевіряється вираз (3) для фотонів. При дослідженні вимірюється ширина щілини, яка характеризує невизначеність координати фотона Δx , а також ширина дифракційного максимуму, який характеризує невизначеність поперечного імпульсу фотона Δp_x . Джерелом світла у роботі є гелій-неоновий лазер. При користуванні лазером слід дотримуватись правил техніки безпеки, берегти очі від попадання прямого та відбитого випромінювання.

При освітленні лазерним променем каліброваної щілини на екрані можна дістати дифракційний спектр. Тепер вираз (3) можна записати так;

$$\Delta x D \geq \text{const}. \quad (4)$$

Цей вираз і буде робочою формулою дослідження співвідношення невизначеностей Гейзенберга.

Порядок виконання роботи

1. Для перевірки показів мікрометричного гвинта щілини, користуючись мікроскопом МБП-2, здійснити його градуювання. Поверхню щілини освітлювати слабким боковим світлом. Побудувати градувальну криву $\Delta x = f(n)$.

2. Розташувати на оптичній лаві лазер, щілину та екран. Віддаль між щілиною та екраном 1,5 – 2,0 м.

3. Змінювати отвір щілини від 0,05 до 0,4 мм через кожні 0,03-0,05 мм. Для кожного значення Δx виміряти ширину головного максимуму $2D$. Побудувати графік залежності $D = f(\Delta x)$.

4. Змінити віддаль між щілиною та екраном L . Переконайтесь, що для нових значень D добуток $\Delta x D$ дорівнює добутку $L\lambda$, де $\lambda = 6,33 \cdot 10^{-7}$ м (для лазера ЛГН-109).

Контрольні запитання

1. У чому полягає фізичний зміст співвідношень невизначеностей Гейзенберга?
2. Де використовуються хвильові властивості потоків частинок?
3. Чому для виконання даної роботи доцільно використовувати лазер?
4. Наведіть приклади фізичних явищ, які знаходять своє пояснення на основі співвідношення невизначеності.

Література

1. Белый М.И., Охрименко Б.А. Атомная физика. К., Высшая школа, 1984.
2. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Т. 5. М., Наука, 1976.
3. Загальна фізика. Лабораторний практикум / Під редакцією І.Г. Горбачука. К., Вища школа, 1992.

Лабораторна робота №5

Дослідження явища електронного парамагнітного резонансу за допомогою радіоспектрометра РЕ-1301.

Мета: Ознайомитись з будовою та принципом дії радіоспектрометра РЕ-1301. Дослідження індукованих квантових переходів між зееманівськими рівнями в слабкому магнітному полі; визначення фактору Ланде і часу життя атома у збудженому стані.

Прилади та обладнання: радіоспектрометр РЕ-1301, зразок парамагнетика.

Теоретичні відомості

Електронний парамагнітний радіоспектрометр типу РЕ-1301 призначений для спостереження і реєстрації спектрів електронного парамагнітного резонансу вільних радикалів, іонів, радіаційних дефектів і парамагнітних частинок. Радіоспектрометр РЕ-1301 володіє чутливістю близько 10^{-11} г·моль по дифенілпикрилгидразил (ДФПГ) і роздільною здатністю біля 0,4 ерст.

1. Принцип роботи

Принцип роботи радіоспектрометра ґрунтується на резонансному поглинанні парамагнітною речовиною енергії надвисокочастотного електромагнітного поля (НВЧ поля) при одночасній дії на досліджуваний зразок постійного магнітного поля в напрямку перпендикулярному до магнітної складової НВЧ поля.

Частота НВЧ поля, при якій відбувається резонансне поглинання енергії зразком, або частота так званого електронного парамагнітного резонансу (ЕПР), пов'язана з величиною постійного магнітного поля таким співвідношенням $h\nu = \mu H_0$, де h – стала Планка, ν – частота НВЧ поля,

H_0 — напруженість постійного магнітного поля в ерстедах,

μ – магнітний момент атома.

Таким чином, очевидно, що резонансне поглинання можна спостерігати при зміні частоти НВЧ поля і постійному значенні магнітного поля або при зміні величини магнітного поля і постійній частоті НВЧ поля. В радіоспектрометрі РЕ 1301 використовується другий варіант аналізу резонансного поглинання речовиною енергії НВЧ поля.

Криві залежності поглинутої зразком НВЧ енергії від напруженості магнітного поля, що діє на зразок, реєструються радіоспектрометром і являють собою спектральні лінії речовини.

Блок схема радіоспектрометра РЕ 1301 показана на рис. 1. В ролі джерела НВЧ енергії використовується клістронний генератор. НВЧ коливання клістронного генератора по хвилеводу через розгалужувачі потужності, які дозволяють проводити контроль потужності і частоти клістрона, феритовий вентиль, аттенюатор, за допомогою якого здійснюється регулювання потужності, і узгоджувач (узгоджує хвильовий тракт з резонатором) подаються в робочий резонатор, який знаходиться в полі електромагніта.

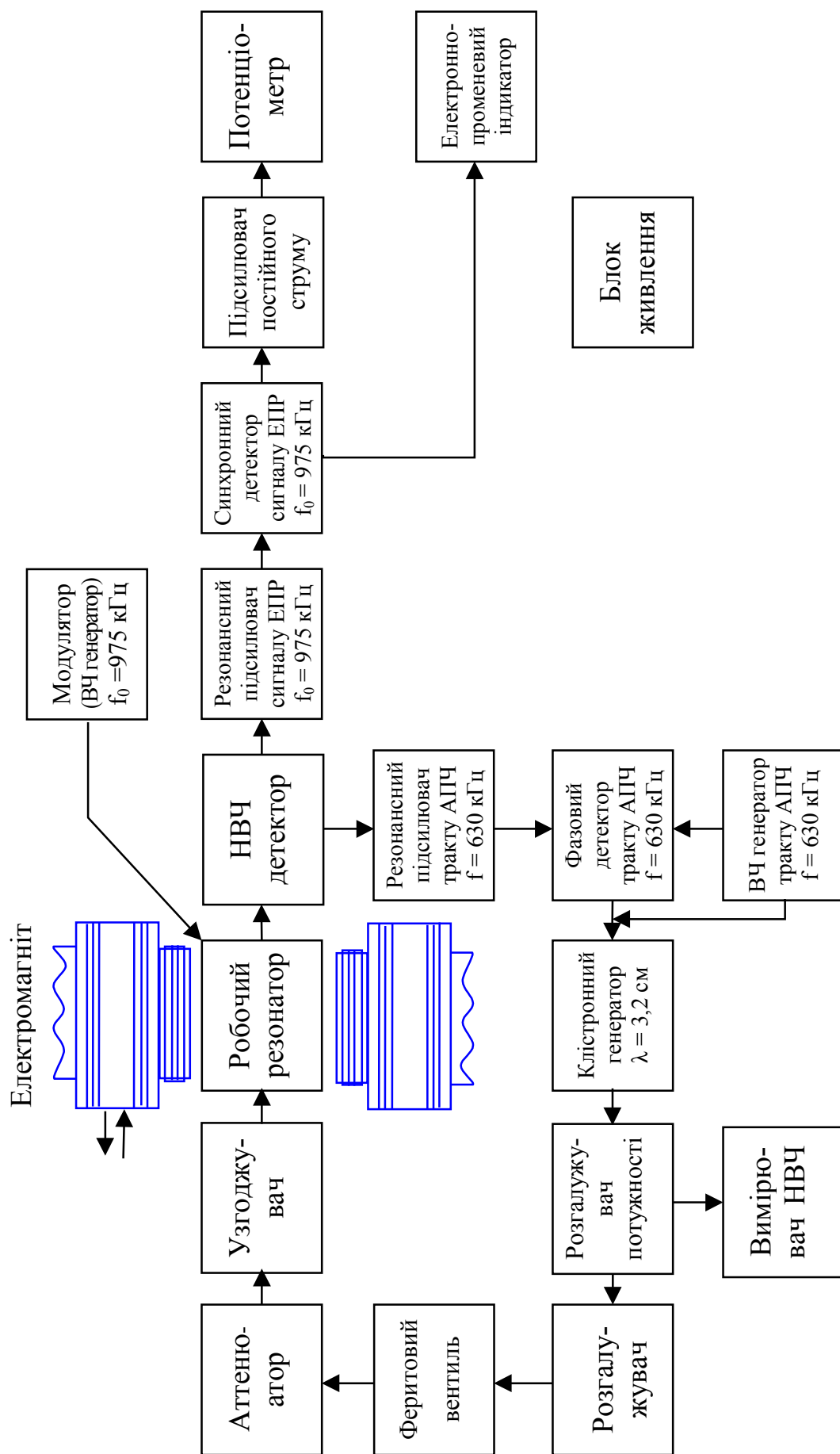


Рис. 1 Блок-схема радіоспектрометра PE-1301

У резонатор, настроєний на постійну частоту, вміщують зразок, в якому відбувається поглинання НВЧ енергії. При частоті НВЧ поля близько 10000 МГц магнітне поле H_0 повинно мати величину декілька тисяч ерстед. Для спостереження спектральних ліній повільно змінюють магнітне поле поблизу значення H_0 з амплітудою, більшою від ширини лінії поглинання. В момент резонансу відбувається поглинання НВЧ енергії, яке фіксується НВЧ детектором-приймачем НВЧ енергії.

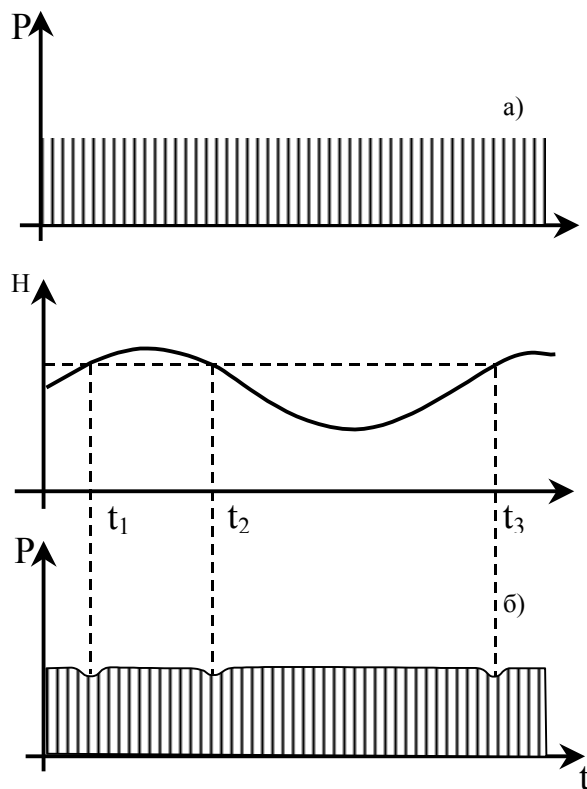


Рис. 2.

На рис. 2 показані розгортка магнітного поля і вид кривої НВЧ-потужності на НВЧ детекторі при відсутності (крива "а") і при наявності зразка в резонаторі (крива "б"). На малюнку помітна зміна НВЧ потужності (за рахунок поглинання зразком) на детекторі при строго визначених значеннях магнітного поля — H (в моменти часу t_1, t_2, t_3).

Абсолютне значення поглинутої зразком потужності дуже мале і трохи перевищує рівень шумів.

Для збільшення відношення сигнал-шум в приладі використовують метод подвійної модуляції магнітного поля (перша модуляція — розгортка). Даний метод дозволяє отримати похідну резонансної функції.

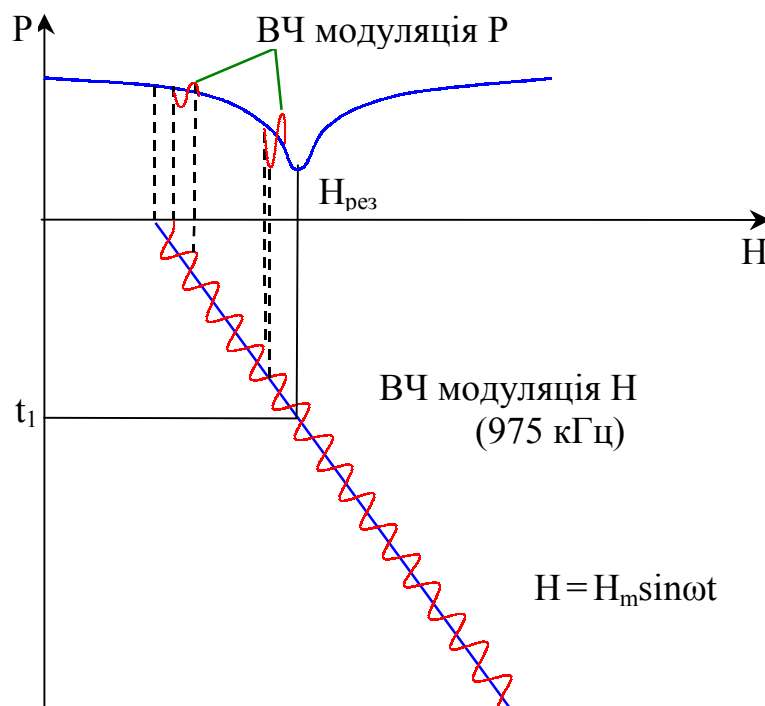


Рис. 3. Подвійна модуляція магнітного поля

Метод подвійної модуляції полягає в наступному; магнітне поле, яке швидко змінюється, модулюється високочастотним полем (ВЧ полем) з частотою 975 кГц і амплітудою в декілька раз меншою півширини лінії поглинання (рис. 3). Це приводить до амплітудної модуляції кривої $P = f(t)$ з частотою близькою до 975 кГц, причому глибина модуляції пропорційна похідній лінії поглинання.

Отримана таким чином

НВЧ електромагнітна хвиля, модульована по амплітуді, поступає на НВЧ детектор, а потім на вхід резонансного підсилювача сигналу ЕПР, з допомогою якого виділяється огинаюча модуляції 975 кГц.

Далі, пройшовши синхронний детектор з опорною частотою 975 кГц, сигнал поступає на індикатор.

Для нормальної роботи радіоспектрометра необхідно, щоб частоти клістронного генератора і робочого резонатора точно співпадали. Для їх узгодження використовується спеціальна схема автоматичної підстройки частоти (АПЧ).

Електронний парамагнітний резонанс був відкритий Е.К. Завойським в 1944 р. Він спостерігається при вміщенні в магнітне поле речовин, що володіють парамагнітними властивостями.

Розглянемо електрон, вміщений в магнітне поле з індукцією $\mathbf{B}$. Спін електрона, а отже і його магнітний момент, можуть приймати два значення, які відповідають орієнтації "за полем" і "проти поля". Якщо позначити через μ абсолютну величину проекції магнітного моменту електрона, то енергія взаємодії електрона з магнітним полем може приймати одне з двох значень:

$$E_1 = -\mu B, \quad E_2 = \mu B. \quad (1)$$

Отже, енергетичний стан електрона в присутності магнітного поля розщеплюється на два рівні, відстань між якими:

$$\Delta E = E_2 - E_1 = 2\mu B, \quad (2)$$

Між цими двома рівнями можливі квантові переходи, які можуть бути зумовлені зовнішнім високочастотним електромагнітним полем при умові, коли енергія квантів рівна відстані між рівнями і коли магнітний вектор зовнішнього поля перпендикулярний вектору магнітної індукції основного поля.

Резонансне значення частоти визначається із формули:

$$h\omega_0 = \Delta E = 2\mu B, \quad (3)$$

Отже, збудження електронних резонансних переходів електромагнітним полем, яке має частоту, що визначається із формули (3), носить назву *електронного парамагнітного резонансу*.

Як відомо, зв'язок між магнітним моментом $\vec{\mu}$, електрона і його механічним моментом $\vec{M}$ виражається через гіромагнітне відношення γ :

$$\vec{\mu} = \gamma \vec{M} \quad (4)$$

Якщо магнітний момент вимірюється в магнетонах Бора, а механічний – в одиницях $\hbar$ то зв'язок виражається через g-фактор;

$$\vec{\mu} = g \mu_B \frac{\vec{M}}{\hbar} \quad (5)$$

Аналогічно можна записати її для їх проекцій:

$$\mu = \mu_B \frac{g s \hbar}{\hbar} \quad (6)$$

де $s = 1/2$ — спін електрона. Використовуєш формулу (3), одержимо;

$$g = \frac{\hbar\omega_0}{\mu_B B} \quad (7)$$

Або можна переписати;

$$\hbar\nu = g\mu_B B. \quad (8)$$

Із останнього співвідношення випливає, що резонансне поглинання спостерігається при строго визначеній частоті випромінювання, а значить повинно відповідати вузькій лінії поглинання (рис 1, а). Однак практично лінія по-

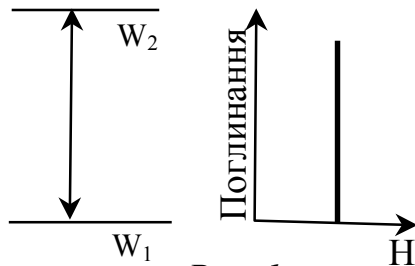


Рис. 1, а

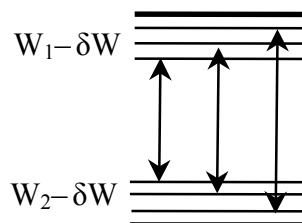


Рис. 1, б

глинання має деяку кінцеву ширину внаслідок енергетичного розмиття δW рівнів (рис 1, б), яке пов'язане з часом життя системи в цих станах співвідношенням невизначеності:

$$\delta W \cdot t > \hbar.$$

Порядок виконання роботи.

1. Ввімкнути радіоспектрометр РЕ-1301 згідно інструкції
2. Для спостереження ліній парамагнітного резонансу на екрані електронно-променевого індикатора необхідно:
 - 2.1.настроїти коло НВЧ потужності;
 - 2.2.встановити зразок в резонатор, слідкуючи за тим, щоб не зірвались покази приладу "Ток СВЧ детектора" на пульті управління;
 - 2.3.встановити ручки "Амплітуда імпульсов гашення" і "Фаза гашення" на пульті управління в крайнє ліве положення;
 - 2.4.встановити ручкою "Амплітуда ВЧ модуляції" на панелі управління модуляцію, що відповідає 20-30 поділкам по одноіменному приладу;
 - 2.5.змінюючи значення величини поля магніту ручкою "Грубо" на панелі управління, знайти криву сигналу ЕПР на екрані електронно-променевого індикатора;
 - 2.6.сумістити криві сигналу ЕПР на прямому і оберненому ході розгортки ручкою "Фаза сигналу" на пульті управління;
 - 2.7.обертаючи поперемінно ручкою "Амплітуда імпульсов гашення" і "Фаза гашення" на пульті управління» погасити зворотній хід розгортки в потрібній фазі;
 - 2.8.ручкою "Плавно" на панелі управління встановити криву сигналу ЕПР по центру екрана індикатора. Амплітуда кривої сигналу ЕПР регулюється ручками "Усиление сигнала" на пульті управління і "Усиление НЧ" на блоці індикатора;
 - 2.9.обертанням ручки "Фаза сигналу" на пульті управління добитись найкращої форми кривої сигналу.

Хід роботи

1. Отримати сигнал електронного парамагнітного резонансу на даному зразку парамагнетика.
2. Побудувати графік залежності інтенсивності електромагнітної хвилі від величини індуктивності магнітного поля.
3. Визначити ширину лінії поглинання ЕПР. Ширина лінії поглинання вимірюється в одиницях В або в герцах. Вимірювання ширини в одиницях В проводиться по екрану осцилографа. Ширину лінії в герцах можна отримати, скориставшись формулою (3).
4. Користуючись формулою (8) $h\nu = g\mu_B B$ розрахувати значення фактору Ланде.
5. Розрахувати енергетичну ширину $\delta E = \frac{g\mu_B \delta B}{2}$ лінії резонансного поглинання (в формулі δB – ширина лінії поглинання ЕПР).
6. Використовуючи співвідношення невизначеності Гейзенберга $\delta E \tau > \hbar$, визначити "час життя" парамагнетика у збудженому стані.

Контрольні запитання

1. Призначення та основні характеристики радіоспектрометра РЕ-1301.
2. Явище електронного парамагнітного резонансу.
3. Основні складові елементи радіоспектрометра РЕ-1301.
4. Принцип роботи приладу.
5. Метод подвійної модуляції.
6. Які речовини називають парамагнетиками?
7. Які енергетичні стани називають виродженими?
8. Явище електронного парамагнітного резонансу.
9. Вивести формулу для експериментального визначення g-фактору Ланде.
10. Статистичний розподіл атомів парамагнетика за підрівнями.
11. Спектри поглинання, що спостерігаються при електронному парамагнітному резонансі.

Література

1. Савельев И.В. Курс общей физики. Том 3, М., Наука, 1979.
2. Сивухин Д.В. Общей курс физики. ч. 1, М., Наука, 1986.
3. Лабораторный практикум по физике. ч. 2/ Под редакцией В.А. Базакуцы. Харьков, 1972.
4. Руководство к лабораторным занятиям по физике / Под редакцией Л.П. Гольдина. М., 1979.
5. Лабораторный практикум по физике/ Под ред. К. А. Борсукова и Ю.А. Уханова. М., В.Ш., 1988.
6. Заводська інструкція по експлуатації до радіоспектрометра РЕ-1301.

ЛАБОРАТОРНА РБОТА № 6

ТЕМА: Дослідження розсіювання α -частинок в речовині
(моделювання досліду Резерфорда на ЕОМ).

МЕТА: Перевірити формулу Резерфорда, визначити заряд ядра методом моделювання експерименту.

ЛІТЕРАТУРА

1. Шпольский Э.В. Атомная физика. М., Наука, 1974.
2. Савельев И.В. Курс общей физики. Т.3. М., Наука, 1979. с. 49-54.

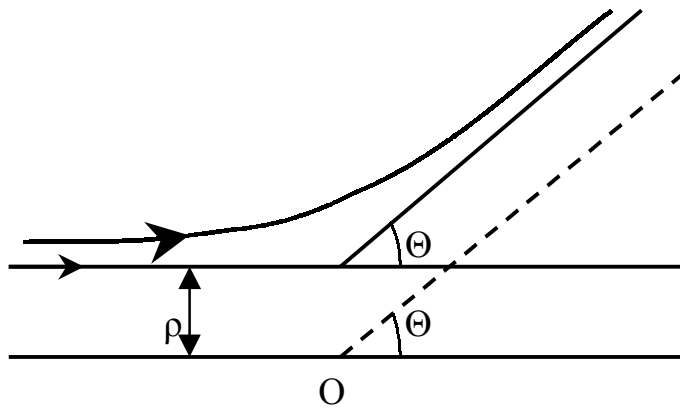
ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ

1. Властивості α -частинок.
2. Дослід Резерфорда.
3. Теорія розсіювання α -частинок. Формула Резерфорда.
4. Визначення заряду ядра.

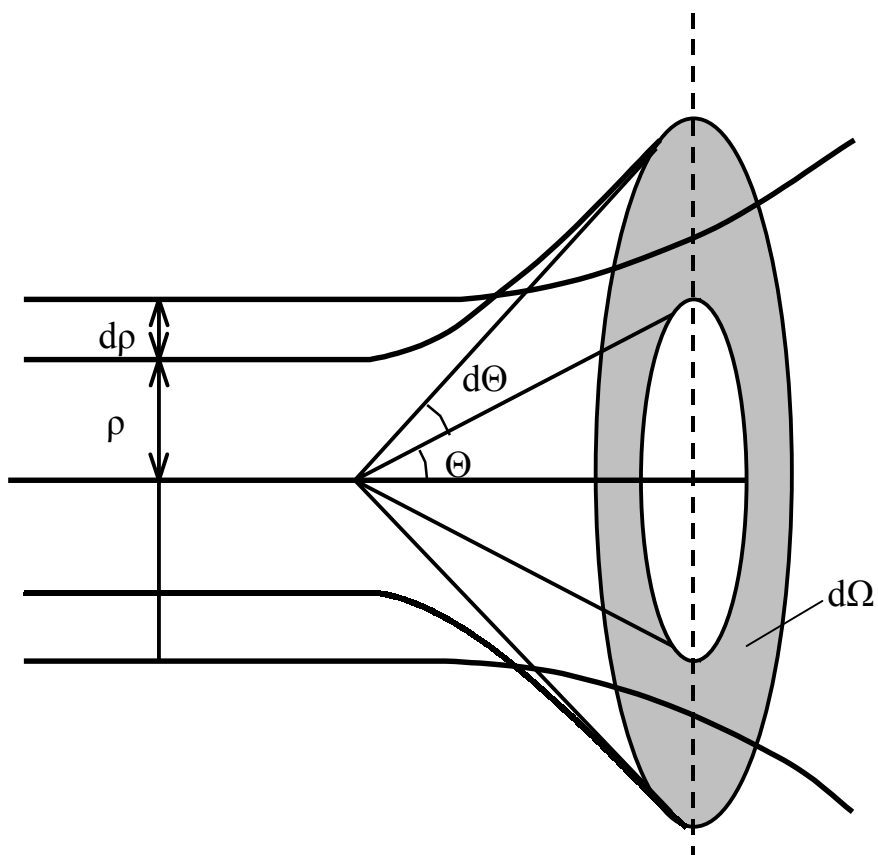
Одним з кращих засобів дослідження структури атома є зондування його швидкими частинками – електронами або α -частинками. α -частинки випромінюються багатьма радіоактивними речовинами. Вони відхиляються в електричному і магнітному полях, звідки випливає, що вони електрично заряджені. Напрямок відхилення показує, що вони заряджені позитивно. Проте поля, які викликають помітне відхилення електронів, не впливають на траєкторію α -частинок, це означає, що вони мають більшу масу, ніж маса електронів. Досліди показали, що заряд, який переноситься α -часткою, дорівнює $+2e$. На основі дослідів Резерфорда, а також дослідів з магнітним та електричним відхиленням було встановлено, що α -частинки за своєю природою тождні з гелієм (He_2^4).

Паралельний пучок α -частинок, пройшовши крізь шар речовини, розсіюється, α -частинки дещо змінюють свій напрям руху. Дослідження розсіювання тонкими металевими фольгами показали, що дуже часто спостерігається відхилення α -частинок на невеликі кути, в середньому 2° – 3° . Поруч з розсіюванням на малі кути співробітники Резерфорда Гейгер і Марсден виявили, що деяка кількість α -частинок (~ 1 на 8000) розсіюється на дуже великі кути, що іноді перевищують 90° і досягаючи в деяких випадках 180° . Пояснити ці великі кути розсіювання накопиченням випадкових малих відхилень виявилось неможливим. Великі кути розсіювання спостерігаються як при проходженні α -частинок крізь металеві фольги, так і в газах, і їх можна виявити на вільсонівських фотографіях, які показують, що великі кути відхилення утворюються не в результаті накопичення малих відхилень, а в результаті одного співудару.

Резерфорд вказав на те, що це можливо в тому випадку якщо в середині атома є дуже сильне електричне поле, яке утворюється позити-



Мал.1. Схема розсіювання α -частинок на ядрі



Мал.2. Залежність кута розсіювання частинки від прицільного параметра

вним зарядом, зв'язаним з великою масою і сконцентрованим в дуже малому об'ємі (радіус порядку 10^{-15} м). Звідси і виникла ядерна модель атома, згідно з якою атом побудований на зразок планетарної системи: мале за розміром, позитивно заряджене ядро, в якому зосереджена майже вся маса атома і негативні електрони, що обертаються навколо цього ядра по замкнених орбітах.

На підставі цих уявлень Резерфорд розвинув кількісну теорію розсіювання α -частинок. Нехай в О (мал.1) міститься розсіююче ядро, заряд якого $+Ze$. Припустимо, що маса його настільки більша від маси α -частинки, що при взаємодії з останньою ядро можна вважати за нерухоме. Припустимо, що сила взаємодії між ядром і α -частинкою підлягає закону Кулона. Класична механіка показує, що при всіх цих припущеннях α -частинка повинна описувати відносно ядра О гіперболу. Позначимо масу α -частинки через M , її швидкість на великій віддалі від розсіюючого ядра – через v . Коли б α -частинка не взаємодіяла з ядром, то вона пролетіла б на віддалі ρ (мал.1) від ядра (прицільна віддаль).

На основі закону збереження моменту імпульсу і енергії:

$$\rho = kctg(\varphi/2), \quad (1)$$

де φ – кут відхилення α -частинки, а

$$k = \frac{Ze^2}{2\pi\epsilon_0 Mv^2} \quad (1')$$

Оскільки прицільна віддаль ρ для окремих α -частинок не доступна вимірюванню, то перевірити (1) на досліді безпосередньо неможливо. Проте можна покласти її в основу статистичної теорії, яка дасть нам вираз для ефективного перерізу розсіювання залежно від параметрів, доступних експериментальному визначенню.

Припустимо, що α -частинки до розсіювання летять паралельним потоком. Для того, щоб відбулося розсіювання на кут, який лежить в межах від φ до $\varphi + d\varphi$ частинка повинна пролетіти поблизу розсіюючого центру по траєкторії, прицільний параметр якої міститься в межах від ρ до $\rho + d\rho$ (мал.2), причому як слідує із формули (1), прирости зв'язані співвідношенням:

$$d\rho = -\frac{k}{2\sin^2(\varphi/2)} d\varphi. \quad (2)$$

Знак мінус обумовлений тим, що із збільшенням ρ кут відхилення зменшується. Далі його не будемо враховувати, беручи до уваги абсолютне значення ρ . Тілесний кут, в межах якого знаходяться напрямки, що відповідають кутам розсіювання від φ до $\varphi + d\varphi$ знайдемо як:

$$d\Omega = \frac{dS}{R^2} = 2\pi \sin\varphi d\varphi. \quad (3)$$

Якщо N – кількість частинок, що проходять у вихідному пучку через одиницю площі за одну секунду (густина потоку частинок), а dN – кількість частинок, що розсіяні в тілесному куті $d\omega$, то

$$dN = 2\pi\rho N d\rho.$$

Врахувавши формулу (2) запишемо:

$$dN = 2\pi\rho N \frac{k}{2\sin^2(\varphi/2)} d\varphi$$

Підставимо сюди значення ρ із (1):

$$dN = 2\pi N \frac{k^2 \sin\varphi}{4\sin^4(\varphi/2)} d\varphi.$$

Останній вираз згідно (3) можна записати так:

$$dN = N \frac{k^2}{4\sin^4(\varphi/2)} d\Omega \quad (4)$$

Якщо ввести поняття ефективного перерізу розсіювання, то із співвідношення (4) отримаємо:

$$d\sigma = \frac{dN}{N} = \frac{k^2}{4\sin^4(\varphi/2)} d\Omega \quad (5)$$

Це і є формула Резерфорда. Величина k визначається згідно формули (1'), тому остаточно:

$$d\sigma = \left(\frac{Ze^2}{2\pi\epsilon_0 Mv^2} \right)^2 \frac{1}{4\sin^4(\varphi/2)} d\Omega \quad (6)$$

Формула Резерфорда дає змогу експериментально знайти заряд ядра Z . Справді, підраховуючи число α -частинок, розсіяних на кут φ , ми будемо знати величину $d\sigma$. В праву ж частину формули Резерфорда входять, крім шуканої величини Z , або величини відомі або доступні експериментальному визначенню. Отже, для відшукування Z потрібно підрахувати число частинок N і dN . Із наведених співвідношень випливає, що коли змінювати кут φ і залишати сталими інші величини, то:

$$\frac{dN \sin^4(\varphi/2)}{\sin \varphi} = \text{const.} \quad (7)$$

Цю формулу і потрібно перевірити в даній роботі.

ПОРЯДОК ВИКОНАННЯ РОБОТИ

1. Задати число α -частинок, що попадають на розсіюючий центр (~ 10000).
2. Визначити число частинок при різних кутах відхилення.
3. Обчислити $\sin^4(\varphi/2)$ і одержані результати занести в таблицю.
4. Перевірити виконання формули (7).
5. Побудувати графік залежності числа розсіяних α -частинок від їх кута відхилення.
6. Обчислити похибку експерименту.
7. Провести обробку експериментальних даних за методом найменших квадратів з використанням лінійної, квадратичної та обернено пропорційної залежності.