

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
ДЕРЖАВНИЙ ВИЩИЙ НАВЧАЛЬНИЙ ЗАКЛАД
«УЖГОРОДСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ»
ФІЗИЧНИЙ ФАКУЛЬТЕТ

Маргітч М.О., Плекан Р.М.

АТОМНИЙ ФІЗПРАКТИКУМ

**Методичні вказівки до лабораторних робіт
(для студентів спеціальностей 163 «Біомедична інженерія» та
172 «Телекомунікації та радіотехніка»)**

Ужгород
Видавництво УжНУ «Говерла»
2019

Маргітич М.О., Плекан Р.М. Атомний фізпрактикум: методичні вказівки до лабораторних робіт (для студентів спеціальностей 163 «Біомедична інженерія» та 172 «Телекомунікації та радіотехніка»). – Ужгород: Видавництво УжНУ «Говерла», 2019. – 63 с.

У методичних вказівках описано лабораторні роботи атомного фізпрактикуму. У кожній лабораторній роботі сформульована мета роботи, яка дозволяє вивчити, що є головним у цій роботі. До роботи додається розширена теоретична частина, в якій розглянуто досліджувані явища та їх основні характеристики. Відомості з курсу атомної фізики доповнено і поглиблено додатковими, які стосуються даного експериментального завдання. Значну увагу приділено опису приладів та установок. Вказані завдання, які регламентують хід виконання роботи при проведенні безпосередніх вимірювань. У кінці опису до кожної роботи приводиться список контрольних запитань.

Методичні вказівки призначені для студентів фізичного факультету ДВНЗ «УжНУ», які проходять навчання за спеціальностями 163 «Біомедична інженерія» та 172 «Телекомунікації та радіотехніка» та мають сприяти покращенню організації навчального процесу, забезпеченню умов оптимального оволодіння і якісному засвоєнню матеріалу з атомної фізики.

Розробники:

Маргітич Микола Олексійович, кандидат фізико-математичних наук, доцент кафедри квантової електроніки фізичного факультету ДВНЗ «УжНУ»;
Плекан Руслан Мар'янович, кандидат фізико-математичних наук, доцент кафедри теоретичної фізики фізичного факультету ДВНЗ «УжНУ».

Рецензент:

доктор фізико-математичних наук, професор,
завідувач кафедри квантової електроніки фізичного факультету ДВНЗ «УжНУ»
Шафраньош І.І.

Відповідальний за випуск:

доктор фізико-математичних наук, професор,
декан фізичного факультету
Лазур В.Ю.

*Рекомендовано до друку методичною комісією фізичного факультету
(протокол № 7 від 19 березня 2019 року)*

© Маргітич М.О., Плекан Р.М., 2019 р.

© ДВНЗ «Ужгородський національний університет», 2019 р.

ЗМІСТ

	стор.
ПЕРЕДМОВА.....	4
Лабораторна робота №1.....	6
ВИЗНАЧЕННЯ ПИТОМОГО ЗАРЯДУ ЕЛЕКТРОНА МЕТОДОМ ФОКУСУВАННЯ ПОЗДОВЖНІМ МАГНІТНИМ ПОЛЕМ	
Лабораторна робота №2.....	15
ВИЗНАЧЕННЯ ВІДНОШЕННЯ m/e ДЛЯ ІОНІВ МАС- СПЕКТРОМЕТРИЧНИМ МЕТОДОМ	
Лабораторна робота №3.....	29
ВИЗНАЧЕННЯ ПОСТІЙНОЇ ПЛАНКА	
Лабораторна робота №4.....	37
ВИВЧЕННЯ СПЕКТРА АТОМА ВОДНЮ І ВИЗНАЧЕННЯ ПОСТІЙНОЇ РІДБЕРГА	
Лабораторна робота №5.....	48
ВИВЧЕННЯ СПЕКТРАЛЬНИХ ЗАКОНОМІРНОСТЕЙ У СПЕКТРІ ВИПРОМІНЮВАННЯ ЛУЖНОГО МЕТАЛУ	
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ.....	61
ДОДАТОК.....	62

ПЕРЕДМОВА

Як відомо, основним методом дослідження у фізиці є дослід, тобто спостереження досліджуваного явища в контрольованих умовах, які дозволяють спостерігати за перебігом явища та відтворювати його кожного разу при повторенні цих умов. Тому лекційний курс з фізики, як правило, супроводжується лабораторними заняттями, а самі лабораторні роботи тематично присвячені вузловим питанням лекційного курсу. Лабораторний практикум загалом дає студентам додаткові практичні навички і можливість пізнати конкретні прояви фізичних законів через вивчення принципів дії фізичних демонстраційних та вимірювальних приладів.

Лабораторний практикум з атомної фізики має на меті поглибити теоретичні знання студентів, сприяти детальному вивченню окремих питань та розділів атомної фізики, ознайомити студентів з експериментальним обладнанням і методами досліджень, сприяти навикам правильного вимірювання фізичних величин, обробки отриманих результатів та аналізу основних джерел похибок і методів їх оцінки.

У посібнику міститься опис до 5 лабораторних робіт, які охоплюють основні теми розділу «Атомна фізика». Їх підбір проведений таким чином, щоб студенти могли експериментально відтворити більшість із явищ, що вивчаються в курсі і перевірити на практиці фізичні закономірності й наслідки, які з них витікають.

У кожній лабораторній роботі сформульована *мета роботи*, яка дозволяє вияснити, що є головним у цій роботі. До роботи додається розширена *теоретична частина*, в якій розглянуто досліджувані явища та їх основні характеристики. Відомості з курсу атомної фізики доповнено і поглиблено додатковими, які стосуються даного експериментального завдання. Такий підхід дозволяє студентам, з одного боку, оперувати теоретичним матеріалом, зібраним у єдиному джерелі, а з іншого – сприяє поглибленню та систематизації знань. Значну увагу приділено опису *приладів та установок*. Як показує досвід, робота студентів з такими описами виявляється більш ефективною, ніж при роботі з заводськими описами та

інструкціями по експлуатації приладів. Після теоретичних відомостей та опису експериментальної установки вказані *завдання*, які регламентують *хід виконання роботи* при проведенні безпосередніх вимірювань. У кінці опису до кожної роботи приводиться *список контрольних запитань*. Крім того, у *додатку* до посібника приведені табличні значення фізичних величин, які використовуються при виконанні робіт.

Слід зазначити, що аналіз основних джерел похибок, методи їх аналізу, та зменшення впливу на кінцевий результат, уже відомі студентам, і тому їх потрібно тільки вміло використати при виконанні робіт практикуму.

Процес виконання лабораторної роботи проходить у декілька етапів:

- *попередня підготовка* має забезпечити можливість розібратися в теоретичному матеріалі, особливо у випадку, коли даний матеріал ще не розглядався на лекціях (основні формули і їх пояснення). Також, перед виконанням роботи слід ознайомитись з схемою експериментальної установки та методикою проведення вимірювань (*завданнями роботи*). Вказане слід законспектувати;

- *виконання роботи* відбувається після допуску у відповідності до положень, викладених в описі даної роботи;

- *оформлення звіту* проводиться у відповідності до вимог роботи з повним поясненням *одержаних результатів* та формулюванням *висновків*, в яких аналізується використаний метод досліджень та можливі джерела і величини похибок вимірювань;

- *захист робіт* проходить у відповідності до виконання попередньо вказаних вимог. При цьому студенти, які не захистили дві раніше виконані ними роботи, до виконання наступної не допускаються.

Лабораторна робота №1

ВИЗНАЧЕННЯ ПИТОМОГО ЗАРЯДУ ЕЛЕКТРОНА МЕТОДОМ ФОКУСУВАННЯ ПОЗДОВЖНІМ МАГНІТНИМ ПОЛЕМ

1. МЕТА І ЗАВДАННЯ РОБОТИ

Засвоїти один із найбільш поширених способів визначення питомого заряду електрона. Виміряти величину $\frac{e}{m}$, використовуючи відоме значення елементарного заряду ($e = 1,60219 \cdot 10^{-19}$ Кл), визначити масу електрона m .

2. НЕОБХІДНІ ПРИЛАДИ І ОБЛАДНАННЯ

Електронно-променева трубка і блок живлення до неї; соленоїд; блок живлення соленоїда; амперметр; реостат.

3. ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ

Питомим зарядом електрона називається відношення його заряду до маси. Визначити $\frac{e}{m}$ можна вивчаючи рух електрона у відомих по величині і напрямку електричних і магнітних полях, при русі в котрих на електрон діє сила Лоренца

$$\vec{F} = e\vec{E} + e[\vec{v}\vec{H}], \quad (1)$$

де \vec{E} і \vec{H} – напруженості електричного та магнітного полів; \vec{v} – швидкість електрона. Тут перший член представляє силу, що діє зі сторони електричного поля, другий – зі сторони магнітного.

За другим законом Ньютона

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = e\vec{E} + e[\vec{v}\vec{H}]. \quad (2)$$

З цього рівняння неможливо окремо визначити e і m , але можливо визначити відношення $\frac{e}{m}$, якщо відомі характеристики полів \vec{E} і \vec{H} , а також характер руху електрона.

У даній роботі $\frac{e}{m}$ визначається за рухом пучка електронів одночасно в електричному та магнітному полі (в електронно-променевої трубки, яка міститься всередині довгого соленоїда (котушки, що створює магнітне поле, направлене вздовж осі трубки). Підбираючи напругу на анодах електронно-променевої трубки, можна отримати вузький паралельний пучок практично монохроматичних електронів, енергія яких визначається виразом

$$\frac{mv^2}{2} = eU_0, \quad (3)$$

де U_0 – напруга, прикладена до прискорюючого аноду.

Якщо між однією з відхиляючих пластин утворити електричне поле, то електрони будуть відхилятися від осі трубки і рухатись по кривій (параболі), а при виході з пластин – по дотичній до цієї кривої. Причому світла точка на екрані зміститься відносно центра екрана. Величина зміщення визначається виразом

$$b = \frac{lLU_0}{2dU_a}, \quad (4)$$

де l – довжина відхиляючих пластин,; d – відстань між ними; L – відстань від центра відхиляючих пластин до екрана; U_0 – різниця потенціалів між пластинами; U_a – прискорюючий потенціал.

Розглянемо тепер рух електронів, які після проходження відхиляючих пластин електронно-променевої трубки влітають з деякою швидкістю \vec{v} в однорідне магнітне поле, напруженість якого \vec{H} перпендикулярна напрямку швидкості. На рухомий електрон діє сила Лоренца, рівна, як відомо

$$F = e\vec{v}H. \quad (5)$$

Ця сила весь час перпендикулярна швидкості руху і не змінює тому її абсолютного значення. Траєкторія електрона має в цих випадках форму кола. Обчислимо радіус R цього кола. Сила F є доцентровою силою, тому $\frac{mv^2}{R} = e\vec{v}H$, звідки

$$R = \frac{vm}{eH}. \quad (6)$$

Швидкість руху електрона можна знайти із співвідношення (3), знаючи різницю потенціалів U_a , яку пройшов електрон під час прискорення (до вльоту в магнітне поле). Тоді

$$v = \sqrt{\frac{2eU_a}{m}}. \quad (7)$$

Нехай тепер електрон влітає в магнітне поле під деяким кутом α до вектора напруженості \vec{H} . Швидкість електрона v можна розкласти на дві складові, одна з яких перпендикулярна, а друга паралельна магнітному полю:

$$v_{\perp} = v \sin \alpha \quad \text{і} \quad v_{\parallel} = v \cos \alpha. \quad (8)$$

Паралельна складова швидкості не викликає появи сили Лоренца. Проекція траєкторії електрона на площину, перпендикулярну \vec{H} , являє собою тому як і раніше коло з радіусом

$$R = \frac{v_{\perp} m}{eH}. \quad (9)$$

У напрямку поля \vec{H} на електрон не діють ніякі сили. У цьому напрямку електрон рухається рівномірно зі швидкістю v_{\parallel} . Траєкторія електрона у просторі являє собою гвинтову лінію.

Знайдемо відстань, яку проходить електрон у напрямку вздовж поля за один оберт гвинтової лінії. Час одного оберту $T = \frac{2\pi R}{v_{\perp}}$. Замінюючи $\frac{R}{v_{\perp}}$ за допомогою (9), отримуємо:

$$T = \frac{2\pi m}{eH}. \quad (10)$$

Як видно з (10) період обертання від швидкості не залежить. За час T електрон пройде вздовж магнітного поля відстань

$$L = v_{\parallel} T = \frac{2\pi v}{\frac{e}{m} H} \cos \alpha. \quad (11)$$

Нас буде цікавити головним чином випадок, коли кути невеликі, тобто $\cos \alpha \approx 1$. Тоді

$$L \approx \frac{2\pi v}{\frac{e}{m} H}. \quad (12)$$

Таким чином, відстань L , яку проходить електрон вздовж поля за один оберт, не залежить від кута α (для малих кутів), так що всі електрони, які вийшли з однієї точки, після одного оберту знову зберуться в одній точці (сфокусуються). Як випливає з (12), напруженість поля H , при якій точка фокусування відстоїть від точки вильоту на відстань L , залежить від $\frac{e}{m}$. Формула (11) тому може служити для визначення питомого заряду електрона.

Використовуючи співвідношення (3) і (12), можна отримати формулу для визначення відношення

$$\frac{e}{m} = \frac{8\pi^2 U_a}{H^2 L^2} 10^8 \quad (\text{в одиницях CGSM}). \quad (13)$$

Напруженість магнітного поля соленоїда можна визначити за формулою

$$H = 0,4\pi nI, \quad (14)$$

де n – число витків на одиниці довжини соленоїда; I – сила струму (в амперах) у ланцюгу соленоїда. Підставляючи (14) в (13), остаточно отримуємо:

$$\frac{e}{m} = 5 \cdot 10^9 \frac{U_a}{n^2 I^2 L^2} \quad (\text{в одиницях CGSM}). \quad (15)$$

Як вже зазначалось вище, в даному експерименті електронно-променева трубка розташовується всередині довгого соленоїда, утворюючого магнітне поле, направлене вздовж її осі. Якщо до відхиляючих пластин трубки прикласти невелику змінну напругу, то різні електрони пучка будуть пролітати електричне поле при різних значеннях напруги і тому отримають неоднакові вертикальні складові швидкості. Кут α відхилення пучка від осі трубки, таким чином, залежить від часу, і на екрані трубки електрони викреслюють пряму лінію. При наявності магнітного поля кожний електрон буде рухатись по гвинтовій лінії різного радіуса, однак період обертання у всіх електронів однаковий. Тому всі електрони перетинають вісь трубки (вісь X) одночасно в одній точці, тобто магнітне поле їх фокусує. Величину напруженості магнітного поля слід підібрати так, щоб фокус сумістився з площиною

екрана трубки. Пряма, яка спостерігалася на екрані трубки при накладанні змінної пилкоподібної напруги у випадку відсутності магнітного поля, при збільшенні магнітного поля буде скорочуватися, поступово стягуючись в точку, а потім знову подовжуватися. Траєкторія руху електронів у нашому досліді представлена на рис.1.

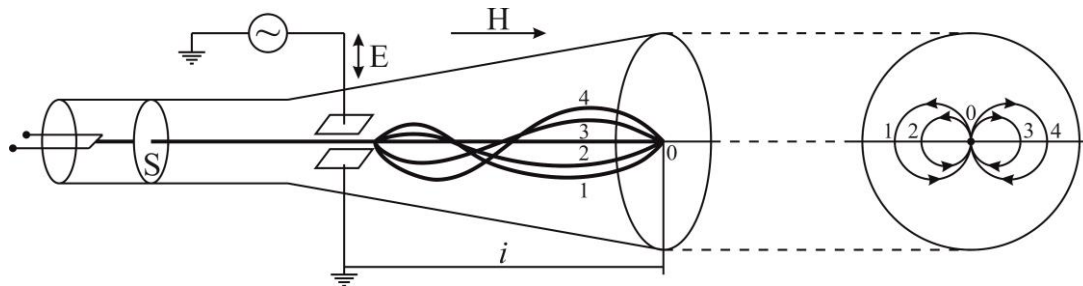


Рис.1. Траєкторія руху електронів в електронно-променевої трубки, що розміщена в повздовжньому магнітному полі.

Позначивши через H_ϕ і I_ϕ напруженість і струм в соленоїді, при яких настає фокусування, запишемо робочу формулу для визначення

$$\frac{e}{m} = 5 \cdot 10^9 \frac{U_a}{n^2 I_\phi^2 L^2} \quad (\text{в одиницях CGSM}). \quad (16)$$

Слід зазначити, що на рух електронів в трубці, взагалі кажучи, впливають зовнішні поля. Найбільший вплив на точність результату здійснює повздовжнє магнітне поле, яке додається з полем соленоїда. Справді, присутність зовнішнього повздовжнього поля не викликає розмиття фокусу, але змінює величину поля, необхідного для фокусування. Присутність зовнішніх магнітних полів простіше всього виявити за допомогою переплюсовки соленоїда. За відсутності зовнішнього поля значення H_ϕ при переплюсовці не має змінюватись, тобто H_ϕ^+ не має відрізнитись від H_ϕ^- . Зовнішнє поле може приводити до розбігу H_ϕ^+ і H_ϕ^- , однак легко

бачити, що величина $H_\phi = \frac{|H_\phi^+| + |H_\phi^-|}{2}$ від повздовжніх зовнішніх полів не залежить.

Аналогічний вираз можна записати і для струму соленоїда

$$I_\phi = \frac{|I_\phi^+| + |I_\phi^-|}{2}. \quad (17)$$

Саме цю величину слід підставляти в формулу (16) замість I_ϕ .

4. ОПИС ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЇ УСТАНОВКИ

Блок схема експериментальної установки для вимірювань по методу магнітного фокусування представлена на рис. 2. Основною частиною установки є електронний осцилограф, трубка якого вийнята і розміщена в соленоїді, що створює магнітне поле.

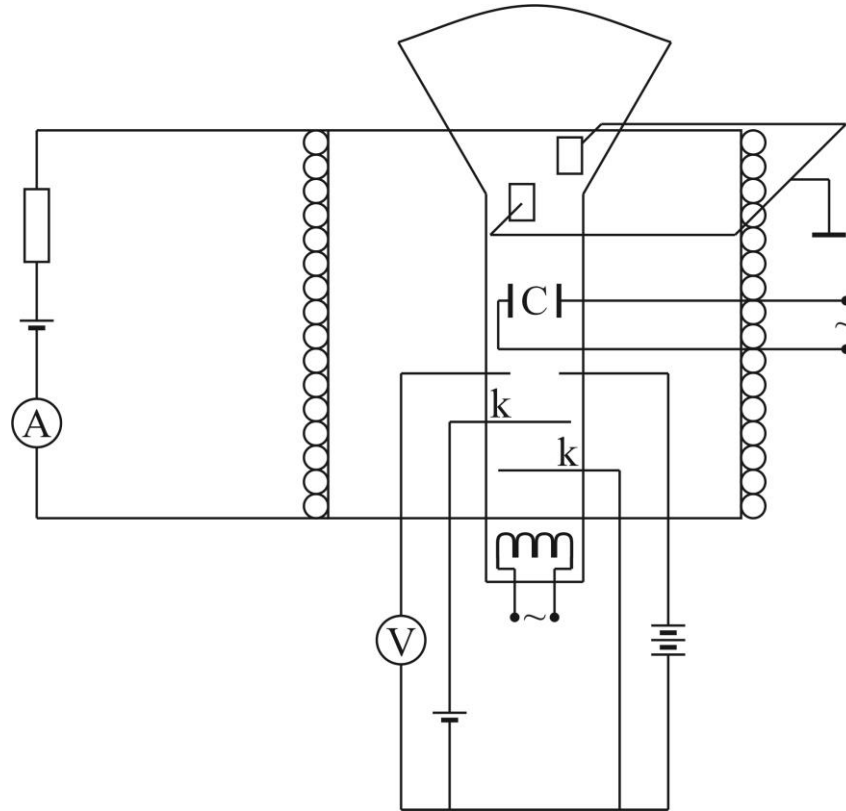


Рис. 2. Загальна схема для визначення питомого заряду електрона.

У роботі використовується електронно-променева трубка типу 8 ЛО-29и. Типова схема трубки наведена на рис. 3.

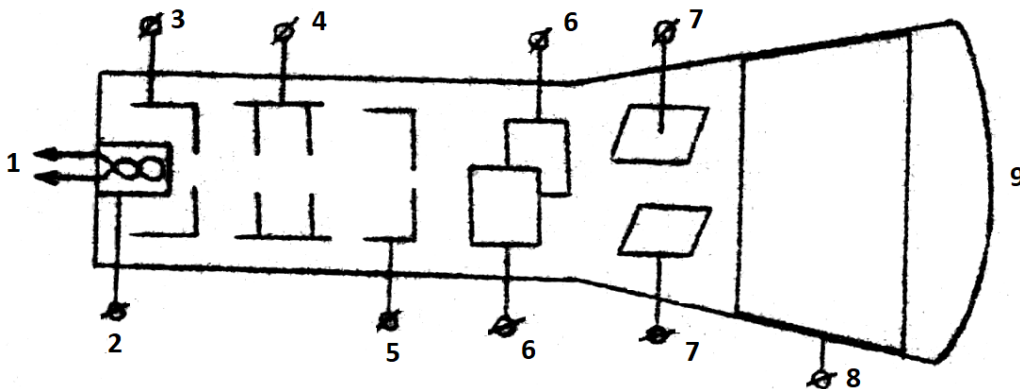


Рис. 3. Схема будови електронно-променевої трубки.

Трубка складається з відкаченої до високого вакууму скляної колби, всередині якої розміщуються:

- 1 – підігрівач катода;
- 2 – катод (джерело електронів);
- 3 – електрод керуючий яскравістю зображення (модулятор);
- 4 – фокусуючий анод (перший анод);
- 5 – прискорюючий анод (другий анод), від напруги якого залежить чутливість трубки до напруги на відхиляючих пластинах;
- 6 – горизонтально відхиляючі пластини;
- 7 – вертикально відхиляючі пластини;
- 8 – прискорювач (третій анод) являє собою провідний шар на боковій поверхні колби поблизу екрана;
- 9 – флюоресцюючий екран.

Підігрівач, катод, керуючий електрод і перші два анода утворюють так звану електронну пушку. Яскравість світної плями на екрані регулюється шляхом зміни від'ємного зміщення на керуючому електроді (модуляторі), напруга на якому визначає силу струму, що відбирається від катода. Керуючий електрод і система анодів утворюють фокусуючу систему. Напруга на відхиляючих пластинах і живлення підводиться до трубки багатожильним кабелем.

Магнітне поле в соленоїді створюється постійним струмом, сила якого регулюється змінним опором і вимірюється амперметром А. Блоком живлення в нашому випадку служить стабілізований випрямляч типу ВСА-5А. Число витків у соленоїді і крок його намотки відомі (200 вит/см).

5. МЕТОДИКА ПРОВЕДЕННЯ ДОСЛІДЖЕННЯ

- 1) Визначити константи соленоїда й електронно-променевої трубки n , L_x , L_y , U_a , які наводяться на корпусі макету.
- 2) Ввімкнути тумблер “Мережа” макета електронного осцилографа в отримати регулюванням потенціометрів ФОКУС, ЯСКРАВІСТЬ, УСТАНОВКА Х, УСТАНОВКА Y в середині екрана добре сфокусовану світну точку.

- 3) Ввімкнути тумблер горизонтальної розгортки ПЛАСТИНА X. Точка при цьому витягнеться в тонку лінію.
- 4) Ввімкнути ланцюг живлення соленоїда і збільшувати струм в ланцюгу, поки лінія знову не сфокусується в точку. Зафіксувати величину струму, при якому лінія сфокусується в точку, і записати в таблицю.
- 5) Продовжувати збільшувати силу струму, що проходить через соленоїд. Світна пляма перетвориться в лінію і знову сфокусується. Друге проходження через фокус відбувається в тому випадку, коли електрони на шляху до екрану описують два витка спіралі, третє проходження при трьох витках.
- 6) Змінити напрям струму в соленоїді і знову сфокусувати лінію в точку. Для цього переключити тумблер, який знаходиться збоку макета осцилографа, у друге положення (змінити полярність амперметра) і знову збільшувати струм в ланцюгу живлення соленоїда.
- 7) Подібні вимірювання повторити з ввімкненням вертикальної розгортки. Для цього вимкнути тумблер ГОРИЗОНТАЛЬНОЇ РОЗГОРТКИ і ввімкнути тумблер ВЕРТИКАЛЬНОЇ РОЗГОРТКИ. На ВХІД Y подати маленьку напругу від батарейки. Регулюванням потенціометра ПІДСИЛЕННЯ Y необхідно досягти того, щоб вертикальна світна лінія не виходила за межі екрану.
- 8) Збільшенням струму в ланцюгу соленоїда знову сфокусувати лінію в точку. Це саме повторити з іншим напрямком струму в ланцюгу соленоїда.
- 9) Результати вимірювань занести в таблицю.
- 10) Провести розрахунки питомого заряду електрона за формулою (16). Для розрахунку слід використати всі наявні експериментальні результати.
- 11) Розрахувати $\frac{e}{m_{cp}} \pm \frac{\Delta e}{\Delta m_{cp}}$ і порівняти отриманий результат з табличними значеннями. Оцінити похибку експерименту.

6. ЗАВДАННЯ НА САМОСТІЙНУ РОБОТУ

1. Рух заряджених частинок в електричних і магнітних полях. Рівняння руху.
2. Відхилення, фокусування і монохроматизація заряджених частинок в однорідних полях.
3. Характеристика експериментальних методів визначення питомого заряду електрона.
4. Вивести формулу для зміщення електрона при виході з пластин електронно-променевої трубки.
5. Вивести формулу для визначення питомого заряду електрона методом магнітного фокусування у випадку, коли електрони на шляху до екрана описують два витка спіралі, три витка спіралі тощо.

7. КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Будова і принцип роботи електронно-променевої трубки.
2. Як рухається електрон в електричному полі?
3. Як рухається електрон у магнітному полі:
а) $\vec{H} \parallel \vec{v}$; б) $\vec{H} \perp \vec{v}$; в) проміжкові кути?
4. Як змінюється енергія електрона при його русі в магнітному та електричному полях?
5. Як направлені електричні і магнітні поля та сили, які діють на електрон з боку цих полів у даній роботі?
6. Чому при подачі напруги на пластини X і Y пляма розтягується в лінію?
7. Чому для точного визначення $\frac{e}{m}$ потрібно проводити вимірювання при двох напрямках струму?

Лабораторна робота №2

ВИЗНАЧЕННЯ ВІДНОШЕННЯ m/e ДЛЯ ІОНІВ МАС-СПЕКТРОМЕТРИЧНИМ МЕТОДОМ

1. МЕТА І ЗАВДАННЯ РОБОТИ

Вивчити будову і принцип дії мас-спектрографа. Отримати спектр відношень m/e для іонів, утворених із залишкового газу в мас-спектрографі типу Демстера. Визначити відношення m_i/e_i всіх іонів. Використовуючи експериментальне значення величини e , оцінити маси m_i цих іонів. Ідентифікувати отримані m_i (встановити їх приналежність іонам атомів або молекул відповідних хімічних елементів).

2. НЕОБХІДНІ ПРИЛАДИ І ОБЛАДНАННЯ

Спеціальна установка – течієшукач гелієвий типу ПТИ-7 з системою відкачки і напуску газу.

3. ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ

Мас-спектрометрія являє собою іонно-оптичні методи визначення маси і відносного вмісту ізотопів у досліджуваних зразках речовин. Вона бере свій початок у класичних методах визначення питомого заряду електронів та іонів, заснованих на відхиленні носіїв заряду в електричному і магнітному полях. При розрахунку шляхів заряджених частинок у цих полях, з метою їх фокусування, використовується чудова аналогія між механікою та геометричною оптикою.

Перший мас-спектральний метод, так званий метод парабол, був запропонований Дж. Дж. Томсоном. Суть його полягає в наступному: паралельний пучок іонів, отриманих у розрядній трубці, піддавався дії поперечних електричних і магнітних полів, направлених паралельно або антипаралельно один до одного і перпендикулярно пучку іонів. З боку електричного поля \vec{E} на іон з зарядом e буде діяти сила $e\vec{E}$, а з боку магнітного поля буде діяти сила $\vec{F} = e[\vec{v}\vec{H}]$ (\vec{v} - швидкість руху

іона). Очевидно, що ці сили будуть направлені під кутом 90° один до одного. Можна показати, що відхилення іона маси m , викликане електричним полем, буде

$$x = \frac{e}{m\nu^2} B, \quad (1)$$

а, відповідно, для магнітного поля:

$$z = \frac{e}{m\nu} A. \quad (2)$$

Сталі A і B залежать від розмірів приладу і від напруженості відповідних полів. Якщо на шляху руху іонів поставити перпендикулярно осі Y фотопластинку, то всі іони однакової маси, що мають однакову швидкість, будуть попадати після проходження через обидва поля у якусь певну точку фотопластинки. Якщо пучок буде містити іони різних швидкостей, то сліди іонів на фотопластинці розташуються по деякій кривій, рівняння якої може бути знайдено, якщо з виразів (1) і (2)

виключити швидкість ν . Вийде $z^2 = \frac{A^2}{B} \frac{e}{m} x$ або, поклавши $\frac{A^2}{B} \frac{e}{m} = K$, маємо $z^2 = Kx$,

тобто крива являє собою відрізок параболи. Неважко побачити, що для частинок різної маси параболи будуть відрізнятися параметром K . Метод парабол Томсона дозволяє розрізняти іони, що відрізняються по масі на $1/60$ своєї величини. Істотним недоліком цього методу є його мала "світлосила". У ній, по суті, не використовувалося фокусуєча дія полів. Вузкість пучка досягала тут за допомогою дуже малих розмірів отвору джерела іонів, що і знижувало "світлосилу".

У наступних конструкціях було використане фокусування частинок за допомогою різних комбінацій електричних і магнітних полів.

У 1919 р. Астон створив прилад, що отримав назву мас-спектрографа, в якому, на відмінність від метода Томсона, магнітне поле направлене перпендикулярно електричному таким чином, щоб відхилення, викликане магнітним полем, було в тій самій площині, але протилежне відхиленню, викликаному електричним полем. При таких умовах магнітне поле в кінці кінців збере частинки, що володіють однаковими відношеннями $\frac{e}{m}$, але різними швидкостями, в загальному фокусі на фотопластинці.

Мас-спектрографи, які використовуються для реєстрації іонних пучків

фотопластинки, дозволяють виконувати визначення атомних мас з великим ступенем точності (до 5-6 десяткових знаків). Користуючись методами фотографічної фотометрії, можна по величині почорніння виконувати також порівняння процентного вмісту мас ізотопів, однак, ці методи не дають точних результатів.

Більш точніше і швидше можна проводити таке визначення, використовуючи електричну реєстрацію – зміну заряду, що переноситься іонами певної маси, або зміну сили іонного струму. Такі пристрої називаються мас-спектрометрами. Мас-спектрометри дозволяють визначати і атомні маси, але з меншим ступенем точності, ніж мас-спектрографи. Перший мас-спектрометр був розроблений у 1918 р. Демстером. Розглянемо більш детально його будову і роботу, оскільки досліджуваний у даній роботі пристрій подібний основними рисами до мас-спектрометра Демстера. На відміну від мас-спектрографа Астона, в якому використовувалось фокусування частинок однакової маси, що летять з різними швидкостями (фокусування швидкостей), у Демстера використовувалося фокусування розбіжних іонних пучків (фокусування напрямків), при проходженні останніх у поперечному магнітному полі, на відстані π радіан.

Покажемо, що слабо розбіжний пучок іонів з певним значенням $\frac{e}{m}$ фокусується, описавши півколо в однорідному поперечному магнітному полі. Нехай джерело частинок міститься в точці S (рис. 1), і нехай всі частинки характеризуються одною і тією ж величиною $\frac{mv}{e}$. Частинка, що вилітає вертикально вгору, опише півколо. Визначимо його діаметр із наступних міркувань: при русі в однорідному магнітному полі H на частинку діє сила Лоренца, що є в даному випадку доцентровою силою $\frac{mv^2}{R}$. Таким чином, отримуємо:

$$evH = \frac{mv^2}{R}. \quad (3)$$

Звідки:

$$2R = 2 \frac{mv}{eH} = SA. \quad (4)$$

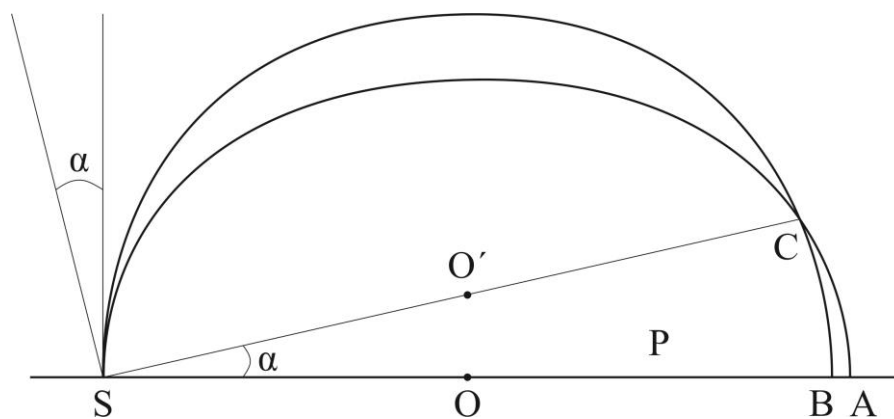
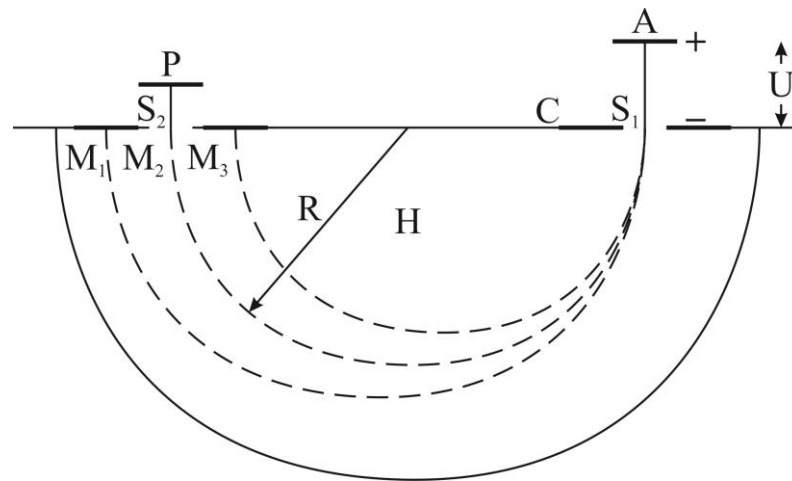


Рис. 1. Фокусування заряджених частинок поперечним однорідним магнітним полем.

Будь-яка інша частинка, що вилітає під кутом α до першої, опише дугу кола того ж радіуса, яке перетне пряму в точці B . Легко бачити що $AB \cong 2R(1 - \cos\alpha)$. Якщо кут α малий, то можна скористуватись розкладом в ряд $\cos\alpha = 1 - \frac{\alpha^2}{2} + \dots$ і взяти тільки перші два члена, тоді $AB \cong R\alpha^2$. Наприклад, якщо $R=4$ см, $\alpha=3^\circ \approx 0,05$ рад., то $AB \approx 10^{-2}$ см. Очевидно, що всі частинки, напрямки яких при вильоті з S лежать в межах кута α , описавши відповідну дугу, перетнуть SA між A і B . Тому, якщо джерелом буде щілина S , через яку проходять частинки, то AB буде «зображенням» цієї щілини у вигляді вузької лінії. Поперечне однорідне поле діє таким же чином, як циліндрична лінза.

На рис. 2 представлена принципова схема мас-спектрометра Демстера. Усі іони від джерела A одержують однакову енергію під дією різниці потенціалів U , прикладених між A і C . Через щілину розбіжний пучок іонів попадає в область, де діє поперечне однорідне магнітне поле \vec{H} . Іони, що володіють різними $\frac{e}{m}$ фокусуються, як показано на рис. 2, у різних місцях. Якщо, як це має місце в даному випадку, енергія іонів одна й та ж, то між радіусом кривизни, що визначається положенням фокуса, і відношенням $\frac{e}{m}$ легко встановити просту залежність. Справді, при дії на іон прискорюючого потенціалу енергія, що отримується, рівна:

$$\frac{mv^2}{2} = eU. \quad (5)$$

Рис. 2. Схема мас-спектрометра з фокусуванням на π радіан.

Одночасно справедливим є вираз для радіуса кривизни траєкторії:

$$R = \frac{mv}{eH}. \quad (6)$$

Звідки отримуємо:

$$\frac{m}{e} = \frac{H^2 R^2}{2U} \quad \text{або} \quad R^2 = \frac{2}{H^2} \frac{m}{e} U. \quad (6a)$$

Більш зручно формулу (6a) записати в такому вигляді:

$$R = \frac{1,44}{H} \sqrt{MU}, \quad (7)$$

де: R – радіус траєкторії частинок у см;

H – напруженість магнітного поля в ерстедах;

$M = \frac{m}{e}$ – в атомних одиницях маси;

U – прискорююча різниця потенціалів у вольтах.

Підбираючи величину прискорюючого потенціалу так, щоб при заданому $\frac{m}{e}$ радіус кривизни R набував певного значення, наприклад 4 см як на рис. 2, можна випустити через вихідну щілину S_2 іони довільної маси. Потенціал, до якого заряджається при цьому колектор P (або сила струму іонів через цей колектор), служить мірою кількості іонів даної маси. Мас-спектрометричні методи знайшли застосування не тільки для визначення мас ізопоів та дослідження їх

розповсюдженості, але й для розв'язання численних інших проблем. Вкажемо лише на деякі застосування цих методів: розділ ізотопів у кількостях, достатніх для різноманітних експериментальних цілей; визначення продуктів поділу ядер; визначення ймовірності захоплення нейтронів; точний мікроаналіз газів (невеликих кількостей газів); також для розв'язання цілого ряду хімічних проблем, і нарешті, для знаходження течій у складних вакуумних системах за допомогою "гелієвого течієшукача" (метод гелієвих проб).

По мірі розвитку мас-спектрометрії конструкція мас-спектрометрів багато разів піддавалася вдосконаленням і видозмінам у залежності від задачі дослідження і для підвищення точності. Однак, в усіх випадках залишалась принципова скелетна схема пристрою (рис. 3), що складається з іонного джерела, в якому відбувається іонізація і формування іонного пучка в вакуумі (пришвидження іонів до деякої визначеної швидкості, фільтрація іонів по швидкостям і т.д.); аналізатора, що служить для розкладу іонного пучка на компоненти по масам (точніше по $\frac{m}{e}$); реєструючого пристрою, що служить для фіксації і вимірювання кожної компоненти іонного пучка.

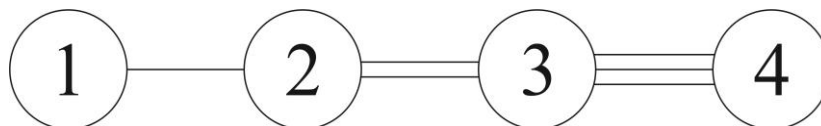


Рис. 3. Загальна схема конструкції мас-спектрометра:

1. досліджуваний зразок; 2. іонне джерело.
3. аналізуючий прилад; 4. реєструючий прилад.

Вище було вказано, що основним елементом пристрою, визначаючим тип і можливості пристрою, є аналізатор. Найстаріший і широко застосовуваний у сучасних конструкціях мас-спектрометрів тип аналізатора був використаний у першому мас-спектрометрі. Цей аналізатор використаний у мас-спектрометрах гелієвих течієшукачів, що виробляються нашою промисловістю, один з яких вивчається в даній роботі.

Метод течієпошуку за допомогою мас-спектрометра полягає в наступному. Камера мас-спектрометра з'єднується за допомогою спеціального відводу з досліджуваною системою, з якою попередньо викачане повітря. Досліджувана система обвивається тонким струменем гелію. При наявності в системі течії, коли струмінь гелію попадає в те місце, де є течія, атоми гелію проникають в камеру мас-спектрометра, магнітне поле і прискорююча напруга в якому підібрані таким чином, щоб на реєструючий пристрій попадали тільки іони гелію. З реєструючим пристроєм зв'язаний вихідний стрілочний прилад, і найчастіше, світловий або звуковий пристрій. У даній роботі робота мас-спектрометра досліджується за допомогою гелієвого течієшукача ПТИ-7, що виробляється нашою промисловістю.

5. ОПИС ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЇ УСТАНОВКИ

Камера мас-спектрометра. Будова камери мас-спектрометра показана на рис.4. Камера мас-спектрометра складається з корпусу із неіржавіючої сталі, всередині якого містяться: катод, діафрагми і колектор іонів, а також магнітно-іонізаційний манометр, лампа 6ЖП і високоомний опір електричного підсилювача.

Камера розміщується між полюсами постійного магніту, що створює магнітне поле напруженістю $H=1450$ ерстед.

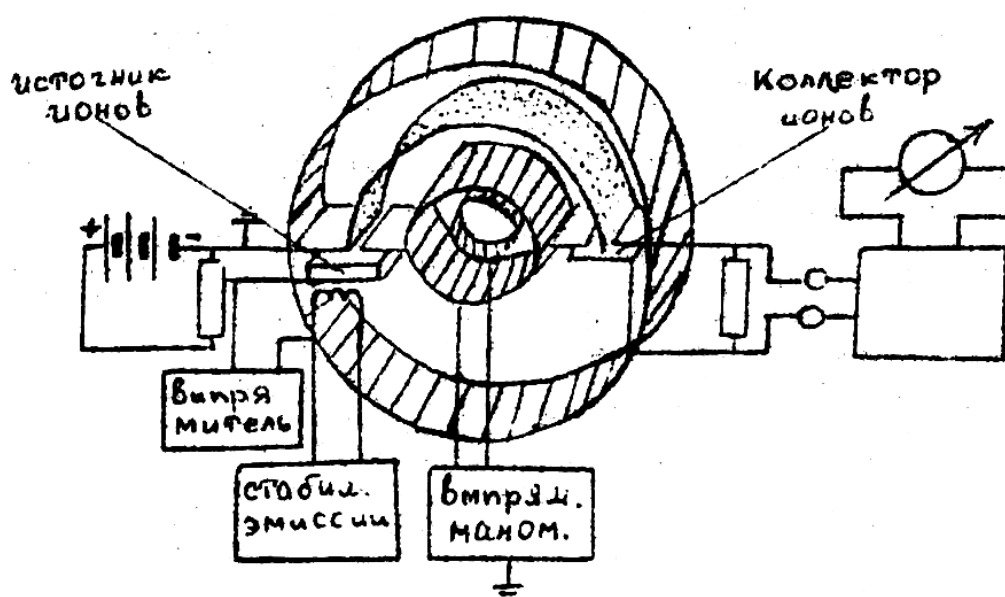


Рис. 4. Будова камери мас-спектрометра.

У камері над коробкою іонізатора закріплений катод, що розжарюється електричним струмом. Катод являє собою вольфрамову нитку довжиною 20 мм, струм розжарення біля 4 А при напрузі 1,5 В. Робочий струм емісії 1 мА, а при максимальній чутливості 5 А. Строк служби катода при струмі 5 А складає 100 годин. Катод, що згорів, легко замінити.

Потік електронів, прискорених напругою 200 В, фокусується повздовжнім магнітним полем і попадає в коробку іонізатора. Коробка іонізатора має два прямокутних отвори. Через верхній отвір у коробку потрапляють електрони, які емітує катод, через боковий – виходять іони, утворені при зіткненнях електронів з молекулами досліджуваного газу.

Іони вилітають з коробки іонізатора і прискорюються електричним полем, прикладеним між іонізатором і вхідною діафрагмою. Величина прискорюючої напруги U регулюється в межах 0 – 260 В. Діафрагма з'єднана з корпусом камери так, що мінус прискорюючої напруги поданий на корпус, а плюс – на коробку іонізатора.

Прискорені іони, що попадають в камеру через щілину вхідної діафрагми, відхиляються магнітним полем і летять по круговим траєкторіям. Якщо електричне поле і магнітне поле сталі, то іони з різною масою летять по траєкторіям з різними радіусами, причому пройти через щілини ряду діафрагм і потрапити на колектор (збираючий електрод) можуть тільки іони, що рухаються по траєкторіям з радіусом $R=4$ см.

Маса m , що відповідає кожному з іонів, що попадають на колектор при даних значеннях U , H , і R , може бути визначена із співвідношення (7), якщо відомий заряд іона e . Значення U , що входить в (6), відповідає, очевидно, максимальному значенню іонного струму для іонів з даною величиною відношення $\frac{m}{e}$.

Вакуумна система. Відкачка камери мас-спектрометра здійснюється за допомогою масляного дифузного насоса типу НВО-40 з повітряним охолодженням, що здійснюється вентилятором. Швидкість відкачки насоса НВО-40 становить 40

літрів у секунду. Попереднє розрідження здійснюється за допомогою ротаційного форвакуумного насосу типу ВН-0,8 г.

Приєднання до балону з досліджуваним газом здійснюється через дроселюючий вентиль (кран) Ду-32, який дозволяє регулювати потік газу, що йде в камеру спектрометра. На шляху відкачки між дифузійним насосом і камерою мас-спектрометра встановлена пастка, охолоджувана рідким азотом. Пастка перешкоджає проникненню в камеру парів масла з дифузійного насосу.

Робочий тиск в камері мас-спектрометра підтримується за допомогою вентиля Ду-32 на рівні $4 \cdot 10^{-5}$ Тор (10 поділок по шкалі пристрою “Вакуум”).

Магнітно-іонізаційний манометр. Для контролю вакууму застосований магнітний розрядний манометр, в якому використовується залежність розрядного струму від тиску в розрідженому газі при високій напрузі, прикладеної до холодних електродів. Однак, за відсутності магнітного поля, при тиску 10^{-3} мм. рт. ст. довжина вільного пробігу іонів визначається вже тільки розмірами камери манометра, і розрядний струм не залежить від тиску.

При накладанні повздовжнього магнітного поля іони рухаються по спіральних траєкторіях, що збільшує ймовірність їх співударень з нейтральними молекулами газу і, відповідно, розширює межі застосування манометра (до 10^{-5} Тор). При вимірі тисків нижче 10^{-5} Тор для збільшення іонізації газу конструюють манометри з розжарюваним катодом.

Магнітні розрядні манометри надзвичайно прості за будовою, не вимагають складних вимірювальних систем і тому останнім часом знайшли широке застосування.

У мас-спектрометрі гелієвого течієшукача магнітний манометр розбірний, негерметичний і переміщується в камері мас-спектрометра. Це полегшує роботу з ним, оскільки від вимагає періодичного очищення (через кожні 100 годин роботи) від обвуглілих залишків масла, що осідають на його поверхні. На забруднення манометра вказують тремтіння і різкі коливання стрілки пристрою “Вакуумметр магнітний”. Напруга, прикладена до манометра, рівна 1250 В. Блок-схема течієшукача ПТИ-7 показана на рис. 5.

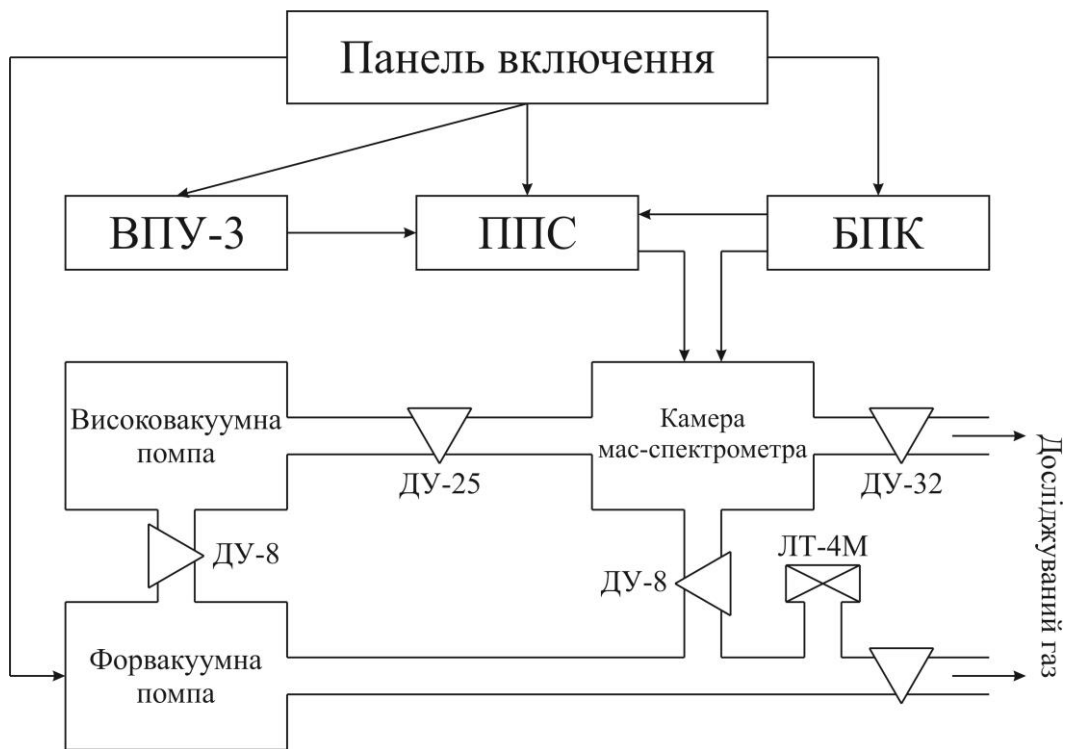


Рис. 5. Блок-схема течіешукача ПТИ-7.

6. МЕТОДИКА ПРОВЕДЕННЯ ДОСЛІДЖЕНЬ

- 1) Ввімкнути мас-спектрометр. Для цього перед ввімкненням необхідно:
 - а) всі перемикачі поставити в положення “вимкнено”;
 - б) ручку “шкала пристрою” на ВПУ-3 поставити в положення “вимкнено”;
 - в) ручку “регулятор гучності” повернути до відмови ліворуч.
- 2) Ввімкнути перемикач “Мережа” на панелі ввімкнення течіешукача. При цьому мають почати працювати вентилятор пароструминного насосу і вентилятор блоків.
- 3) Ввімкнути тумблер “УПТ” на панелі ввімкнення. Перемикач шкал ВПУ-3 має знаходитись у положенні “Вимкнено”.
- 4) Ввімкнути вимикач “Механічний насос”. При цьому має запрацювати механічний насос.
- 5) Ввімкнути тумблер “Термовакуумметр” на щитку керування на передній стінці течіешукача. Поставити тумблер “Вимірювання – струм підігрівача” в положення “Струм підігрівача”. Встановити струм підігрівача термопарного манометра по

пристрою “Вакуумметр термопарний” у відповідності із значенням, вказаним на манометрі ЛТ-4М (приблизно 110-120 мА).

- б) Переконатися в нормальній роботі механічного насоса. Для цього тумблер “Вимірювання – струм підігрівача” поставити в положення вимірювання. Через 5-10 хвилин роботи механічного насоса тиск за пристроєм “Вакуумметр термопарний” має бути не гірший від $5 \cdot 10^{-2}$ мм. рт. ст.
- 7) Відкрити вентиль “Пароструминний насос” на щитку вакуумних вентилів з лівої сторони течієшукача і вентиль ДУ-8 “Камера”.
- 8) Після досягнення в системі тиску $8 \cdot 5 \cdot 10^{-2}$ мм. рт. ст. ввімкнути нагрівач пароструминного насосу тумблером “Пароструминний насос” на панелі ввімкнення. Встановити напругу нагрівача насоса 220 В. Для цього, натиснувши вниз рукоятку тумблера “Напруга нагрівача” на панелі ввімкнення і утримуючи її в цьому положенні, встановити за допомогою автотрансформатора (виведеного на щиток вакуумних вентилів) потрібну напругу по середньому приладу на панелі ввімкнення. При цьому має горіти червона сигнальна лампочка над тумблером “Пароструминний насос”. Через 30-35 хвилин закрити вентиль ДУ-8 “Камера” і відкрити вентиль ДУ-25, що відділяє камеру від пастки. Маховик вентиля ДУ-25 розташований під верхньою відкидною кришкою течієшукача.
- 9) Через 3-5 хвилин ввімкнути тумблер “Вакуум. магніт” на щитку керування, попередньо поставивши тумблер, тим же гравіюванням на панелі керування в положення “2500”.

Стрілка приладу магнітного вакуумметра має рухатися вліво, що свідчить про роботу пароструминного насоса.

- 10) Після досягнення в вакуумній системі тиску, що відповідає показу приладу магнітного вакуумметра не більше 100-150 мкА (на шкалі 500 мкА), ввімкнути катод іонного джерела. Для цього слід:
 - а) включити на панелі керування “Стабілізатор емісії”. При цьому має загорітися неонова сигнальна лампа;
 - б) поставити перемикач “ПТИ-МС” в положення “МС”;

- в) поставити тумблер “Прискорююча напруга – струм емісії” на щитку керування в положення “Струм емісії”;
- г) через 2-3 хвилини натиснути і відпустити кнопку “Пуск” на щитку керування;
- д) ввімкнути тумблер “Катод” на ВПУ-3, при цьому має загорітися зелена сигнальна лампочка “Катод увімкнений”. Прилад “Прискорююча напруга – Струм емісії” має показувати 1-2 мА.

У випадку, якщо прилад “Струм емісії” не показує наявності струму, а зелена сигнальна лампочка горить, слід другий раз натиснути кнопку “Пуск”. Якщо струму нема і горить червона сигнальна лампочка “Згорів катод”, то це означає, що катод згорів або має місце обрив в ланцюгу катода (наприклад, знятий роз’їм живлення з камери).

- 11) При нормальній роботі катода тумблер “Прискорююча напруга – Струм емісії” встановити в положення “Прискорююча напруга” по приладу на панелі ввімкнення. Прискорююча напруга має бути в межах від 0 до 260 В.
- 12) Залити, при необхідності, в пастку рідкий азот.
- 13) Встановити нуль підсилювача постійного струму, для чого:
 - а) ввімкнути тумблер “Катод” на ВПУ-3;
 - б) перемикаючи шкали приладу в сторону найбільшої чутливості, встановити нуль на кожній шкалі приладу за допомогою ручки “Установка нуля плавно”;
 - в) ввімкнути тумблер “Катод” на ВПУ-3.
- 14) Після встановлення в камері робочого тиску $4 \cdot 10^{-5}$ Тор (100 поділок по шкалі приладу “Вакуумметр магнітний”) приступити до вимірювань;
 - а) обертанням ручок потенціометрів “Прискорююча напруга”, “Грубо” і “Тонко” змінити прискорюючу напругу U від 0 до 260В з кроком 2,5В (за приладом на передній шкалі);
 - б) зняти залежність показів приладу ВПУ-3 від величини при положенні ручки “Шкала приладу” на ВПУ-3 на шкалі 30В;
 - в) проробити те саме, що і в п.14 б) при положенні ручки “Шкала приладу” на 10В і 3В. При зашкаленні стрілки ВПУ-3 праворуч, необхідно перейти на

більш грубу межу шкали, а потім по мірі зменшення показів з зміною U , повернутися на початкову межу;

г) встановити тиск $\sim 1 \cdot 10^{-4}$ Тор (200 поділок по шкалі 500 приладу “Вакуумметр магнітний”) і проробити те саме, що й в п.14 б) і п.14 в);

д) побудувати отримані залежності. Визначити положення максимумів.

Обчислити значення $\frac{m}{e}$ вважаючи, що $H=1450$ Ерстед, $R=4$ см (формула ба).

е) Визначити, які іони мають відповідати отриманим максимумам.

Порядок вимкнення установки

1. Ввімкнути катод перемикачем “Емісія”. Виключити тумблер “Магнітний вакуумметр”.
2. Закрити вентиль ДУ-25, що відокремлює камеру від пастки.
3. Видалити з пастки азот (у випадку роботи з рідким азотом).
4. Вимкнути тумблери “Стабілізатор емісії”, “УПТ”, “Парострумний насос”
5. Через 30 хвилин закрити вентиль “Парострумний насос” і виключити тумблер “Термовакуумметр”. Вимикачі “Механічний насос” і “Мережа” поставити у положення “Вимкнено”.
6. Відкрити вентиль “Атмосфера” і знову закрити його. В такому положенні прилад може бути залишений до наступного ввімкнення.

Увага! Навіть при вимкнутій установці до окремих її частин може бути подана висока напруга від конденсатора великої ємності. Забороняється доторкатися до частин установки, що містяться всередині корпусу мас-спектрометра.

7. ЗАВДАННЯ НА САМОСТІЙНУ РОБОТУ

1. Рух зарядженої частинки в електричному і магнітному полях.
2. Визначення істинних мас атомів. Метод парабол.
3. Отримати формули (1)-(4), що визначають рух іонів у поперечних електричних і магнітних полях.
4. Типи мас-спектрографів і мас-спектрометрів.

8. КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Як рухаються електрони в поперечних електричному і магнітних полях?
2. У чому полягає сутність методу парабол?
3. Яка принципова схема будови мас-спектрометра?
4. Які типи мас-спектрометрів знаєте? Для чого вони використовуються?
5. Як влаштований мас-спектрометр, що використовується у даній роботі?
6. У чому полягає суть методу течієпошуку?
7. Як іони можуть утворюватися в камері мас-спектрометра?
8. Який хімічний склад залишкового газу (повітря)?
9. Які додаткові нейтральні компоненти (крім повітря) можуть бути присутні в установці?

Лабораторна робота №3

ВИЗНАЧЕННЯ ПОСТІЙНОЇ ПЛАНКА

1. МЕТА І ЗАВДАННЯ РОБОТИ

Шляхом експериментальної перевірки рівняння Ейнштейна для фотоефекта переконатися в наявності у фотонів корпускулярних властивостей. Дати опис явища фотоефекта з точки зору квантової теорії. Визначити чисельне значення постійної Планка – важливої константи квантової фізики.

2. НЕОБХІДНІ ПРИЛАДИ І ОБЛАДНАННЯ

Призмовий монохроматор, фотоелемент, підсилювач постійного струму, електрична лампа розжарювання, блок живлення фотоелемента, пристрій для регулювання потенціалу на фотоелементі.

3. ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ

Вибивання електронів з фотокатода, що освітлюється світлом, називається фотоелектричним ефектом. Це явище добре пояснюється фотонною (корпускулярною) теорією світла. Світло взаємодіє з речовиною фотокатода як частинка-фотон, володіючи енергією $h\nu$ й імпульсом $\frac{h\nu}{c}$ (h – постійна Планка, ν – частота світла, c – швидкість світла). При зіткненні фотона з електроном фотокатода енергія фотона повністю передається електрону і фотон припиняє своє існування. Енергетичний баланс цієї взаємодії для вилітаючих електронів описується рівнянням Ейнштейна

$$h\nu = E_{\max} + P, \quad (1)$$

де $E_{\max} = \frac{m\nu^2}{2}$ – максимальна кінетична енергія електрона після виходу із фотокатода;

P – робота виходу електрона із катода. Таким чином, між частотою падаючого на фотокатод світла й енергією вибитих електронів існує лінійна залежність.

При вимірювання енергії фотоелектронів поблизу фотокатода звичайно розташовується інший електрод (анод), на який подаються прискорюючий ($V > 0$) та затримуючий ($V < 0$) потенціал. При достатньо великих прискорюючих напругах фотопотік досягне насичення: всі випущені електрони попадуть на анод. При затримуючих потенціалах на анод попадають лише ті електрони, які подолають гальмівне поле, іншими словами, ті електрони, кінетична енергія яких задовольняє умові

$$\frac{mv^2}{2} = eV. \quad (2)$$

У той же час електрони, що рухаються повільно, завертаються полем і повертаються на анод. При деякому значенні $V = -V_3$ (потенціал запирання) навіть найшвидші електрони не зможуть досягти анода.

Максимальна кінетична енергія E_{\max} електронів пов'язана із запиірним потенціалом V_3 співвідношенням

$$E_{\max} = eV_3. \quad (3)$$

Підставляючи це співвідношення у рівність (1), отримуємо

$$eV_3 = hv - P. \quad (4)$$

Співвідношення (3) і (4) можуть служити для визначення максимальної кінетичної енергії електронів і постійної Планка. Все зводиться до вимірювання величини запирного потенціалу V_3 . Точне вимірювання цього потенціалу нашоувхується на ряд труднощів. Якщо поступово збільшувати запирний потенціал, то кількість попадаючих на анод електронів, тобто величина фотоструму I_a , буде змінюватись так, як це показано на рис. 1.

Крива $I_a = f(V)$ наближується до осі абсцис асимптотично. Значення запирного потенціалу при цьому стає дещо невизначеним. Форма кривої залежить і від товщини фотошару, від форми електродів і від умов освітлення фотокатода. Крім цього при малих значеннях фотоструму, тобто при значеннях гальмівного потенціалу, близьких до V_3 , вагому роль починають відігравати різноманітні паразитні фактори (автоемісія, фотоемісія з анода, іонізація залишкового газу в балоні фотоелемента тощо), що спотворюють хід кривої.

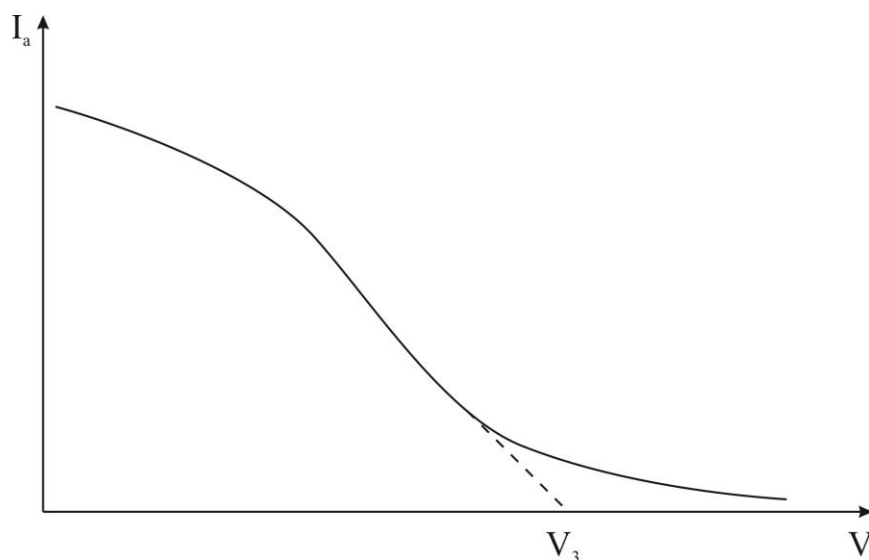


Рис. 1. Визначення екстрапольованого значення запірного потенціалу.

Значення гальмівного потенціалу, при якому фотострум припиняється, знаходять шляхом екстраполяції кривої $I_a(V)$ до перетину її з віссю абсцис, як показано на рис. 1. Знайдене таким чином значення запірного потенціалу V_3 , коли фотострум ще достатньо великий і паразитні явища не відіграють визначаючої ролі, достатньо точно характеризує кінетичну енергію фотоелектронів у рівнянні Ейнштейна.

Розглянемо тепер, чим визначається максимальна енергії електронів E_{\max} . Електрони в твердих тілах (у кристалах) володіють різними енергіями, розташовуючись по рівнях дозволених енергетичних зон. Вони заповнюють ці зони, починаючи з нижньої. Згідно принципу Паулі в кожній зоні може знаходитись не більше електронів, ніж там є вільних рівнів. Тому електрони заповнюють декілька зон. Остання до кінця заповнена енергетична зона називається валентною зоною, і наступна за нею дозволена зона називається зоною провідності.

Зона провідності практично порожня у ізоляторів, слабо заповнена у напівпровідників і помітно – але не до кінця – заселена електронами у металів. Саме на цих електронах, що називаються електронами провідності, і відбувається фотоэффект у металах. Відрахована від дна зони енергія електронів у зоні провідності рівна кінетичній енергії їх поступального руху.

При низькій температурі електрони займають в цій зоні всі рівні упритул до декотрого. Енергія цього рівня називається енергією Фермі E_F . Для металів $E_F \approx 4-6$ еВ. При відмінній від нуля температурі межа між вільними і зайнятими рівнями визначена нечітко. Теплове “розмиття” по порядку величини рівне $2kT$, що при кімнатній температурі відповідає $\approx 0,05$ еВ, тобто складає всього 1% від енергії Фермі і декілька відсотків від енергії фотонів видимого світла.

Тепер ми можемо ясніше зрозуміти значення величин, що входять у рівняння (4). Роботою виходу P електрона з металу називається енергія, необхідна для того, щоб видалити із кристала електрон, що має енергію, рівну енергії Фермі, і що рухається у напрямку до поверхні. Якщо енергія фотона виявляється більше P , то надлишок енергії залишається у вилітаючого електрона. Ця енергія позначена через E_{\max} і представляє собою максимально можливу енергію вилітаючого електрона. Усі інші електрони, що їх вибиває світло з кристала, мають меншу енергію, тому що рівень, з якого вони вибиті, лежить глибше, або тому, що вони рухались не в той бік.

У даній роботі вивчається залежність фотоструму від величин затримуючого потенціалу для різних частот світла ν , що лежать у видимій частині спектра. Для експериментальної перевірки рівняння Ейнштейна визначаються потенціали запирання V_3 при різних частотах світла і будується залежність $V_3=f(\nu)$, яка, як це випливає з (4), має мати вигляд

$$V_3(\nu) = \frac{h\nu - P}{e}. \quad (5)$$

Потенціал запирання V_3 для будь-якого визначеного катода лінійно залежить від частоти світла ν . По нахилу прямої на графіку $V_3=f(\nu)$ (див. рис. 2) можна визначити постійну Планка. Дійсно, продиференціювавши вираз (5), отримаємо

$$\operatorname{tg}\alpha = \frac{dV_3}{d\nu} = \frac{h}{e}. \quad (6)$$

Як показує формула (6), кут нахилу прямої $V_3(\nu)$ не залежить від роду речовини, з якого виготовлений фотокатод, тобто не залежить від роботи виходу P .

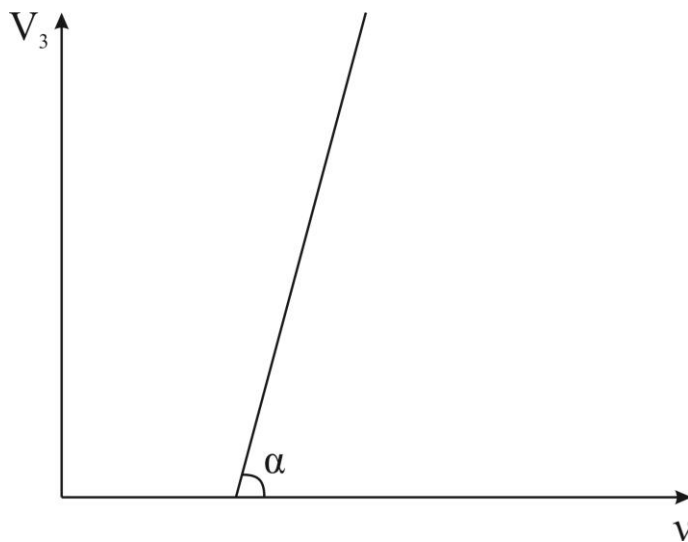


Рис. 2. Залежність запірного потенціалу від частоти світла.

4. ОПИС ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЇ УСТАНОВКИ

Блок-схема експериментальної установки приведена на рис. 3. Світло від джерела S (звичайна електрична лампа розжарювання) за допомогою конденсатора (лінзи) фокусується на вхідну щілину призмового монохроматора типу МС, що виділяє вузький спектральний інтервал, і попадає на фотокатод фотоелектричного помножувача ФЕУ-2. У фотоелектронних помножувачах фотоелемент поєднується з системою помноження кількості електронів (системою динодів), дія якої базується на процесі вторинної електронної емісії.

Довжина хвилі світла, падаючого на ФЕУ-2, змінюється шляхом повороту призми монохроматора за допомогою барабана, проградуєваного у відносних одиницях. Живлення фотопомножувача та електричної лампи розжарювання здійснюється за допомогою універсального джерела живлення типа УИП-1.

Гальмуючий потенціал регулюється з допомогою потенціометра П. При потенціалах V , близьких до $-V_3$, виникаючий у фотоелементі струм дуже малий і не може бути вимірний безпосередньо. Для його вимірювання використовується підсилювач постійного струму типу У1-6. Абсолютне значення величини фотоструму нам не потрібне. Тому струм можна виміряти у відносних одиницях по шкалі вольтметра, підключеного до підсилювача. Ці покази пропорційні величині вимірюваного струму. Електрична схема живлення установки вимірювання фотоструму наведена на рис. 4.

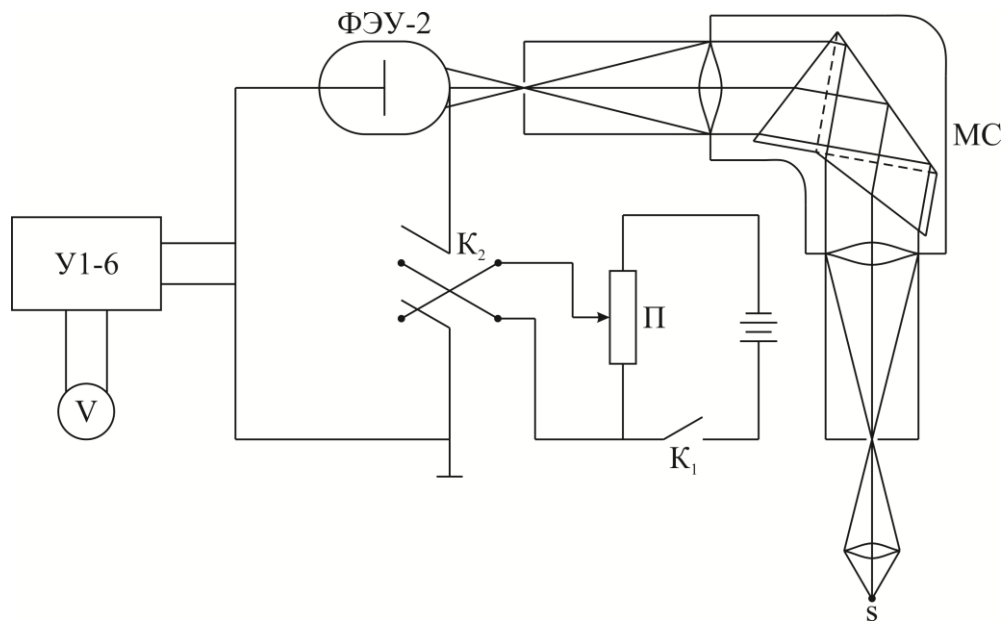


Рис. 3. Блок-схема експериментальної установки.

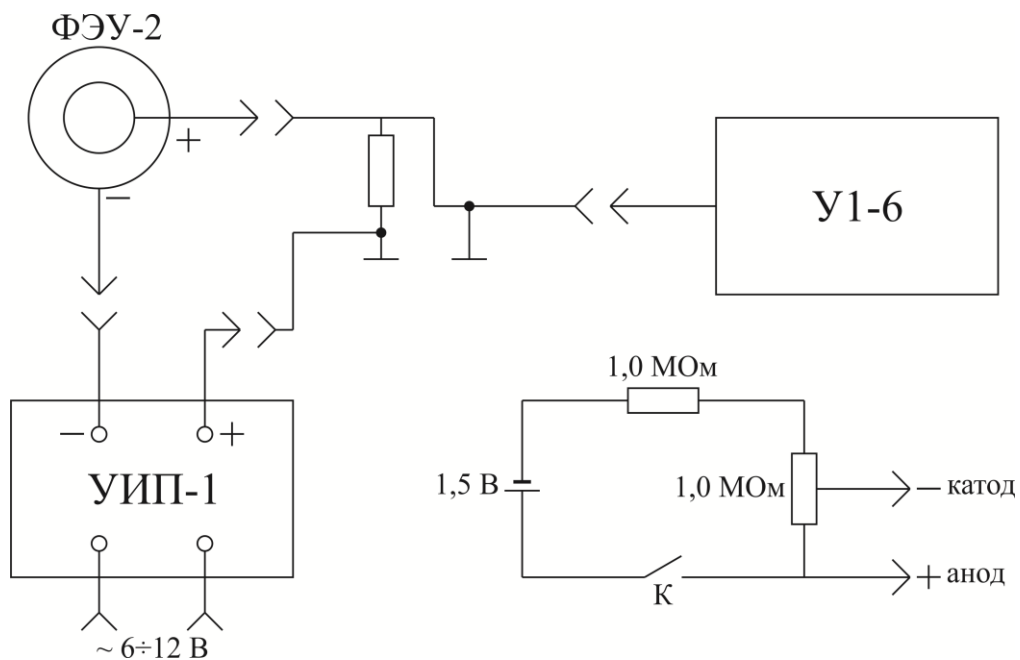


Рис. 4. Електрична схема живлення установки для вимірювання фотоструму.

5. МЕТОДИКА ПРОВЕДЕННЯ ДОСЛІДЖЕНЬ

- 1) Ознайомитись з технічними характеристиками універсального джерела живлення УИП-1, підсилювача постійного струму У1-6 і ввімкнути їх згідно інструкцій. Дати їм прогрітися 10-15 хв.
- 2) Ввімкнути лампочку освітлювача у гніздо змінної напруги УИП-1, яка відповідає номінальній напрузі лампочки (~6В або ~12В). За допомогою

конденсорної лінзи досягти яскравого та рівномірного освітлення вхідної щілини монохроматора.

- 3) Встановити за допомогою барабана монохроматора довжину хвилі монохроматичного світла на вихідній щілині, яка відповідає синьому або зеленому світлу. Ширини вхідної та вихідної щілини монохроматора мають бути біля 0,3 мм. Залежність довжини хвилі від показань барабана подається на окремому графіку. Крім того, монохроматор має бути проградуйований по спектру ртутної лінії.
- 4) Подати на фотоелемент пряму напругу (плюс на аноді) від УИП-1 і дослідити залежність величини фотоструму (вихідного сигналу підсилювача) від величини напруги даного фотоелемента (як правило не більше 300 В). Фотострум виміряти при 8-10 значеннях напруги. Побудувати графічну залежність $I_a(V)$ і пояснити її.
- 5) Дослідити залежність величини фотоструму від довжини хвилі (8-10 точок) при постійній прямій напрузі на фотоелементі (200-300 В). Побудувати графічну залежність $I_a(\lambda)$ і пояснити її.
- 6) Подати на фотоелемент зворотню напругу (мінус на аноді) від батарейки й, узявши 5-6 значень довжини хвилі, дослідити залежність фотоструму від затримуючого потенціалу. Для кожної з довжин хвиль побудувати залежність $I_a(V)$ і визначити в кожному випадку $I_a(V)$. Особливо акуратно слід проводити виміри поблизу потенціалу запирання, відраховуючи показання підсилювача від положення стрілки при закритому вході монохроматора. Потенціалом запирання V_z слід приймати значення V , при якому величина фотоструму перетворюється в нуль у межах точності вимірювань.
- 7) По отриманим значенням V_z побудувати графік залежності $V_z=f(V)$. Переконатися, що отримана залежність представляє собою пряму лінію.
- 8) Виходячи з отриманої лінійної залежності за формулою (6) визначити постійну Планка.
- 9) Оцінити похибку у визначенні постійної Планка і порівняти знайдене значення з табличним (див. додаток).

6. ЗАВДАННЯ НА САМОСТІЙНУ РОБОТУ

1. Корпускулярна природа світла. Світлові кванти.
2. Закони фотоелектричного ефекту.
3. Енергетичний зміст рівняння Ейнштейна для фотоефекта.
4. Зворотній фотоелектричний ефект.

7. КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Який процес називається фотоелектричним ефектом?
2. Які властивості світла проявляються при фотоефекті? В яких інших процесах проявляються ті ж властивості світла.
3. Який енергетичний спектр мають електрони, що вибиті монохроматичним світлом і чому?
4. Який фізичний зміст формули Ейнштейна для фотоефекту?
5. Який фізичний зміст постійної Планка?
6. Що таке робота виходу?
7. Чому фотон не може бути вільним електроном?
8. Пояснити суть метода затримуючого потенціалу для визначення кінетичної енергії електронів.
9. Що називається потенціалом запирання?
10. Яку спектральну характеристику має звичайна лампа розжарювання?
11. Чому при вимірюванні фотоструму необхідний електричний підсилювач?
12. В яких пристроях (крім фотоелементів) використовується явище фотоефекта?

Лабораторна робота №4

ВИВЧЕННЯ СПЕКТРА АТОМА ВОДНЮ І ВИЗНАЧЕННЯ ПОСТІЙНОЇ РІДБЕРГА

1. МЕТА І ЗАВДАННЯ РОБОТИ

Ознайомитись з методикою реєстрації спектрів атомів і вимірювання довжин хвиль спектральних ліній. Виміряти довжини хвиль спектральних ліній серії Бальмера атомарного водню у спектрі свічення водневої газорозрядної трубки. Переконавшись в тому, що всі ці лінії задовольняють формулі Бальмера. Використовуючи виміряні довжини хвиль, обчислити експериментальна значення постійної Рідберга.

2. НЕОБХІДНІ ПРИЛАДИ І ОБЛАДНАННЯ

Призмий монохроматор УМ-2, спеціальна розрядна трубка, наповнена воднем, ртутна лампа ПРК-4, джерела живлення розрядної трубки і ртутної лампи.

3. ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ

Випромінювання невзаємодіючих один з одним атомів складається з окремих спектральних ліній. У відповідності з цим спектр випромінювання атомів називається лінійчатим. Випромінювання атомних спектрів послужило ключем до пізнання будови атомів. Перш за все було помічено, що лінії в спектрах атомів розташовані не безладно, а об'єднуються в групи, або їх називають, серії ліній. Чіткіше всього це проявляється в спектрі найпростішого атома – водню. Так, у видимій і близькій ультрафіолетовій частині спектра водню спостерігається досить характерна серія ліній, які розташовуються в певному порядку. Відстань між лініями закономірно спадає по мірі переходу від більш довгих хвиль до більш коротких, а інтенсивність їх падає. Лінії вказаної серії по мірі спадання хвиль позначають символами H_{α} , H_{β} , H_{γ} , H_{δ} , H_{ϵ} ..., а сама серія носить назву серії Бальмера на честь

швейцарського фізика, який відкрив у 1885 р., що довжини хвиль λ ліній цієї серії можуть бути точно описані простою емпіричною формулою

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

де B – деяка стала, рівна $3645,6 \text{ \AA}$, а $n=3,4,5,\dots$, тобто приймає значення послідовного ряду цілих чисел.

Формулі (1) можна надати інший вигляд, якщо характеризувати спектральні лінії не довжиною хвилі, а так званим хвильовим числом $\tilde{\nu}$, під яким розуміють число хвиль, що вкладається на довжині в 1 см, тобто величина $\tilde{\nu} = \frac{1}{\lambda}$ (в см^{-1}). Тоді з

(1) отримуємо

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

Позначивши постійну $\frac{4}{B}$ через R , перепишемо формулу (2) у вигляді

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

Постійна R на честь шведського спектроскопіста Рідберга названа постійною Рідберга. Формула (3) носить назву формули Бальмера. Вона правильно описує експериментальні значення довжин хвиль (або хвильових чисел) спектральних чисел атома водню при $R=R_H=109678.76 \text{ см}^{-1}$.

Сукупність спектральних ліній, що описуються формулою (3), називається спектральною серією (в даному випадку серією Бальмера), а граничне хвильове число, коло якого згущаються лінії при $n \rightarrow \infty$, називається границею серії. Для серії Бальмера $\tilde{\nu}_{\text{гр.}} = \frac{R}{2^2}$.

Подальші дослідження показали, що в спектрі водню є ще декілька серій. Лінії цих серій можуть бути представлені у вигляді формул, аналогічних (3). Нижче наводяться назви всіх серій спектра атома водню, формули, що описують їх, і спектральні області, в яких вони розташовані.

Серія Лаймана:

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

Серія Бальмера:

$$\tilde{\nu} = R\left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2}\right), \quad n=3,4,5,\dots \quad - \text{видима область і близький ультрафіолет.}$$

Серія Пашена:

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

Серія Бреккета:

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

Серія Пфунда:

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

З приведених вище формул видно, що всі відомі серії атомарного водню можна представити загальною формулою

$$\tilde{\nu} = R\left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2}\right), \quad (4)$$

де m має в кожній серії постійне значення ($m=1,2,3,4,5$), а n – приймає ряд цілих значень, починаючи з числа на одиницю більшого від m , тобто $n=m+1$. Формула (4) називається узагальненою формулою Бальмера. З неї безпосередньо випливає, що хвильове число οποї спектральної лінії водневого спектра можна представити як різницю двох членів типу $\frac{R}{n^2}$, які залежать від цілих чисел. Увівши позначення

$$T(m) = \frac{R}{m^2}, \quad T(n) = \frac{R}{n^2}, \quad (5)$$

формулу (4) можна записати у вигляді

$$\tilde{\nu} = T(m) - T(n). \quad (6)$$

Числа $T(n)$, $T(m)$ називаються спектральними термами або просто термами. Таким чином, хвильове число οποї спектральної лінії атома можна представити як різницю двох термів. У цьому полягає комбінаційний принцип Рітца-Рідберга.

Комбінаційний принцип був відкритий чисто емпіричним шляхом. Глибинний сенс цього принципу відкрився тільки після того, як були сформульовані квантові постулати Бора. Виявилось, що він є наслідком своєрідних квантових законів, що керують внутрішньоатомними рухами. Згідно другого постулату Бора (умова частот Бора) спектральні лінії виникають при переході електронів з одного енергетичного рівня атома E_n на інший більш низький E_m . При цьому енергія кванта світла $h\nu$, що випромінюється, рівна різниці енергії цих рівнів

$$E_n - E_m = h\nu = \frac{hc}{\lambda} = hc\tilde{\nu}. \quad (7)$$

Звідки для хвильового числа $\tilde{\nu}$ отримуємо

$$\tilde{\nu} = \frac{E_n}{hc} - \frac{E_m}{hc}. \quad (8)$$

Якщо покласти $T(n) = -\frac{E_n}{hc}$ і $T(m) = -\frac{E_m}{hc}$, то формула (8) запишеться у вигляді $\tilde{\nu} = T(m) - T(n)$, тобто ми отримуємо вже відоме формулювання комбінаційного принципу. Таким чином, спектральний терм з точністю до постійної hc і знака рівний енергії стаціонарного стану атома. Виражаючи терми через постійну Рідберга по співвідношенням (5), для енергії стаціонарних станів отримуємо

$$E_n = -\frac{Rhc}{n^2}. \quad (9)$$

Знак мінус в (9) виражає той факт, що енергія електрона, зв'язаного в кулонівському полі ядра, завжди від'ємна, у той час як термам зручніше приписати позитивний знак. Вираз для енергії стаціонарних станів атома водню може бути знайдений з напівкласичної теорії Бора (виходячи з принципу відповідності) і квантово-механічно (шляхом розв'язання рівняння Шредінгера для атома водню). В обох випадках виходить одна й та ж формула.

$$E_n = -\frac{2\pi^2 m_e Z^2 e^4}{n^2 h^2}, \quad (10)$$

де m_e – маса електрона, e – заряд електрона, Z – зарядове число елемента (для водню $Z=1$), n – ціле число, яке приймає значення $1,2,3,4,\dots$ і називається головним квантовим числом.

Скористувавшись умовою частот Бора $E_n - E_m = hc\tilde{\nu}$ і підставляючи сюди вирази E_n і E_m за формулою (10), отримаємо узагальнену формулу Бальмера для водневого атома ($Z=1$).

$$\tilde{\nu} = \frac{2\pi^2 m_e e^4}{h^3 c} \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right). \quad (11)$$

Множник перед дужками в (11) являє собою шуканий вираз постійної Рідберга

$$R = \frac{2\pi^2 m_e e^4}{h^3 c}, \quad (12)$$

яка виражається через універсальні фізичні сталі. Якщо підставити в (12) чисельні значення цих сталей, то отримаємо наступне теоретичне значення для $n \rightarrow \infty$

$$R_\infty = 109\,737.3 \text{ см}^{-1}.$$

Зазвичай у довідниках вказується саме це значення постійної Рідберга. У той же час величина постійної Рідберга, знайдена експериментально з точних спектроскопічних вимірювань довжин хвиль спектральних ліній атома водню, рівна

$$R_H = 109\,678.76 \text{ см}^{-1}.$$

Таке неспівпадіння між величинами постійної Рідберга зв'язане з тим, що в теоретичних розрахунках припускалось, що ядро водневого атома, яке складається з одного протона з масою m_p , є нерухомим. У той же час за законами механіки слід розглядати рух електрона і ядра навколо їх спільного центра інерції. Припущення нерухомого ядра було б виправданим лише у тому випадку, якщо б масу ядра (протона) можна було вважати нескінченно великою у порівнянні з масою електрона. У дійсності відношення $\frac{m_e}{m_p}$ є скінченне і складає $\frac{1}{1836}$. Із сказаного вище слідує, що для отримання реальної постійної Рідберга R_n , в формулі (12) масу електрона необхідно замінити приведеною масою μ електрона і ядра

$$\mu = \frac{m_e m_p}{m_e + m_p}. \quad (13)$$

Тоді формула (12) запишеться у вигляді

$$R_n = \frac{2\pi^2 m_e m_p e^4}{h^3 c (m_e + m_p)} = \frac{2\pi^2 m_e e^4}{h^3 c \left(1 + \frac{m_e}{m_p}\right)}. \quad (14)$$

Порівнюючи (12) і (14), отримуємо

$$R_n = \frac{R_\infty}{1 + \frac{m_e}{m_p}}. \quad (15)$$

Якщо у виразі (15) масу ядра вважати нескінченно великою порівняно з масою електрона ($\frac{m_e}{m_p} \rightarrow 0$, ядро нерухоме), то $R_n = R_\infty$.

З формули (15) випливає, що для ізотопів водню - дейтерію ${}_1H^2$ і тритію ${}_1H^3$ - значення постійної Рідберга будуть відрізнятися порівняно із звичайним воднем ${}_1H^1$. Отже, і довжини хвиль спектральних ліній для водню, дейтерію, тритію, вираховані по узагальненій формулі Бальмера теж будуть відрізнятися. Ця різниця носить назву ізотопічного зсуву. Саме за ізотопічним зсувом ліній спектроскопічним шляхом були відкриті ізотопи водню.

На рис. 1 зображені рівні енергій атома водню, обчислені за формулою (10), а стрілками позначені переходи між рівнями, що відповідають спектральним лініям (значення довжин хвиль для декотрих ліній наведені на рисунку). З рисунка видно, що лінії в спектрі водню розташовуються по серіях. Для всіх ліній одної серії значення m (див. формулу Бальмера) залишається постійним (нижній рівень), а n може приймати любі значення від $n=m+1$ до ∞ .

У даній роботі вивчається серія Бальмера. Для цієї серії $m=2$, а число n для перших п'яти ліній приймають значення 3,4,5,6 і 7. Як вже було сказано вище, ці лінії позначаються символами. H_α , H_β , H_γ , H_δ , H_ϵ .

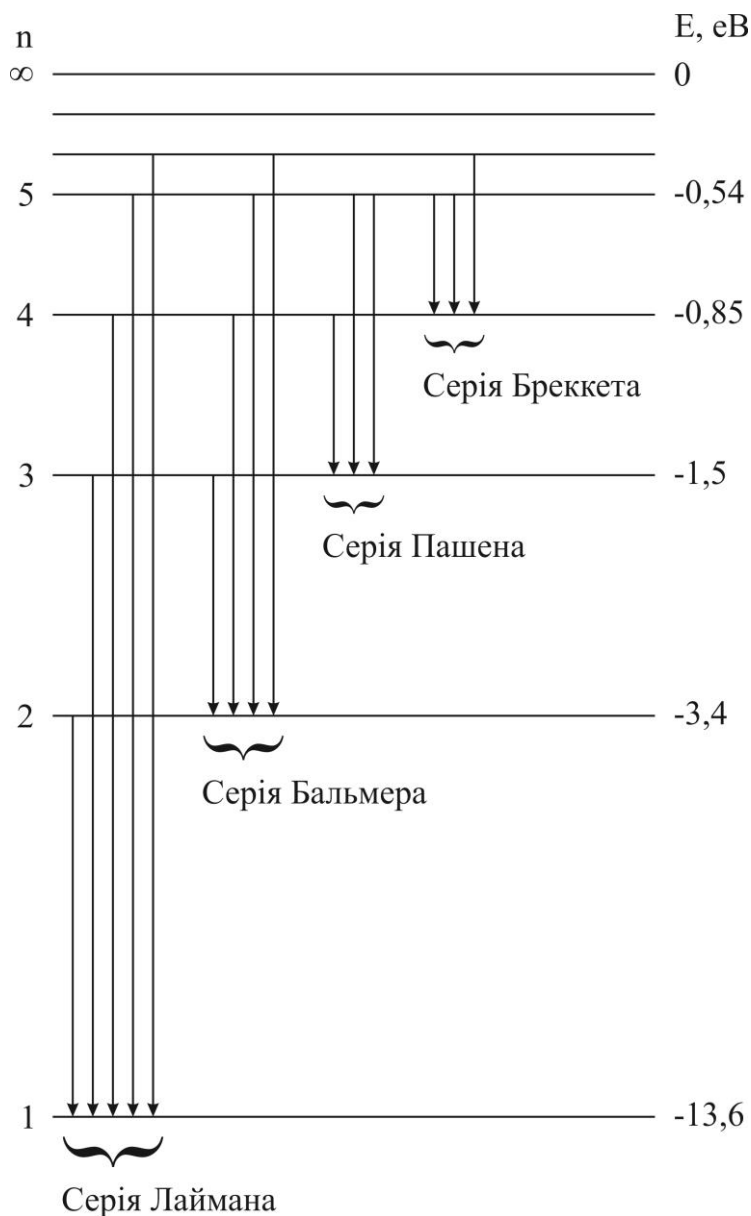


Рис. 1. Рівні енергії атома водню і утворення спектральних серій.

4. ОПИС ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЇ УСТАНОВКИ

Основною частиною експериментальної установки є скляно-призмий монохроматор-спектрометр УМ-2, призначений для спектральних досліджень (вимірювань довжин хвиль) в діапазоні від 0.38 до 1.00 мкм. Крім того, в комплект установки входять газорозрядна воднева трубка і ртутна лампа типу ПРК-4 з відповідними блоками живлення. Реєстрація спектра відбувається візуально. Блок-схема експериментальної установки з монохроматором УМ-2 наведені на рис. 2.

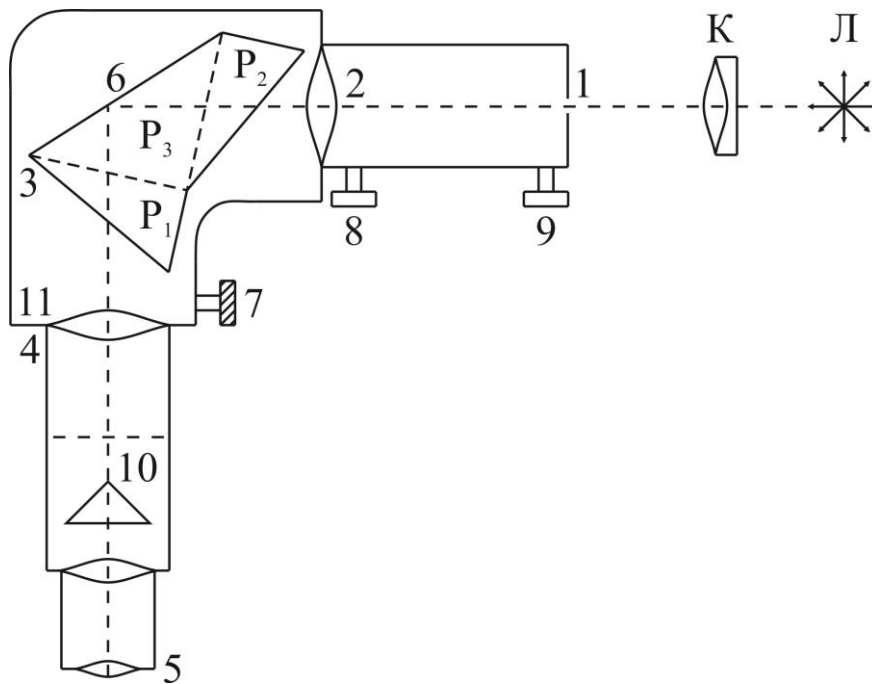


Рис. 2. Блок-схема експериментальної установки.

До складу приладу УМ-2 входять наступні основні частини:

- 1) Вхідна щілина 1, постачена мікрометричним гвинтом 9, який дозволяє відкривати вхідну щілину на потрібну ширину.
- 2) Коліматорний об'єктив 2, постачений мікрометричним гвинтом 8. Гвинт дозволяє зміщувати об'єктив відносно щілини при фокусуванні спектральних ліній різних кольорів.
- 3) Складна спектральна призма 3, встановлена на поворотному столику 6. Призма складається з трьох склеєних призм P_1 , P_2 і P_3 .
- 4) Поворотний столик 6 обертається навколо вертикальної осі за допомогою гвинта 7 з відліковим барабаном. На барабані нанесена гвинтова доріжка з градусними поділками. Вздовж доріжки ковзає покажчик повороту барабана. При обертанні барабана призма повертається, і в центрі поля зору (на вхідній щілині) з'являються різні частини спектра.
- 5) Зорова труба, що складається з об'єктива 4 й окуляра 5. Об'єктив 4 дає зображення вхідної щілини 1 в своїй фокальній площині. У цій площині розташований покажчик 10. Зображення розглядається через окуляр 5.
- 6) Масивний корпус 11, що запобігає прилад від пошкоджень і забруднень.

- 7) Оптична лава (рейка), на якій можуть переміщуватись рейтери з джерелом світла L (воднева трубка і ртутна лампа) і конденсором K , що служить для концентрації світла на вхідній щілині. Джерело світла рекомендується розташовувати на відстані 40-50 см від щілини, а конденсор – на відстані 13-15 см від джерела.
- 8) Пульт керування, що служить для живлення джерел світла і освітньої системи спектрометра. На пульті маються гнізда для вмикання освітлювачів (3.5 В), неонові лампи і ртутної лампи. Тумблери, розташовані на основі спектрометра, дозволить вмикати лампочки освітлювачів шкал і покажчика спектральних ліній.

Спектрометр УМ-2 вимагає попереднього градування. Для градування зручно застосовувати ртутну лампу ПРК-4. Найбільш яскраві спектральні лінії, що дає ця лампа з вказанням на їх кольори, довжини хвиль і відносні яскравості, приведені в таблиці 1.

Таблиця 1

Довжини хвиль найбільш яскравих ліній у спектрі ртутної лампи.

№ п/п	Довжина хвилі (в Å)	Відносна інтенсивність	Забарвлення лінії
1	3906	15	фіолетова
2	3984	6	фіолетова
3	4047	300	фіолетова
4	4078	150	фіолетова
5	4108	5	фіолетова
6	4339}	20	синій триплет
	4347}	50	
	4358}	500	
7	4916	50	блакитна
8	4960	10	зелено-блакитна
9	5317	Слаба	зелена
10	5354	Слаба	зелена
11	5365	Слаба	зелена
12	5406	Слаба	зелена
13	5425	Слаба	зелена
14	5461	2000	зелена
15	5676	Слаба	жовто-зелена
16	5770	1000	жовтий
	5790	5000	дублет
17	5889	Слаба	жовта
18	6072	4	оранжева
19	6123	5	оранжева
20	6334	6	оранжева
21	6716	3	червона
22	6907	10	червона

У роботі використовується газорозрядна трубка, що живиться від джерела високої напруги. Найбільш яскраве свічення спостерігається у вузькій частині (капілярі). Для збільшення яскравості ліній атомарного водню при виготовленні трубки до складу газу іноді додають пари води. Молекули води в електричному розряді дисоціюють, утворюючи атомарний водень. Трубка заповнюється газом до тиску 5-10 Тор. Слід відмітити, що у спектрі водневої трубки поряд з лініями атомарного водню спостерігається й смугастий спектр молекулярного водню.

5. МЕТОДИКА ПРОВЕДЕННЯ ДОСЛІДЖЕНЬ

- 1) Встановити на лаві ртутну лампу і ввімкнути її. Для яскравого освітлення вхідної щілини конденсор переміщати вздовж лави, намагаючись отримати на щілині зображення джерела світла.
- 2) Ввімкнути лампочки освітлювачів шкал і покажчика спектральних ліній.
- 3) Ширину вхідної щілини спектрометра встановити по можливості малою (0.03÷0.05) мм.
- 4) Провести фокусування приладу з тим, щоб покажчик і спектральні лінії мали чіткі межі. Для цього, переміщуючи окуляр, отримати різке зображення вістря покажчика. Обертаючи барабан, знайти спектральні лінії ртуті і отримати їх ясне зображення за допомогою мікрометричного гвинта 8.
- 5) Проградувати спектрометр по спектру ртуті. Для відліку положення спектральної лінії її центр треба сумістити з вістрям покажчика. Для кожної лінії поставити у відповідність покази поділок барабана монохроматора.
- 6) Побудувати градуйовану криву, тобто залежність показів барабана (вісь X) від довжини хвиль відповідних ліній. Градуйовану криву слід будувати в крупному масштабі на листі міліметрового паперу.
- 7) Встановити на лаві водневу трубку і ввімкнути її. Обертаючи барабан, зафіксувати відліки по його поділках для водневих ліній H_{α} , H_{β} , H_{γ} і H_{δ} .
- 8) За градуйованим графіком визначити довжини хвиль вказаних ліній.
- 9) Переконатися в тому, що ці довжини хвиль задовольняють формулі Бальмера.

10) Для кожної з ліній водню, що спостерігаються, обчислити значення постійної

$$\text{Рідберга } R \text{ за формулою } R_n = \frac{\tilde{\nu}_{\text{експ}}}{\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2}}.$$

11) За всіма вимірами визначити середнє значення R_n і визначити похибку вимірювань.

12) Порівняти отриманий результат з табличним значенням R_n .

6. ЗАВДАННЯ НА САМОСТІЙНУ РОБОТУ

1. Виходячи з принципу відповідності Бора, отримати формулу для енергії стаціонарних станів атомів водню.
2. Розрахувати величину ізотопічного зсуву між лініями водню й дейтерію.
3. Атом водню з точки зору квантової механіки.
4. Характеристика термів атомів з одним зовнішнім електроном. Спін-орбітальна взаємодія.
5. Побудувати діаграму енергетичних рівнів атома водню з врахування спін-орбітальної взаємодії й вказанням спектроскопічних позначень термів.

7. КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Сформулюйте умову частот Бора.
2. Що називається спектральним термом? Який його фізичний зміст?
3. У чому полягає комбінаційний принцип Рітца-Рідберга?
4. Що означає узагальнена формула Бальмера?
5. Назвіть всі відомі спектральні лінії серій атома водню. Як вони виникають? В якому спектральному інтервалі вони розташовані?
6. Який фізичний зміст сталої Рідберга?
7. Чим відрізняються постійні Рідберга R_∞ і R_n ?
8. Що таке ізотопічний зсув?
9. Запишіть формулу для стаціонарних станів атома водню. Як її можна отримати?
10. Що називається головним квантовим числом? Який його фізичний зміст?

Лабораторна робота №5

ВИВЧЕННЯ СПЕКТРАЛЬНИХ ЗАКОНОМІРНОСТЕЙ У СПЕКТРІ ВИПРОМІНЮВАННЯ ЛУЖНОГО МЕТАЛУ

1. МЕТА І ЗАВДАННЯ РОБОТИ

Отримати емісійний спектр лужного металу. Ідентифікувати виміряні довжини хвиль з переходами між рівнями енергії (спектральними термами), що впливають з теорії спектрів атомів з одним валентним електроном. Виділити групи ліній, що належать окремим серіям, і знайти чисельні значення термів.

2. НЕОБХІДНІ ПРИЛАДИ І ОБЛАДНАННЯ

Газорозрядна трубка, наповнена парою лужного металу (натрію); блок живлення трубки; спектральний прилад (монохроматор); фотоелектрична система реєстрації випромінювання (ФЕУ разом з підсилювачем постійного струму); блок живлення фотопомножувача; самопишучий прилад; конденсор.

3. ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ

Атоми лужних металів – літію, натрію, калію, рубідію, цезію, а також штучно отриманого францію – розташовані в першій групі періодичної системи елементів Д.І. Менделєєва і мають на зовнішній оболонці один валентний електрон, який в нормальному стані є s-електроном. Цим пояснюється подібність фізико-хімічних властивостей лужних металів, яка проявляється і в подібності їх спектрів. Зовнішній (валентний) електрон зв'язаний з ядром значно слабше, ніж решта внутрішніх електронів, які утворюють з ядром компактний комплекс, що називається атомним залишком або атомним остовом. Випромінювання і поглинання світла атомами лужних металів зв'язані з переходами тільки зовнішнього електрона. Електрони атомного залишку в переходах не беруть участі. Таким чином, атоми лужних металів за будовою електронної оболонки наближаються до одноелектронної

системи (водню), причому роль ядра у них відіграє атомний залишок. Тому в спектрах випускання лужних металів спостерігаються серії, подібні до серій атома водню, але неспівпадаючі з ними.

Вивчаючи розміщення ліній у серіях лужним металів, Рідберг встановив, що хвильові числа ліній $\tilde{\nu}$ можна представити у вигляді різниці двох функцій від цілих чисел n_1 і n_2 :

$$\tilde{\nu} = T(n_1) - T(n_2). \quad (1)$$

Для кожної серії $T(n_1)$ має постійне значення, а $T(n_2)$ – змінне. Функції $T(n_1)$ і $T(n_2)$ називаються спектральними термами.

Для того, щоб надати спектральним термам вигляд, аналогічний термам водню, і щоб ці терми правильно описували спектральні лінії, що спостерігаються, Рідбергу довелось представити терми лужних металів у вигляді

$$T(n) = \frac{R}{(n + \alpha)^2}, \quad (2)$$

де: R_n – стала Рідберга, n – справжнє головне квантове число, що приймає цілі значення, α - деяке дробове число, що називається поправкою Рідберга. Поправка Рідберга α виявилась для всіх ліній однієї і тієї ж серії приблизно постійною, але вона відмінна для різних серій. Величина $n + \alpha = n^*$ визначає так зване ефективне головне число, яке (на відміну від атома водню) вже не є цілим. Постійна Рідберга визначається за формулою

$$R = R_\infty \left(1 + \frac{m_e}{M}\right), \quad (3)$$

де: $R_\infty = 109737,3 \text{ см}^{-1}$, m_e – маса електрона, M – маса ядра.

У спектрах лужних металів було встановлено існування декількох серій ліній. Найбільш інтенсивні з них отримали назви: головна, різка (або 2-а побічна), дифузна (або 1-а побічна), і основна (або серія Бергмана). Ці назви мають таке походження. Головна серія названа так тому, що спостерігається при поглинанні. Відповідно, вона відповідає переходам в основний стан. Лінія даної серії найяскравіша. Різка і дифузні серії складаються відповідно з різких і розмитих (дифузних) ліній. Серія Бергмана була названа основною (фундаментальною) за свою схожість з серіями водню.

Виникнення серій ліній на прикладі лужного металу натрію показано на рис.1. Ця схема (без врахування тонкої структури) відрізняється від схеми рівнів водневого атома тим, що аналогічні рівні (тобто рівні з однаковим значення головного квантового числа n) у різних серіях лежать на неоднаковій висоті. Енергія стану виявляється залежною, крім квантового числа n , також від того, в який ряд попадає даний терм. Ряди термів, як видно з рисунка, відрізняються значеннями орбітального квантового числа L , яке визначає момент кількості руху валентного електрона. Отже, енергія валентного електрона в атомі лужного металу залежить від величини моменту кількості руху електрона, чого не спостерігається для водню. У атома водню при заданому n , тобто при заданому значення енергії E_n , рівні по відношенню різних L не розрізняються або, як прийнято говорити, вироджені. У атомів лужних елементів це виродження знімається.

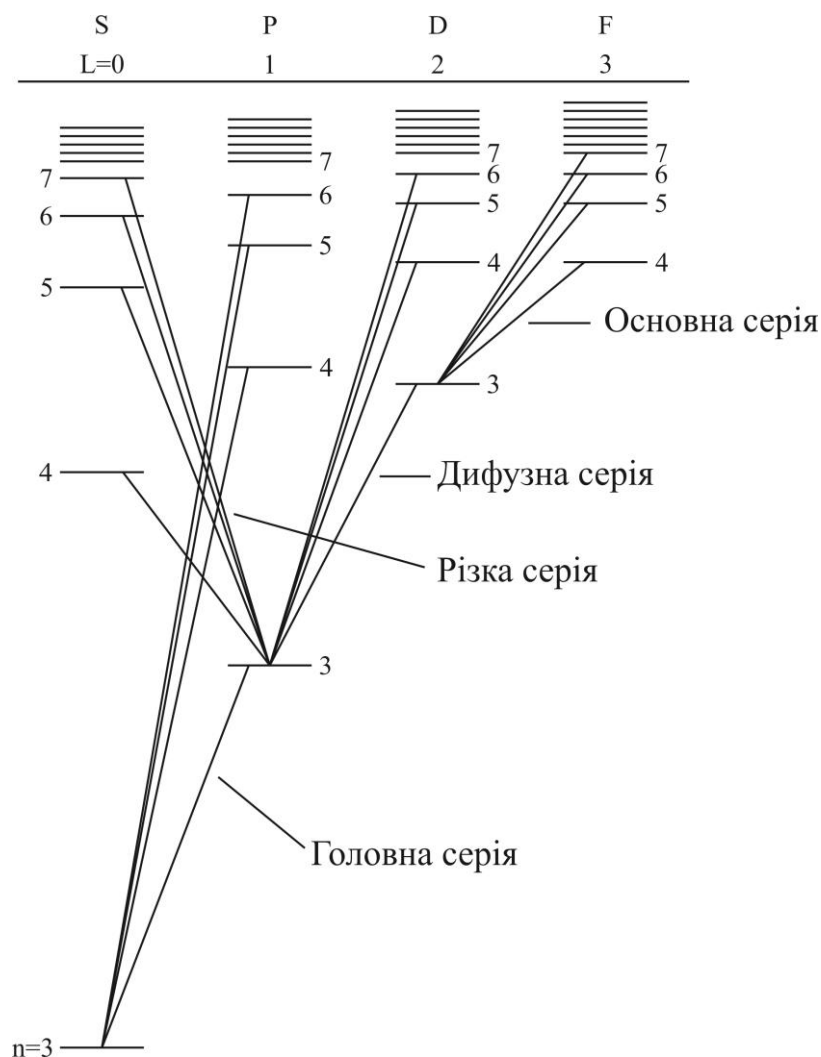


Рис. 1. Виникнення серій в спектрах лужних металів (на прикладі атома натрію) без врахування тонкої структури термів.

Припущення про залежність енергії валентного електрона лужних металів від квантового числа L підтверджується квантово-механічними розрахунками. У більш складних, ніж водень, атомах можна вважати, що кожний електрон рухається в усередненому полі ядра та інших електронів. Це поле вже не буде кулонівським (тобто пропорційним $\frac{1}{r^2}$), але має центральну симетрію (залежить тільки від r). Справді, в залежності від степені проникнення електрона в глибину атома заряд ядра буде для даного електрона в більшій чи меншій мірі екрануватися іншими електронами, так що ефективний заряд, що діє на електрон, що розглядається, не буде постійним. Це в свою чергу призводить до зміни моменту кількості руху електрона.

Слід вказати, що орбітальний момент кількості руху P_L атома в цілому складається з моментів всіх електронів P_e , що входять до складу атома. Значення результуючого моменту визначається орбітальним квантовим числом L згідно загальних правил квантування

$$P_L = \sqrt{L(L+1)} \frac{h}{2\pi} \quad (4)$$

Квантове число L у випадку, наприклад, системи, що складається з двох електронів може мати значення

$$L = l_1 + l_2, l_1 + l_2 - 1, l_1 + l_2 - 2 \dots |l_1 - l_2|, \quad (5)$$

де l_1 і l_2 - орбітальні квантові числа, що визначають моменти окремих електронів.

Дослідження оптичних спектрів лужних металів показали, що момент кількості руху атомного залишку, який являє собою замкнену електронну оболонку атома інертного газу, рівний нулю. Отже, момент атома лужного металу, рівний моменту його валентного електрона, і L атома співпадає з l цього електрона, тобто $L=l$. Використані на схемі рис. 1 позначення S , P , D , F є першими буквами англійських назв серій: *sharp* – різкий, *principal* – головний, *diffuse* – розмитий, *fundamental* – основний. Кожна з серій виникає за рахунок переходів з рівнів, що належать відповідному ряду. При цьому можуть здійснюватися переходи не між довільними рівнями, а тільки ті, які задовольняють правилу відбору для квантового

числа L . Це правило каже, що переходи з випромінюванням або поглинанням світла можуть здійснюватися тільки в тому випадку, якщо орбітальне квантове число L змінюється на $+1$ або -1 , тобто $\Delta L = \pm 1$. Переходи, для яких вказане правило відбору не виконується, є забороненими. Це означає, що можливі лише переходи між серіями рівнів S і P , P і D , D і F . Після того, як було з'ясовано, що різні ряди рівнів відрізняються значеннями квантового числа L , позначення $S, P, D, F \dots$ були застосовані для позначення енергетичних станів (термів) всіх інших атомів. Іншими словами, стани, для яких $L=0,1,2,3,4\dots$ позначаються як $S, P, D, F, G\dots$ - стани. Аналогічно, стани окремих електронів в атомі в залежності від квантових чисел ℓ позначаються малими латинськими літерами: s, p, d, f, g .

Рівняння Шредингера для електрона, що рухається в центрально-симетричному некулонівському полі, про яке йшла мова вище, дає результат, аналогічний результату для водневого атома, з тією відмінністю, що енергетичні рівні залежать не тільки від квантового числа n , але й від квантового числа l валентного електрона. Для енергії стаціонарних станів розрахунок дає формулу:

$$E_{ne} = -\frac{RhcZ_a^2}{n_{ef}^2} = -\frac{RhcZ_a^2}{[n + \Delta(l)]^2}. \quad (6)$$

Тут n_{ef} – ефективне квантове число; $n_{ef} = n + \Delta(l)$, де n – істинне квантове число (ціле), а Δ - дробова поправка, що називається квантовим дефектом. Квантовий дефект, що залежить від орбітального квантового числа ℓ , виражає відмінність рівнів енергії лужних елементів від рівнів водню з зарядом ядра рівним $Z_a e$. Атомний залишок сильніше притягає оптичний електрон, ніж точковий заряд величини $Z_a e$. Тому в лужних металах рівні енергії розташовуються глибше, ніж рівні з тими ж n у водневому атомі (енергія рівнів зменшується). Це означає, що $n_{ef} < n$ і $\Delta(l) < 0$, тобто квантові дефекти рівнів завжди від'ємні. Величина Δ сильно залежить від значення квантового числа l рівня. Максимальні по абсолютній величині квантові дефекти мають S -електрони ($l=0$), оскільки вони найбільш глибоко проникають всередину атомного залишку. Електрони p ($l=1$) є менш проникними, тому абсолютні величини квантових дефектів p -рівнів менші, ніж для s -рівнів. Для f -електронів ($l=3$) і електронів з більш високими орбітальними

моментами квантові дефекти близькі до нуля і рівні енергій практично збігаються з водневими. Приймаючи до уваги відношення між енергією стану і спектральним термом $T = -\frac{E}{hc}$ і враховуючи, що для одноелектронної системи $Z_a=1$, отримуємо для термів лужних металів вираз

$$T(n, l) = \frac{R}{[n + \Delta(l)]^2}, \quad (7)$$

тобто вираз, аналогічний отриманому емпірично Рідбергом (див. формулу (2)).

Дослідження спектрів лужних металів за допомогою приладів з великою роздільною здатністю показало, що кожна лінія цих спектрів є подвійною (дублет). Так, наприклад, характерна для натрію жовта лінія складається з двох ліній з довжинами хвиль 5890 і 5896 Å.

Структура спектра, що відображає розщеплення ліній на компоненти, називається тонкою структурою. Складні лінії, що складаються з декількох компонент, отримали назву мультиплетів. Тонка структура виявляється, крім лужних металів, також у інших елементів, причому число компонент в мультиплеті може бути рівно двом (дублети), трьом (триплети), чотирьом (квартети) і т.д. Розщеплення спектральних ліній, очевидно, зумовлено розщепленням енергетичних рівнів (термів).

Причиною відзначеного вище мультиплетного (дублетного) розщеплення термів лужних металів є взаємодія орбітального і спінового магнітних моментів оптичного електрона. Орбітальний магнітний момент $\vec{\mu}_l$, зв'язаний з орбітальним рухом електрона в атомі (з орбітальним моментом електрона \vec{P}_l), рівний

$$\vec{\mu}_l = -\frac{e}{2m} \vec{P}_l. \quad (8)$$

Спіновий магнітний момент $\vec{\mu}_s$, що викликається власним обертанням електрона, пропорційний спіновому механічному моменту P_s

$$\vec{\mu}_s = -\frac{e}{m} \vec{P}_s. \quad (9)$$

Ці магнітні моменти взаємодіють один з одним подібно до того, як взаємодіють два струми чи дві магнітні стрілки. Ця взаємодія носить назву спін-орбітальної взаємодії. Взаємодія магнітних моментів $\vec{\mu}_l$ і $\vec{\mu}_s$ приводить до того, що механічні моменти \vec{P}_l і \vec{P}_s не зберігають своє положення в просторі, а здійснюють прецесію навколо вектора повного моменту $\vec{P}_j = \vec{P}_l + \vec{P}_s$. У цих умовах квантові числа m_l і m_s втрачають зміст і стан електрона в атомі слід характеризувати четвіркою квантових чисел n, l, j, m_j , де m_j характеризує проекцію повного моменту кількості руху на вибраний напрямок. Абсолютна величина повного моменту P_j визначається квантовим числом j за формулою

$$P_j = \sqrt{j(j+1)} \frac{h}{2\pi} \quad (10)$$

причому квантове число j може приймати (для одноелектронної системи) тільки два значення: $j=l+\frac{1}{2}$ і $j=l-\frac{1}{2}$, де l і s – відповідно орбітальне і спінове квантові числа.

При $l=0$ квантове число j має тільки одне значення $j=s=\frac{1}{2}$. При l , відмінному від нуля, можливі два значення $j=l+\frac{1}{2}$ і $j=l-\frac{1}{2}$, які відповідають двом взаємним орієнтаціям P_l і P_s – паралельній та антипаралельній. Таким чином, енергія спін-орбітальної взаємодії залежить від взаємної орієнтації орбітального та власного моментів. Отже, стани з різними j мають володіти різною енергією (виродження знімається).

Таким чином, кожний терм ряду P ($l=1$) розщепляється на два терми, що відповідають $j=\frac{1}{2}$ і $j=\frac{3}{2}$; кожний терм ряду D ($l=2$) розщепляється на терми $j=\frac{3}{2}$ і $j=\frac{5}{2}$. Кожному терму ряду S ($l=0$) відповідає лише одне значення $j=\frac{1}{2}$. Тому терми ряду S не розщепляються. Терми прийнято позначати символами: $^2S_{1/2}$, $^2P_{3/2}$, $^2P_{1/2}$, $^2D_{5/2}$, $^2D_{3/2}$, $^2F_{7/2}$, $^2F_{5/2}$... Правий нижній індекс дає значення j . Верхній лівий індекс вказує мультиплетність термів. Хоча ряд S є одинарним, при символі терму також ставиться мультиплетність 2, щоб показати, що цей ряд належить системі термів

атома, в цілому дублетній. Перед символом кожного терму звичайно ставиться значення головного квантового числа n , наприклад, $3^2S_{1/2}$.

Із врахуванням тонкої структури схема термів натрію представлена на рис. 2. Оскільки мультиплетне розщеплення термів D і F для натрію дуже мале, підрівні $^2D_{5/2, 3/2}$ і $^2F_{7/2, 5/2}$, що відрізняються значенням j , зображені на схемі разом. На рис. 2 приведені довжини хвиль обох компонент жовтого дублета натрію, що відповідають переходам $3^2P_{3/2} \rightarrow 3^2S_{1/2}$ і $3^2P_{3/2} \rightarrow 3^2S_{1/2}$.

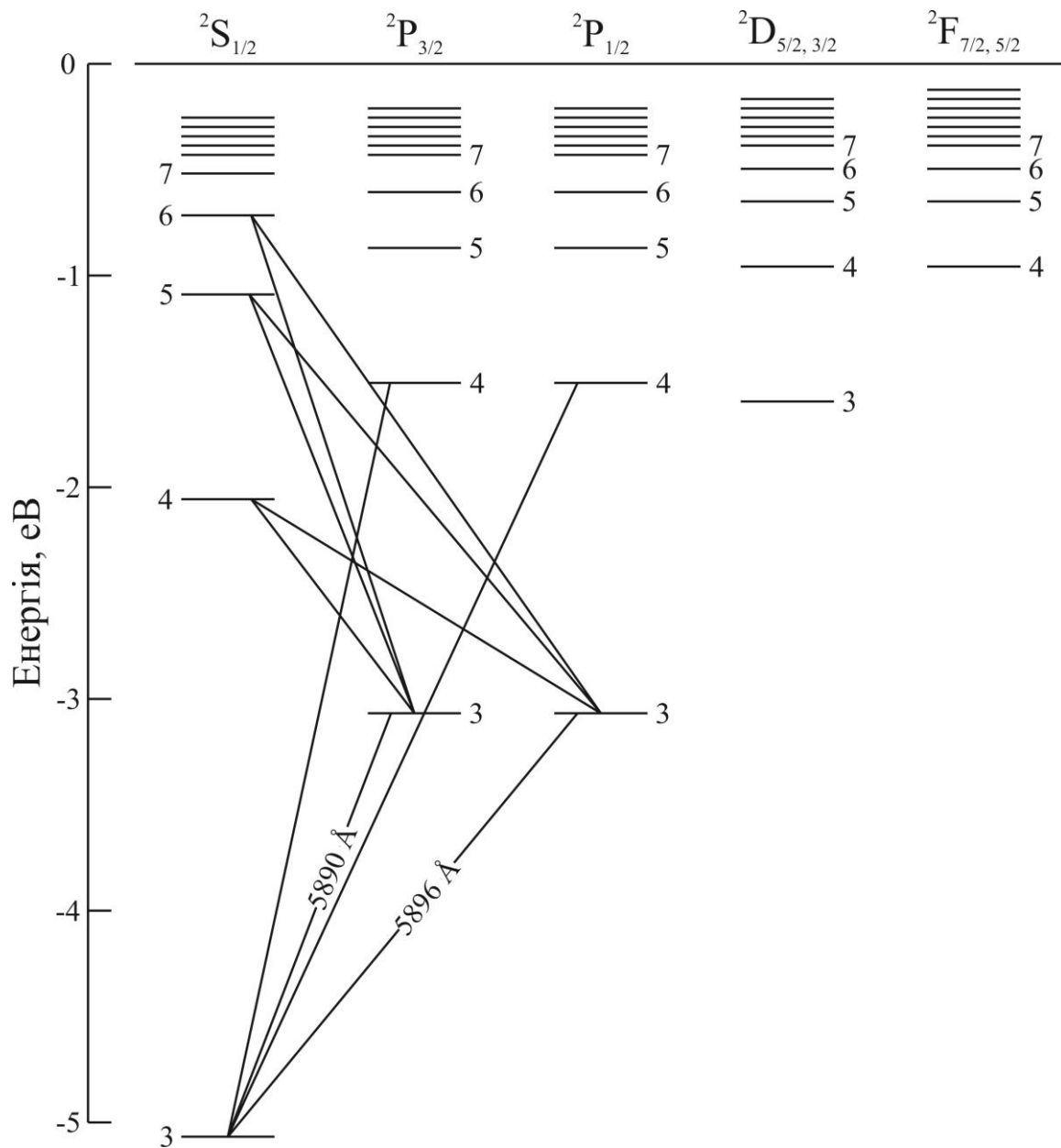


Рис. 2. Схема енергетичних рівнів атома натрію з врахуванням тонкої структури термів.

Слід зазначити, що оптичні переходи між рівнями тонкої структури, крім правила відбору для квантового числа L ($\Delta L = \Delta l = \pm 1$) підкоряються правилам відбору для квантового числа j : $\Delta j = 0, \pm 1$. Правило відбору для спінового квантового числа ($\Delta S = \Delta s = 0$) виконується, оскільки терми лужних металів завжди тільки дублетні. Дублетне розщеплення в ряду лужних металів швидко зростає від літію до цезію, що зв'язано із збільшенням Z .

Позначивши терми, що відповідають стовпцям рівнів, позначених на рис. 1 і рис. 2, буквами S, P, D, F , символами nS, nP, nD, nF і враховуючи, що хвильове число спектральної лінії може бути представлено як різниця термів кінцевого і початкового станів (згідно формули (1)), спектральні лінії серії натрію запишемо в такому вигляді:

$$\begin{aligned}
 \text{різка серія:} & \quad \tilde{\nu} = 3P - nS & (n = 4, 5, 6, \dots), \\
 \text{головна серія:} & \quad \tilde{\nu} = 3S - nP & (n = 3, 4, 5, \dots), \\
 \text{дифузна серія:} & \quad \tilde{\nu} = 3P - nD & (n = 3, 4, 5, \dots), \\
 \text{основна серія:} & \quad \tilde{\nu} = 3D - nF & (n = 4, 5, 6, \dots).
 \end{aligned} \tag{11}$$

Різниці термів (11) можна представити і в іншому вигляді, використовуючи співвідношення (7) для термів лужних металів, через квантовий дефект Δ (або поправку Рідберга). Ця поправка має постійне значення для даного ряду термів. Її прийнято позначати тією ж літерою (малою), якою позначений відповідний ряд термів: літерою s для S -термів, літерою p для P -термів і т.д. Для різних лужних металів поправки мають різне значення. Їх визначають експериментально. Для натрію ці значення рівні:

$$s = -1.35, p = -0.87, d = -0.01, f = 0.00.$$

Зауважимо, що терм (7) відрізняється від терму водню тільки наявністю поправки Δ . Для F -термів ця поправка рівна нулю. Тому основна серія, що виникає при переходах з F -рівнів, виявляється водневоподібною.

Підставивши емпіричні вирази у співвідношення (11), отримаємо наступні формули для хвильових чисел спектральних ліній натрію:

$$\begin{aligned}
 \text{різка серія:} \quad \tilde{\nu} &= \frac{R}{(3+p)^2} - \frac{R}{(n+s)^2} & (n = 4, 5, 6, \dots), \\
 \text{головна серія:} \quad \tilde{\nu} &= \frac{R}{(3+s)^2} - \frac{R}{(n+p)^2} & (n = 3, 4, 5, \dots), \\
 \text{дифузна серія:} \quad \tilde{\nu} &= \frac{R}{(3+p)^2} - \frac{R}{(n+d)^2} & (n = 3, 4, 5, \dots), \\
 \text{основна серія:} \quad \tilde{\nu} &= \frac{R}{(3+d)^2} - \frac{R}{(n+f)^2} & (n = 4, 5, 6, \dots).
 \end{aligned} \tag{12}$$

У наведених формулах перші члени є постійними і визначають границю серії. При цьому різка і дифузна серії мають одну й ту саму границю. У даній роботі формули (12) використовуються для розрахунку спектральних термів атома натрію.

4. Опис експериментальної установки

У даній роботі використовується спектрометрична установка, що складається з джерела збудження спектра, спектрального приладу і фотоелектричної системи реєстрації випромінювання. Блок-схема установки наведена на рис. 3.

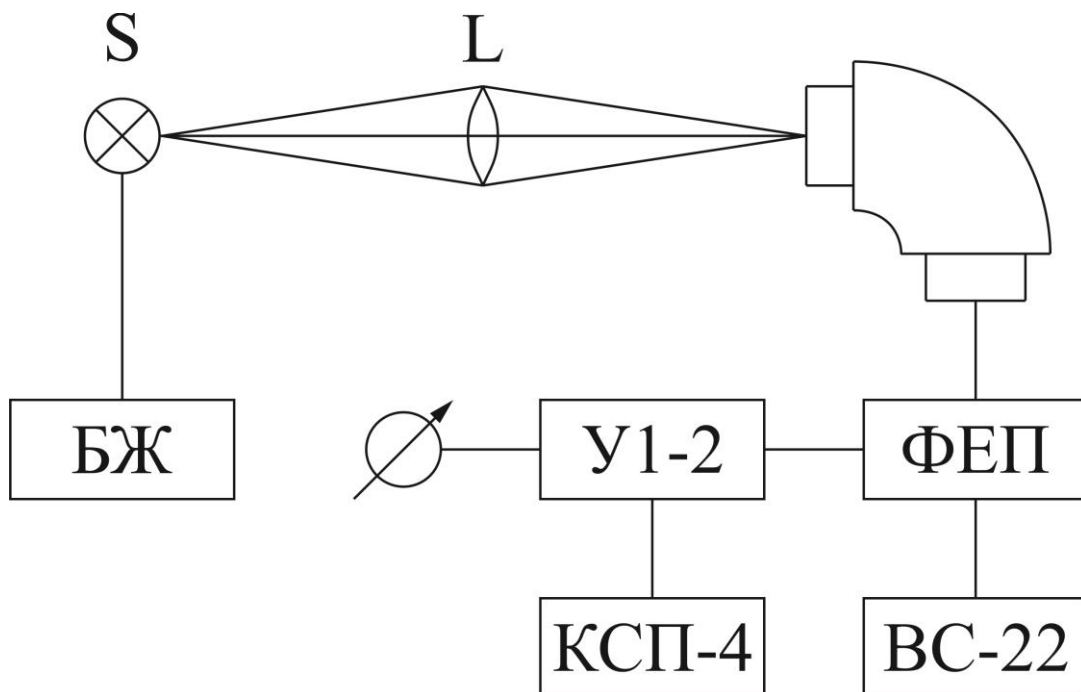


Рис. 3. Блок-схема експериментальної установки для фотоелектричної реєстрації спектрів.

Джерелом збудження спектра служить розрядна трубка, наповнена парами натрію. Живлення трубки здійснюється за допомогою спеціального блока живлення БЖ. Світло від джерела S направляється за допомогою лінзи L на вхідну щілину спектрального приладу, яким служить призмовий монохроматор з дзеркальною оптикою ЗМР-3. Призма приладу змінна – кварцова або скляна з заломлюючим кутом 56° і основою 64 мм. Фокусуючою оптикою служить параболічне алюмінієве дзеркало з фокусною відстанню 270 мм. Таким чином, відбувається зміна довжини хвилі, що падає на вхідну щілину монохроматора. На барабані монохроматора нанесені поділki в нанометрах, так що прилад не вимагає додаткового градування. Робоча область спектра монохроматора ЗМР-2 складає 0.22-2.5 мкм.

Реєстрація випромінювання здійснюється за допомогою фотопомножувача ФЭУ-79 і підсилювача постійного струму УІ-2. Живлення фотопомножувача здійснюється за допомогою високовольтного стабілізатора типу ВС-22. Сигнал на виході підсилювача може реєструватися мікроамперметром і самопишучим приладом КСП-4 (самописцем), де на діаграмній стрічці отримується регістограма досліджуваного спектра.

5. МЕТОДИКА ПРОВЕДЕННЯ ДОСЛІДЖЕНЬ

- 1) Ознайомитись з будовою і правилами експлуатації окремих приладів і привести установку в робочий стан. Для цього:
 - а) увімкнути підсилювач постійного струму УІ-2 і дати йому прогрітися 10-15 хвилин;
 - б) увімкнути блок живлення ВС-22 фотоелектронного помножувача, встановивши попередньо напругу 1000 В;
 - в) встановити ширини вхідної і вихідної щілин монохроматора рівними 0.05-0.08 мм;
 - г) вивести з зачеплення шестерні привода, що обертає барабан монохроматора ЗМР-3 і, обертаючи барабан вручну, сумістити візир, що вказує довжину хвилі на відмітці коло 200 нм. Відновити зчеплення шестерень;

д) ввімкнути самописець КСП-4 і за допомогою ручок “Встановлення нуля” на підсилювачі постійного струму вивести перо самописця на нуль;

е) ввімкнути живлення газорозрядної трубки. За допомогою конденсорної лінзи досягнути рівномірного освітлення вхідної щілини спектрального приладу;

є) ввімкнути протяжку стрічки самописця і мотор, що обертає барабан спектрального приладу.

2) Здійснити фотоелектричний запис спектра натрію. При записі спектра ретельно фіксувати всі моменти проходження довжин хвиль, що відповідають максимумам інтенсивності спектральних ліній.

3) За допомогою таблиць спектральних ліній, які є в наявності в лабораторії, здійснити ототожнення і порівняння емісій, що спостерігаються, з табличними даними.

4) Виразивши знайдені довжини хвиль λ через хвильові числа ($\tilde{\nu} = \frac{1}{\lambda}$), згрупувати їх в серії. Кожна з серій має задовольняти одній з формул (12). Значення постійної Рідберга для натрію обчислити за формулою (13).

5) Знайти чисельні значення термів, що характеризують ту чи іншу серію. Для цього скористатись формулою $\tilde{\nu} = T_{\infty} - T(n)$, де T_{∞} - терм, постійний для даної серії. Чисельні значення всіх інших термів можна визначити шляхом віднімання від T_{∞} експериментально знайдених хвильових чисел $\tilde{\nu}_i$ спектральних ліній, тобто $T(n_i) = T_{\infty} - \tilde{\nu}_i$.

6) Результати вимірювань і розрахунків представити у вигляді наступної таблиці:

№ п/п	Довжина хвилі (в Å)	Хвильове число (в см ⁻¹)	Перехід	Назва серії

7) Побудувати діаграму рівнів атома натрію, виразивши значення термів в електрон-вольтах. На отриманій діаграмі нанести за допомогою стрілок спектральні переходи (лінії), що спостерігаються. При цьому необхідно врахувати правила відбору для квантових чисел L (або ℓ) та j .

6. ЗАВДАННЯ НА САМОСТІЙНУ РОБОТУ

1. Загальна характеристика спектрів лужних металів і схожих з ними іонів. Виникнення спектральних серій.
2. Атоми лужних металів з точки зору квантової механіки. Поняття про квантовий дефект.
3. Спін-орбітальна взаємодія і дублетна структура у спектрах лужних металів. Ширина спектральних дублетів.
4. Методи визначення чисельних значень термів.
5. Правила відбору й їх фізичний зміст.

7. КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Які елементи належать до лужних металів? Чим вони характеризуються? Як влаштовані їх електронні оболонки?
2. Які серії спостерігаються в спектрах лужних металів? Як вони виникають і як називаються?
3. Чим відрізняються спектральні серії лужних металів від серій атома водню?
4. Від яких квантових чисел залежить енергія валентного електрона в атомі лужного металу?
5. Запишіть квантово-механічний вираз для енергії стаціонарних станів атома лужного металу.
6. Що називається квантовим дефектом? Який його фізичний зміст?
7. Що називається тонкою структурою спектральних ліній атомів? Чим вона зумовлена?
8. Чому терми атомів лужних елементів дублетні?
9. Нарисуйте схему термів лужного металу із врахуванням тонкої структури.
10. Чому головне квантове число приймає значення, починаючи з трьох?
11. Як виходячи зі спектра атома можна визначити чисельні значення його термів?
12. Сформулюйте правила відбору для квантових чисел. У чому їх фізичний зміст?

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Шпольский Э.В. Атомная физика. Т.1. - М.: Наука, 1984. – 552 с.
2. Шпольский Э.В. Основы квантовой механики и строение электронной оболочки атома. – М.: Наука, 1984. – 438 с.
3. Білий М.У. Атомна фізика.- К.: Вища школа, 1973. – 396 с.
4. Белый М.У., Охрименко Б.А. Атомная физика. – К.: Высшая школа, 1984. – 271 с.
5. Сивухин Д.В. Атомная и ядерная физика. Ч.1. Атомная физика. – М.: Наука, 1986. – 416 с.
6. Матвеев А.Н. Атомная физика. – М.: Наука, 1989. – 436 с.
7. Савельев И.В. Курс общей физики. Т.3. - М.: Наука, 1979. – 304 с.
8. Кучерук І.М., Дущенко В.П. Загальна фізика. Оптика. Квантова фізика. – К.: Вища школа, 1991. – 464 с.
9. Лабораторный практикум по физике / Под ред. А.С. Ахманова– М.: Высшая школа, 1980. – 360 с.
10. Загальна фізика. Лабораторний практикум / За заг. ред. І.Т. Горбачука. – К.: Вища школа, 1992. – 510 с.
11. Зайдель А.Н. Таблицы спектральных линий. – М.: Наука, 1977. - 612 с.
12. Фриш С.Э. Оптические спектры атомов. – М.: ФМ, 1963. – 572 с.
13. Скубенич В.В., Повч М.М. Робоча програма і методичні вказівки до самостійної роботи студентів з курсу «Атомна фізика». – Ужгород: В-цтво УжНУ, 2004. – 24 с.
14. Шимон Л.Л., Скубенич В.В., Семенюк Я.М., Повч М.М. Фізичний практикум «Атомна фізика». – Ужгород: В-цтво УжНУ, 2004. – 99 с.

ДОДАТОК

Фундаментальні фізичні сталі

Назва	Позначення	Мантиса	Порядок
Швидкість світла	c	2.9979246	$10^8 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$
Заряд електрона	e	1.60219	10^{-19} Кл
Стала Планка	h	6.6262	$10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}$
Стала Рідберга	R_∞	1.097373	10^7 м^{-1}
Стала тонкої структури	α	7.2973	10^{-3}
Радіус Бора	α_0	5.2917	10^{-11} м
Комптонівська довжина хвилі електрона	λ_C	2.4263	10^{-12} м
Число Авогадро	N_A	6.022	$10^{23} \text{ моль}^{-1}$
Стала Больцмана	k	1.3807	$10^{-23} \text{ Дж} \cdot \text{К}^{-1}$
Атомна одиниця маси (енергетичний еквівалент)	1 а.о.м.	1.66057 931.5	10^{-27} кг MeV
Маса спокою електрона (енергетичний еквівалент)	m_e	9.10953 0.511	10^{-31} кг MeV
Маса спокою протона	m_p	1.67265	10^{-27} кг
Маса спокою нейтрона	m_n	1.67495	10^{-27} кг
Питомий заряд електрона	e/m_e	1.7588	$10^{11} \text{ Кл} \cdot \text{кг}^{-1}$
Магнітна стала	μ_0	1.2566	$10^{-6} \text{ Гн} \cdot \text{м}^{-1}$
Електрична стала	ϵ_0	8.8542	$10^{-12} \text{ Ф} \cdot \text{м}^{-1}$
Магнетон Бора	μ_B	9.2741	$10^{-24} \text{ Дж} \cdot \text{Т}^{-1}$
Магнітний момент електрона	μ_e	9.2848	$10^{-24} \text{ Дж} \cdot \text{Т}^{-1}$

Маргітч М.О., Плекан Р.М.

АТОМНИЙ ФІЗПРАКТИКУМ

**Методичні вказівки до лабораторних робіт
(для студентів спеціальностей 163 «Біомедична інженерія» та
172 «Телекомунікації та радіотехніка»)**

*Рекомендовано до друку методичною комісією фізичного факультету
(протокол № 7 від 19 березня 2019 року)*

Формат 60×84/16. Умовн. друк. арк. 3,66. Зам. № 86. Наклад 100 прим.
Видавництво УжНУ "Говерла". м. Ужгород, вул. Капітульна, 18. Тел.: 3-32-48.

*Свідоцтво про внесення до державного реєстру
видавців, виготівників і розповсюджувачів видавничої продукції –
Серія 3т № 32 від 31 травня 2006 року*