

Лабораторна робота № 3-11

ВИВЧЕННЯ СПЕКТРА АТОМАРНОГО ВОДНЮ

Мета роботи: градування монохроматора УМ-2; вивчення спектра атомарного водню у видимій області; експериментальне визначення сталої Рідберга.

Обладнання: монохроматор УМ-2, ртутна лампа ДРШ-250, воднева лампа ДВС-4, блок живлення водневої лампи, блок живлення монохроматора ЕПС-111.

Теоретичні відомості

Спектри ізольованих атомів складаються з дискретних спектральних ліній різної інтенсивності, що відповідають різним довжинам хвиль. Частоти випромінювання, що поглинаються і випромінюються, залежать від сорту атомів. Для атомів одного сорту спектри поглинання і випромінювання однакові. Кожен атом може бути ідентифікований за спектром (спектр дає інформацію про будову атома механізму його взаємодії з випромінюванням).

На особливу увагу заслуговує атом водню, оскільки він є найпростішою атомною системою (один протон + один електрон); усі частоти, що можна спостерігати для атома водню, підпорядковані узагальненій формулі Бальмера:

$$\nu_{mn} = R(1/n^2 - 1/m^2); \quad \nu_{mn} = c/\lambda_{mn}, \quad (11.1)$$

де m і n – додатні цілі числа ($m > n$); R – певна константа, яка називається сталою Рідберга; λ_{mn} – довжина хвилі випромінювання; c – швидкість світла.

Окремі лінії у спектрах атомів можна об'єднати у групи ліній, що називають серіями. Формула (11.1) є узагальненням експериментальних даних: у 1885 р. Бальмер помітив, що частоти ліній у видимій частині спектра водню можна виразити формулою (серія Бальмера):

$$\nu_{m2} = R(1/2^2 - 1/m^2); \quad m = 3, 4, 5, \dots (n = 2) \quad (11.2)$$

Пізніше були відкриті нові серії ліній:
в ультрафіолетовій області

- серія Лаймана: $n = 1, m = 2, 3, 4, 5, \dots$

в інфрачервоній частині спектру:

- серія Пашена: $n = 3, m = 4, 5, 6, \dots$
- серія Брекета: $n = 4, m = 5, 6, 7, \dots$
- серія Пфундта: $n = 5, m = 6, 7, 8, \dots$
- серія Хемфі: $n = 6, m = 7, 8, 9, \dots$

Аналіз відповідних формул показує, що кожна з частот є різницею двох величин, які залежать від цілого числа. Позначивши $T(m) = R/m^2, m = 1, 2, 3, \dots$ отримаємо: $\nu_{mn} = T(n) - T(m)$.

Тобто кожному атому можна поставити у відповідність певну таблицю чисел або спектральних термів T ; при цьому усі частоти випромінювання, що спостерігаються, можна отримати, комбінуючи різні пари термів. Це правило, окремим випадком якого є формула Бальмера, називається принципом Рідберга-Рітца (1905р.).

Необхідно зазначити, що не всі різниці термів обов'язково виявляються як частоти випромінювання, які спостерігаються у спектрі; квантова теорія формує так звані правила відбору, що показують, які комбінації термів можливі, а які є забороненими.

Отже, спектр атома водню згідно з Бальмером – Рідбергом описується формулою:

$$\nu_{mn} = R(1/n^2 - 1/m^2) = \nu_{mn} = R/n^2 - R/m^2$$

Зіставляючи цей вираз із умовою частот Бора (другий постулат Бора)

$$\nu_{mn} = E_m/h - E_n/h$$

Бачимо, що енергії стаціонарних станів виражаються співвідношенням :

$$-E_n = hR/n^2; \quad -E_m = hR/m^2 \quad (11.3)$$

Таким чином, спектральні терми набувають певного фізичного смислу, оскільки виявляються пов'язаними з енергією стаціонарних станів атома, а комбінаційний принцип Рітца стає природним наслідком другого постулату Бора.

Наявність характерного для атома лінійчатого спектра випромінювання пояснюється квантуванням (дискретністю) енергетичних рівнів атомів (що є експериментальним фактом, абсолютно несумісним із класичною корпускулярною теорією).

Класична теорія коректно пояснює дуже великий діапазон явищ як у макроскопічній, так і, в деяких випадках, у макроскопічних областях. Головне ускладнення, з яким стикається класична теорія на мікроскопічному рівні, полягає у характерній дискретності значень фізичних величин. Можна вважати встановленим, що класична теорія «макроскопічно коректна», тобто вона вірно описує фізичні явища у тому граничному випадку, коли квантові стрибки можуть вважатись незначними. В усіх цих випадках передбачення квантової теорії мають збігатися з результатами класичної теорії. У цьому сутність принципу відповідності, сформульованого Бором у 1923 р.

Атом водню у класичній теорії

Скористаймося принципом відповідності для визначення сталої Рідберга. Згідно з класичною теорією Резерфорда, протон та електрон взаємодіють в атомі водню за законом Кулона (енергія $E = -\frac{ke^2}{r}$, $k = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}$). Відповідно до законів Кеплера електрон рухається еліптичною орбітою, в одному з фокусів якої знаходиться протон (будемо вважати його нескінченно важким, тобто нерухомим). Кожній орбіті відповідає деяке значення енергії $E < 0$ та деяка частота $\nu_{кл}$ руху електрона.

Ці величини залежать лише від розмірів великої півосі еліпса:

$$|E| = \frac{ke^2}{2a}; \quad T = \frac{1}{\nu_{кл}} = 2\pi\sqrt{\frac{ma^3}{ke^2}} \quad (11.4)$$

Де a – велика піввісь еліпса; T – період обертання; e та m – відповідно заряд і маса електрона.

Із формул (11.4) випливає:

$$\nu_{кл} = \frac{1}{\pi ke^2} \sqrt{\frac{2|E|^3}{m}} \quad (11.5)$$

Під час свого руху електрон випромінює електромагнітні хвилі. Це випромінювання відбувається безперервно і супроводжується безперервним зменшенням енергії E .

Цю картину зіставляємо зі стрибкоподібним процесом втрати енергії електроном, що передбачено теорією Бора. Перехід з $(n+1)$ -го стаціонарного стану у n -й за великих n має відповідати випромінюванню довгих хвиль (малих частот):

$$\nu_{n,n+1} = R \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{(n+1)^2} \right)$$

Оскільки $n \gg 1$, то наближено маємо:

$$v_{\text{кв}} \approx 2R/n^3$$

Скориставшись співвідношенням (11.3) для енергії стаціонарних станів, матимемо:

$$v_{\text{кв}} = 2 \left(|E_n|^3 / R h^3 \right)^{1/2} \quad (11.6)$$

У граничному випадку великих n енергія E_n змінюється практично неперервно внаслідок чисельних малих стрибків, тому спектр випромінюваних частот за принципом відповідності збігається з класичним спектром:

$$\lim_{n \rightarrow \infty} v_{\text{кв}} = v_{\text{кл}}$$

Порівнюючи вирази (11.5) та (11.6) отримуємо:

$$R = \frac{2\pi^2 m k^2 e^4}{h^3} = \frac{m e^4}{8 \varepsilon_0^2 h^3} = \frac{m e^4}{64 \pi^3 \varepsilon_0^2 h^3} \quad (11.7)$$

де $m = 9,11 \cdot 10^{-31}$ кг – маса електрона; $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл – заряд електрона; $h = 6,63 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – стала Планка, $\hbar = h/2\pi$; $c = 3 \cdot 10^8$ м/с – швидкість світла у вакуумі; $\varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м – електрична стала.

Числове значення $R = 3,288 \cdot 10^{15}$ с⁻¹. Експериментальне значення R відоме з великою точністю ($\approx 10^{-6}$). Теоретичне значення (11.7) узгоджується з ним з точністю до 10^{-4} , що є великим успіхом теорії Бора.

Визначають R за довжиною хвилі випромінювання λ_{mn} за формулою

$$1/\lambda_{mn} = (R/c)(1/n^2 - 1/m^2) \quad (11.8)$$

Необхідно зазначити, що спектр газів, які складаються з багатоатомних молекул, набагато складніші. Наприклад, у спектрі водню поряд з окремими, досить віддаленими одна від одної лініями, спостерігається велика кількість щільно розташованих ліній (багатолінійчастий або смугастий спектр водню). Смугастий спектр характеризує молекули водню, а спектр який складається з окремих ліній, відповідає атомарному водню, що утворився у розрядній трубці внаслідок дисоціації молекул під дією розряду.

Використовуючи у роботі водневу лампу (ДВС-4), маємо можливість спостерігати як атомарний, так і молекулярний спектр, що на нього накладається. Отже, на це необхідно зважати під час вимірювань.

Атом водню у квантовій теорії

У загальному випадку атоми і молекули не підкоряються законам класичної механіки. Теоретичний опис їх станів можливий лише на основі квантової механіки і зводиться до розв'язання основного рівняння квантової механіки – рівняння Шредінгера. Для найпростішої системи (атома водню) воно має вигляд:

$$\nabla^2 \psi + \frac{2m}{\hbar^2} \left(E + \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 r} \right) \psi = 0$$

де ψ – хвильова функція електрона; $\hbar = h/2\pi = 1,055 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – стала Планка; E – повна енергія і $\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 r}$ – потенціальна енергія електрона у атомі; r – відстань до ядра.

З цього рівняння, зокрема, виходить, що у зв'язаному стані ($E < 0$) електрон може мати лише одне з дискретних (квантових) значень енергії:

$$E_n = -\frac{me^4}{32\pi^2 \varepsilon_0^2 \hbar^2} \frac{1}{n^2}, \quad n=1, 2, 3, \dots, \quad (11.9)$$

де n – головне квантове число.

У іонізованому (тобто не зв'язаному, $E \geq 0$) стані енергія електрона може набувати будь-яких значень. На рис. 11.1 показана діаграма можливих значень енергії електрона у атомі водню, розрахованих за (11.8).

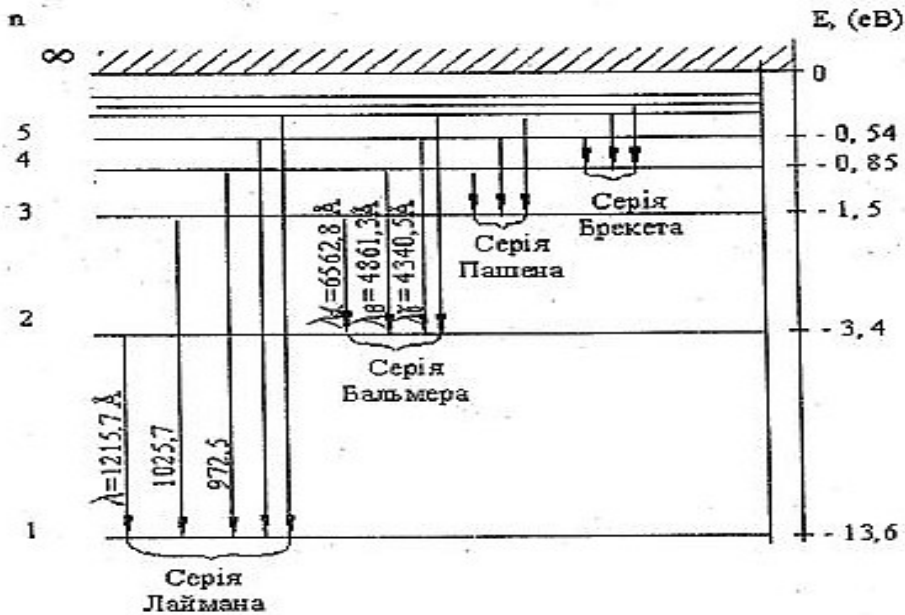


Рис 11.1. Рівні енергії атома водню та утворення спектральних ліній.

Як видно з формули (11.9), енергія системи зростає зі збільшенням головного квантового числа (зменшується числове значення від'ємної енергії), а рівні ущільнюються. При $n \rightarrow \infty$, $E \rightarrow 0$, а далі іде область неперервного спектру ($E > 0$), що відповідає іонізованому стану атома. Таким чином, енергія іонізації атома виявляється

$$E_{\text{ion}} = 0 - E_1 = \frac{me^4}{32\pi^2 \varepsilon_0^2 \hbar^2} = 2,17 \cdot 10^{-18} \text{ Дж}$$

Відповідно до квантової теорії під час переходу атома зі стану E_n в стан E_m випромінюється фотон з енергією $\hbar\omega_{nm} = E_n - E_m$. Тому у відповідності до (11.9) у спектрі атома – дискретні частоти (спектральні лінії)

$$\omega_{nm} = \frac{me^4}{32\pi^2 \varepsilon_0^2 \hbar^3} \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right) = R \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (11.10)$$

Вираз (11.10), як і (11.1), називається узагальненою формулою Бальмера, а стала Рідберга у цьому випадку

$$R = \frac{me^4}{32\pi^2 \varepsilon_0^2 \hbar^3} \approx 2,07 \cdot 10^{16} \text{ c}^{-1}$$

Довідники дають два значення сталої Рідберга. Одне з них стосується формули, за якою вираховуються частоти ν випромінювання і визначається воно за (11.7). Інше значення

виходить з формули (11.10), за якою визначаються циклічні частоти ω . Як відомо, $\omega = 2\pi\nu$. Так само співвідносяться і сталі Рідберга.

На рис. 11.1 зображено рівні енергії атома водню, а стрілками показано переходи між рівнями, що відповідають певним спектральним лініям. З рисунку видно, що лінії у спектрі водню можна рознести за серіями. Для всіх ліній серії значення n залишається сталим, а m може бути будь-яким, починається з $m = n+1$ до ∞ . Значення $m = \infty$ визначає межу спектральної серії.

У роботі вивчається серія Бальмера, деякі лінії якої знаходяться у видимій області спектра. Для перших чотирьох ліній цієї серії m набуває значень 3, 4, 5, 6. Ці лінії позначаються символами $H_\alpha, H_\beta, H_\gamma, H_\delta$.

Опис експериментальної установки

Для вимірювання довжини хвиль спектральних ліній у роботі застосовують призмий монохроматор-спектроскоп УМ-2, який використовують для спектральних досліджень у діапазоні від 3800...10000 Å (рис.11.2).

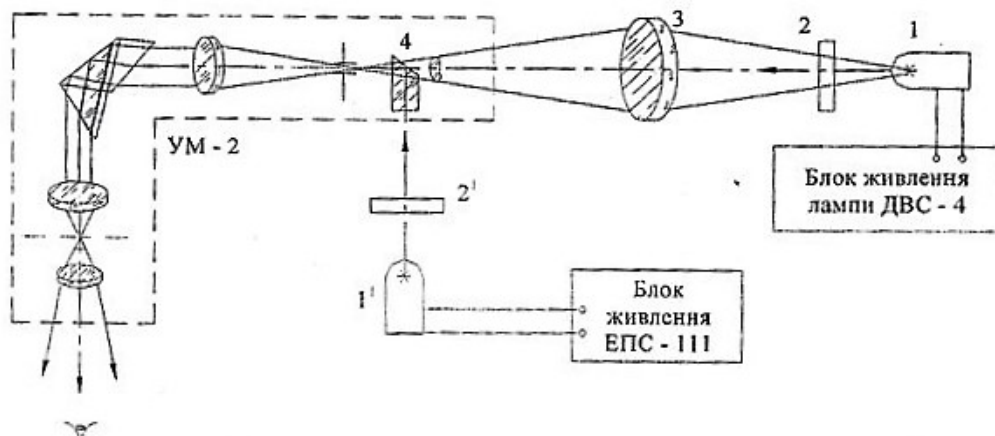


Рис.11.2. Оптична схема установки: 1 – воднева лампа ДВС-4; 1' – ртутна лампа ДРШ 250; 2, 2' – захисні скельця; 3 – конденсорна лінза; 4 – призма порівняння. Пунктиром виділено оптичну схему спектроскопа УМ-2.

Світло від водневої лампи 1 за допомогою конденсорної лінзи 3 фокусується на входній щілині спектроскопа; призма порівняння 4 дозволяє спостерігати паралельно з спектром водню еталонний спектр, джерелом якого є ртутна лампа ДРШ-250 (1').

Порядок виконання роботи

1. Спектроскоп УМ-2 потрібно спочатку проградувати, для чого використовується ртутна лампа ДРШ-250. Крива градування це залежність між градусним поділками барабана та довжинами хвиль відповідних ліній еталонного спектра. Градування проводиться відповідно до інструкції, що знаходиться на робочому місці. Дані занести до табл.11.1.

2. Побудувати графік градування на аркуші міліметрового паперу (вибрати зручний масштаб). На осі x відкладають градусні поділки барабана, а на осі y – довжини хвиль відповідних спектральних ліній (за даними табл. 11.1).

3. У спектрі випромінювання водневої лампи ідентифікувати водневі лінії $H_\alpha, H_\beta, H_\gamma, H_\delta$. Оскільки у спектрі лампи разом із лініями атомарного спектра спостерігається спектр молекулярного водню, починати пошук потрібних ліній необхідно з найбільш інтенсивної червоної лінії H_α . Друга лінія H_β – зелено-блакитна. У проміжку між лініями H_α і H_β розташовано безліч червоно-жовтих та зелених порівняно слабких молекулярних смуг. Третя

лінія H_γ – фіолетово-синя. Перед нею знаходяться слабкі розмиті молекулярні смуги синього кольору. Четверта лінія H_δ – фіолетова. Її можна бачити у випромінюванні лише деяких екземплярів водневих ламп.

4. Визначити N° (градусні поділки барабана монохроматора), що відповідають лініям H_α , H_β , H_γ .

5. За кривою градування монохроматора визначити довжини хвиль водневих ліній λ_α , λ_β , λ_γ – λ експериментальне ($\lambda_{\text{екс}}$).

Дані пунктів 4, 5 занести до таблиці 11.2.

Обробка експериментальних даних

1. Для кожної з спектральних ліній атомарного водню ($\lambda_{\text{екс}}$), що спостерігаються (табл.11.2) вирахувати значення сталої Рідберга за формулою (11.8) і визначити її середнє значення та занести до табл. 11.3.

2. Оцінити похибку шляхом порівняння результатів підрахунку з табличним значенням R , остаточний результат занести до табл. 11.3.

3. Визначити за формулою Бальмера (11.2) λ_T – теоретичні значення довжин хвиль випромінювання λ_α , λ_β , λ_γ (те саме – на рис. 11.1). Дані занести до табл. 11.2.

4. Порівняти теоретично визначені довжини хвиль λ_α , λ_β , λ_γ водневих ліній з довжинами хвиль, визначеними експериментально (табл. 11.3)

Табл. 11.1

Значення довжин хвиль спектральних ліній ртутної лампи		№ (градусні поділки барабана монохроматора)
Спектральна лінія	Довжина хвилі λ , Å	
Темно-червона	6907	
Червоно-жовтогаряча I	6234	
Червоно- жовтогаряча II	6123	
Жовтогаряча	6073	
Жовта I	5791	
Жовта II	5770	
Яскраво – зелена	5461	
Зелено-синя	4916	
Яскраво-синя	4358	
Синя, середня	4348	
Синя, слабка	4339	
Фіолетова, слабка	4108	
Фіолетова, середня	4078	
Фіолетова, яскрава	4046	
Фіолетова, темна	3984	

Табл. 11.2

Назва лінії	H_α	H_β	H_γ
N° (град.поділка барабана)			
$\lambda_{\text{екс}}, \text{Å}$			
$\lambda_{\text{теор}}, \text{Å}$			
R, c^{-1}			

Таблиця 11.3

	$\lambda_{\text{теор}}, \text{Å}$	$\lambda_{\text{екс}}, \text{Å}$
λ_α		
λ_β		
λ_γ		
$\langle R \rangle = \dots\dots\dots$	$\varepsilon = \frac{ R_{\text{таб}} - \langle R \rangle }{R_{\text{таб}}} \cdot 100\% = \dots\dots\dots$	

Контрольні запитання

1. Монохроматор- спектроскоп УМ-2. Інструкція та порядок роботи з приладом знаходиться у лаборанта
2. Серіальні закономірності в атомних спектрах. Пояснити узагальнену формулу Бальмера.
3. Спектральні терми. Сформулювати комбінаційний принцип Рібдерга –Рітца.
4. Сформулювати постулати Бора; фізичний смисл спектральних термів.
5. Отримати вираз для: а) межі серії Бальмера (H_∞); б) енергії іонізації атома водню.
6. Елементарна борівська теорія водневого атома (виведення формули для сталої Рібдерга).
7. Оптична схема та принцип дії експериментальної установки .
8. Принцип відповідності. Застосування до обчислення R .

Література

1. Кучерук І.М., Горбачук І.Т., Луцик П.П.. Загальний курс фізики. У 3т. Оптика. Квантова фізика, §13. – К.: Техніка, 2001.
2. Савельєв І.В. Курс общей физики. В 3 т.Т.3 §§ 18, 21, 22, 23, 28. – М.:Наука, 1987.
3. Сивухин Д.В. Общй курс физики. – М.:Наука, 1986. Т.1. §§ 17, 19, 21, 22, 25, 27.
4. Шпольский Е.В. Атомная физика.Т.1. §§ 90, 103-107, 111. – М.: Физматгиз, 1963.
5. Ландсберг Г.С. Оптика. §§ 204, 205, 207, 208. – М.: Наука, 1976.
6. Блохинцев Д.И. Основы квантовой механики. – М.: Наука, 1983.