

МІНІСТЕРСТВО
ВИЩОЇ І СЕРЕДНЬОЇ СПЕЦІАЛЬНОЇ ОСВІТИ УРСР

КИЇВСЬКИЙ
ОРДЕНА ЛЕНІНА І ОРДЕНА ЖОВТНЕВОЇ РЕВОЛЮЦІЇ
ДЕРЖАВНИЙ УНІВЕРСИТЕТ ім. Т. Г. ШЕВЧЕНКА

**МЕТОДИЧНІ ВКАЗІВКИ
ДО ВИКОНАННЯ ЛАБОРАТОРНИХ РОБІТ
З КУРСУ «ЗАГАЛЬНА ФІЗИКА»
(розділ «Атомна фізика»)**

для студентів фізичного факультету

Київ КДУ 1991

Методические указания к выполнению лабораторных работ по курсу
"Общая физика" (раздел "Атомная физика") для студентов физического
факультета (Сост. Н.М.Белый, В.А.Губанов, О.В.Поперенко и др.) -
Киев : КГУ, 1991. – 67 с.

Укладачі М.М.Білий, канд.фіз.-мат. наук,
.В.О.Губанов, канд. фіз.-мат. наук,
О.В.Поперенко,
Ю.М.Сулейманов, канд. фіз.-мат. наук,
О.В.Вакуленко, канд. фіз.-мат. наук.
В.С.Копань, д-р фіз.-мат. наук
За редакцією І.С.Горбаня, д-ра фіз.-мат. наук

Затверджено Радою
фізичного факультету
26 жовтня 1989 року

1. ВИЗНАЧЕННЯ ПИТОМОГО ЗАРЯДУ ЕЛЕКТРОНА МЕТОДОМ МАГНЕТРОНА

Існує багато методів експериментального визначення питомого заряду електрона $\left(\frac{e}{m}\right)$

причому більшість цих методів побудована на вивченні залежності траєкторії руху електрона при проходженні його в електричному та магнітному полях. Розглянемо деякі з цих методів.

Метод Томпсона. Схема досліду Томпсона, використаного ним для визначення $\frac{e}{m}$, відображена на

рис.1, де введені слідуючі позначення: **К** - катод, який є джерелом вільних електронів, **А** - анод з отвором, діафрагмуючим потік електронів; **Д** - діафрагма, між **К** та **А** прикладена різниця потенціалів, що приводить до переміщення потоку електронів зі швидкістю v в просторі за діафрагмою **Д**.

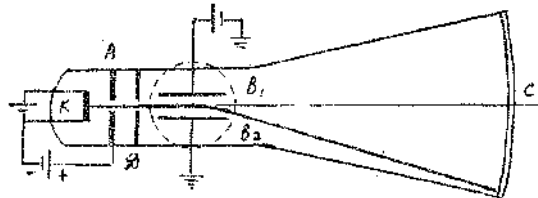


Рис.1.

Пунктирним колом окреслена область, де збуджується магнітне поле **H**, перпендикулярне площині малюнка. **B₁** та **B₂** - обкладинки конденсатора, що генерують електричне поле **E**, **C** - флуоресціюючий екран, на якому світла пляма характеризує місце попадання катодного променя.

Нехай напрям магнітного поля такий, що пучок електронів відхиляється вниз. Тоді при наявності тільки магнітного поля електрони рухатимуться в окресленому пунктирним колом місці по дузі кола і світла пляма на екрані зміститься вниз (пунктирна лінія). Потім одночасно з магнітним збуджується і електричне поле з напруженістю **E** і таким напрямом, щоб електрична сила $e \cdot E$, що діє на електрон,

була напрямлена в протилежний бік до магнітної сили, що дорівнює $F = \frac{1}{c} evH$ (У нашому випадку $e \cdot E$ напрямлена вгору). Електричне поле підбирається такої величини, щоб повністю скомпенсувати дію магнітного поля, внаслідок чого пучок електронів зовсім не буде відхилятися і потрапить в центр екрану.

Питомий заряд електрона буде визначатись за формулою $\frac{e}{m} = \frac{c^2 E}{RH^2}$ (1) де **R** - радіус кривизни

траєкторії руху електронів при проходженні ними області простору, обмеженої пунктирним колом.

Метод Кірхнера (метод фільтру швидкостей). Пучок електронів, що прискорюються різницею потенціалів U_0 та колімуються діафрагмою **Д₁**, проходить між обкладинками двох конденсаторів (**C₁** та **C₂**) з розташованою між ними діафрагмою **Д₂** (див. рис.2).

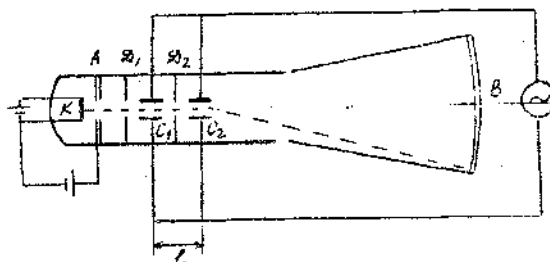


Рис.2.

На пластини обох конденсаторів синфазно подається різниця потенціалів U , що змінюється з часом по синусоїдальному закону з періодом T . Через діафрагму **Д₂** будуть пролітати тільки ті електрони, що пройшли між обкладинками конденсатора **C₁**, коли різниця потенціалів $U=0$. За час t , за який електрони пролетять шлях l , різниця потенціалів U зміниться, і електрони, пролітаючи між обкладинками конденсатора **C₂**, відхиляться. Відхилення буде відсутнє лише в тому випадку, коли

$$t = n \frac{T}{2} \quad (2) \text{ де } n - \text{ціле число.}$$

З іншого боку $t = \frac{l}{v}$ (3), де v - швидкість електронів. Швидкість може бути знайдена по прискорюючій різниці потенціалів із співвідношення:

$$\frac{1}{2}mv^2 = eU_0 \quad (4)$$

Використовуючи формули (2)-(4), одержимо вираз для питомого заряду електрона:

$$\frac{e}{m} = \frac{2l^2}{n^2 T^2 U_0} \quad (5)$$

Метод магнетрону, яким будемо користуватись для експериментального визначення питомого заряду електрона; розберемо більш детально.

Магнетрон - двоелектродна електронна лампа з коаксіальними циліндричними катодом радіусом r_k та анодом радіусом r_a . Траєкторія руху електронів в такій лампі зумовлена дією магнітного поля \mathbf{H} , напрямленого паралельно осі анода, та електричного поля, напрямленого по радіусу (рис.3) При певному фіксованому значенні різниці потенціалів між катодом і анодом анодний струм I_a не буде залежати від напруженості магнітного поля \mathbf{H} в інтервалі значень $0 < H < H_{кр}$, тому що всі електрони, що вилетіли з катоду, будуть долітати до аноду. При $H > H_{кр}$ всі електрони повернуться на катод, не долітаючи до аноду, тому $I_a = 0$.

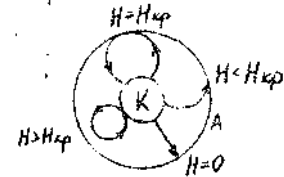


Рис.3.

Метою роботи є знаходження критичного значення напруженості магнітного поля $H_{кр}$, при якому спостерігається різке зменшення анодного струму. Зміна напруженості магнітного поля $H_{кр}$ забезпечується зміною величини струму I_m в обмотці електромагніту. Електрична схема установки зображена на рис..4.

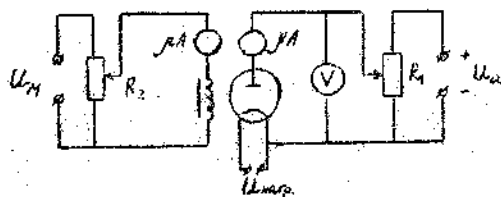


Рис.4.

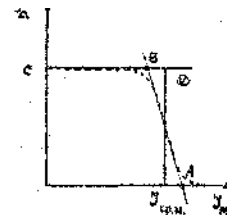


Рис.5.

Теоретична залежність $I_a = f(H)$ приведена на рис.5. (крива 1). Але при експериментальних дослідженнях вищевказаної залежності маємо криву, зображену на рис.5 пунктиром (крива 2). Відмінність між теоретичною та експериментальною кривими обумовлена, в основному, тим, що електрони при заданій температурі катода мають неоднакові швидкості. Крім того, існуючі електронні лампи не мають ідеальної геометрично правильної форми катода та анода. Все це приводить до того, що анодний струм при збільшенні падає до нуля не миттєво, а у деякому інтервалі значень H .

Робоча формула, по якій необхідно робити розрахунок величини питомого заряду електрона, має вигляд:

$$\frac{e}{m} = \frac{8U_a}{\left[\mu\mu_0 r_a H_{кр} \left(1 - \frac{r_k^2}{r_a^2} \right) \right]^2} \quad (6)$$

Вивід формули приведений у додатку.

ПОРЯДОК ВИКОНАННЯ РОБОТИ

1. Ввімкнути блоки живлення УІП.
2. Ввімкнути тумблер "Сеть" та "Анод".
3. За допомогою ручки U_a вивести анодну напругу в інтервалі значень $100 \div 200\text{В}$.
4. Зняти залежність $I_a = f(H)$ при трьох значеннях U_a , що лежать у вказаному вище інтервалі.

- З графіків залежності $I_a = f(I_m)$ для всіх значень U_a визначити величину $I_{mкр}$, при якій $I_a=0$. (Це робиться так: відрізок найбільш крутого падіння анодного струму екстраполують до перетину з віссю абсцис (т.А, рис,5). Потім через точки, що відповідають анодному струму при малих значеннях напруженості магнітного поля, проводять пряму, паралельну осі абсцис (пряма СД). Із середини відрізка АВ опускають перпендикуляр на вісь I_m ; точка перетину з віссю і дасть величину $I_{mкр}$).
- За формулою $H_{mкр}=kI_{mкр}$, де k - коефіцієнт пропорційності, різний для кожного електромагніта, вирахувати критичне значення напруженості магнітного поля. Підставити результати вимірів у формулу (6) та вирахувати відношення $\left(\frac{e}{m}\right)$, знайти його середнє значення.
- Вирахувати відносну та абсолютну похибку шуканої величини.

Список літератури

- Шпольський Є,В. Атомна фізика : В 2 т. - Т. I. - К., 1952.
- Добрецов Л.Н. Атомна фізика. - К., 1960.
- Білий М.У. Атомна фізика. - К., 1973.

Додаток

Рівняння руху частинки в схрещених (електричному і магнітному) полях має вигляд:

$$m \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} = e(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}), \quad (1)$$

де m - маса частинки, e - величина рухомого заряду, \vec{B} - індукція магнітного поля.

Електрони, які вилітають з розжареного катода k , рухаються до анода А вздовж радіуса під дією сили електричного поля:

$$\vec{F}_e = e\vec{E}. \quad (2)$$

Прийнявши, що напруженість електричного поля в лампі визначається, як в циліндричному конденсаторі, за формулою:

$$E = \frac{\tau}{2\pi\epsilon\epsilon_0\rho}, \quad (3)$$

де $\tau = \frac{2\pi\epsilon\epsilon_0 U}{\ln \frac{r_a}{r_k}}$ заряд одиниці довжини катода, ρ - віддаль електрона від початку координат,

матимемо:

$$F_e = \frac{e\tau}{2\pi\epsilon\epsilon_0\rho}, \quad (4)$$

Оскільки магнітне поле, напруженість якого \vec{H} , напрямлене вздовж осі симетрії лампи (вздовж катода), то на електрон діятиме ще одна сила - сила Лоренца \vec{F}_m , яка відхиляє електрони від їх руху по радіусу у відсутності магнітного поля.

Величина цієї сили визначається з співвідношення:

$$F_m = -e\mu\mu_0[\vec{v} \cdot \vec{H}]. \quad (5)$$

Під дією сил \vec{F}_e і \vec{F}_m електрон перебуватиме у складному русі. Диференціальне рівняння руху запишеться так:

$$m \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} = \vec{F}_e + \vec{F}_m$$

або

$$\left. \begin{aligned} m \frac{d\dot{x}}{dt} &= \frac{e\tau \cdot \cos \varphi}{2\pi\epsilon\epsilon_0 r} - \mu\mu_0 eH\dot{y} \\ m \frac{d\dot{y}}{dt} &= \frac{e\tau \cdot \sin \varphi}{2\pi\epsilon\epsilon_0 r} + \mu\mu_0 eH\dot{x} \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

У полярних координатах система (6) матиме такий вигляд:

$$\left. \begin{aligned} \ddot{\rho} - \rho\dot{\varphi}^2 &= \frac{e}{m} \left(\frac{\tau}{2\pi\epsilon\epsilon_0 r} \right) - \mu\mu_0 H \rho \dot{\varphi} \\ 2\dot{\rho}\dot{\varphi} + \rho\ddot{\varphi} &= \frac{\mu\mu_0 H}{m} \rho \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

Після деяких перетворень систему (6) можна записати так:

$$\dot{x}y - y\dot{x} = -\frac{\mu\mu_0 eH}{2m} (x^2 + y^2) + c \quad (8)$$

Використавши початкові умови при $t=0$: $\dot{x} = \dot{y} = 0$ і $x^2 + y^2 = r_k^2$, одержимо з (8):

$$\dot{x}y - y\dot{x} = \frac{\mu\mu_0 eH}{2m} [r_k^2 - (x^2 + y^2)], \quad (9)$$

або в полярній системі координат:

$$\dot{\varphi} = \frac{\mu\mu_0 eH}{2m} \left[1 - \frac{r_k^2}{\rho^2} \right] \quad (10)$$

Підставимо значення $\dot{\varphi}$ в перше рівняння системи (7) і знайдемо його перший інтеграл. Використавши початкові умови (при $t = 0$ $\rho = r_k$; $\dot{\rho} = 0$), матимемо:

$$\frac{\dot{\rho}^2}{2} = \frac{1}{2} \left(\frac{e\tau_k^2 \mu\mu_0 H}{2m} \right)^2 \cdot \left(\frac{1}{r_k^2} - \frac{1}{\rho^2} \right) + \frac{\epsilon\tau}{2\pi\epsilon\epsilon_0} \ln \frac{\rho}{r_k} - \frac{1}{2} \left(\frac{e\mu\mu_0 H}{2m} \right)^2 \cdot (\rho^2 - r_k^2) \quad (11)$$

Прийнявши в рівнянні (11) $H = H_{kp}$, $\rho = r_a$; $\dot{\rho} = 0$, матимемо робочу формулу:

$$\frac{e}{m} = \frac{8U_a}{\left[\mu\mu_0 r_a H_{kp} \left(1 - \frac{r_k^2}{r_a^2} \right) \right]^2}$$

2. СПЕКТР ВИПРОМІНЮВАННЯ АТОМАРНОГО ВОДНЮ

Метою даної роботи є вивчення спектральних закономірностей атомарного водню та визначення сталої Рідберга.

Теоретичні відомості

Експериментально встановлено, що розміщення ліній у спектрі випромінювання атомарного водню підлягає певній закономірності (1). Ці лінії можна об'єднати в серії, які розміщуються в ультрафіолетовій (серія Лаймана), видимій (серія Бальмера) (див.рис.1), близькій інфрачервоній (серія Пашена) та в далекій інфрачервоній (серії Бреккета, Пфунда та ін.) частинах спектру.

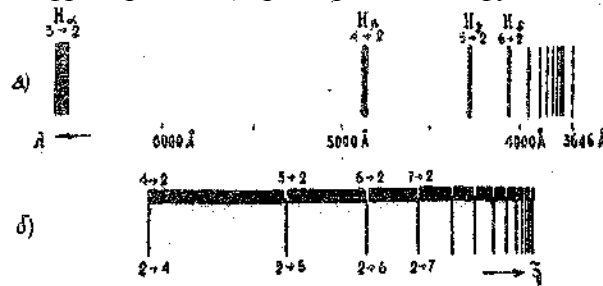


Рис.1.

Хвильові числа спектральних ліній $\tilde{\nu} = \frac{1}{\lambda}$ (де λ - довжина хвилі) визначаються простим співвідношенням (яке називають узагальненою формулою Бальмера):

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

де R - стала Рідберга (однакова для всіх серій, а m та n - цілі числа, причому:

для серії Лаймана - $m=1, n=2,3,4,\dots$,

для серії Бальмера - $m=2, n=3,4,5,\dots$,

для серії Пашена - $m=3, n=4,5,6,\dots$,

і т.д.

Зазначимо, що для всіх серій однаковими (при однакових n) є різниці

$$\Delta \tilde{\nu}_n = \tilde{\nu}_{m,n} - \frac{R}{m^2} = -\frac{R}{n^2}. \quad (1a)$$

Перша успішна модель атома, яка не тільки пояснила серіальні закономірності, але й дозволила незалежно визначити сталу Рідберга, була побудована Нільсом Бором (1913р.).

Згідно його припущенню (другий постулат Бора) частота лінії в спектрі випромінювання (чи поглинання) визначається різницею енергій електрона в початковому і кінцевому станах:

$$\hbar \nu_{m,n} = W_n - W_m \quad (2)$$

де \hbar - стала Планка.

Енергія таких (стаціонарних), визначення з використанням так званої умови квантування моменту імпульсу електрона

$$M = n\hbar \quad (\text{перший постулат Бора}) \quad (3)$$

виявилась рівною

$$W_n = -\frac{m_0 e^4}{8\varepsilon_0^2 \hbar^2} \frac{1}{n^2} \quad (4)$$

де m_0 - маса, e - заряд електрона, ε_0 - електрична стала, n - цілі числа (1,2,3).

Якщо позначити

$$\frac{m_0 e^4}{8\varepsilon_0^2 \hbar^2} = R_y, \quad (5)$$

то спектр енергій електрона в атомі водню можна записати в більш простому вигляді

$$W_n = -\frac{R_y}{n^2}, \quad (4a)$$

завдяки якому (та мал.2б) рівність (1 а) стає цілком зрозумілою.

Такий же спектр енергій електрона в атомі водню можна одержати з рівняння Шредінгера для стаціонарних станів [2]

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + V \right) \Psi = W \Psi, \quad (6)$$

припустивши

$$V = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r}, \quad (7)$$

та вважаючи

$$W < 0.$$

з (2) та (4a) випливає співвідношення

$$\tilde{\nu}_{m,n} = \frac{\nu_{m,n}}{c} = \frac{1}{hc} (W_n - W_m) = \frac{R_y}{hc} \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right),$$

яке співпадає з узагальненою формулою Бальмера, якщо

$$\frac{R_y}{hc} = R.$$

І, дійсно, набір світових констант $\frac{m_0 e^4}{8\epsilon_0^2 h^3 c} = \frac{R_y}{hc}$ (5a)

з достатньо високою точністю співпадає зі значенням константи Рідберга R , розрахованим за допомогою узагальненої формули Бальмера (1) при використанні значень $\tilde{\nu}_{m,n}$, одержаних із спектрів випромінювання атомарного водню.

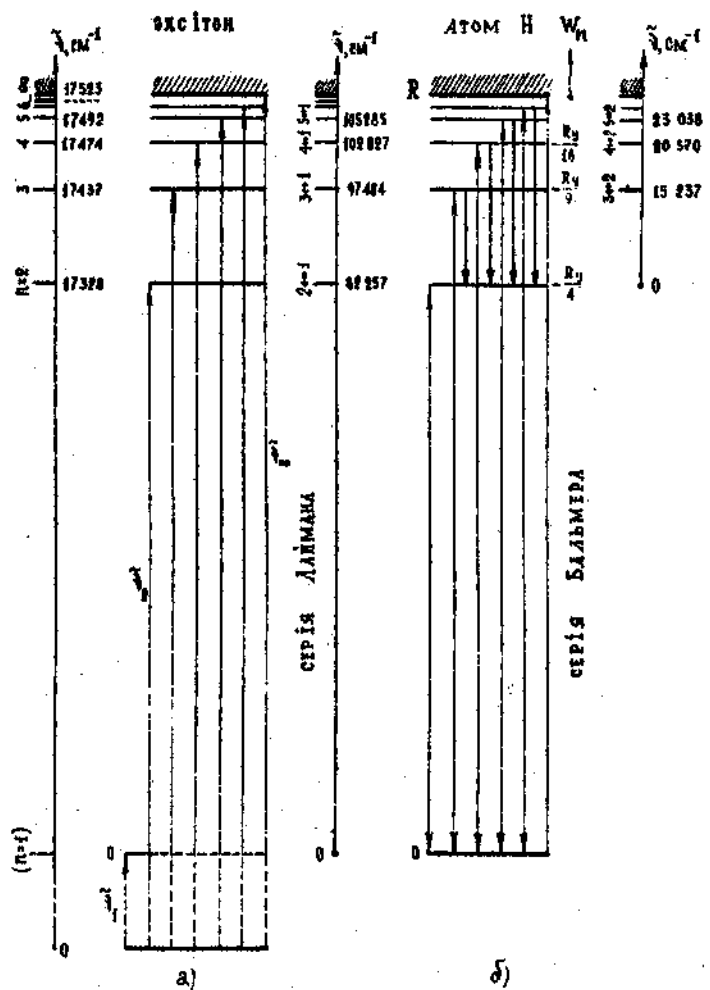


Рис.2.

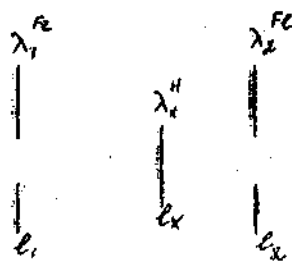
Експериментальна частина

Стала Рідберга визначається за допомогою співвідношення (1), якщо відомо хвильове число $\tilde{\nu}$ спектральної лінії та відповідно їй значення m і n . При виконанні даної роботи m і n вважаються заздалегідь невідомими, і тому для розрахунку сталої Рідберга необхідно визначення хвильових чисел декількох ліній спектрального випромінювання атомарного водню.

Якщо джерело досліджуемого випромінювання використовується газорозрядна трубка ТВС-15.

Спектр випромінювання фотографується за допомогою спектрографа КСА-1 зі скляною оптикою (див. опис. в додатку). Для розшифрування ліній спектра водню використовується спектр порівняння. В даній роботі це спектр випромінювання заліза з великим числом спектральних ліній, довжини хвиль яких відомі більш точно. Джерелом спектра випромінювання заліза є лампа типу ТСПК. Спектр порівняння та спектр досліджуемого випромінювання фотографуються на одну й ту ж саму плівку за допомогою діафрагми Гартмана, яка дозволяє здійснити обидві експозиції без зміщення касети (див. додаток).

Після проявлення, закріплення, ретельного промивання та просушки плівки проводять вимірювання по спектрограмі за допомогою вимірювального мікроскопа МИР-І2. При цьому, вибираючи найбільш характерні лінії спектра порівняння ("нормалі"), розташовані в безпосередній близькості до досліджуваних ліній водню, ототожнюють їх по атласу спектральних ліній заліза. Тепер для визначення точних значень λ_x^H треба скористатись методом інтерполяції. Якщо "нормалі" знаходяться в межах $\pm 20 \text{ \AA}$, від кожної λ_x^H можна використовувати лінійну інтерполяцію. З цією метою на компараторі визначається положення l_x^H



лінії спектра водню, довжина хвилі якої λ_x^H визначається, і положення l_1^{Fe} та l_2^{Fe} двох ототожнених ліній спектра заліза λ_1^{Fe} та λ_2^{Fe} розташованих по обидва боки від лінії λ_x^H . Невідому довжину хвилі визначають з виразу

$$\lambda_x^H = \lambda_1^{Fe} + \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{l_2 - l_1} (l_x - l_1)$$

чи

$$\lambda_x^H = \lambda_2^{Fe} + \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{l_2 - l_1} (l_2 - l_x)$$

Тут коефіцієнт $l_2 - l_1$ є середньою оберненою лінійною дисперсією $(d\lambda/dl)$ на ділянці спектральних ліній λ_1 та λ_2 . Для призмових приладів ця дисперсія в різних частинах спектра істотно відрізняється і в цьому буде можливість переконатись.

Ще точніше визначення довжини хвилі можна зробити по інтерполяційним формулам другого порядку по трьом нормаліям спектра заліза λ_1 , λ_2 та λ_3 [3].

Після обчислення довжин хвиль ліній серії Бальмера необхідно обчислити R_H і знайти середнє значення, а також абсолютну і відносну похибки, як експериментальні, так і теоретичні.

Додаток

Воднеподібна апроксимація виявилась дуже плідною для опису збуджених електронних станів в твердому тілі, таких як екситони, збуджені стани домішкових центрів (донорних та акцепторних) та ін. Розглянемо деякі з них.

I. Оптичний спектр екситону

В спектрах поглинання (та випромінювання) багатьох напівпровідних кристалів (Cu_2O , CdS , $CdSe$ та ін.) при низьких температурах ($\leq 77 K$) спостерігаються серії вузьких ліній, які згущаються в сторону менших довжин хвиль, подібні до серій ліній випромінювання атомарного водню.

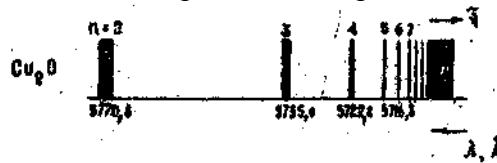


Рис.3.

На рис.3 представлено спектр поглинання кристалу закису міді (Cu_2O) в оранжевій області, одержаний при $T=4,2 K$ [1д]. Автори цієї роботи Є.Ф.Гросс зі своїми співробітниками вперше виявили в чергуванні цих ліній закономірність, подібну (1), яку записали у вигляді

$$\tilde{\nu}_n = \tilde{\nu}_\infty - \frac{R'}{n^2}, \quad (6)$$

де $R' = 780,7 \text{ см}^{-1}$; $\tilde{\nu}_\infty = 17523,3 \text{ см}^{-1}$, а $n=1,2,3\dots$

Можна було далі припустити, що різниця $\Delta\tilde{\nu}_n = \tilde{\nu}_n - \tilde{\nu}_\infty = -\frac{R'}{n^2}$ (6a)

(порівн. з співвідношенням (1a) відображає закономірність в енергетичному спектрі збуджених станів кристала, подібну до існуючої для атома водню (2a), яка зобов'язана своїм існуванням кулонівським силам.

Ці міркування привели до думки, що воднеподібна серія вузьких ліній в закису міді викликана поглинанням світла, пов'язаним з утворенням екситонів, існування яких було передбачено Френзелем [2д], Ваньє та Моттом [3д].

За Ваньє та Моттом, екситон може бути розглянутий як квазіводневий атом, в якому електрон та дірка, зв'язані силами Кулона, обертаються навколо спільного центра тяжіння. Тоді, для опису енергетичного спектра такого збудженого стану в виразі (5a) замість ϵ_0 належить підставити значення діелектричної проникливості кристала ($\epsilon\epsilon_0 \approx \epsilon_0 n_0^2$), а замість маси вільного електрона m_0 - наведену масу електрона та дірки μ , яка визначається виразом

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{\mu_h} + \frac{1}{\mu_e} \quad (7)$$

де μ_e та μ_h "ефективні" маси електрона та дірки в кристалі. Значення R' близьке до експериментального, було одержано авторами [1д] з виразу

$$R' = R \frac{\mu}{n_0^2} \quad (8)$$

при $n_0=2,5$; $\mu_h=m_0$, та $\mu_e=0,4m_0$.

Збудження екситону в кристалічній ґратці під дією квантів світла може бути представлено схемою, зображеною на рис.2а, а поряд (на рис.2б), зображена енергетична схема атома водню, масштаб якої зменшено у $\frac{R}{R'}$ разів для порівняння з енергетичною схемою екситона.

Однак, зіставлення обох схем показує, що має місце також і істотна різниця між схемою збудження екситона з основного стану а кристалі (відповідаючого енергії вершини валентної зони) з частотами

$$\tilde{\nu}_n = \tilde{\nu}_\infty - \frac{R'}{n^2} \quad (n=1,2,3,4\dots),$$

та схемою збудження (стрілки вгору) атома водню з основного (нормального) стану атома ($n=1$) з частотами

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

На відміну від атома водню для утворення екситона в основному стані, тобто для утворення в

кристалі дірки, зв'язаної з електроном в систему, подібну незбудженому атому водню, необхідно затратити енергію $h\tilde{\nu}_1c$ - енергію утворення екситона в квантовому стані $n=1$.

Якщо б число екситонів у стані з квантовим числом $n=1$ було достатньо великим, то можна було б спостерігати серію переходів з найнижчого (з $n=1$) стану екситона в збуджений стан з квантовими числами $n=2,3,4\dots$. Ця серія ліній, подібна до серії Лаймана атома водню, повинна була б лежати в інфрачервоній області спектра.

Подібні переходи спостерігаються експериментально та пояснюються в межах іншої (також воднеподібної) моделі, розглянутої в наступному розділі.

Частоти $\tilde{\nu}_n$ співпадають з частотами відповідних ліній спектра випромінювання атома водню (в серії Лаймана), зумовлених переходами електрона із збуджених станів до основного (рис.2 б стрілки вниз).

II. Воднеподібні збуджені стани домішкового центра (донора чи акцептора).

Розглянемо, наприклад, домішковий атом. У групи таблиці Менделєєва - фосфор (P) в кремнії. Існує багато доказів того, що атом фосфору входить в кристалічну ґратку, займаючи місце, яке нормально займає атом кремнію, тобто є домішкою заміщення. Чотири з п'яти зовнішніх електронів ($3s^23p^3$) атома фосфора формують насичені ковалентні зв'язки з чотирма найближчими сусідами – атомами кремнію; а п'ятий електрон, не виключений в ці зв'язки передається зоні провідності. Проте, він зберігає зв'язок з іоном P^+ завдяки кулонівській взаємодії. На відстанях r , більших у порівнянні зі сталою ґратки a , потенціал має вигляд

$$V_i(r) = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r}, \quad (9)$$

і донорний електрон буде мати воднеподібні зв'язані стани з енергією

$$W_n = -\frac{m^* e^4}{8\epsilon^2 \epsilon_0^2 h^2 n^2}, \quad n=1,2,3,\dots, \quad (10)$$

де m^* - так звана "ефективна" маса електрона.

В кристалах арсеніду галія, наприклад, $m^*=0,06650 m_0$ та $\epsilon=12,5$, так що $W_1=-5,72\cdot 10^{-3}$ еВ (в атомі водню $W=R_y=-13,5$ еВ) та відповідний борівський радіус

$$r_i^* = \frac{\epsilon\epsilon_0 h^2}{\pi m^* e^2} = 100 \text{ \AA}$$

(борівський радіус в атомі водню $r\sim 0,5 \text{ \AA}$. Оскільки r_i^* («а» - стала ґратки, порядку одиниць \AA), то: забезпечується обґрунтування рівності (10).

Така проста модель, розглянута на початку 40-х рр. Моттом та Герні, в теперішній час істотно модифікована у зв'язку з необхідністю пояснення більш складних, ніж серіальна (1), закономірностей в розташуванні більшості ліній в спектрах фотозбудження "дрібних" донорів та акцепторів в таких напівпровідниках як германій та кремній (див., наприклад, [4д]). Проте, серед ліній цих спектрів можна виділити серію (див., наприклад, лінії, відмічені стрілками на рис.4), близьку до воднеподібної, положення ліній якої підпорядковується закономірності (10).

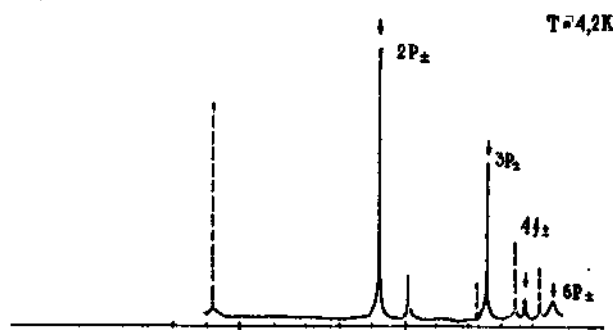


Рис.4.

Список літератури

Основной

1. Ельяшевич М.А. Атомная и молекулярная спектроскопия. - М., 1962.
2. Борн М. Атомная физика. - М., 1965.
3. Нагибина И.М., Прокофьев В.К. Спектральные приборы и техника спектроскопии. - М., 1967. - С. 61-66.

Дополнительной

1. Гросс Е.Ф., Каррыев Н.А. // ДАН СССР. - 84, 471. - 1952.
2. Френкель Я.И. // ЖЭТФ. - 6, 647. - 1936.
3. Wannier G.H.. Phys. Rev. - 52, 191. - 1937.
Mott N.F. Proc. Roy Soc. - 167, 384. - 1938.
4. Yagarnath C., Ramdas A.K. Phys. Rev. - 23, 4426, - 1981.

3. ВИВЧЕННЯ ІЗОТОПІЧНОГО ЗСУВУ В СПЕКТРІ АТОМАРНОГО ВОДНЮ

В 1932 р. Юрі, Брікуедде та Мерфі в спектрі воднево-дейтерієвої суміші, збагаченої важким ізотопом шляхом випаровування рідкого водню, виявили супутники ліній H_α , H_β , H_γ та H_δ серії Бальмера [1]. Зсув цих супутників від основних ліній - так званий "ізотопічний" зсув, був, як і передбачалося [2], обумовлений залежністю сталої Рідберга від маси ядра. Положення цих супутників добре співпадали з положеннями, обчисленими по узагальненій формулі Бальмера зі значенням сталої Рідберга для ізотопу з масою ядра в два рази більшою за масу легкого ізотопу водню.

Без урахування спіно-орбітальної взаємодії, спектр енергій електрона в атомі водню можна описати, як відомо, виразом:

$$W_n = -\frac{Rhc}{n^2}, \text{ де } Rhc = \frac{me^4}{8\varepsilon_0^2 h^2} = R_y \quad (1)$$

h - стала Планка, ε_0 - електрична стала, $m=m_e$ (m_e - маса електрона) в тому випадку, якщо маса ядра M_j нескінченно велика, і при русі електрона ядро нерухоме. В дійсності, хоча $M_j \gg m_e$, ми, точно кажучи, не можемо вважати ядро нерухомим, а повинні вважати, за теорією Бора, що ядро та (орбітальний) електрон обертається навколо спільного центра мас. Ця система (ядро + електрон) характеризується наведеною масою

$$\mu = \frac{m_e M_j}{m_e + M_j} = m_e \frac{1}{1 + \frac{m_e}{M_j}} \quad (2)$$

Так що в сталу Рідберга замість m_e треба ввести μ . Тоді

$$R = \frac{\mu e^4}{8\varepsilon_0^2 h^3 c} = \frac{m_e e^4}{8\varepsilon_0^2 h^3 c} \cdot \frac{1}{1 + \frac{m_e}{M_j}} \quad (3)$$

При $M_j \rightarrow \infty$

$$R \rightarrow \frac{m_e e^4}{8\varepsilon_0^2 h^3 c} = R_\infty,$$

так що в загальному випадку сталу Рідберга можна записати у вигляді

$$R = \frac{R_\infty}{1 + \frac{m_e}{M_j}} \quad (4)$$

а хвильове число будь-якої лінії серії Бальмера визначати як

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

де $n=3,4,5\dots$

Маса ядра одного з важких ізотопів водню-дейтерія (D) приблизно в два рази більша за масу ядра легкого ізотопу (H)

$$M_j^D = 2M_j^H$$

Так що в суміші, яка складається з двох ізотопів водню, кожна лінія серії Бальмера буде мати свій супутник, а зсув між ними - ізотопічний зсув - буде визначатись співвідношенням

$$\Delta \tilde{\nu}_n = \tilde{\nu}_n^D - \tilde{\nu}_n^H \approx \frac{m_e}{2M_j} \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) R_\infty \quad (6)$$

в лабораторній роботі ізотопічний зсув вивчається на найбільш інтенсивних лініях серії Бальмера H_α , H_β , та H_γ . Як джерело світла використовується воднево-дейтерієва лампа, спектр якої одержується за допомогою спектрографа ДФС-13 з дифракційною ґраткою. Лінії H_α , $H_{\beta\alpha}$, H_β , D_β фотографуються і з допомогою компаратора визначаються відстані dl_i на фотоплівці між лініями H_α - Δ_α та H_β - D_β . Як еталонний використовується спектр ртуті. За допомогою нього визначається дисперсійна залежність

для спектрографа $\frac{d\lambda}{d\tilde{\nu}} = f(\lambda)$. Розрахувавши по формулі (5) довжини хвиль ліній H_α , H_β , та H_γ , а

також, знаючи $d\lambda_i$ для кожної з них, визначаємо за дисперсійною кривою величини ізотопічних зсувів $d\lambda_i$ та довжини хвиль D_α , D_β , та D_γ . Скориставшись формулою (6) можна визначити відношення $\frac{m_e}{m_p}$ (m_p - маса протона) за двома значеннями $\Delta\nu_i$.

Контрольні запитання

1. В якому напрямку (в шкалі частот) будуть зміщені лінії серії Лаймана для ізотопу тритія відносно ліній тієї ж серії для ізотопу дейтерій?
2. Для яких серій та для яких ліній серії ізотопічний зсув буде максимальним?
3. Дайте оцінку зміщенню для таких об'єктів як позитроній та мезоатом [3].
4. Чи відомі вам історичні приклади використання залежності сталої Рідберга від маси ядра для інтерпретації спектрів воднеподібних іонів [4]?
5. Дайте оцінку оберненій лінійній дисперсії спектрографа ДФС-13, який використовується в роботі. Яка дифракційна ґратка стоїть в приладі 1200 штр/мм чи 600 штр/мм [5]?

Список літератури

1. Urey H., Brickwedde, Murphy. Phys. Rev. – 39, 164, 564. - 1932.
2. Birge R., Menzel D. Phys. Rev. - 37, 1669. - 1931.
3. Белый М.У., Охрименко Б.А. Атомная физика. - Киев, 1984.
4. Ельяшевич М.А. Атомная и молекулярная спектроскопия. - М., 1962.
5. Нагибина И.М., Прокофьев В.К. Спектральные приборы и техника спектроскопии. - Л., 1967. - С. 291.

4. СТРУКТУРА МУЛЬТИПЛЕТИВ В АТОМНИХ СПЕКТРАХ. ВИВЧЕННЯ ЕНЕРГЕТИЧНОЇ БУДОВИ НАЙБЛІЖЧИХ ЗБУДЖЕНИХ СТАНІВ АТОМА РТУТІ

Теоретичні відомості

Енергія електрона в атомі водню і воднеподібних атомах в наближенні, в якому не враховується вплив спіна електрона, залежить тільки від одного, приймаючого цілі значення, головного квантового числа n і як за теорією Бора, так і за теорією Шредінгера визначається за формулою

$$W = W_n = -\frac{Z^2 m_0 e^4}{32\pi^2 \varepsilon_0^2 \hbar^2} \frac{1}{n^2}, \quad (1)$$

де Z – число, що характеризує зарядовий стан ядра атома або атомного залишку, в полі якого рухається електрон, e - заряд електрона, m_0 - маса електрона, ε_0 - електрична стала і \hbar – стала Планка h поділена на 2π .

Врахування спін-орбітальної взаємодії призводить до більш складної залежності енергії електрона в атомі водню та воднеподібних атомах від квантових чисел n і j :

$$W = W_{nj} = -\frac{Z^2 m_0 e^4}{32\pi^2 \varepsilon_0^2 \hbar^2 n^2} \left[1 + \frac{Z^2 e^4}{16\pi^2 \varepsilon_0^2 \hbar^2 c^2 n^2} \left(\frac{n}{j+1} - \frac{3}{4} \right) \right], \quad (2)$$

де $j=l\pm s$ - внутрішнє квантове число» яке характеризує повний момент електрона \vec{j} .

Повний момент атома \vec{J} , який для атомів з одним електроном в зовнішній оболонці практично співпадає з моментом електрона \vec{j} , характеризується внутрішнім квантовим числом J . У випадку зв'язку Рессела-Саундерса, коли визначене значення мають повний орбітальний та повний спіновий моменти атома \vec{L} і \vec{S} , які визначаються відповідними орбітальним та спіновим квантовими числами всього атома L і S , повний момент

$$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}, \quad (3)$$

а квантове число J набуває значень

$$J=L+S, L+S-1, L+S-2, \dots, |L-S|. \quad (4)$$

Повні орбітальний та спіновий моменти

$$\vec{L} = \sum_i \vec{l}_i \quad (5)$$

і

$$\vec{S} = \sum_i \vec{s}_i \quad (6)$$

де \vec{l}_i і \vec{s}_i - орбітальний та спіновий моменти i -го електрона, яким відповідають орбітальне та спінове квантові числа l_i і s_i .

У випадку двох зовнішніх електронів, які характеризуються орбітальними моментами \vec{l}_1 та \vec{l}_2 і відповідно орбітальними квантовими числами l_1 та l_2 , сумарний орбітальний момент буде визначатись числом L , що може набувати таких значень:

$$L=l_1+l_2, l_1+l_2-1, l_1+l_2-2, \dots, |l_1-l_2|, \quad (7)$$

тобто $2l_2+1$ значень при $l_2 \leq l_1$, або $2l_1+1$ при $l_1 \leq l_2$. Якщо зовнішня оболонка атома містить три електрона, то спочатку визначають L' за правилом (7), а потім число L за аналогічним правилом:

$$L=L'+l_3, L'+l_3-1, L'+l_3-2, \dots, |L'-l_3|, \quad (8)$$

Такий метод може бути поширений на будь-яку кількість електронів.

Значення квантового числа S визначається за правилами, аналогічними (7), та (8). Оскільки на відміну від чисел l_i , всі квантові числа $S_i=1/2$, то можливі значення S визначаються лише кількістю електронів і легко знаходяться.

Число S приймає напівцілі значення при непарному числі електронів і цілі при парному. Величина

$$\kappa=2S+1 \quad (9)$$

визначає можливе число проекцій вектора \vec{S} на виділений напрямок. Сукупність станів атома з даною електронною конфігурацією при заданих значеннях чисел L і S називається термом. Величина

визначає мультиплетність терма. Стани, що відносяться до одного терму відрізняються значеннями повного моменту атома \vec{J} .

Для зв'язку Рессела-Саундерса застосовують наступну систему позначень. Числам $L=0,1,2,3,4,5,6,7,8,9,10, \dots$ ставлять у відповідність букви $S, P, D, F, G, H, I, K, L, M, N, \dots$. Стан атома визначають числами α, L, J . Замість L записують відповідне буквене позначення. Значення α ставлять у вигляді індексу зверху зліва, а J - у вигляді індексу знизу справа. Запис 3P_2 вказує, що $\alpha=3, L=1$ і $J=2$,

Можна знайти число рівнів в термі. При заданому значенні чисел S і L для J одержуються, згідно (4), $2S+1$ значень при $S \leq L$ і $2L+1$ значень при $L < S$. В останньому випадку ми одержуємо неповні терми, для яких число рівнів менше, ніж мультиплетність. Таким чином мультиплетність α визначає максимально число рівнів в термах з заданим значенням спінового квантового числа S .

При заданих значеннях L і S можна визначити мультиплетне розщеплення, тобто залежність енергії системи від квантового числа J . Це енергія спін-орбітальної взаємодії. Вона пропорційна скалярному добутку моментів \vec{L} і \vec{S} .

Енергію рівня можна записати у вигляді

$$W_J = A + B\vec{L}\vec{S}, \quad (10)$$

де A і B - сталі для заданого терма, зокрема, стала A враховує всі види взаємодій за винятком спін-орбітальної, а стала B характеризує спін-орбітальну взаємодію. Враховуючи (3), маємо

$$\vec{J}^2 = \vec{L}^2 + \vec{S}^2 + 2\vec{L}\vec{S} \quad (11)$$

звідки, використовуючи рівності

$$|\vec{J}| = \hbar\sqrt{J(J+1)}, \quad |\vec{L}| = \hbar\sqrt{L(L+1)}, \quad |\vec{S}| = \hbar\sqrt{S(S+1)} \quad (12)$$

знаходимо, що

$$\vec{L}\vec{S} = \frac{\hbar^2}{2} [J(J+1) - L(L+1) - S(S+1)] \quad (13)$$

Різниця енергій між сусідніми рівнями мультиплетного терму з квантовими числами J та $J+1$ буде слідуючою:

$$\Delta W_{J+1,J} = W_{J+1} - W_J = B\hbar^2(J+1) \quad (14)$$

тобто пропорційною більшому значенню квантового числа. Це складає зміст правила інтервалів Ланде. Правило інтервалів являється наближенням в тій мірі, в якій є наближенням застосування зв'язку Рессела-Саундерса. Але, незважаючи на наближений характер, це правило дає істотну допомогу при розшифровці мультиплетів.

Цікаво зазначити, що для легких елементів мультиплетне розщеплення дуже мале (про нього часто говорять, як про тонку структуру), в той час як для важких атомів воно досягає сотень та тисяч см^{-1} . Часто лінії, які належать до одного мультиплету, лежать на протилежних кінцях видимої області спектра. Саме це і спостерігається для атома ртуті, у видимій частині спектра якої найбільш інтенсивні зелена, синя та фіолетова (друга) лінії належать до одного мультиплету.

Атом ртуті

Атом ртуті ($Z=80$) з електронною конфігурацією $5d^{10}6s^2$ має на зовнішній оболонці 2 електрони. В наближенні зв'язку Рессела-Саундерса спінове квантове число цього атома може приймати значення $S=0$ і $S=1$, тобто в наближенні вказаного зв'язку терми атома ртуті розділяються на синглетні і триплетні.

Спектр випромінювання атомів ртуті характеризується наявністю двох інтенсивних резонансних ліній випромінювання:

- 1) $\lambda=1849,5 \text{ \AA}$, що відповідає переходу $6s6p^1P_1 \rightarrow 6s^2^1S_0$ (1S_0 - основний стан атома ртуті),
- 2) $\lambda=2336,5 \text{ \AA}$ що відповідає інтеркомбінаційному переходу $6s6p^3P_1 \rightarrow 6s^2^1S_0$.

Для побудови рівнів енергії найнижчих збуджених станів атома ртуті, крім того, потрібно ще мати на увазі інтенсивну лінію $\lambda=4077,8 \text{ \AA}$ (перша фіолетова), яка відповідає інтеркомбінаційному переходу $6s7s^1S_0 \rightarrow 6s6p^3P_1$.

Інтенсивні лінії, які лежать у видимій області спектра: зелена, синя та фіолетова (друга), відповідають переходам із стану $6s7s^3S_1 \rightarrow 6s6p^3P$.

Завдання

Потрібно розшифрувати вказаний вище мультиплетний перехід, тобто визначити всі значення квантових чисел J для терму 3P , і використовуючи значення довжин хвиль переходів $6s6p^1P_1 \rightarrow 6s^2^1S_0$, $6s6p^3P_1 \rightarrow 6s^2^1S_0$ і $6s7s^1S_0 \rightarrow 6s6p^3P_1$, побудувати згідно з експериментально визначеними спектральними положеннями окремих ліній мультиплетну енергетичну діаграму найнижчих рівнів атома ртуті.

Порядок роботи з спектрографом КСА-1 і методика визначення довжин хвиль ліній спектра випромінювання описані в роботі № 2.

Список літератури

Герцберг Г. Атомні спектри і будова атомів. - М., 1948.

5. РОЗЩЕПЛЕННЯ СПЕКТРАЛЬНИХ ЛІНІЙ У ЗОВНІШНЬОМУ МАГНІТНОМУ ПОЛІ (ЕФЕКТ ЗЕЄМАНА)

При розташуванні джерела світла в магнітному полі спектральні лінії зазнають розщеплення. При спостереженні перпендикулярно до напрямку поля - на три компоненти, даючи симетричну картину (див. рис.1), причому зміщення крайніх компонент за шкалою частот дорівнює (в системі СІ)

$$\Delta\nu = \frac{e\mu_0}{4\lambda m_0} H \quad (c^{-1}) \quad (1)$$

тут μ_0 - магнітна стала.

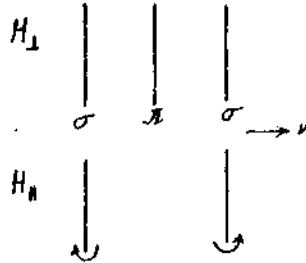


Рис.1.

Розщеплені лінії лінійно поляризовані. При спостереженні вздовж магнітного поля середня лінія відсутня, а крайні виявляють колову поляризацію.

Це явище, передбачене Лоренцом і виявлене на досліді в 1896 р. Зеєманом, називається нормальним ефектом Зеємана. Однак у багатьох випадках картина розщеплення складніша: збільшується кількість компонент, величина розщеплення не збігається з обчисленою за формулою (1). Тоді явище називається аномальним ефектом Зеємана.

Теоретичні відомості

Розщеплення спектральних ліній у магнітному полі можна пояснити на основі напівмодельних уявлень про будову атома.

Розглянемо найпростішу модель атома, що складається з ядра і одного електрона.

Згідно з теорією Бора, момент кількості руху електрона на стаціонарній плоскій еліптичній орбіті може мати значення

$$P_l = l\hbar \quad (2)$$

де l - орбітальне квантове число, яке при даному значенні головного квантового числа n приймає значення $l=0,1,2,\dots, n-1$.

Нехай атом знаходиться у зовнішньому магнітному полі. Це магнітне поле викликає збурення електронної орбіти, і вона з плоскої перетворюється на просторову. В простішому випадку (при малому зовнішньому полі) де, практично, знову буде еліпс, але такий, що лежить в площині, яка утворює певний кут з напрямом зовнішнього магнітного поля. Стаціонарними будуть ті орбіти, що утворюють з напрямом магнітного поля кути, при яких чисельне значення проекції механічного моменту P_l на цей напрям буде кратним \hbar :

$$P_{lH} = P_l \cos\alpha m\hbar \quad (3)$$

де m_l - магнітне квантове число, α - кут між напрямом механічного моменту і магнітного поля.

Підставляючи в (3) значення P_l з (2), одержимо

$$l\hbar \cos\alpha = m_l \hbar, \quad m_l = l \cos\alpha$$

Оскільки $\cos\alpha \leq 1$, при даному l число m_l може мати значення

$$m_l = l, l-1, l-2, \dots, 1, 0, -1, \dots, -l,$$

тобто $2l+1$ різних значень. В зовнішньому магнітному полі момент кількості руху електрона може орієнтуватись відносно напрямку поля $2l+1$ різними способами, що ілюструються на рис.2.

Це так зване просторове квантування орбіти.

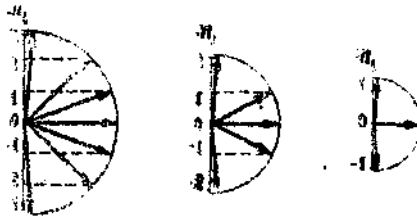


Рис.2.

В квантовій механіці доводиться, що цей висновок, одержаний для нескінченно слабого зовнішнього поля, коли орбіту ще можна вважати плоскою, справедливий в загальному випадку для поля будь-якої напруженості, коли орбіта вже не буде плоскою.

Визначимо магнітний момент атома.

За класичною теорією рухомий електрон, як коловий струм, утворює з просторі магнітне поле з моментом

$$\mu = \mu_0 \frac{eS}{\tau},$$

де S - площа, охоплена орбітою, τ - період обертання.

Для кеплерового еліпса $S = \frac{\tau}{2m_0} p$, і

$$\mu = \frac{\mu_0 e}{2m_0} p \quad (4)$$

Через те, що механічний і магнітний моменти напрямлені однаково; у векторному вигляді рівність (4) зберігається:

$$\vec{\mu}_l = \frac{\mu_0 e}{2m_0} \vec{p}_l$$

і правила просторового квантування поширюються і на магнітний момент.

У зовнішньому магнітному полі магнітний момент атома може розміщуватись тільки під певними кутами до напрямку поля, які визначаються з умови

$$\cos \alpha = \frac{m_l}{l} \quad (5)$$

Підставляючи в (4) $P=l\hbar$, одержимо числове значення магнітного моменту:

$$\mu_l = l \frac{\mu_0 e}{2m_0} \hbar, \text{ або } \mu_l = l\beta$$

Величина $\beta = \frac{e\mu_0}{2m_0} \hbar$ має назву магнетрона Бора і дорівнює: '

в системі СІ $0,927 \cdot 10^{-23}$ Дж/Тл,
в системі Гаусса $0,927 \cdot 10^{-20}$ ерг/Гс

(В системі Гаусса $\beta = \frac{e}{2m_0 c} \hbar$).

В магнітному полі атом має додаткову енергію:

$$\Delta W = \mu_l H \cos(\vec{\mu}_l, \vec{H}). \quad (6)$$

Внаслідок просторового квантування $\cos(\vec{\mu}_l, \vec{H})$ може приймати значення, які визначаються з умови (5):

$$\cos(\vec{\mu}_l, \vec{H}) = \frac{m_l}{l}, \mu_l = l\beta. \text{ Отже:}$$

$$\Delta W = m_l \beta H \quad (7)$$

Таким чином, кожний енергетичний рівень атома, що характеризується повною енергією, яка залежить від квантових чисел n та l , у магнітному полі розщеплюються на $2l+1$ підрівня, віддалі між якими однакова і дорівнює

$$\delta W = \beta H \quad (8)$$

Схематично розщеплення рівнів показано на рис.3. Завдяки розщепленню рівнів стають можливими нові переходи, що приводить до розщеплення спектральних ліній на кілька близько розміщених компонент. Так зване правило відбору для числа m_l дозволяє тільки такі переходи, для яких зміна магнітного квантового числа $\Delta m_l = 0, \pm 1$.

Отже, кожна спектральна лінія розщеплюється на 3 компоненти (рис.3), середня з них ($\Delta m_l = 0$) поляризована лінійно (π – компонента), а крайні ($\Delta m_l = \pm 1$) поляризовані по колу (σ – компоненти) і зміщені на частоту

$$\Delta \nu = \pm \frac{\mu_0}{4\lambda} \frac{e}{m_0} H \quad (\text{система СИ}) \quad (9)$$

$$\Delta \nu = \pm \frac{1}{4\pi c} \frac{e}{m_0} H \quad (\text{система Гауса}).$$

Ця частота відповідає зміні енергії за формулою (8):

$$\delta W = \beta H$$

або в довжинах хвилі:

$$\Delta \lambda = \pm \frac{\mu_0}{4\pi c} \frac{e}{m_0} \lambda^2 H \quad (10)$$

Формули (9) та (10) визначають величину так званого нормального розщеплення.

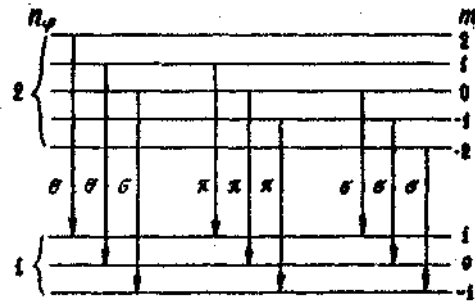


Рис.3.

При спостереженні в напрямку $\perp \vec{H}$ колові коливання проєктуються у вигляді прямолінійних, спектральна лінія розщеплюється на 3 компоненти, поляризовані лінійно: середню - вздовж магнітного поля, а крайні - перпендикулярно до поля (для електричного вектора світлової хвилі). При спостереженні вздовж силових ліній поля середня компонента зникає, крайні поляризовані по колу: компонента, зміщена в червону сторону спектра, - проти годинникової стрілки, а компонента, зміщена у фіолетову сторону спектра - за годинниковою стрілкою. Зміщення ліній пропорційне до H (рис.4).

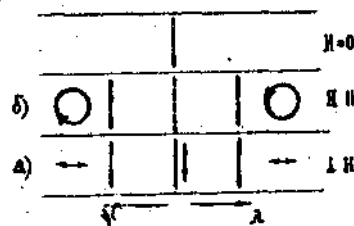


Рис.4.

Розщеплення у довжинах хвиль незначне. Наприклад, для лінії з довжиною хвилі $\lambda=5000\text{\AA}$ у магнітному полі $H=20000\text{гс}$, розщеплення приблизно рівне $\Delta\lambda=\pm 0,28\text{\AA}$.

Тому при спостереженні ефекту Зеемана (схема спостережень дана на рис.5) потрібний спектральний прилад великої розподільної здатності, щоб компоненти можна було спостерігати окремо.

Розщеплення спектральних ліній у зовнішньому магнітному полі з підтвердженням наявності просторового квантування орбіти електрона в атомі.

Напівмодельне уявлення приводить до нормального ефекту Зеемана, коли знехтувати спіновим моментом електрона. В дійсності, більшість спектральних ліній розщеплюється на число компонент, більше за три. Це явище має назву аномального ефекту Зеемана. Нормальне розщеплення

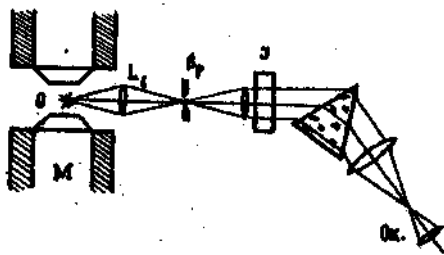
в $\Delta\nu = \frac{\mu_0 e}{4\pi m_0} H$ дають лише лінії, що виникають при переходах між рівнями, для яких спінові

моменти скомпенсовані (поодинокі рівні). В сильних полях, в яких можна знехтувати спін-орбітальною взаємодією, розщеплення також практично співпадає з нормальним зееманівським розщепленням. У випадку ж мультиплетних рівнів, для яких дійсний ($L-S$) - зв'язок, матимемо аномальне розщеплення (в слабких полях, де магнітне розщеплення вузьке порівняно з мультиплетною структурою).

Експериментальна частина

Метою даної роботи є спостереження нормального ефекту Зеемана та деяких його простих закономірностей. В роботі ефект Зеемана спостерігається на жовтій лінії неону $\lambda=5852,49\text{Å}$ (перша яскрава жовта лінія в спектрі неону, яка зобов'язана переходом між . одиночними рівнями $3s^1P_1$ та $3p^1S_0$ (тут $3s$ та $3p$ - символи валентного електрону). Через те, що величина розщеплення в магнітному полі вимірюється долями Å , а спектрограф ІСП-5І з камерою УФ-89, який застосовується в даній роботі, має лінійну дисперсію в області $6000\text{Å} \sim 30,4\text{Å}/\text{мм}$, безпосередньо на спектрі ми розщеплення не помітимо. Для спостереження розщеплення застосовується прилад високої роздільної здатності - інтерферометр Фабрі-Перо, який схрещується з спектрографом.

Схема обладнання дається на рис.5.



Позначення:
 O - неонова трубка,
 L₁ - лінзи,
 J - інтерферометр,
 S_p - спектрограф,
 M - електромагніт.

Рис.5.

Електромагніт живиться від випрямляча, сила струму в котушках регулюється за допомогою автотрансформатора, що подає напругу на випрямляч (ручка на верхній панелі випрямляча). Величину магнітного поля можна вимірювати з допомогою пробної котушки, яка вміщена між полюсами магніту. Кінці її виведені до мілівеберметра. Дані котушки: $S=2,25\text{ см}^2$, $n=16$ витків. Основна похибка мілівеберметра для даного опору котушки $\sim 1,5\%$.

Неонова трубка живиться від трансформатора через баластний опір.

Використання інтерферометра Фабрі-Перо.

Інтерферометр Фабрі-Перо з приладом для визначення абсолютних значень довжин хвиль ліній, дослідження тонкої структури ліній та визначення їх ширини, вимірювання величини розщеплення та відносної інтенсивності компонент в складній структурі ліній. Він складається (рис.6) з двох плоскопаралельних, розміщених паралельно пластин, покритих напівпрозорим шаром метала з високим коефіцієнтом відбивання, порядку 80-90%. Віддаль між пластинами точно фіксується кільцем з кварцу чи інвару.

Коли на інтерферометр падає світло від досить великого джерела, то виникає система інтерференційних кілець рівного нахилу. Світло, що падає вздовж поверхні конуса з кутом φ , дає світле кільце, якщо виконується умова $n\lambda = 2t\mu\cos\varphi$.

Тут λ - довжина хвилі падаючого світла; μ - коефіцієнт заломлення середовища між пластинами (здебільшого - це повітря, і можна вважати $\mu=1$); t - товщина проміжку між пластинами; n - порядок інтерференції. Через те, що $\cos\varphi$ має максимальне значення при $\varphi=0$, то центральне кільце відповідає найбільшому

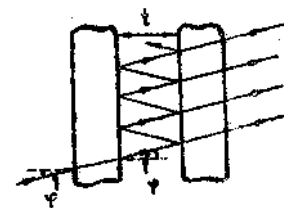


Рис.6.

порядку інтерференції.

В центрі системи кілець та поблизу від центра можна прийняти для всіх кілець $\cos\varphi=1$. Роблячи таке спрощення, ми вносимо похибку не більшу 0,1-0,2% для довжини хвилі, наприклад, 5000Å при t в інтервалі 1-10 мм. Тоді формула $n\lambda=2t\mu\cos\varphi$ запишеться у вигляді $n=2t\tilde{\nu}$, або $\frac{dn}{dt}=d\tilde{\nu}$. Тут $\tilde{\nu}=\frac{1}{\lambda}$ - хвильове число.

Таким чином, знаючи зміну порядку інтерференції, можна визначити зміну хвильового числа.

Величина $\Delta\lambda$, що визначає різницю довжин хвиль λ_1 і λ_2 , при яких система кілець одної довжини хвилі починає перекриватися з системою кілець другої довжини хвилі, називається сталою інтерферометра.

Вона визначається з умови:

$$n\lambda_1 = (n-1)\lambda_2$$

$$\lambda_1 - \lambda_2 = \Delta\lambda = \frac{\lambda_2}{n}$$

Через те, що $n = \frac{2t}{\lambda}$, $\Delta\lambda = -\frac{\lambda^2}{2t}$. Стала інтерферометра визначає вільний спектральний інтервал.

Величина цього інтервалу залежить від величини проміжку між пластинами і тим менша, чим більший цей проміжок.

Для $t=0,5\text{см}$ і $\lambda=5000\text{Å}$.

$$\Delta\lambda = -\frac{(5 \cdot 10^{-5})^2}{2 \cdot 0,5} \text{см} = -2,5 \cdot 10^{-9} \text{см} = -0,25\text{Å}.$$

Тому, що вільний спектральний інтервал вимірюється долями Å , то прилади високої роздільної здатності являються приладами вузьких спектральних інтервалів і потребують попередньої монохроматизації. Через це інтерферометр схрещують з спектрографом.

Однією з можливих схем схрещення є схема зовнішнього паралельного пучка променів, наведена на рис.5.

Джерело світла знаходиться в фокусі лінзи L_1 , яка спрямовує паралельний пучок світла на пластини інтерферометра J . Лінза L_2 фокусує промені, що виходять з інтерферометра, у площині щілини спектрографа і утворює на щілині систему кілець. Іноді, при достатній яскравості, ці кільця можна спостерігати візуально на щілині і сфокусувати їх переміщенням лінзи L_2 . Але краще робити фокусування, спостерігаючи картину з боку касетної частини у лупу, і добиваючись переміщенням лінзи L_2 одночасної різкості спектральних ліній та перерізаючих їх інтерференційних кілець. Якщо кільця розміщені несиметрично відносно спектральних ліній, то, міняючи нахил інтерферометра до



Рис.7.

оптичної осі, можна добитися правильного розташування кілець (див.рис.7).

Крім способу зовнішнього паралельного пучка променів може бути застосований спосіб внутрішнього паралельного пучка, коли інтерферометр розміщується всередині спектрографа, між коліматором та призмою (рис.5), або між призмою та об'єктивом камери.

Спосіб внутрішнього паралельного пучка променів має переваги перед способом зовнішнього паралельного пучка променів. Краще використовується світло від джерела (збільшується інтенсивність кілець), відповідає потреба у двох додаткових зовнішніх об'єктивах L_1 та L_2 . У способі а) кільця проєктуються об'єктивом камери, який завжди буває високої якості, при добре від'юстированому спектрографі відпадає необхідність ретельного наведення на фокус об'єктива L_2 .

Спосіб б) має обмежене застосування. Основна його перевага в тому, що при розташуванні інтерферометра після призми уникаємо спотворення форми кілець самою призмою. Це спотворення форми кілець може виникати внаслідок того, що не всі промені проходять через головний переріз

призми, і може привести до неточного визначення діаметру кілець. В разі використання спектрографа автоколімаційного типу (таким, наприклад, являється КСА-1) можна застосувати тільки спосіб установки інтерферометра у зовнішньому паралельному пучку променів.

Обробка спостережень.

Інтерферометр дає різкі кільця при $n\lambda = 2t \cos \varphi$. Припустимо, що розглядаються дві близькі лінії, віддаль між якими у хвильових числах дорівнює $d\tilde{\nu}$. Відповідні кільця будуть відрізнятися на долю порядкового числа dn : $d\tilde{\nu} = \frac{dn}{2t}$. Величину dn можна визначити, вимірюючи діаметри кілець, розміщених по один бік від центра (метод "однобічних" смуг).

Порядок інтерференції в центрі системи в загальному випадку не обов'язково буде цілим числом. Нехай для одної лінії він буде $n_1 + \varepsilon_1$, де n_1 - ціле число, а ε_1 - деяка дробова частина порядку.

Для другої лінії порядок в центрі буде $n_2 + \varepsilon_2$. Через те, що λ_1 дуже мало відрізняється від λ_2 , практично n_1 та n_2 рівні (наприклад, для двох ліній з довжиною хвилі біля 5000Å , які віддалені на $0,2\text{см}^{-1}$, величини n_1 та n_2 відрізняються всього на 10^{-5}):

$$dn = (n_2 + \varepsilon_2) - (n_1 + \varepsilon_1) = \varepsilon_2 - \varepsilon_1$$

Нехай $D_1, D_2 \dots D_p, D_{p+1}$ - система діаметрів кілець для першої лінії, а $d_1, d_2 \dots d_p, d_{p+1}$ - система діаметрів кілець для другої лінії.

Різниця порядків визначиться із співвідношення:

$$\varepsilon_1 - \varepsilon_2 = \frac{D_{p+1}^2 - d_{p+1}^2}{\Delta}, \text{ де } \Delta = \frac{\delta f^2}{n}$$

f фокусна віддаль лінзи L_2 .

Знаючи різницю порядків, зможемо визначити різницю хвильових чисел:

$$d\tilde{\nu} = \frac{dn}{2t},$$

В методі "однобічних" смуг, виміри проводяться не на повних кільцях, а на частинах кілець, що розміщені по один бік центра системи.

При використанні цього методу можна обрати для вимірів більш чітку сторону системи кілець. На практиці центр системи кілець розміщують вище, або нижче краю щілини спектрографа і виміри проводять, використовуючи, наприклад, кільця а 8-го по І5-е, рахуючи від центра.

У випадку з двома компонентами А і В одержуємо картину, схематично показану на рис.8.

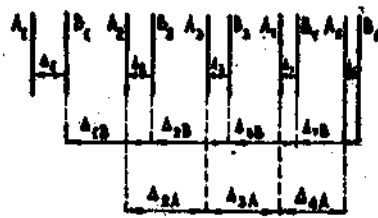


Рис.8.

Якщо

$$A_2B_2 = \Delta_2 ; A_3B_3 = \Delta_3 ; \dots$$

$$B_1B_2 = \Delta_{1B} ; B_2B_3 = \Delta_{2B} ; \dots$$

$$A_2A_3 = \Delta_{2A} ; A_3A_4 = \Delta_{3A} ; \dots,$$

то для долі порядкового числа dn , що відповідав віддалі між компонентами, достатнім наближенням являється вираз (за Мак-Нейром):

$$dn = \frac{2\Delta_2}{\Delta_{1B} + \Delta_{2B}} = \frac{2\Delta_3}{\Delta_{2B} + \Delta_{3B}}$$

Похибка даного методу порядку десятих долей процента.

Середнє з ряду незалежних значень dn , при їх достатньому числі, дає непогане наближення до справжнього значення dn .

Порядок виконання роботи

1. Ознайомитись з схемою спектрографа та іншою апаратурою.
2. Перевірити установку лінз та дзеркала на рекомендованих віддальх. Спостерігати спектр неона на матовому склі і за допомогою лінзи L_2 (рис.5) добитися чіткості ліній.
3. Встановити інтерферометр і, спостерігаючи кільця з боку касетної частини в лупу, добитися їх різкості невеликими переміщеннями лінзи. У роботі використовується еталон Фабрі-Перо. Це кварцева плоско-паралельна пластина товщиною 5мм, покрита з однієї сторони напівпрозорим шаром алюмінію з коефіцієнтом відбивання порядку 80-90%.
4. Включити електромагніт; поступово підвищуючи струм, спостерігати розщеплення ліній в магнітному полі візуально. Зробити дві фотографії спектра при рівних магнітних полях, щоразу вимірюючи напруженість магнітного поля.
5. Обробити результати за методом "однобічних" смуг, визначити величину розщеплення для двох обраних напруженостей магнітного поля та порівняти його з теоретичним. Перевірити співвідношення $\frac{\Delta \nu_1}{\Delta \nu_2} = \frac{H_1}{H_2}$, визначити величину $\frac{e}{m}$ з формули (9).

У разі використання обладнання з внутрішнім паралельним пучком відпадає необхідність п.3. При наявності окулярного мікрометра замість фотозйомки робляться вимірювання віддалей між лініями безпосередньо мікрометром, при трьох-чотирьох значеннях магнітного поля.

Список літератури

1. Шпольський Є.В. Атомна фізика: В 2 т. - Т. I. - К., 1952.
2. Фриш С.Э. Оптические спектры атомов. - М., 1963.
3. Толанский С. Спектроскопия высокой разрешающей силы. - М., 1955.

6. ВИЗНАЧЕННЯ ЕНЕРГІЇ ДИСОЦІАЦІЇ КОЛИВАЛЬНИХ ПАРАМЕТРІВ МОЛЕКУЛИ ЙОДУ

Теоретичні відомості

Молекулярні спектри принципово відрізняються від лінійчастих атомних спектрів. Річ у тім, що в молекулі існують одночасно три види рухів: електронний, коливальний і обертальний. Внаслідок цього спектри молекул значно складніші, ніж спектри атомів. У видимій і ультрафіолетовій областях замість лінійчастих спектрів з'являються смугасті спектри, що складаються з окремих більш-менш широких смуг, а самі смуги складаються з окремих ліній. Це так звані електронні спектри, пов'язані з одночасною зміною як коливального і обертального, так і електронного стану молекули. У близькій інфрачервоній області знаходяться коливальні спектри молекули, які також складаються з окремих смуг. У далекій інфрачервоній і мікрохвильовій областях розміщені лінійчасті обертальні спектри молекул.

У квантовій механіці для знаходження повної енергії молекули слід визначити власні значення E стаціонарного рівняння Шредінгера:

$$\hat{H}(\bar{r}, \bar{R})\Psi(\bar{r}, \bar{R}) = E\Psi(\bar{r}, \bar{R}), \quad (1)$$

де $\hat{H}(\bar{r}, \bar{R})$ - оператор повної енергії молекули, що залежить як від сукупності координат електронів \bar{r} так і від сукупності координат ядер \bar{R} ; $\Psi(r, R)$ - хвильова функція.

У деяких випадках, вводячи спеціальні координати, вдається розділити змінні рівняння Шредінгера, а це створює передумову для класифікації рівнів енергії.

Наближене розділення змінних рівнянь Шредінгера - операція дуже суттєва: це основа систематики та аналізу експериментального матеріалу. Воно дає змогу виділити різні типи рівнів енергії: електронну, коливальну, обертальну, поступального руху, міжмолекулярної взаємодії, коливання молекул чи іонів у кристалічній ґратці і т.д.

Розкладаючи оператор енергії молекули за степенями малого параметра m/M , де M - середня маса ядер, а m - маса електрона, можна показати, що енергія молекули наближено дорівнює

$$E = E_0 + \sqrt{\frac{m}{M}}E_1 + \frac{m}{M}E_2 + \dots \quad (2)$$

Член нульового порядку E_0 дає електронну енергію молекули при нерухомих ядрах, член першого порядку $E_1\sqrt{\frac{m}{M}}$ - коливальну енергію. До члена другого порядку входить обертальна енергія молекули і деяка частина коливальної енергії. Порядок відношення $E_{\text{кол}}/E_{\text{ел}}$ і $E_{\text{об}}/E_{\text{кол}}$ дорівнює кореню квадратному із відношення маси електрона до середньої маси ядер.

Якщо виразити енергію в електрон-вольтах, то електронна енергія має порядок величини кількох еВ, коливальна енергія - десятих і сотих часток еВ, а обертальна енергія - тисячних і десятитисячних еВ.

Ця відмінність у величинах енергій проявляється в тому, що електронні, коливальні і обертальні спектри істотно різняться за діапазоном довжин хвиль чи частот.

При вивченні оптичних властивостей молекул і кристалів особливе значення має розділення змінних електронного руху і змінних, які характеризують коливання ядер відносно одне одного. Не враховуючи впливу обертання молекули, рівняння Шредінгера можна записати у вигляді

$$[\hat{T}_{\text{ел}}(r) + \hat{T}_{\text{кол}}(R) + \hat{U}(r, R)]\Psi(r, R) = E\Psi \quad (3)$$

Тут $T_{\text{ел}}$ і $T_{\text{кол}}$ - оператори кінетичної енергії руху електронів і коливань ядер, відповідно; $\hat{U}(r, R)$ потенціальна енергія кулонівської взаємодії усіх електронів і ядер.

Взаємодія руху електронів і коливань ядер у молекулах та кристалах, як правило, дуже велика і виділення окремих операторів $\hat{H}_{\text{ел}}(r)$ і $\hat{H}_{\text{кол}}(r)$ неможливе.

При розв'язанні рівняння (3) хорошим нульовим наближенням може служити так зване **адіабатичне наближення**, воно ґрунтується на розкладі (2) і враховує, що рух електронів відносно ядер на один-два порядки швидший від коливань ядер.

Для застосування адіабатичного наближення розв'язок рівняння (3) доцільно шукати у вигляді

$$\Psi(r, R) = \Psi_{el}(r, R)\Psi_{кол}(R), \quad (4)$$

$\Psi_{el}(r, R)$ - швидкозмінна функція r . Координати ядер R входять у $\Psi_{el}(r, R)$ як параметри (кожній можливій відстані ядер одне від одного відповідає своя функція Ψ_{el}). Підставляючи (4) в (3), одержимо

$$\Psi_{кол}(R)\hat{T}_{el}\Psi_{el}(r, R) + \hat{U}(r, R)\Psi_{el}(r, R)\Psi_{кол}(R) + \hat{T}_{кол}\Psi_{el}(r, R)\Psi_{кол}(R) = E\Psi_{el}(r, R)\Psi_{кол}(R) \quad (5)$$

Рівняння (5) поки що точне. Щоб розділити змінні, припустимо, що оператор $\hat{T}_{кол}(R)$ слабо діє на функцію $\Psi_{el}(r, R)$ і цією дією у нульовому наближенні можна знехтувати. Розділивши потім (5) на $\Psi_{el}(r, R)\Psi_{кол}(R)$, одержимо наближене рівняння

$$\frac{1}{\Psi_{el}(r, R)}\hat{T}_{el}\Psi_{el}(r, R) + \hat{U}(r, R) + \frac{1}{\Psi_{кол}(R)}\hat{T}_{кол}\Psi_{кол}(R) = E \quad (6)$$

Перші два члени (6) залежать від координат електронів і координат ядер, а останній - тільки від координат ядер R . Їхня сума може бути постійною і рівною E тільки при таких умовах:

$$[\hat{T}_{el} + \hat{U}(r, R)]\Psi_{el}(r, R) = E_{el}(R)\Psi_{el}(r, R) \quad (7)$$

$$[\hat{T}_{кол} + E_{el}(R)]\Psi_{кол} = E\Psi_{кол}(R) \quad (8)$$

Рівняння (7) є хвильовим рівнянням, яке описує рух електронів при закріпленій відстані між ядрами. Кожній конфігурації ядер відповідає своє значення електронної енергії $E_{el}(R)$, яке дорівнює сумі кінетичної і потенціальної енергії електронів при нерухомих ядрах і потенціальної енергії взаємодії останніх між собою.

Хвильове рівняння (8) визначає коливання ядер відносно одне одного. З нього безпосередньо видно, що власні значення рівняння (7) тобто значення $\hat{T}_{el} + \hat{U}(r, R)$, усереднені по всіх координатах електронів, при коливаннях ядер відіграють роль потенціальної енергії, так що

$$E_{el}(R) = U_{кол}(R). \quad (9)$$

Таким чином, сили, що діють між ядрами, визначаються властивостями електронної оболонки молекули.

Формула (9) визначальна в усіх спектроскопічних дослідженнях молекул і кристалів, де не можна нехтувати електронно-коливальною взаємодією. Проте слід пам'ятати, що вона має обмежену область застосування, особливо у складних системах.

Отже, із (8) витікає, що для наближеного розв'язання задачі про коливання ядер треба попередньо знайти власні значення електронного рівняння (7). Ця задача має розв'язок тільки для невеликого числа конкретних систем (наприклад, молекул H_2 і H_2^+). Але, виходячи із фізичних міркувань, функцію потенціальної енергії (9) вдається апроксимувати якоюсь певною простою функцією. Для малих коливань двохатомної молекули її можна задати у гармонічному наближенні,

$U_{кол} = \frac{1}{2}k(R - R_0)^2$ у більш загальному випадку спрацьовує функція Морзе

$$U_{кол}(R) = D[1 - e^{-\beta(R - R_0)}]^2 \quad (10)$$

де D , β , R_0 - сталі, які визначаються із досліду і характеризують властивості електронної оболонки: D - енергія дисоціації; R_0 - координата мінімуму потенціальної енергії; β - постійна, що визначає форму кривої поблизу мінімуму.

Електронне рівняння (7) має у загальному випадку ряд розв'язків, які відповідають різним електронним станам. Кожному стану відповідає певна функція $E_n^{el}(R) = U_n(R)$, де n - номер електронного рівня. Розв'язок коливального рівняння (8) необхідно знаходити для кожного електронного стану, що характеризується специфічною функцією $U_n(R)$.

Слід підкреслити, що розв'язання рівнянь (7) і (8) дає значення тільки повної, сумарної енергії молекули. Її розподіл на електронну і коливальну принципово неможливий. У процесі коливання ядер, якщо його розглядати чисто класично, відбувається остійне перетворення кінетичної енергії у потенціальну і навпаки. Згідно з (9) зміна потенціальної енергії коливань є водночас і зміною електронної енергії, таким чином, і коливання ядер, і зміна стану електронної хмаринки нероздільно пов'язані в єдиному процесі.

Разом з тим розділенням змінних в адіабатичному наближенні дає змогу відокремити

електронну частину енергії при **в і д с у т н о с т і** коливань, тобто знайти повну енергію молекули при тих значеннях коливальних координат, які відповідають мінімуму потенціальної енергії. В інших випадках тільки умовно повну енергію молекули E можна розбити на $E_{ел}$ і $E_{кол}$, прийнявши $E_{ел} = E_{ел}(R_0)$. Саме у цьому розумінні прийнято говорити окремо про електронну та коливальну енергії і зображати відповідні схеми рівнів енергії електронно-коливального стану.

На рис.1 зображені типові криві потенціальної енергії для основного і першого збудженого електронних станів двохатомної молекули. Як правило, для збуджених електронних станів міцність хімічного зв'язку менша, а рівноважна відстань R_0 між ядрами більша, ніж для основного стану, і крім потенціальної енергії йдуть більш полого. Із зростанням відстані між ядрами кожна потенціальна крива наближається до границі, яка відповідає енергії дисоціації молекули, що знаходиться у певному електронному стані.

На цьому ж малюнку показано схему електронно-коливальних енергетичних рівнів молекули. Тут, як це прийнято в молекулярній спектроскопії величини, що відносяться до верхнього електронно-коливального рівня, позначені одним штрихом, а величини, що відносяться до нижньої системи рівнів, - двома штрихами; n' і n'' - електронні рівні, v' і v'' - квантові числа коливальних рівнів. Обертальні рівні ми не позначаємо, оскільки вони розташовані настільки щільно, що в умовах даної роботи практично не виявляються.

Для електронно-коливальних переходів з випромінюванням або поглинанням фотонів хвильові числа окремих смуг спектра визначаються за формулою:

$$\tilde{\nu} = \frac{E' - E''}{ch} = \frac{E'_{ел} - E''_{ел}}{ch} + \frac{E'_{кол} - E''_{кол}}{ch} \quad (11)$$

де c - швидкість світла у вакуумі, рівна $2,998 \cdot 10^{10}$ см/с; h -стала Планка, рівна $4,136 \cdot 10^{-15}$ еВ·с ($1\text{eV} = 1,602 \cdot 10^{-19}$ Дж). Електронвольт (еВ) є позасистемною одиницею виміру енергії, яка широко використовується в атомній фізиці.

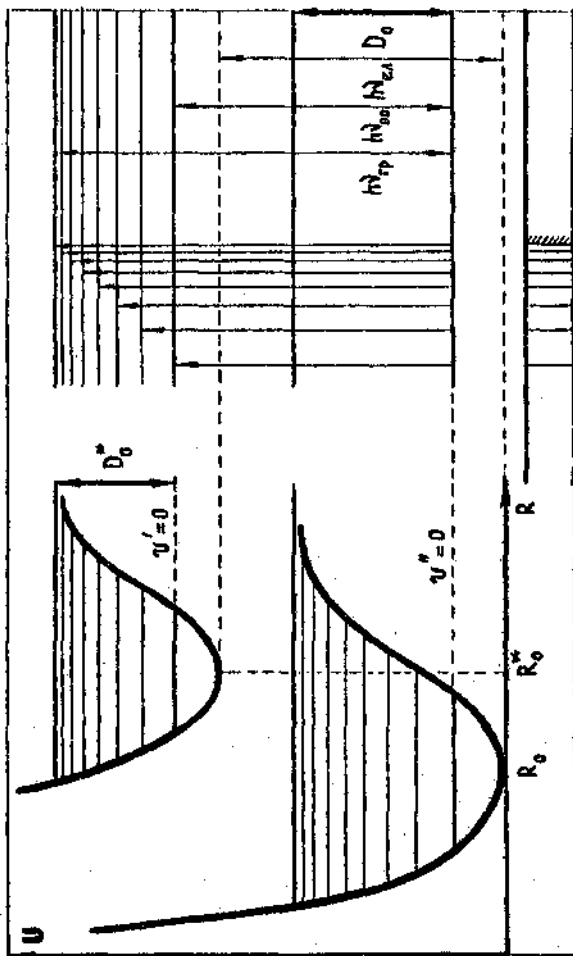


Рис.1.

Рівні коливальної енергії з хорошим наближенням подаються формулою для енергії

ангармонічного осцилятора

$$E_{\text{кол}} = hc\tilde{\nu}_{\text{кол}}\left(v + \frac{1}{2}\right) - hc\tilde{\nu}_{\text{кол}}x\left(v + \frac{1}{2}\right)^2 + hc\tilde{\nu}_{\text{кол}}y\left(v + \frac{1}{2}\right)^3 - \dots, \quad (12)$$

де $v=0,1,2,3\dots$ - коливальне квантове число; x, y - сталі ангармонічності; величини $\tilde{\nu}_{\text{кол}}$, $\tilde{\nu}_{\text{кол}}x$ і $\tilde{\nu}_{\text{кол}}y$ називаються коливальними константами молекули.

Таким чином, електронно-коливальний спектр поглинання молекули можна описати за допомогою такої формули

$$\tilde{\nu} = \tilde{\nu}_{\text{ел}} + \tilde{\nu}'_{\text{кол}}\left(v' + \frac{1}{2}\right) - \tilde{\nu}'_{\text{кол}}x'\left(v' + \frac{1}{2}\right)^2 - \left[\tilde{\nu}''_{\text{кол}}\left(v'' + \frac{1}{2}\right) - \tilde{\nu}''_{\text{кол}}x''\left(v'' + \frac{1}{2}\right)^2 \right] \quad (13)$$

(якщо знехтувати членом у кубі).

Ця формула дає всі можливі переходи між різними коливальними рівнями двох електронних станів. У ній $\tilde{\nu}_{\text{ел}}$ - частота суто електронного переходу, тобто переходу з мінімуму потенціальної кривої незбудженого стану в мінімум збудженого; $\tilde{\nu}'_{\text{кол}}$ і x' , $\tilde{\nu}''_{\text{кол}}$ і x'' коливальні константи і сталі ангармонічності збудженого та незбудженого станів молекули, відповідно.

Рівняння (13) можна переписати так

$$\tilde{\nu} = \tilde{\nu}_{00} + \tilde{\nu}'_{\text{кол}}v' - \tilde{\nu}'_{\text{кол}}x'v'^2 + \dots - \left(\tilde{\nu}''_{\text{кол}}v'' - \tilde{\nu}''_{\text{кол}}x''v''^2 + \dots \right), \quad (14)$$

де член $\tilde{\nu}_{00} = \tilde{\nu}_{\text{ел}} + \left(\frac{1}{2}\tilde{\nu}'_{\text{кол}} - \frac{1}{4}\tilde{\nu}'_{\text{кол}}x' + \dots \right) - \left(\frac{1}{2}\tilde{\nu}''_{\text{кол}} - \frac{1}{4}\tilde{\nu}''_{\text{кол}}x'' + \dots \right)$

не залежить від v' і v'' , тобто він є власною частотою переходу ($n''=1, v''=0$), \leftrightarrow ($n'=2, v'=0$) який обумовлює так звану $0 \leftrightarrow 0$ смугу. На практиці можна знехтувати різницею енергій нульових коливань незбудженого ($n''=1$) і збудженого ($n'=2$) електронних станів молекули, так що $\tilde{\nu}_{00} \approx \tilde{\nu}_{\text{ел}}$.

Слід підкреслити, що при достатньо низьких температурах, в тому числі і при кімнатній, більшість молекул газу знаходиться на найнижчому коливальному рівні з $v''=0$ основного електронного стану. Тому при поглинанні при кімнатній температурі мають переважати переходи із вказаного нижнього коливального рівня ($v=0$) основного електронного стану на різні коливальні рівні ($v'=0,1,2\dots$) збудженого електронного стану. Так що виникає серія смуг, яка називається нульовою поперечною серією Деландра. Разом з тим не виключена можливість появи в спектрі поглинання кількох серій смуг.

Так, наприклад, для парів йоду 36% молекул при кімнатній температурі знаходиться в станах $v''=1$, тому в спектрі поглинання з'являється і друга серія смуг, але відчутно слабша.

Із збільшенням коливального квантового числа v' відстань між сусідніми смугами певної серії монотонно зменшується, наближаючись до нуля. Відповідно до цього слід чекати, що до серії дискретних смуг поглинання з боку коротких хвиль примикає суцільний спектр поглинання. Цій межі відповідає в області кожної системи смуг максимальне (граничне) квантове число $v_{\text{сп}}$. У спектрі поглинання смуги поступово сходяться до межі дисоціації верхнього електронного стану, за якою починається суцільний (неперервний) спектр поглинання, який відповідає фотодисоціації молекули. Межі сходження дискретного спектра відповідає енергія $E_{\text{сход}} = hc\tilde{\nu}_{\text{сп}}$.

Згущення коливальних рівнів при наближенні до межі дисоціації пов'язане із загальною властивістю рівнів енергії: вони розміщуються тим тісніше, чим ширша потенціальна яма. Вельми суттєвим при цьому є сам закон наближення кривої потенціальної енергії до границі, оскільки від характеру цього закону залежить загальна кількість енергетичних рівнів. Можна показати, що при потенціальній енергії, яка змінюється за законом $U = A - \frac{B}{r^\alpha}$ і має границю A , нескінченне число рівнів виникає при $\alpha < 2$. Якщо $\alpha > 2$, тобто потенціальна енергія досить швидко прагне до границі, то число рівнів нескінченне; зокрема, для молекули водню налічується усього 14 рівнів.

Інтенсивність ліній у межах однієї серії регулюється принципом Франка-Кондона, згідно з яким при електронному переході відбувається дуже швидка перебудова електронної оболонки молекули, так що відстань між ядрами і їхні швидкості не встигають помітно змінитися. Переходи відбуваються в основному при тих між'ядерних відстанях і швидкостях, які найбільш імовірні. У стані $v''=0$ коливальний рух не збуджений і ядра знаходяться у спокої поблизу положення рівноваги. Після переходу в збуджений електронний стан положення ядер виявиться нерівноважним, внаслідок

чого почнеться інтенсивний коливальний рух.

Отже, електронний перехід із стану $v''=0$ автоматично переводить молекулу в коливальний стан із досить великим значенням квантового числа v' , внаслідок чого в 0-ій серії Деландра інтенсивні лише лінії, розташовані поблизу границі сходження.

В стані $v''=1$ рух ядер уже збуджений і вони більшу частину часу знаходяться далеко від положення рівноваги. Після переходу ця відстань зберігається, але молекула коливається з невеликою амплітудою, що відповідає малим числам v' . Отже, у першій серії Деландра інтенсивними будуть смуги, розміщені ближче до початку серії.

Наявність у 0-ій серії Деландра чіткої межі сходження смуг у спектрі поглинання дозволяє визначити енергію дисоціації двоатомної молекули спектроскопічним методом.

Нехай D_0^* - енергія дисоціації збудженого електронного стану, тоді маємо

$$hc\tilde{\nu}_{zp} = hc\tilde{\nu}_{el} + D_0^* \quad (15)$$

Таким чином, якщо відоме значення $\tilde{\nu}_{el}$, то, знаючи $\tilde{\nu}_{zp}$, можна визначити енергію дисоціації молекули у першому збудженому електронному стані за формулою:

$$D_0^* = hc\tilde{\nu}_{zp} - hc\tilde{\nu}_{el} \quad (16)$$

Для цієї ж мети користуються ще наближеним методом екстраполяції, суть якого полягає в наступному.

Обмежившись першими двома членами у правій частині формули (12), маємо наближений вираз

$$E'_{кол} = hc\tilde{\nu}'_{кол} \left(v' + \frac{1}{2} \right) - hc\tilde{\nu}'_{кол} x' \left(v' + \frac{1}{2} \right)^2, \quad (17)$$

звідки для різниці енергій між сусідніми коливальними рівнями одержимо співвідношення

$$\Delta_1 E'_{v',v'+1} = E'_{v'+1} - E'_{v'} = hc\tilde{\nu}'_{кол} [1 - 2x'(v'+1)]. \quad (18)$$

Для максимально можливого граничного квантового числа v'_{zp} "перша різниця" $\Delta_1 E = 0$, що відповідно дає $v'_{zp} = \frac{1}{2x'} - 1$. Підставивши значення $v' = v'_{zp}$ у формулу (17), одержимо такий вираз для енергії дисоціації

$$D_0^* = \frac{hc\tilde{\nu}'_{кол}}{4x'} = \frac{hc\tilde{\nu}'_{кол}{}^2}{4x'\tilde{\nu}'_{кол}} \quad (19)$$

Величини $v'_{кол}$ і x' визначаються дослідним шляхом, беручи до уваги, що $\Delta_1 E \approx hc v'_{кол}$ при $v'=0$, а також вираз для других різниць енергії

$$\Delta_2 E = 2hc\tilde{\nu}'_{кол} x', \quad (20)$$

який можна одержати із формули (18).

Треба підкреслити, що цей спосіб дає наближене значення енергії дисоціації, оскільки у співвідношенні (12) ми нехтуємо величиною y .

Порядок виконання роботи

Після попереднього вивчення оптичної схеми спектрографа ДФС-13, - який використовується у даній роботі, а також усієї установки, завдання виконується у такій послідовності.

1. З'юстирувати оптичну систему установки так, щоб при візуальному спостереженні суцільний спектр був найбільш яскравим у всій видимій області спектра.
2. Сфотографувати на плівку спектр поглинання парів йоду і спектр ксенону, необхідний для визначення частот ліній поглинання. Для цього світло від джерела спектра порівняння за допомогою поворотного дзеркальця **z** спрямувати на щілину спектрографа. Діафрагмою Гартмана закрити середину щілини спектрографа і сфотографувати спектр. Потім, не зміщуючи і не закриваючи касету, діафрагму встановити так, щоб була відкрита середина щілини, зняти (змістити) дзеркало і направити на щілину світло від кінопроекційної лампи **S** (рис.2), яке пройшло через кювету **к**, заповнену парами **Ж₂**. Умови фотографування спектрів зазначені на робочому місці.

- Порівнюючи одержаний спектр ксенону з ототожненою спектрограмою, знайти лінію, довжина хвилі якої $\lambda = 5618,8 \text{ \AA}$, і відповідний відлік n на компараторі прийняти за нуль. Далі треба побудувати графік залежності λ від n . Користуючись цим графіком, визначити довжини хвиль, які відповідають лініям поглинання J_2 , а також хвильові числа $\tilde{\nu} (\text{cm}^{-1}) = 10^8 (\lambda (\text{ \AA}))$.
- Обчислити "перші різниці" між частотами (хвильовими числами) сусідніх ліній поглинання, а потім різниці між "першими різницями", тобто "другі різниці", які, як видно з рівняння (20), пов'язані з параметрами молекули формулою $\Delta_2 \tilde{\nu} = 2 \tilde{\nu}'_{\text{кол}} x'$

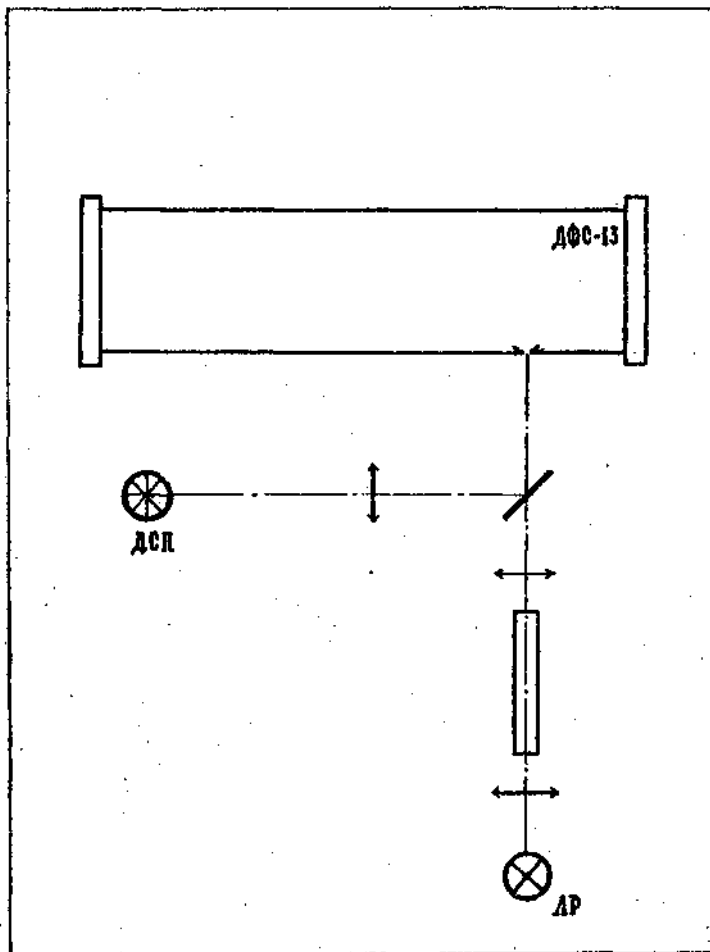


Рис.2.

Усі дані занести в таблицю

n	$\lambda, \text{ \AA}$	$\tilde{\nu}, \text{ cm}^{-1}$	$\Delta_1 \tilde{\nu}$	$\Delta_2 \tilde{\nu}$

Для 1-ої серії Деландра залежність $\Delta_1 \tilde{\nu}$ від ν' показати на графіку, провівши усереднюючу пряму через експериментальні точки. Зробити екстраполяцію цієї прямої в область від'ємних значень і знайти її ординату при $\nu' = -1$, яка, згідно з формулою (18), дорівнює $\nu'_{\text{кол}}$. Знайти тангенс кута нахилу прямої і порівняти цю величину із середнім значенням "других різниць".

Одержані дані використати для обчислення енергії дисоціації збудженого стану молекули за формулою (19). Остаточний результат виразити в електрон-вольтах (1 cm^{-1} відповідає $1,240 \cdot 10^{-4} \text{ eV}$).

Якщо в розпорядженні є інформація про велике число електронноколивальних переходів (при якісній спектрограмі), то можна помітити, що графік залежності $\Delta_1 \tilde{\nu}$ від ν' при високих значеннях ν' (у міру зростання вкладів членів третьої і четвертої степені) починає відхилятися від прямої. У цьому разі можна одержати найбільш точне значення D_0^* шляхом екстраполяції цієї кривої до $\Delta_1 \tilde{\nu} = 0$ і

визначення охопленої нею площі, оскільки енергія дисоціації є просто сума (інтеграл) усіх приростів $\Delta_1 \tilde{\nu}$ від $\nu' = 0$ до $\nu' = \nu'_{zp}$. Потім ще використати значення ν' , здобутого екстраполяцією, для обчислення $x' = 0,5 / (\nu'_{zp} + 1)$.

5. Із спектрограми поглинання йоду визначити граничну частоту ν'_{zp} 0-ї поперечної серії Деландра. Знаючи частоту переходу $0 \leftrightarrow 0$, $\tilde{\nu}_{00} = \tilde{\nu}_{el} = 15979,7 \text{ см}^{-1}$, обчислити енергію дисоціації першого збудженого стану D_0^* молекули йоду за формулою (16). Результат, як і раніше, виразити в електрон-вольтах.
6. Користуючись формулами (19) і (20), обчислити $\nu'_{кол}$ і x' за одержаними в роботі даними середнього значення "других різниць" і енергії дисоціації збудженого стану молекули.
7. Співставити одержані результати з літературними даними.

Список літератури

1. Белый М.У., Охрименко Б.А. Атомная физика. – Киев, 1984.
2. Бенуэлл К. Основы молекулярной спектроскопии. - М., 1985.
3. Гейдон А. Энергии диссоциации и спектры двухатомных молекул. - М., 1949.

7. ЗАЛЕЖНІСТЬ ПОТУЖНОСТІ ТЕПЛООВОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ ВІД ТЕМПЕРАТУРИ

Мета роботи: експериментально виміряти залежність потужності теплового випромінювання нагрітого тіла від його абсолютної температури та порівняти її з відповідною залежністю для абсолютно чорного тіла.

Прилади: електрична пічка, термopара, термостовпчик, вимірювальний пристрій (складається з двох вольтметрів для вимірювання термо-ЕРС термopари та термостовпчика відповідно).

Теоретичні відомості

Будь-яке тіло в природі, температура якого вища за абсолютний нуль, є джерелом теплового випромінювання. Теплове випромінювання являє собою електромагнітні хвилі (ЕМХ), що випромінюються за рахунок перетворення енергії хаотичного теплового руху атомів тіла, тобто його внутрішньої енергії, в енергію випромінювання.

Земля та інші планети Сонячної системи одержують енергію від Сонця саме у вигляді теплового випромінювання. Найпоширенішим штучним джерелом теплового випромінювання є звичайна лампа розжарення з вольфрамовою ниткою, що нагрівається електричним струмом до температури більше 2000°C .

Теплове випромінювання є одним з видів теплопередачі (разом з теплопровідністю та конвекцією).

Абсолютно чорне тіло. Закон Стефана–Больцмана.

Абсолютно чорним тілом (АЧТ) називають уявне тіло, яке *поглинає* все електромагнітне випромінювання в усіх його діапазонах і *нічого не відбиває*. У той же час, АЧТ, як і будь-яке інше тіло, випромінює електромагнітні хвилі, тобто є джерелом теплового випромінювання. Спектр випромінювання АЧТ визначається лише його температурою.

Найбільш чорні реальні матеріали, такі, наприклад, як сажа чи чорний оксамит, поглинають до 99% випромінювання у видимому діапазоні спектра, проте інфрачервоне випромінювання поглинається ними значно гірше. Практичною моделлю АЧТ може бути порожнина з невеликим отвором і пофарбованими у чорний колір стінками, адже світло, потрапивши крізь отвір в порожнину, буде багаторазово відбиватися і поглинатися. Отже, такий отвір буде поглинати випромінювання як АЧТ (**рис. 1**). Глибокий чорний колір зіниці людського ока зумовлений саме таким механізмом поглинання світла, що в нього потрапляє.

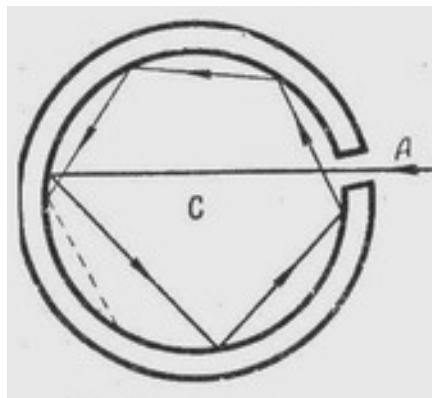


Рис. 1. Модель абсолютно чорного тіла.

Кількість енергії, яка випромінюється тілом у вигляді ЕМХ за одиницю часу з одиниці площі його поверхні, називається *енергетичною світністю* тіла j . Енергетична світність вимірюється у $\text{Вт}/\text{м}^2$. Енергетична світність АЧТ залежить лише від його температури і визначається *законом Стефана-Больцмана*

$$j_{\text{АЧТ}} = \sigma T^4, \quad (1)$$

де T – абсолютна температура АЧТ, а $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \text{К}^4}$ – це стала Стефана-Больцмана.

Потік теплового випромінювання (потужність випромінювання) з усієї поверхні тіла

пропорційний площі S цієї поверхні:

$$W = S \cdot j. \quad (2)$$

Спектр випромінювання АЧТ. Формула Планка. Закон зміщення Віна

Енергія, що випромінюється за одиницю часу з одиниці площі поверхні тіла у вигляді ЕМХ, довжини яких лежать в межах вузького інтервалу $d\lambda$ поблизу довжини хвилі λ , називається *випромінювальною здатністю* тіла r_λ на цій довжині хвилі λ :

$$r_\lambda = \frac{dE}{t \cdot S \cdot d\lambda}, \quad (3)$$

де dE – енергія, що випромінюється тілом з площею поверхні S за проміжок часу t у вигляді ЕМХ, довжини хвиль яких лежать в інтервалі $[\lambda, \lambda + d\lambda]$. Аналогічно, можна ввести випромінювальну здатність r_ν на лінійній частоті ν та випромінювальну здатність r_ω на циклічній частоті ω . Усі три випромінювальні здатності пов'язані між собою наступними співвідношеннями:

$$r_\lambda d\lambda = r_\nu d\nu = r_\omega d\omega, \quad (4)$$

$$\omega = 2\pi\nu = \frac{2\pi c}{\lambda}, \quad d\omega = 2\pi d\nu = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} d\lambda \quad (5)$$

Спектром випромінювання тіла називається залежність його випромінювальної здатності r_λ від довжини хвилі λ (або залежність r_ν від ν чи r_ω від ω). Спектр випромінювання АЧТ описується *формулою Планка* для випромінювальної здатності:

$$r_\lambda^{АЧТ} = \frac{2\pi h c^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp(hc / \lambda kT) - 1}, \quad (6)$$

де h – стала Планка, c – швидкість світла у вакуумі, k – стала Больцмана. Для переходу до інших способів подання спектра випромінювання потрібно використовувати співвідношення (4)-(5).

На **рис. 2** показано спектри випромінювання АЧТ для різних абсолютних температур, значення яких вказані біля кожного спектра. Площа під кожною кривою дорівнює енергетичній світності тіла при даній температурі T (згідно з законом Стефана-Больцмана (1), енергетична світність пропорційна T^4).

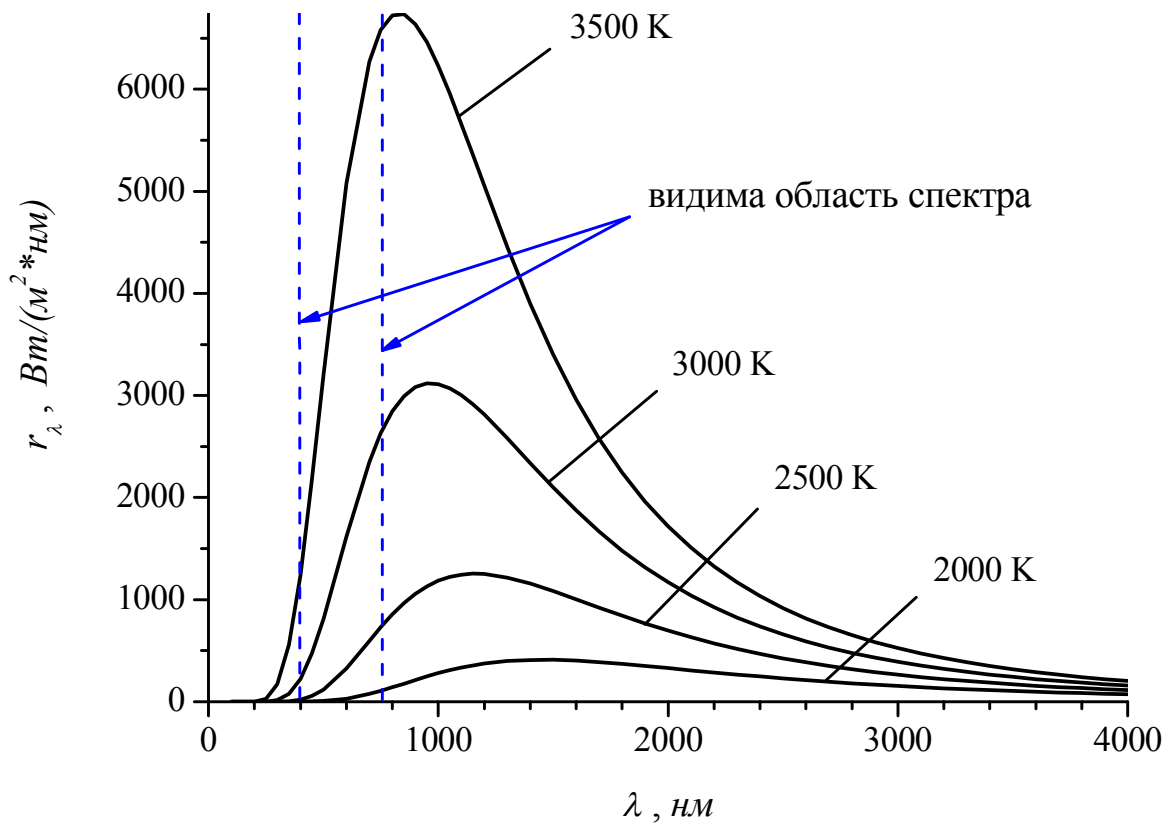


Рис. 2. Спектри випромінювання АЧТ для різних абсолютних температур.

З **рис. 2** видно, що при збільшенні температури тіла максимум його випромінювальної здатності зміщується в область менших довжин хвиль. Для АЧТ довжина хвилі, що відповідає максимальній випромінювальній здатності, залежить лише від його температури T і визначається законом зміщення Віна:

$$\lambda_{\text{макс}} = \frac{b}{T}, \quad (7)$$

де T — температура, а $b = 2898 \text{ мкм} \cdot \text{К}$ — стала Віна.

На **рис. 3** зображено спектр випромінювання Сонця. Спектр Сонця близький до спектра АЧТ з температурою 6000 К.

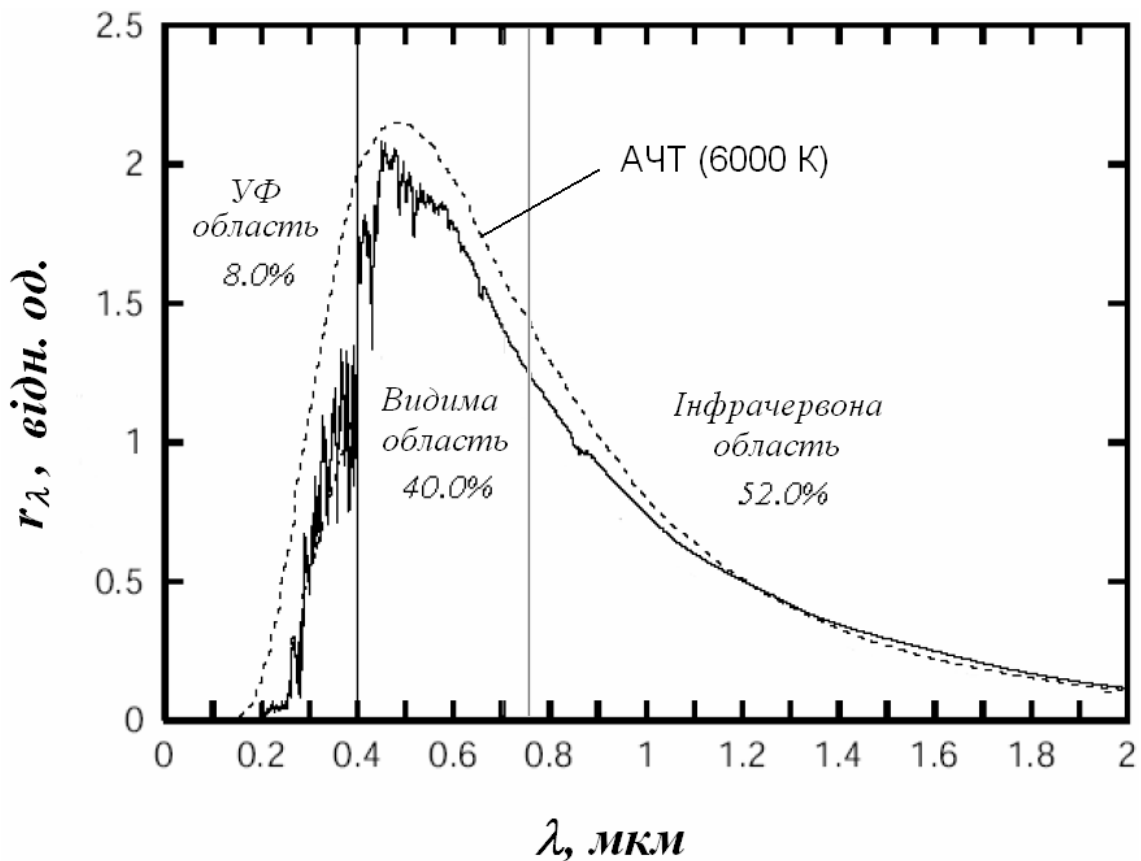


Рис. 3. Порівняння спектра випромінювання Сонця (суцільна лінія) зі спектром випромінювання АЧТ з температурою 6000 К. На спектрі Сонця видно лінії поглинання його атмосфери. На рисунку вказано розподіл енергії випромінювання Сонця між ультрафіолетовою, видимою та інфрачервоною областями спектра.

Теплове випромінювання нечорних тіл

Для нечорних тіл, якими є всі реальні тіла в природі, випромінювальна здатність r_λ менша за випромінювальну здатність АЧТ і, як наслідок, вони в цілому випромінюють менше енергії, ніж АЧТ з такими ж температурою і площею поверхні. Згідно з законом Кірхгофа для теплового випромінювання, для нечорного тіла можна записати

$$r_\lambda = a_{\lambda T} \cdot r_\lambda^{\text{АЧТ}}, \quad (8)$$

де $a_{\lambda T}$ – це поглинальна здатність тіла, яка залежить від температури тіла T і довжини хвилі випромінювання λ . Поглинальною здатністю тіла $a_{\lambda T}$ називають *долю* поглинутої тілом енергії випромінювання, що падає на нього у вигляді ЕМХ, довжини хвиль яких лежать в інтервалі $[\lambda, \lambda + d\lambda]$. Для АЧТ поглинальна здатність тотожно дорівнює одиниці, для всіх реальних тіл $0 < a_{\lambda T} < 1$.

На **рис. 4** наведено порівняння спектрів випромінювання АЧТ та вольфраму при одній і тій же температурі 2800 К. З **рис. 4** видно, що вольфрам випромінює менше енергії, ніж АЧТ з такою ж температурою, а також що максимум спектра випромінювання вольфраму зміщений в область менших довжин хвиль порівняно з максимумом спектра АЧТ.

Для нечорних тіл закон Стефана-Больцмана може бути записаний у вигляді

$$j = \sigma \cdot \alpha(T) \cdot T^4, \quad (9)$$

де $\alpha(T)$ – *середня* (усереднена за довжинами хвиль) *поглинальна здатність* нечорного тіла при температурі T (це безрозмірна величина, яка повільно змінюється з температурою).

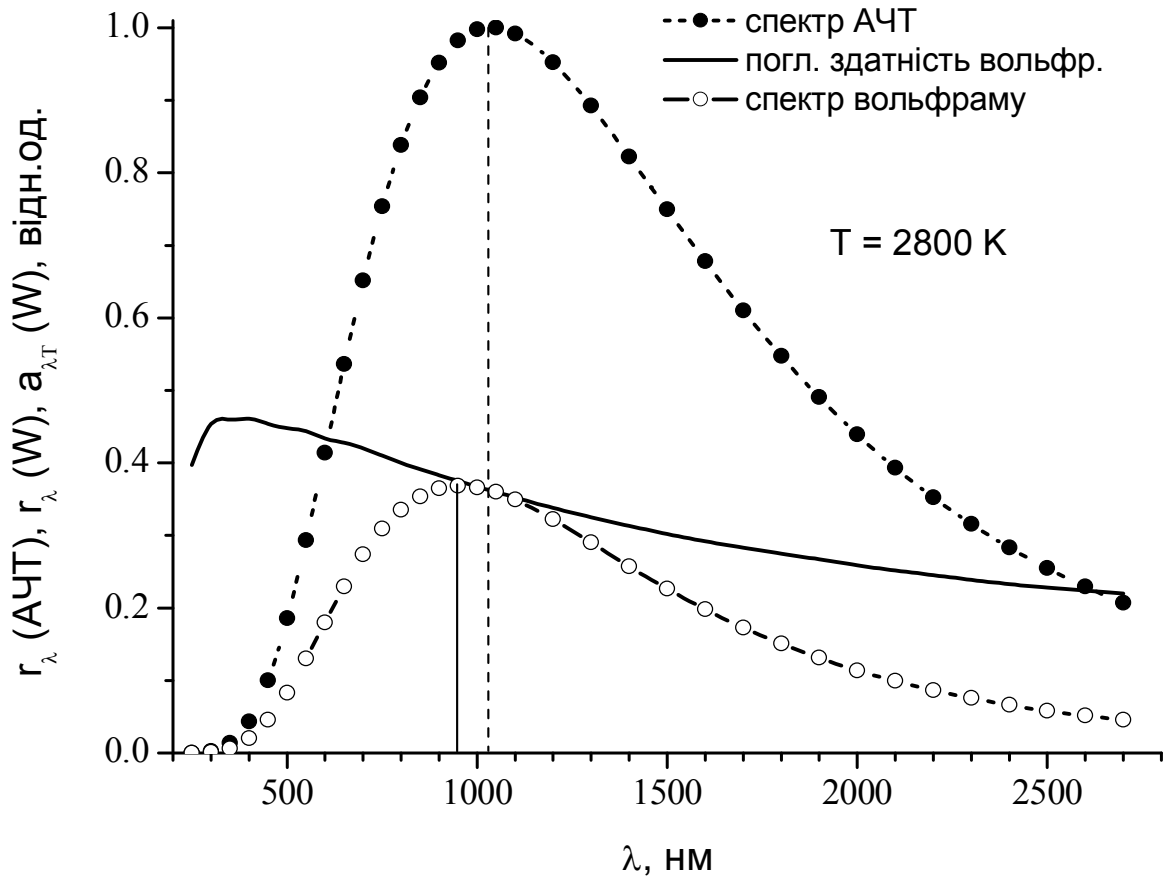


Рис. 4. Порівняння спектра випромінювання вольфраму при $T = 2800$ К зі спектром випромінювання АЧТ при тій же температурі. На рисунку також наведено залежність поглинальної здатності вольфраму $a_{\lambda T}$ від довжини хвилі для вказаної температури.

Експериментальна частина

Закрита термоізолювана електропічка являє собою модель абсолютно чорного тіла. За допомогою термомпари контактним способом вимірюється температура внутрішньої поверхні пічки, а за допомогою термостовпчика, який являє собою батарею хромель-копельових термопар, вимірюється приріст потоку теплового випромінювання (потужності випромінювання), що виходить з пічки. Термо-ЕРС термостовпчика прямо пропорційна приросту потужності теплового випромінювання, що його опромінює:

$$U_{TC} = k(W(T) - W(T_0)), \quad (10)$$

де $W(T_0)$, $W(T)$ – потужності теплового випромінювання, що виходить з отвору пічки при температурі навколишнього середовища (кімнатного повітря) T_0 та при температурі внутрішньої поверхні нагрітої пічки T ($T > T_0$), k – коефіцієнт пропорційності, який від температури не залежить.

Вираз (10) справедливий для випадку, коли можна знехтувати втратами потоку теплової енергії пічки через теплопровідність (і подальшу тепловіддачу у навколишнє середовище) матеріалу навколо отвору, з якого виходить випромінювання, та матеріалу корпусу термостовпчика. Якщо ж такими втратами знехтувати не можна (особливо при високих температурах пічки), то тоді маємо записати

$$U_{TC} = k[W(T) - A \cdot (T - T_0) - W(T_0)], \quad (11)$$

де A – стала величина, яка визначається коефіцієнтами теплопровідності зазначених вище матеріалів. Вираз (11) показує, що не весь потік теплової енергії, що виходить безпосередньо з пічки, потрапляє на термостовпчик і реєструється ним.

Виходячи з співвідношень (2) і (9), можемо записати:

$$W(T) = S \cdot \sigma \cdot \alpha(T) \cdot T^4. \quad (12)$$

Аналогічний вираз можна записати і для $W(T_0)$.

Таким чином, для термо-ЕРС термостовпчика остаточно одержуємо

$$U_{TC} = k[S \cdot \sigma \cdot \alpha(T) \cdot T^4 - A \cdot (T - T_0) - W(T_0)] \quad (13)$$

Порядок виконання роботи

1. Встановити термостовпчик на штативі так, щоб втулка на передній панелі термостовпчика увійшла в отвір на передній панелі пічки.
2. Включити вимірювальний пристрій за допомогою вимикача “СЕТЬ” на його задній панелі і дати йому прогрітися протягом 5 хв (при цьому на індикаторах “МВ” та “⁰С” мають встановитися значення “0,00” та “000” відповідно).
3. Включити електропічку за допомогою вимикача “СЕТЬ” на її передній панелі (при цьому ручка “СКОРОСТЬ НАГРЕВА” на верхній кришці електропічки повинна перебувати в положенні “MIN”).
4. Включити вентилятор охолодження електропічки за допомогою вимикача “ВЕНТ.” для запобігання перегрівання корпусу пічки.
5. Повертаючи ручку “СКОРОСТЬ НАГРЕВА” і регулюючи швидкість нагрівання пічки (при обертанні згаданої ручки змінюється потужність, що підводиться до нагрівального елемента пічки), поступово нагріти пічку і зняти залежність термо-ЕРС термостовпчика від температури внутрішньої поверхні пічки. Відліки потрібно робити тоді, коли термо-ЕРС та температура будуть змінюватися з часом досить повільно.
6. Після нагрівання пічки до 800 ⁰С повернути ручку регулювання швидкості нагрівання пічки в положення “MIN”, виключити вимикач “СЕТЬ” на передній панелі пічки, а вентилятор залишити включеним.
7. Виключити вимірювальний пристрій за допомогою вимикача “СЕТЬ” на його задній панелі.
8. Після охолодження пічки протягом 15 хв виключити вентилятор.

Заходи безпеки

Під час виконання лабораторної роботи пічка нагрівається до 800 ⁰С. Тому, для уникнення опіків, забороняється торкатися її внутрішніх частин до її повного охолодження.

Категорично забороняється нагрівати пічки до температури більше 850 ⁰С та залишати її включеною без нагляду (тривала робота пічки може призвести до її перегріву і виходу з ладу).

Неприпустимим є потрапляння на пічку крапель або бризок будь-яких рідин. Забороняється ставити на пічку ємності з рідинами.

Категорично забороняється закривати вентиляційні отвори на кришці корпусу пічки та вимірювального пристрою.

Після кожних двох годин роботи пічки потрібно робити перерву на 15-20 хв.

Завдання

1. Виміряти залежність термо-ЕРС термостовпчика U_{TC} від абсолютної температури T внутрішньої поверхні електропічки ($T = 273 + t_K + \Delta t$, де t_K — температура кімнатного повітря, виражена в градусах Цельсія, Δt — різниця температур внутрішньої поверхні пічки і температури кімнатного повітря, яка вимірюється термопарою і відображається на передній панелі вимірювального пристрою).

2. Побудувати графік залежності U_{TC} від x , де $x = T / T_{\max}$ (T_{\max} — максимальна температура пічки).

3. Проаналізувати отриману залежність U_{TC} від x . Для цього апроксимувати її функціями: а) $U = a + b \cdot x^4$ і б) $U = c + d \cdot x + e \cdot x^4$, де a, b, c, d, e — сталі коефіцієнти, які потрібно підібрати.

4. Пояснити отриману експериментально залежність U_{TC} від T .

Контрольні запитання

1. Три види процесів теплопередачі в природі. Теплове випромінювання, його властивості.
2. Абсолютно чорне тіло. Приклади тіл, близьких за своїми властивостями до АЧТ. Моделі АЧТ.
3. Енергетична світність тіла. Закон Стефана-Больцмана для АЧТ.
4. Випромінювальна здатність тіла. Спектр випромінювання. Зв'язок між різними видами подання спектрів випромінювання ($r_\lambda(\lambda)$, $r_\nu(\nu)$ та $r_\omega(\omega)$).
5. Залежність спектра випромінювання АЧТ від його температури. Закон зміщення Віна.
6. Закон Кірхгофа для непрозорих тіл.

7. Формула Планка для спектральної густини енергії рівноважного електромагнітного випромінювання. Зв'язок спектральної густини енергії випромінювання з випромінювальною здатністю тіла, що перебуває у рівновазі з випромінюванням.
8. Поглинальна здатність тіла, її залежність від температури тіла та частоти випромінювання. Теплове випромінювання нечорних тіл. Залежність потужності теплового випромінювання нечорних тіл від температури.
9. Закон Фур'є для теплопровідності. Закон Ньютона для тепловіддачі.
10. Що являє собою термостовпчик? Чому термо-ЕРС термостовпчика прямо пропорційна потоку випромінювання, що на нього падає?

Література

1. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Оптика.- М.: Наука, 1985.- С. 675-704.
2. Кондиленко И.И., Коротков П.А.. Введение в атомную спектроскопию.- К.: Вища школа, 1976.- С. 66-74.
3. Брамсон М.А. Инфракрасное излучение нагретых тел.- М.: Наука, 1964.- С. 82-114.
4. Оптические измерения / А.М.Борбат, И.С.Горбань, Б.А.Охрименко, П.А.Суббота-Мельник, И.А.Шайкевич, А.А.Шишловский.- К.: Техніка, 1967.- С. 172-185.

8. ДОСЛІДИ ФРАНКА-ГЕРЦА

1. Загальні відомості.

Як відомо, атом складається з важкого позитивно зарядженого ядра і електронів, які оточують його. За класичною механікою така система знаходиться у рівновазі лише за умови, якщо електрони обертатимуться навколо ядра по якихось орбітах. Однак, із точки класичної електродинаміки, такий атом був би нестійкий, тому що при русі із прискоренням електрони повинні були б випромінювати енергію у вигляді електромагнітних хвиль і, отже, поступово падати на ядро. Разом з тим і частота обертання при цих умовах повинна була б неперервно змінюватися, і ми отримали б суцільний спектр замість різких спектральних ліній. Той факт, що цього насправді не спостерігається й атоми випромінюють різкі спектральні лінії, вказує на їхню стійкість, що суперечить класичній електродинаміці.

При переході з одного стаціонарного стану E_m в інший E_n атоми випромінюють або поглинають світло тільки строго певної частоти (монохроматичне):

$$\omega_{mn} = E_m - E_n$$

(умова частот Бора).

Обидва постулати Бора суперечать вимогам класичної електродинаміки, тому що за першим постулатом атоми не випромінюють, незважаючи на те, що електрони, які утворюють їх, здійснюють прискорений рух (наприклад, обертання по замкнених орбітах), згідно другого виходить, що випромінені частоти не мають нічого спільного із частотами періодичного руху електронів.

Квантові постулати Бора знайшли безпосереднє експериментальне підтвердження в дослідах Дж. Франка й Густава Герца.

Ідея дослідів полягає в наступному: атоми або молекули розрідженого газу обстрілюються повільними електронами; при цьому досліджується розподіл швидкостей електронів до і після зіткнень. Якщо зіткнення відбуваються пружно, то розподіл швидкостей у результаті зіткнень не змінюється, і навпаки, при непружних зіткненнях частина електронів втрачає свою енергію, віддаючи її атомам, з якими вони зазнали зіткнення, і розподіл швидкостей змінюється.

В результаті дослідів Франка-Герца виявилось, що:

1. При швидкостях електронів, які є меншими за деяку критичну швидкість, зіткнення відбувається цілком пружно, тобто електрон не передає атому своєї енергії, а відбивається від нього, змінюючи лише напрямок своєї швидкості.

2. При швидкостях електронів, що досягають критичної швидкості, удар відбувається непружно, тобто електрон втрачає свою енергію й передає її атому, який при цьому переходить в інший стаціонарний стан, який характеризується більшою енергією.

Таким чином, атом або взагалі не сприймає енергію (пружний удар), або сприймає її тільки в кількостях, рівних різниці енергій у двох стаціонарних станах.

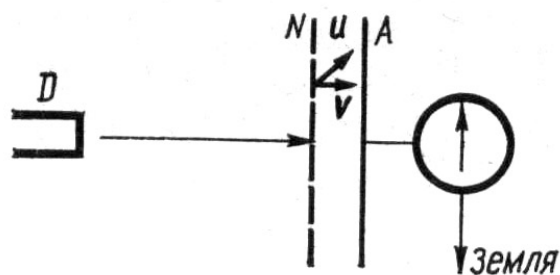


Рис. 1 Схема дослідів Франка-Герца

щоб виловлювати електрони, що майже повністю втратили свою енергію внаслідок непружних зіткнень. Дослід проводився в парах ртуті при відносно високому тиску (близько 1 мм рт.ст.) і полягав у вимірі струму пластинки A залежно від прискорювального потенціалу, накладеного на нитку D.

Для доказу існування непружних зіткнень Франком і Герцем була використана наступна установка (рис.1). Електрони від нитки розжарення D прискорювалися негативним потенціалом, накладеним на нитку. У просторі між D і N ці електрони зазнавали численні зіткнення й попадали зрештою на сприймальну пластинку A. Гальванометр G, з'єднаний з A, вимірював струм пластинки. Сітка N, заряджена слабко позитивно відносно A (у більшості випадків до потенціалу +0,5 В), поміщалася безпосередньо перед пластинкою A. Призначення сітки полягало в тому,

При збільшенні прискорювального потенціалу від нуля струм спочатку зростає, причому крива струму мала звичайний вигляд вольтамперних характеристик термоелектронних приладів. Але при потенціалі близько 4,1 В струм різко падає, а потім знову почав зростати до потенціалу 9,0 В, при якому знову виявлялося різке падіння струму і нове його зростання до потенціалу 13,9 В. Таким чином, уся крива (рис.2) являє собою ряд гострих максимумів, розташованих на відстані 4,9 В один від одного. Той факт, що відстань між двома сусідніми максимумами завжди становила (з точністю до 0,1 В) 4,9 В, а перший максимум виникає при потенціалі близько 4,1 В, пояснюється тим, що до накладеного потенціалу додається контактна різниця потенціалів, за рахунок якої вся крива зміщується ліворуч, не змінюючи відстані між максимумами.

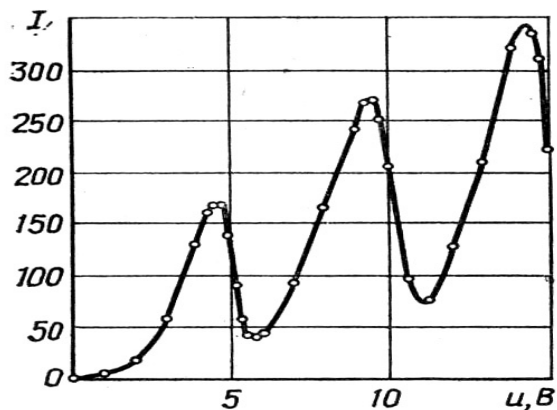


Рис. 2 Залежність сили струму від прискорювального потенціалу (для ртуті)

непружному зіткненні, зберігають достатній запас енергії, а тому, незважаючи на наявність позитивно зарядженої сітки, досягають пластинки А – струм знову починає зростати. Якщо прискорюючий потенціал досить великий (більший за 9,8 В), то на своєму шляху електрон може мати два або більше neprужних співударів. Саме в цьому й полягає причина періодичного повторення максимумів.

Таким чином, енергія 4,9 еВ має особливе значення для атомів ртуті. Меншу енергію вони сприйняти не можуть, тому що при меншій енергії електронів, що їх бомбардують, удар відбувається цілком пружно; енергію 4,9 еВ вони вже сприймають повністю. Але це й означає згідно з першим постулатом Бора, що атом ртуті може мати не будь-які запаси енергії, а тільки деякі конкретні. Якщо E_1 – запас енергії "незбудженого" атома ртуті, то наступне можливе значення енергії атома буде $E_1 + 4,9$ еВ. Прискорювальний потенціал 4,9 В називається "першим критичним потенціалом" або "резонансним потенціалом" ртуті. Такі ж резонансні потенціали знайдені й для інших атомів. Наприклад, резонансний потенціал калію рівний 1,63 В, натрію - 2,12 В, гелію - 21 В і т. д.

Зрозуміло, що, крім енергії, що відповідає першому критичному потенціалу, атоми можуть мати й інші, більш високі ступені енергії збудження. Ці більш високі ступені збудження можуть бути також знайдені за допомогою методу електронних зіткнень. Для визначення вищих рівнів енергії необхідно обрати такі умови досліду, щоб тиск газу був якомога менше. Це суттєво тому, що при високому тиску число зіткнень електрона з атомами газу настільки велике, що електрону досить набрати енергію, яка є рівною або трохи переважаючою перший критичний потенціал, щоб імовірність її передачі атому зробилася досить значною. При досить низькому тиску й досить високому прискорювальному потенціалі відкривається можливість збудження й до більш високих стаціонарних станів.

Однак безпосередньо отримані з досліду значення критичних потенціалів ще не дають справжніх значень рівнів енергії, тому що можливість двократної або взагалі багатократної віддачі енергії все ще не виключається. Це зрозуміло з наступного прикладу. За безпосередніми спостереженнями в парах ртуті маємо наступні значення критичних потенціалів: 4,9; 9,8; 11,2; 13,5; 14,7; 16; 17,6; 19,3; 20,2; 21,2 В. У дійсності ж усі ці потенціали є комбінаціями двох основних: $a=4,9$ В і $b=6,7$ В, причому друге значення окремо зовсім не спостерігається. Насправді, легко бачити, що $9,8=2a$; $11,2 \approx a+b$; $13,5=2b$; $17,6 \approx a+2b$; $21,2=3a+b$ і т. д.

Таким чином, інтерпретація максимумів, що утворюються, є далеко не простою.

Значно наочніше вищі рівні енергії можна визначити за допомогою методу, запропонованого

Юзом, Рожанським і Мак-Мілланом. Ідея досліду полягає в наступному: строго однорідний пучок електронів з енергією, що перебільшує найбільш високий рівень збудження досліджуваних атомів, пускається у розріджений газ. При непружних зіткненнях різні електрони втрачають частину своєї енергії, що відповідає можливим рівням збудження атомів. Оскільки газ є сильно розрідженим, то ймовірність повторних зіткнень є досить малою. Якщо тепер розкласти у спектр швидкостей пучок електронів, що зазнали зіткнення, то цей спектр одразу дасть усі значення втрат енергії, а разом з тим і всі можливі рівні енергії.

Описані методи дозволяють знаходити *різниці* значень енергії в різних стаціонарних станах. Наприклад, ми можемо сказати, що для атома ртуті різниця $E_2 - E_1$ дорівнює 4,9 еВ. Однак значення енергій $E_1, E_2, E_3, \dots, E_n$ цими методами не можуть бути знайденими. Для того, щоб знайти ці значення, необхідно визначити, яку енергію треба затратити, щоб від атома, який перебуває в певному енергетичному стані, повністю відірвати електрон. Тобто задача про знаходження абсолютних значень енергій $E_1, E_2, E_3, \dots, E_n$ є задачею про визначення *потенціалів іонізації* в різних енергетичних станах. Існує досить багато різних методів визначення іонізаційних потенціалів (див.літ.).

Слід зауважити, що при зіткненні електронів з атомами багатьох речовин можуть утворюватись від'ємні іони, якщо речовина має електронну спорідненість. Такі речовини непридатні для досліду. Тому для досліду беруть речовини, атоми яких не здатні з'єднуватись з електронами при даних швидкостях. Це інертні гази, водень і пари металів (найзручніше – ртуть).

2. Експериментальна установка. Хід роботи. Завдання.

Прилад для визначення резонансних потенціалів.

- Прилад ФПК-02 призначений для ознайомлення із загальними закономірностями процесів збудження атомів електронним ударом та вимірювання перших потенціалів збудження.

- Прилад забезпечує можливість проводити вивчення залежності анодного струму газонаповнювальної лампи (тріода) від напруги катод-сітка з максимумами і мінімумами, характерними для досліду Франка-Герца на екрані осцилографа.

Примітка: В осцилографі встановити наступні параметри розгортки: швидкість – 5 мс/под., підсилення – 2 В/см.

Принцип роботи

1. Принцип роботи приладу полягає в отриманні на екрані осцилографа залежності анодного струму I_a газонаповнювальної лампи (тріода з катодом, який підігривається) від напруги «катод-сітка» $U_{кс}$ при фіксованій нарузі «анод-сітка» з наступним вимірюванням напруги в характерних точках.

Примітка: декілька причин призводять до того, що провали на ВАХ не є ідеальними (співпадаючими з теоретичною кривою):

- розкид електронів по енергіям із-за просторового заряду в прикатодній області, високої температури термоемісійного катоду і, у випадку катода прямого розжарювання, падіння потенціалу на ньому;

- залежність перерізу збудження від енергії електрона. При енергіях електрона, близьких до енергії збудження атома існує висока ймовірність тимчасового захвату електрона атомом із створенням негативного іона. Після цього буде відбуватися автовідривання, і атом повертається в основний стан.

- вклад у подолання гальмівного поля вносить тільки повздовжня складова швидкості електронів, а не повна швидкість, яка змінюється при пружних зіткненнях;

- наявність контактної різниці потенціалів між катодом і анодом, і катодом і сіткою. Контактна різниця виникає із-за того, що робота виходу електрона з катоду менша від роботи виходу з аноду.

▫ просторовий потенціал, який створюється самими електронами. Його вплив буде максимальний в області найбільшої густини електронів – поблизу катода і буде проявлятися в першу чергу на першому максимумі.

2. В склад приладу входить *об'єкт дослідження і прилад вимірювання*. Об'єкт дослідження встановлюється на штативі і з'єднується з вимірювальним приладом за допомогою кабелю. Об'єкт дослідження виготовлено на основі *манометричної лампи ПММ-2*, наповненої інертним газом.

3. Прилад працює наступним чином.

З генератора пилкоподібної напруги на об'єкт дослідження (лампу) подаються імпульси амплітудою близько 40 В. Крім того на об'єкт дослідження подається регульована напруга розжарювання U_n і напруга запирання $U_{зан}$, які забезпечують нормальний режим роботи лампи.

Вимірювальним приладом анодний струм лампи I_a перетворюється в напругу, пропорційну до струму і подається на вхід осцилографа. На екрані осцилографа відображається залежність I_a від напруги $U_{кс}$.

Вимірювальний прилад при цьому формує на екрані осцилографа маркер, який можна переміщувати на екрані осцилографа за допомогою ручок ГРУБО і ТОЧНО. При наведенні маркера на потрібні точки графіка, опорна напруга співпадає з миттєвою пилкоподібною напругою, що дозволяє виміряти напругу $U_{кс}$ за допомогою цифрового вимірювача напруги.

Порядок виконання роботи

1. Встановити на осцилографі розгортку 5 мс/под. та підсилення 0,5 В/см.
2. Включити осцилограф і за допомогою ручок « \leftrightarrow », « \updownarrow », встановити розгортку променя в центрі екрану.
3. Включити вимірювальний прилад. При цьому повинен засвітитися об'єкт дослідження. Лампу витримати включеною *не менше 10 хв.* для встановлення робочого режиму лампи.
4. Відрегулювати синхронізацію осцилографа для отримання стійкої картинки на екрані.

Примітка: у випадку нечіткості осцилограми відрегулюйте її за допомогою ручки НАКАЛ вимірювального приладу.

5. За допомогою ручок ГРУБО і ТОЧНО рухати маркер по осцилограмі, поєднуючи лівий край маркера з характерним точками (мінімуми або максимуми) та проводити виміри $U_{кс}$ по індикатору вимірювального приладу.

6. Після закінчення роботи відключити прилад від мережі. Режим роботи приладу специфічний – *через кожні 2 години роботи робиться перерва на 10-15 хв.*

Завдання.

Визначити перший потенціал збудження *об'єкту дослідження* (інертного газу) та ідентифікувати його з порівняння отриманих результатів та літературних даних.

Література.

- Э.В. Шпольский. Атомная физика, М., 1984 (т.1. §90-96).
М.У. Білий. Атомна фізика, К., 1973. (р.3 §2).

Спектрограф КСА-1

КСА - спектрограф кварцево-скляний, автоколімаційного типу - використовується в практикумі у варіанті з скляною оптикою (робочий діапазон - $3600-6000\text{\AA}$). Загальна довжина спектру 330nm , таким чином, на півці довжиною 24cm (довжина касети) вміщується тільки частина спектра. Щоб сфотографувати весь спектр, треба міняти установку приладу. При цьому доводиться змінювати кут повороту диспергуючої системи, кут нахилу касети і відстань вад об'єктиву до фокальної поверхні. Всі ці три переміщення роблять одночасно за допомогою однієї рукоятки барабана довжин хвиль. Обернена дисперсія спектрографа змінюється від $1\text{\AA}/\text{mm}$ для 2000\AA до $20\text{\AA}/\text{mm}$ для 6000\AA .

Оптична схема приладу подається на рис.1.

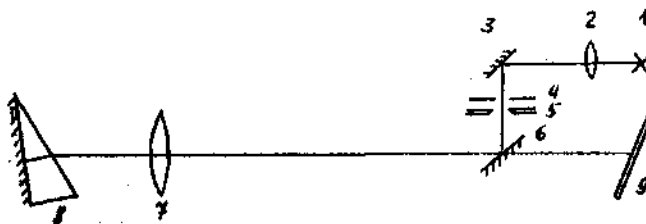


Рис.1.

Промінь світла від джерела 1 проходить через конденсорну лінзу 2 і за допомогою обертового дзеркала 3 проєктується на щілину спектрографа 5. Діафрагма Гартмана 4 дозволяє відкривати певну обрану ділянку щілини. Світло, що пройшло щілину, відбивається від дзеркала 6, проходить через об'єктив 7 паралельним пучком, падає на призму 8, відбивається від її дзеркальної грані, проходить через призму вдруге, фокусується об'єктивом 7 в фокальній площині 9 уже в вигляді спектра досліджуваного джерела.

Перед щілиною розміщують метилову пластинку а фігурними вирізами - так звана діафрагма Гартмана (рис.2).

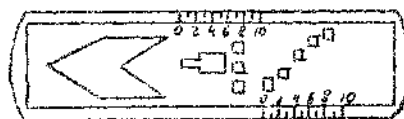


Рис.2.

вона може пересуватися, і, в залежності від її положення, відкриває доступ світла до різних ділянок щілини (рис.3). Це дає можливість фотографувати досліджуваний і еталонний спектр на одну плівку без зміни положення касети, при якому легко можуть відбутися невеликі зміщення спектрів один відносно другого.

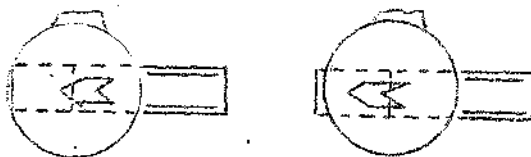


Рис.3.

Так одержується потрібна спектрограма, оточена з обох боків спектрограмою порівняння.

Нормальна ширина щілини близько 10 мкм . Регулюється ширина щілини мікрометричним гвинтом з відліковим барабаном, ціна поділки якого дорівнює 1 мкм .

Спектрограф ДФС-13

Щоб отримати велику дисперсію в широкому діапазоні спектру, використовують дифракційні спектрографи, ідо дають практично однакову дисперсію у всьому робочому діапазоні.

Спектрограф ДФС-13 має фокусну відстань дзеркала 4000мм.

Світло від джерела (рис.4) проходить через освітлювальну систему, вхідну щілину 1, за допомогою обертового дзеркала 2 потрапляє

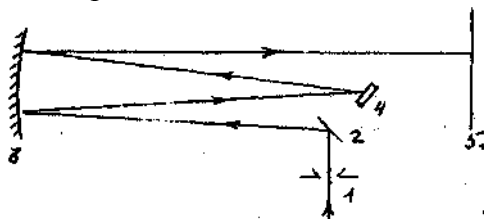


Рис.4.

на сферичне дзеркало 3 і, відбившись від нього, падає на дифракційну ґратку 4. Розкладений в спектр пучок повертається до дзеркала 3 і після відбиття від нього фокусується в площині фотокасети. До приладу додаються ґратки в 600 чи 1200шт/мм, робота ведеться звичайно тільки у першому порядку (обмежений кут повороту ґратки).

Прилад ДФС-13 має обернену лінійну дисперсію в першому порядку для ґратки 600шт/мм 4-4,5Å/мм.

Спектрограф ІСП-51

Трьохпризменний скляний спектрограф ІСП-51 (рис.5) є універсальним приладом для видимої і ближньої інфрачервоної ділянки спектру - від 4000 до 10000Å.

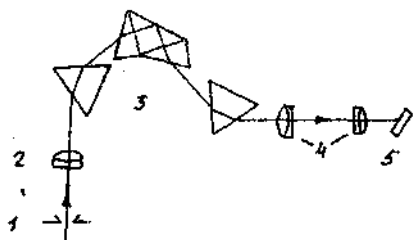


Рис.5.

- 1 - щілина;
- 2 - об'єктив коліматора;
- 3 - трьохпризменна диспергуюча система постійного відхилення;
- 4 - об'єктив камери;
- 5 - фокальна площина.

Призми виготовлені з просвітленого флінта і мають однакові заломлюючі кути 63° при загальній базі призм рівній 210мм. Середня призма є призмою з постійним кутом відхилення (призма Аббе). Узлагоджений поворот усіх трьох призм забезпечує установку призм у мінімумі відхилення (для середнього променя пучка) при будь-якому положенні призм.

Коліматор і камера приладу ІСП-51 легко знімаються. При потребі одержання великої дисперсії прилад працює з камерою УФ-84 з фокусною відстанню 800мм.

ЗМІСТ

1. ВИЗНАЧЕННЯ ПИТОМОГО ЗАРЯДУ ЕЛЕКТРОНА МЕТОДОМ МАГНЕТРОНА	3
2. СПЕКТР ВИПРОМІНЮВАННЯ АТОМАРНОГО ВОДНЮ	7
3. ВИВЧЕННЯ ІЗОТОПІЧНОГО ЗСУВУ В СПЕКТРІ АТОМАРНОГО ВОДНЮ	13
4. СТРУКТУРА МУЛЬТИПЛЕТІВ В АТОМНИХ СПЕКТРАХ. ВИВЧЕННЯ ЕНЕРГЕТИЧНОЇ БУДОВИ НАЙБЛИЖЧИХ ЗБУДЖЕНИХ СТАНІВ АТОМА РТУТІ	15
5. РОЗЩЕПЛЕННЯ СПЕКТРАЛЬНИХ ЛІНІЙ В ЗОВНІШНЬОМУ МАГНІТНОМУ ПОЛІ (ЕФЕКТ ЗЕСМАНА)	18
6. ВИЗНАЧЕННЯ ЕНЕРГІЇ ДИСОЦІАЦІЇ КОЛИВАЛЬНИХ ПАРАМЕТРІВ МОЛЕКУЛИ ЙОДУ	25
7. ЗАЛЕЖНІСТЬ ПОТУЖНОСТІ ТЕПЛОВОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ ВІД ТЕМПЕРАТУРИ	32
8. ДОСЛІДИ ФРАНКА-ГЕРЦА	39
9. ДОДАТОК	43

Министерство высшего и среднего специального образования УССР
Киевский ордена Ленина и ордена Октябрьской революции
государственный университет им. Т.Г. Шевченко

Учебное издание

Методические указания
к выполнению лабораторных работ
по курсу "Общая физика"
(раздел "Атомная физика")
для студентов физического факультета

Составители БЕЛЫЙ Николай Михайлович,
ГУБАНОВ Виктор Александрович
ПОПЕРЕШКО Ольга Витальевна
СУЛЕЙМАНОВ Юрий Мидхадович
ВАКУЛЕНКО Олег Васильевич,
КОПАНЬ Василий Степанович

(на украинском языке)

Редактор І.А. Родіонова
Молодший редактор О.М. Корнієнко

Отсканировал и распознал с помощью программы «ABBYY FineReader 8.0 Professional Edition»
Кушнир К.Н.