

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
Український державний морський технічний університет
імені адмірала Макарова

ФІЗИКА АТОМІВ ТА КВАНТІВ

Методичні вказівки

до лабораторних робіт з курсу фізики

Під редакцією О.О. Мочалова, М.В. Ушкаця

Рекомендовано Методичною радою УДМТУ

Миколаїв 2003

Фізика атомів та квантів: Методичні вказівки до лабораторних робіт з курсу фізики / Під ред. О.О. Мочалова, М.В. Ушкаця. – Миколаїв: УДМТУ, 2003. – 40 с.

Кафедра фізики

Описано лабораторні роботи з фізики і квантів, які проведені в лабораторіях кафедри фізики УДМТУ на базі сучасного обладнання. Кожна лабораторна робота містить короткі теоретичні відомості, опис обладнання в цілому і окремих приладів, методику виконання робіт, контрольні запитання, які можуть бути використані при машинному способі контролю рівня підготовки студентів до їх виконання.

Розробили викладачі кафедри фізики: Л.І. Титюченко (А–1), Н.І. Коваль (А–2), А.Д. Кулік, Ж.Ю. Буруніна (А–3), О.О. Мочалов (А–4), В.П. Сипко, Л.І. Стратієнко (А–5), В.М. Шенкевич, В.В. Кондратенко (А–6), О.О. Таранчук (А–7), М.В. Ушкац (А–8).

Призначені для студентів усіх факультетів.

Рецензент канд. фіз.-мат. наук, доцент В.П. Фролов

© Український державний
морський технічний
університет, 2003

© Видавництво УДМТУ, 2003

Лабораторна робота А-1

ВИЗНАЧЕННЯ СТАЛОЇ РІДБЕРГА ЗІ СПОСТЕРЕЖЕНЬ СПЕКТРУ АТОМАРНОГО ВОДНЮ (СЕРІЇ БАЛЬМЕРА)

Мета роботи: вивчення спектру випромінювання водню, ознайомлення з явищем дисперсії та принципом роботи гоніометра-спектрометра ГС-5.

Атоми розрідженого газу, перебуваючи в основному незбудженому стані, мають мінімум енергії. Щоб перевести атоми в збуджений стан, необхідно дати їм деяку енергію E . Це відбувається під час зіткнення їх з електронами в газовому розряді. В збудженому стані атоми перебувають нетривалий час (10^{-8} с в середньому). Перебуваючи в збудженому стані, атом не випромінює і не поглинає світло.

Випромінювання відбувається лише під час переходу атома із стаціонарного стану з більшим значенням енергії E_{n_2} в інший стаціонарний стан з меншим значенням енергії E_{n_1} . При цьому випромінюється квант світла, частота якого ν визначається за формулою

$$h\nu = E_{n_1} - E_{n_2}.$$

Згідно теорії Бора такому явищу відповідає перехід електронів атома з зовнішніх віддалених орбіт на внутрішні.

Енергія електрона E_{n_i} на орбіті для атомів водню та воднеподібних атомів (з одним електроном) визначається за формулою

$$E_{n_i} = -\frac{Z^2 m e^4}{8 h^2 \epsilon_0^2} \frac{1}{n_i^2},$$

де Z – порядковий номер атома в таблиці Менделєєва (для водню $Z = 1$); m , e – відповідно маса та заряд електрона; h , ϵ_0 – відповідно стала Планка та електрична стала.

Квантове число n_i визначає належність електрона до того чи іншого рівня енергії (орбіти електрона). Воно може бути лише цілим числом, наприклад: 1, 2, 3, 4... У відповідності з цим енергія кванта світла, що випромінюється атомом, виражається формулою

$$h\nu = \frac{Z^2 m e^4}{8 h^2 \epsilon_0^2} \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right). \quad (1)$$

Формула (1) дає можливість визначити довжину хвилі λ , випромінюваного світла або хвильове число $\tilde{\nu} = \frac{1}{\lambda}$. Дійсно, $\nu = \frac{c}{\lambda} = c\tilde{\nu}$; тоді

$$\tilde{\nu} = \frac{1}{\lambda} = \frac{m e^4}{8 h^3 \epsilon_0^2 c} Z^2 \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right);$$

$$\tilde{\nu} = \frac{1}{\lambda} = R_H \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right), \quad (2)$$

де $n_1 = 2$; $n_2 = 3, 4, 5, \dots$;

$$R_H = \frac{m e^4}{8 h^3 \epsilon_0^2 c}. \quad (3)$$

Серія Бальмера відповідає переходам електронів з більш віддалених орбіт на другу орбіту (рівень енергії). Величина R_H одержала назву сталої Рідберга. Її значення можна визначити, вимірявши довжини хвиль λ ліній видимої частини спектру атомарного водню.

Свічення атомарного водню одержують за допомогою трубок ТВС-15, що живляться змінним струмом напругою до 3000 В. Тліючий розряд в трубці відбувається в атмосфері водню та парів води (останні є джерелом атомарного водню).

Розкласти свічення атомарного водню в спектр можна за допо-

могою призменого спектрометра. В роботі використовується гоніометр-спектрометр ГС-5. Основною частиною призменого спектрометра є призма, виготовлена з оптичного скла (крон, флінт та ін.).

Воднева трубка встановлюється напроти щілини коліматора K (рис. 1.1). Щілину гвинтом 4 суміщають з фокусом лінзи коліматора, внаслідок чого світло з коліматора виходить паралельним пучком. На шляху цих променів встановлюється призма Z . Промені різних довжин хвиль мають різні показники заломлення. Це явище називається дисперсією. Її виникнення можна пояснити тим, що промені світла, проходячи через середовище (скло), викликають вимушені коливання електронів, іонів речовини. Амплітуда цих коливань, а разом з нею вектор поляризації \vec{P} та діелектрична проникність ϵ обернено пропорційні різниці квадратів власних та вимушених (світлових) коливань. Як наслідок, показник заломлення

$$n = \sqrt{\epsilon\mu}$$

(за теорією Максвелла) також залежить від частоти падаючого світла.

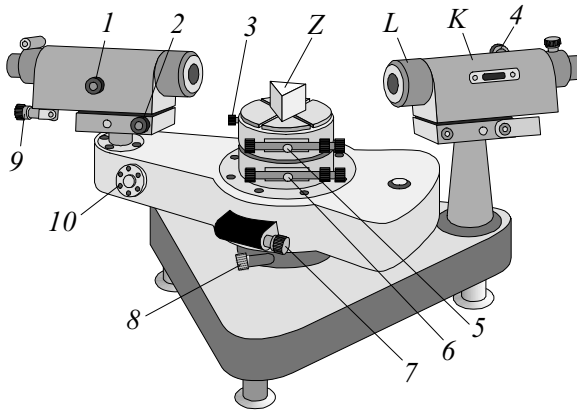


Рис. 1.1

Внаслідок дисперсії промені світла різних довжин хвиль виходять з призми під різними кутами (в різних напрямках). За допомогою зорової труби паралельні промені збираються у фокальній пло-

щині. В результаті виникає лінійчатий спектр: зображення вхідної щілини від коліматора для різних довжин хвиль стають просторово розділеними.

Столик з призмою і зорову трубу можна повертати навколо спільної осі обертання. По лімбу, зв'язаному з ними, визначають кут відхилення променя в призмі, знаючи який, можна обчислити показник заломлення для даної лінзи.

За графіком залежності показника заломлення від довжини хвилі (кривої дисперсії) можна визначити довжину хвилі λ і за формулою (2) – сталу Рідберга.

Для зняття відліку по лімбу необхідно сфокусувати окуляр 9 (див. рис. 1.1) відлікового мікроскопа на чітке зображення малюнка. Обертаючи маховичок 10, якомога точніше сумістити подвійні штрихи верхнього лімба з подвійними штрихами нижнього лімба (рис. 1.2).

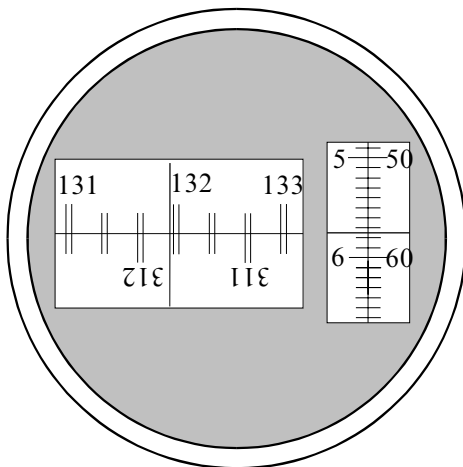


Рис. 1.2

Число градусів – найближче від одинарного штриха а ліве число верхньої шкали (на рис. 1.2 – 131°).

Число десятків хвилин дорівнює кількості інтервалів, що знаходяться між верхнім записаним градусним штрихом (131°) та нижнім градусним штрихом, що відрізняється від верхнього на 180° (в нашому випадку 311°), тобто 50. Число хвилин знімається в першому вікні по лівому ряду чисел (5). Десятки секунд і секунди зчитують-

ся по правому ряду чисел (57). Десяті долі секунди визначаються приблизно (0,5). Отже, в нашому випадку $A = 131^\circ 55' 57,5''$.

Розглянемо визначення показника заломлення матеріалу призми за методом найменшого кута відхилення променя в призмі.

Нехай BD і CD (рис. 1.3) – перпендикуляри до граней призми. $\angle BDC = 180^\circ - \alpha$ (α – кут між гранями призми); i_1 – кут падіння променя на першу грань (повітря–скло); r_1 – кут заломлення променя; r_2 – кут падіння променя на другу грань (скло–повітря); i_2 – кут заломлення променя на другій грані.

Маємо

$$\frac{\sin i_1}{\sin r_1} = n; \quad \frac{\sin r_2}{\sin i_2} = \frac{1}{n}. \quad (4)$$

Як видно з рис. 1.3, кут між падаючим на призму променем HB та променем, що з неї виходить, CA_k

$$\theta = i_1 - r_1 + i_2 - r_2. \quad (5)$$

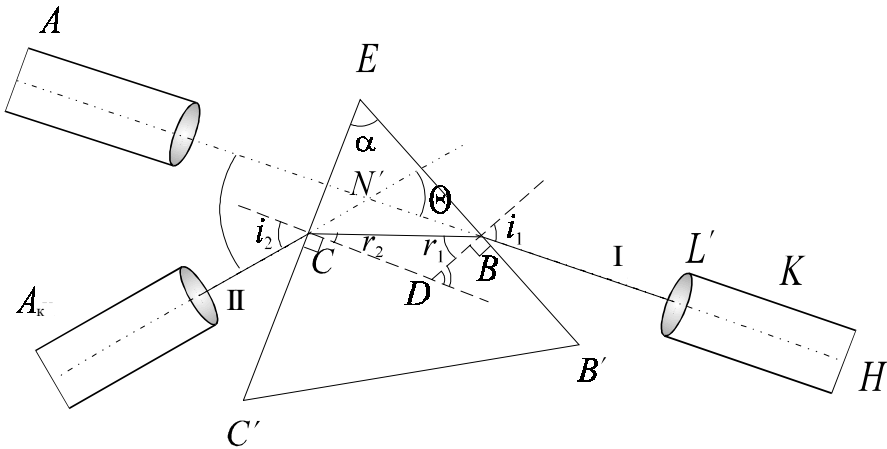


Рис. 1.3

Крім того, для $\triangle CBD$ маємо $r_1 + r_2 = \alpha$; тоді $\theta + \alpha = i_1 + i_2$.

Можна довести що коли $i_1 = i_2 = \frac{\theta + \alpha}{2}$, то згідно (4) та (5) $r_1 = r_2 = \frac{\alpha}{2}$, а кут відхилення θ_m променя в призмі буде найменшим. В

цьому випадку за формулою (5) маємо

$$n = \frac{\sin \frac{(\theta + \alpha)}{2}}{\sin \frac{\alpha}{2}}. \quad (6)$$

Отже, задача вимірювання зводиться до визначення кута між гранями призми α та найменшого кута відхилення θ_m променя II від променя I.

Для вимірювання двогранного кута α призми необхідно:

1. Ввімкнути прилад.
2. За допомогою маховичка 1 (див. рис. 1.1) сфокусувати зорову трубу на нескінченність по шкалі на зоровій трубці.
3. Відпустити нижній затискний гвинт 6 та закріпити верхній затискний гвинт 5. Повернути столик з призмою так, щоб одна з робочих граней призми була перпендикулярна до зорової труби. Повільно повертаючи столик в тому чи іншому напрямку, піймати в поле зору відбитий світлий хрест.

Закріпити гвинт 8 та мікрометричним гвинтом 7 навести на світлий хрест темну вертикальну лінію зорової труби. Зняти відлік A_1 , по лімбу (рис. 1.4).

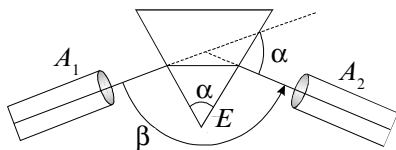


Рис. 1.4

рис. 1.4). Відліки A_1 та A_2 слід брати лише після співпадання хреста та перехрестя по вертикалі в обох положеннях зорової труби без їх корекції.

Згідно з рис. 1.4 $\beta = A_1 - A_2$; $\alpha = 180^\circ - \beta = 180^\circ - A_1 + A_2$.

Якщо $A_1 < A_2$, то до A_1 слід додати 360° .

Для визначення кута найменшого відхилення променя в призмі необхідно:

1. Ввімкнути водневу трубку та за допомогою лаборанта встановити її напроти щілини коліматора.
2. Навести зорову трубу на коліматор, сумістивши перехрестя

із щілиною. Фокусуючи коліматор, досягти якомога чіткішого зображення щілини.

3. Уточнити наводку коліматора мікрометричним гвинтом 7 (див. рис. 1.1) та зняти відлік. (А)

4. Встановити призму вершиною E , як показано на рис. 1.4. Відшукати неозброєним оком спектр, підвести до нього зорову трубу і навести її на червону лінію спектра.

5. Обертати столик так, щоб ця лінія зміщувалась в бік зменшення куту θ до її зупинки. Навести на неї зорову трубу і зняти відлік A_k . Зробити це для всіх ліній спектра.

Якщо поділки лімба зростають під час обертання від A_k до A , то $\theta_{m_k} = A - A_k$ (див. рис. 1.3).

Якщо відлік по лімбу зменшується, то $\theta_{m_k} = A_k - A$ (див. рис. 1.3).

Якщо лінії спектра рухаються у зворотньому напрямку, то столик слід повертати в протилежну сторону. В тому випадку, коли лінія зникне з поля зору, повернути зорову трубу.

Порядок виконання роботи

1. Виміряти кут α один раз.
2. Визначити кут θ_m для трьох ліній спектра.
3. За формулою (6) вирахувати показник заломлення скла призми n для усіх ліній спектра.
4. Користуючись графіком залежності n від λ , що знаходиться в лабораторії, визначити довжину хвилі λ для всіх ліній.
5. За формулою (2) вирахувати сталу Рідберга R_H для трьох ліній спектра. Знайти середнє значення R_H . Абсолютну похибку обчислити методом середнього.

Контрольні запитання

1. Що відбувається в атомі, коли він переходить в збуджений стан?
2. Що являє собою модель атома Бора?
3. Що відбувається, коли атом переходить із збудженого стану в незбуджений?
4. Як змінюється частота випромінюваного кванта в залежності від головного квантового числа?
5. Що відбудеться, якщо на призму направити звичайний білий промінь? Як називається це явище?

6. Чим відрізняється дисперсійний спектр білого світла від спектра водневої трубки?
7. Як визначається довжина хвилі, яка відповідає лініям спектра?
8. Як визначається стала Рідберга?

Рекомендована література

1. Ландсберг Г.С. Оптика. – М.: Наука, 1976 – 926 с.
2. Фриш С.Э., Тиморева А.В. Курс общей физики. – М.; Л.:Физматгиз, 1962. – Т. 3. – 608 с.

Лабораторна робота А-2

ВИЗНАЧЕННЯ СТАЛОЇ ПЛАНКА МЕТОДОМ ЗАТРИМУЮЧОГО ПОТЕНЦІАЛУ

Мета роботи: ознайомлення з явищем фотоелектру та визначення сталої Планка.

Під впливом світла з поверхні деяких речовин вириваються електрони. Це явище називається зовнішнім фотоелектром. Його закони експериментально встановлено О.Г. Столетовим:

1. Кількість вирваних з катода фотоелектронів за одиницю часу пропорційна інтенсивності падаючого світла.
2. Максимальна початкова швидкість фотоелектронів, а також їх кінетична енергія визначаються частотою світла і не залежать від його інтенсивності.
3. Для будь-якої речовини існує мінімальна частота світла ν_0 (максимальна довжина хвилі λ_0), для якої ще можливий фотоелектр. Ця частота називається червоною межею фотоелектру. Величина ν_0 залежить від хімічної природи речовини та стану її поверхні.

Згідно з квантовою теорією, випромінювання та поглинання світла відбувається окремими порціями – квантами світла. Енергія кванта пропорційна частоті світла:

$$\varepsilon = h\nu,$$

де h – стала Планка.

При взаємодії світла з електронами їм передається енергія кванта. Частина цієї енергії витрачається електроном на виконання роботи виходу A , а частина перетворюється в його кінетичну енергію.

На основі закону збереження та перетворення енергії маємо

$$h\nu = A + \frac{mV_{\max}^2}{2}, \quad (1)$$

де m – маса електрона; V_{\max} – початкова максимальна швидкість електрона.

Вираз (1) називається рівнянням Ейнштейна для зовнішнього фотоелектру.

В даній роботі для визначення сталої Планка використовується вакуумний фотоелемент СЦВ-4 (рис. 2.1). Світло від лампи Л, пройшовши через фільтр Ф, падає на катод фотоелемента і вириває з нього електрони. Ці фотоелектрони обумовлюють електричний струм в колі фотоелемента, величина якого фіксується гальванометром Г або цифровим вольтметром.

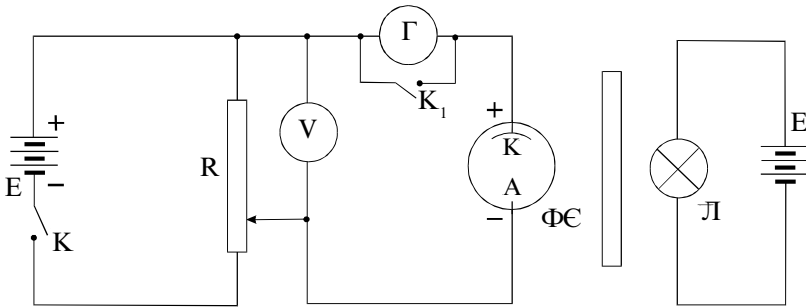


Рис. 2.1

Залежність величини фотоструму від прикладеної напруги (вольт-амперна характеристика) має вигляд, зображений на рис. 2.2. З графіка видно, що, коли прискорююче поле відсутнє, в колі фотоелемента існує електричний струм. При накладанні деякого поля, величина якого відповідає затримуючій різниці потенціалів U_3 , струм в колі зникає.

Умова відсутності струму:

$$\frac{mV_{\max}^2}{2} = eU_3,$$

де e – заряд електрона.

Підставивши в (1) значення $\frac{mV_{\max}^2}{2}$ і враховуючи, що $v = c/\lambda$,

одержимо

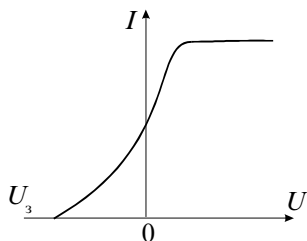


Рис. 2.2

$$h\nu = \frac{hc}{\lambda} = A + eU_3.$$

Запишемо рівняння для двох довжин хвиль:

$$\frac{hc}{\lambda_1} = A + eU_{13}; \quad \frac{hc}{\lambda_2} = A + eU_{23}. \quad (2)$$

Віднявши від першого рівняння друге в (2), одержимо

$$h = \frac{e(U_{13} - U_{23})}{c \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right)} = \frac{e(U_{13} - U_{23})\lambda_1\lambda_2}{c(\lambda_2 - \lambda_1)}. \quad (3)$$

Електрична установка для визначення сталої Планка (див. рис. 2.1) складається з фотоелемента (ФЕ), між катодом К та анодом А якого подана напруга від акумулятора Е через потенціометр R. Цифровий вольтметр, ввімкнений в режимі мікроамперметра, живиться напругою 220 В.

Для вимірювання напруги, що надається на фотоелемент, служить вольтметр. За ним і визначається затримуючий потенціал.

Методика виконання роботи

1. Скласти електричне коло за схемою (див. рис. 2.1).
2. Ввімкнути в освітлювальну мережу цифровий вольтметр, закрити екраном фотоелемент і переконатися у відсутності струму через цифровий вольтметр.
3. Помістити перед фотоелементом світлофільтр.
4. Збільшуючи затримуючу напругу, яка подається на фотоелемент, досягти відсутності струму в колі фотоелемента (нуль на екрані цифрового вольтметра).
5. Дослід повторити з усіма світлофільтрами не менше ніж по три рази, в кожному випадку записуючи значення затримуючого

потенціалу. Довжини хвиль світла, які пропускають світлофільтри, взяти з таблиць, що знаходяться в лабораторії.

6. Розрахувати п'ять-шість значень сталої Планка за формулою (3), беручи різні комбінації затримуючої напруги U_3 .

7. Значення сталої Планка та похибку обчислити методом середнього.

8. Результати вимірювань та обчислень занести в таблицю.

Контрольні запитання

1. Що називається фотоелементом?
2. Сформулювати закони зовнішнього фотоелементу.
3. Записати енергію кванта світла.
4. Записати формулу Ейнштейна.
5. Що являє собою фотоелемент?
6. Яке призначення світлофільтрів?
7. Який фізичний зміст затримуючого потенціалу?
8. Що таке робота виходу?
9. Яка природа світла?
10. Яка умова відсутності струму в колі фотоелемента?

Рекомендована література

1. Зисман Г.А., Тодес О.М. Курс общей физики. – М.: Высшая школа, 1971. – Т. 3. – 495 с.
2. Савельев И.В. Курс физики. – М.: Наука, 1966. – Т.3. – 304 с.
3. Фриш С.Э., Тиморева А.В. Курс общей физики. – М.; Л.: Физматгиз, 1962. – Т. 3. – 553 с.
4. Яворский Б.М., Детмар А.А. Курс общей физики. – М.: Высшая школа, 1967. – Т. 3. – 553 с.

Лабораторна робота А-3

ВИЗНАЧЕННЯ СТАЛОЇ СТЕФАНА – БОЛЬЦМАНА

Мета роботи: експериментальне визначення сталої Стефана – Больцмана; ознайомлення з будовою та принципом роботи оптичного пірметра із зникаючою ниткою.

Тіла за будь-якої температури випромінюють та поглинають енергію у вигляді електромагнітних хвиль суцільного спектра.

Якщо температура тіла вища температури оточуючого середовища, то тіло, випромінюючи енергії більше, ніж поглинаючи,

охолоджується. При цьому відбувається безперервний обмін енергією між тілом та оточуючим середовищем.

Усталене випромінювання для всіх довжин хвиль, які перебувають в статичній рівновазі з нагрітим тілом, називається рівноважним.

Таке рівноважне випромінювання називається тепловим або температурним, оскільки воно є наслідком хаотичного теплового руху частинок тіла і здійснюється за рахунок енергії цього руху, тобто залежить від температури.

Фізичний зміст енергетичної світності – потік енергії, що випромінюється одиницею поверхні тіла в усіх напрямках та в усіх інтервалах довжин хвиль:

$$R_E = \frac{\Phi}{S} = \frac{E}{S \cdot t},$$

де E – повна енергія, випромінювана тілом.

Випромінювання складається з хвиль різних довжин та частот. Потік енергії, що випромінюється одиницею поверхні випромінюючого тіла у вузькому інтервалі довжин хвиль ($\lambda, \lambda + d\lambda$), називають випромінюючою здатністю тіла, або спектральною густиною енергетичної світності:

$$r_{\lambda,T} = \frac{d\Phi}{S \cdot d\lambda} = \frac{dE}{St \cdot d\lambda}.$$

Знаючи випромінюючу здатність, можна обчислити енергетичну світність

$$R_E = \int_0^{\infty} r_{\lambda,T} \cdot d\lambda.$$

Відношення величини поглинутого тілом потоку енергії до величини падаючого на нього потоку в інтервалі довжин хвиль ($\lambda, \lambda + d\lambda$) називається поглинаючою здатністю тіла $\alpha_{\lambda,T}$. Для тіла, що повністю поглинає падаюче на нього проміння всіх довжин хвиль, $\alpha_{\lambda,T} = 1$. Таке тіло називають абсолютно чорним.

Між випромінюючою та поглинаючою здатністю тіла існує певний зв'язок. Кірхгоф показав, що в умовах теплової рівноваги відношення випромінюючої та поглинаючої здатностей не зале-

жить від природи тіла, воно є для всіх тіл однією і тією ж універсальною функцією довжини хвилі (частоти) та температури (закон Кірхгофа):

$$\frac{r_{\lambda,T}}{a_{\lambda,T}} = f(\lambda, T).$$

Оскільки для абсолютно чорного тіла $\alpha_{\lambda,T} = 1$, то $r_{\lambda,T} = f(\lambda, T)$.

Таким чином, універсальна функція Кірхгофа $f(\lambda, T)$ є не що інше, як випромінююча здатність абсолютно чорного тіла.

Для інших тіл (сірих), коли $\alpha_{\lambda,T} < 1$, випромінююча здатність

$$r_{\lambda,T} = \alpha_{\lambda,T} f(\lambda, T).$$

Теплове випромінювання пояснено з позицій квантових уявлень про випромінювання: згідно з гіпотезою Планка електромагнітне випромінювання висилається у вигляді окремих порцій енергії – квантів, величина яких пропорційна частоті випромінювання $\epsilon = h\nu$, Планк методами статистичної фізики показав, що

$$f(\lambda, T) = r_{\lambda,T} = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{hc}{k\lambda T}} - 1},$$

де h – стала Планка; k – стала Больцмана; c – швидкість світла в вакуумі; λ – довжина хвилі випромінювання.

Енергетичну світність абсолютно чорного тіла можна одержати інтегруванням функції Планка по всьому інтервалу довжин хвиль:

$$R_E = \int_0^{\infty} f(\lambda, T) d\lambda = \frac{2\pi^5 k^4}{15c^2 h^3} T^4.$$

Згідно закону Стефана–Больцмана енергетична світність абсолютно чорного тіла пропорційна четвертій степені абсолютної температури:

$$R_E = \sigma \cdot T^4,$$

де σ – стала Стефана–Больцмана, її експериментальне значення в одиницях СІ –

$$\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}^4).$$

У відповідності із законом Стефана–Больцмана, енергія, що випромінюється за одиницю часу з одиниці поверхні абсолютно чорного тіла, температура якого T_1 , в оточуюче середовище, яке має температуру T_2 :

$$R_E = R_1 - R_2 = \sigma(T_1^4 - T_2^4). \quad (1)$$

Випромінювання сірих тіл підлягає такій же закономірності. Їх випромінювання для будь-якої довжини хвилі в $\alpha_{\lambda,T}$ разів менше, ніж для абсолютно чорного тіла. Енергетична світність сірих тіл

$$R_E = a_{\lambda,T} \sigma T^4.$$

Методика експерименту

Для визначення сталої Стефана–Больцмана користуємося схемою (рис. 3.1), яка складається з розжареного дроту l (пластинки 2), амперметра (А) та вольтметра (V). Енергія, яка підводиться до 1 см^2 випромінюючої поверхні, визначатиметься як

$$R = \frac{IU}{S}, \quad (2)$$

де I – величина струму; U – напруга на випромінюючому тілі; S – повна площа поверхні спіралі лампочки, $S = \pi dl$; l – довжина дроту, d – її діаметр.

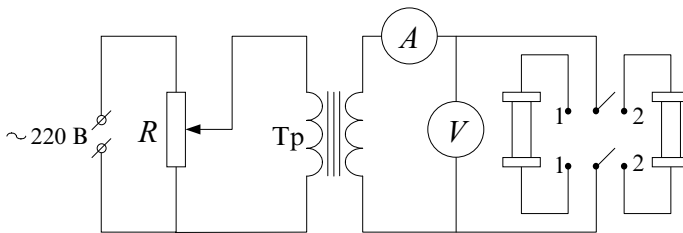


Рис. 3.1

Порівнюючи вирази (1) та (2), одержимо розрахункову формулу

$$\sigma = \frac{IU}{aS(T_2^4 - T_1^4)}, \quad (3)$$

де T_2 , T_1 – температура повітря та нагрітої спіралі.

Для вольфрама в інтервалі температур 800...1400 °С величина поглинаючої здатності $\alpha_{\lambda,T} = 0,85$.

Температура розжареної частини тіла вимірюється оптичним пірометром із зникаючою ниткою, принципова схема якого зображена на рис. 3.2.

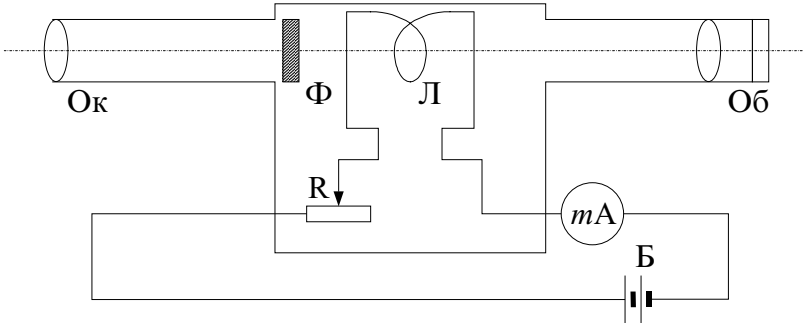


Рис. 3.2

За допомогою об'єктива зображення поверхні досліджуваного тіла сумістити з площиною нитки розжарення лампи Л. Нитка та зображення тіла розглядаються через окуляр Ок та світлофільтр. При вимірюванні температур в інтервалі 700...750 °С світлофільтром не користуються; в інтервалі 800...1400 °С користуються червоним світлофільтром ($\lambda \approx 6600 \text{ \AA}$); в інтервалі 1400...2000 °С – димчастим фільтром.

Яскравість розжарення нитки можна регулювати, змінюючи в ній струм за допомогою ЛАТРа. Виконуючи вимірювання, струм в колі нитки підбирають таким чином, щоб на фоні поверхні досліджуваного тіла не було видно нитки розжарення, тобто випромінююча здатність нитки та поверхні досліджуваного тіла були однакові для монохроматичного світла. Міліамперметр пірометра попередньо проградуєований в градусах Цельсія.

Таким чином, за допомогою оптичного пірометра можна визначити так звану яскравісну температуру досліджуваного тіла. Якщо $\alpha_{\lambda,T}$ близьке до одиниці, то яскравісна та дійсна температури тіла практично співпадають.

Методика виконання роботи

1. Обертаючи регулятор ЛАТРа, довести досліджуване тіло до розжареного стану.

2. Зняти показники вольтметра та амперметра.
3. Ввімкнути джерело струму для пірометра.
4. Обертанням повзунка реостата пірометра досягти того, щоб верхня частина нитки розжарення зникла на фоні досліджуваного тіла.
5. Визначити за допомогою пірометра температуру розжареного тіла. При користуванні червоним світлофільтром температуру визначають за нижньою шкалою.
6. Дослід повторити тричі при різних напругах.
7. Вирахувати площу поверхні випромінюючого тіла і за формулою (3) обчислити σ .
8. Похибку вимірювань розрахувати методом середнього.

Контрольні запитання

1. Яке випромінювання називається тепловим?
2. Яке тіло називають абсолютно чорним?
3. Що таке енергетична світність тіла?
4. Що називають спектральною густиною енергетичної світності?
5. Як формулюється закон Стефана–Больцмана?
6. Який принцип дії пірометра із зникаючою ниткою?
7. Як обчислити похибку вимірювань в даній роботі?
8. В яких одиницях вимірюється стала Стефана–Больцмана та спектральна густина енергетичної світності?
9. Що таке яскравісна температура?

Рекомендована література

1. *Савельев И.В.* Курс физики – М. : Наука, 1979. – Т. 3. – 304 с.
2. *Фриш С.Э., Тиморева А.В.* Курс общей физики. – М.: Физматгиз, 1962. – Т. 3. – 608 с.
3. *Яворский Б.М., Детлаф А.А.* Курс физики. – М.: Высшая школа – 1967. – Т. 3. – 553 с.

Лабораторна робота А-4

ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНА ПЕРЕВІРКА ЗАКОНУ СТЕФАНА – БОЛЬЦМАНА

Мета роботи: вивчення закономірностей випромінювання абсолютно чорного тіла.

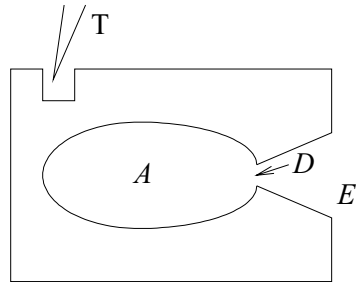
Стефаном, та, незалежно від нього, Больцманом була одержана для абсолютно чорного тіла залежність інтегрального випромінювання (енергетичної світності) від температури (див. роботу А-3):

$$R_E = \sigma T^4,$$

де σ – стала Стефана–Больцмана, $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8}$ Дж/(м²·К²·с). Одиницею вимірювання R_E в СІ є Дж/(м²·с) або Вт/м².

В роботі використана модель абсолютно чорного тіла, схема якої зображена на рисунку, де позначено: A – порожнина в середині бронзового циліндра, що має форму еліпсоїда обертання; D – отвір порожнини, діаметр якого становить 0,1 від внутрішнього найбільшого діаметра порожнини A (площа отвору відповідає площі випромінюючої поверхні); E – вихідний конічний розтруб; T – термopара.

Бронзовий циліндр (абсолютно чорне тіло) розташований в нагрівальній пічці. Промінь світла, проникаючи в середину порожнини A , багаторазово відбивається від стінок порожнини, внаслідок чого майже повністю поглинається (коефіцієнт поглинання приблизно дорівнює одиниці).



Приймачем теплової енергії є термостовпчик, розташований на відстані 4...7 см від отвору абсолютно чорного тіла та підключений до мікроамперметра. Струм термостовпчика пропорційний енергії падаючих на нього променів і в широкому спектральному діапазоні не залежить від довжини хвилі. Тому замість R можна вимірювати величину струму I .

Методика виконання роботи

1. Вставити в нагрівальну піч абсолютно чорне тіло.
2. Ввімкнути піч.
3. Провести вимірювання струму мікроамперметром, ввімкненим в коло термостовпчика, в той час, коли температура абсолютно чорного тіла набирає значення 300, 350, 400, 450, 500, 550 К (в лабораторії є таблиця переводу показів цифрового вольтметра, який вимірює термоЕРС термopари в градуси температури).
4. Охолоджуючи тіло, провести вимірювання при тих самих

температурах і взяти середні значення струмів. Для охолодження потрібно вийняти абсолютно чорне тіло з печі.

5. Накреслити графік залежності струму від абсолютної температури в четвертій степені.

6. Обчислити відношення струмів для декількох заданих викладачем абсолютних температур та порівняти з результатами, одержаними за законом Стефана–Больцмана:

$$\frac{I_m}{I_n} = \frac{T_m^4}{T_n^4}.$$

Контрольні запитання

1. Що являє собою модель абсолютно чорного тіла?
2. Як в роботі визначають енергетичну світність абсолютно чорного тіла?
3. З якою метою використовується в даній роботі мікроамперметр?
4. За допомогою яких приладів вимірюють температуру абсолютно чорного тіла?
5. В яких одиницях вимірюється стала Стефана–Больцмана?
6. Що прийнято за площу випромінюючої поверхні в моделі абсолютно чорного тіла?
7. Як формулюється закон Стефана–Больцмана?

Рекомендована література

1. Ландсберг Г.С. Оптика. – М.: Наука, 1976. – 926 с.
2. Савельев И.В. Курс общей физики. – М.: Наука, 1982. –Т. 2. – 480 с.

Лабораторна робота А-5

ВИВЧЕННЯ ЗОВНІШНЬОГО ФОТОЕФЕКТУ

Мета роботи: отримання вольт-амперної характеристики фотоелемента; вивчення залежності фотоструму від освітленості фотокатода.

Явище виривання електронів з поверхні твердих та рідких тіл під дією світла носить назву зовнішнього фотоелектру, закономірності якого викладені в роботі А-2.

Залежність величини фотоструму в фотоелементі від прикла-

деної до нього напруги (при незмінній освітленості фотокатоду) називається вольт-амперною характеристикою фотоелемента.

Методика виконання роботи

А. Отримання вольт-амперної характеристики вакуумного фотоелемента

1. Зібрати електричні кола згідно схем (рис. 5.1 і 5.2).
2. Замкнути ключ K_1 , подати в коло лампи напругу 5,5 В (див. рис. 5.1).
3. Встановити лампу на відстані, заданій викладачем.
4. Замкнути ключ K_2 і, підвищуючи напругу в колі фотоелемента від нуля до максимальної, фіксувати відповідні значення фотоструму (див. рис. 5.2). Подібні вимірювання провести для трьох відстаней.

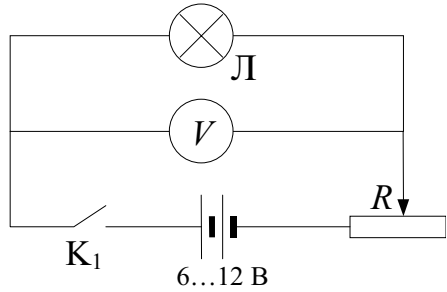


Рис. 5.1

5. На одному графіку побудувати три криві, відображаючи залежність фотоструму від величини, прикладеної до фотоелемента напруги, і відкладаючи по осі абсцис анодну напругу, а по осі ординат – величину фотоструму.

Б. Вивчення залежності насичення фотоструму від освітленості фотокатоду

1. Напругу в колі лампи залишити незмінною.
2. Встановити лампу на відстані 3 см від фотоелемента.
3. За допомогою потенціометра подати на фотоелемент напругу 130...140 В для того, щоб забезпечити його роботу в режимі струму насичення.
4. Після встановлення постійного режиму роботи всіх приладів записати покази мікроамперметра, напругу на фотоелементі та відстань лампочки від фотоелемента.
5. Збільшуючи кожного разу відстань між лампою і фотоеле-

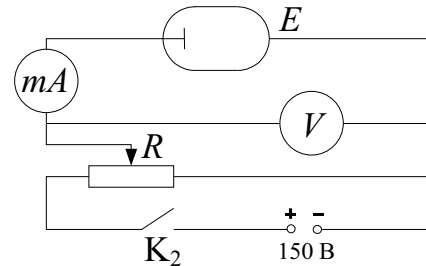


Рис. 5.2

ментом на 1 см до найбільшого значення (13 см), записувати покази мікроамперметра для кожного положення лампи.

6. Приймаючи лампу за точкове джерело світла, можна вважати, що освітленість фотокатода змінюється обернено пропорційно квадрату відстані лампи від фотоелементу. Нехай E_1 – освітленість фотокатода при максимальному віддаленні лампи від фотоелементу, тоді освітленість фотокатода при якомусь n -му положенні лампи

$$E_n = E_1 l_1^2 / l_n^2,$$

де l_1 – максимальна відстань фотоелемента від лампи; l_n – відстань від n -го положення лампи.

7. Побудувати графік залежності величини фотоструму насичення від $1/l_n^2$, тобто $I_n = f(1/l_n^2)$. Перевірити, чи виконується закон обернених квадратів.

Контрольні питання

1. Яке явище називається зовнішнім фотоефектом?
2. Записати рівняння Ейнштейна для зовнішнього фотоефекту.
3. При якому значенні енергії світлового кванта неможливий фотоефект?
4. Що називається вольт-амперною характеристикою фотоелемента?
5. Як змінюється величина фотоструму з підвищенням напруги в колі фотоелемента?
6. Яке явище називається насиченням фотоструму?
7. Як будуть змінюватись покази мікроамперметра при віддаленні лампи від фотоелемента?
8. Яким співвідношенням перевіряється закон обернених квадратів?

Лабораторна робота А-6

ВИЗНАЧЕННЯ КОЕФІЦІЄНТА ПОГЛИНАННЯ γ-ПРОМІННЯ РЕЧОВИНОЮ

Мета роботи: визначення коефіцієнта поглинання γ -проміння речовиною і ознайомлення з роботою лічильника Гейгера–Мюллера.

Явище природної радіоактивності – це явище самочинного перетворення нестійких ядер одного елемента в ядра іншого еlemen-

та, що супроводжується випромінюванням α -, β -, γ -проміння, де α -промені – потік ядер атома гелію, β -промені – потік електронів; γ -проміння – жорстке електромагнітне випромінювання довжиною хвилі порядку $0,1 \text{ \AA}$, що має найбільшу проникаючу здатність.

Дослідним шляхом встановлено, що γ -проміння, яке супроводжує α - та β -розпади, випромінюється дочірнім ядром, яке в момент свого утворення перебуває в збудженому стані і має надлишок енергії порівняно з нормальним станом ядра. Середній час перебування ядра в збудженому стані 10^{-13} с. Дочірнє ядро переходить в стан з меншою енергією. При цьому випромінює γ -проміння, яке має дискретний лінійний спектр.

Закономірності розповсюдження γ -проміння в речовині мають багато спільного з розповсюдженням рентгенівського проміння і навіть видимого світла. При проходженні γ -проміння крізь речовину інтенсивність їх неперервно згасає за рахунок поглинання і розсіювання.

Зменшення інтенсивності dI пропорційно товщині поглинаючого шару dx та інтенсивності I падаючого пучка на цей шар:

$$dI = -kI dx, \quad (1)$$

де k – коефіцієнт пропорційності (залежить від природи речовини та енергії падаючого γ -проміння) та називається лінійним коефіцієнтом поглинання.

Коефіцієнтом поглинання γ -проміння називається фізична величина, чисельно рівна відносному зменшенню інтенсивності випромінювання в шарі одиничної товщини:

$$k = -\frac{dI}{I} \cdot \frac{1}{dx}.$$

Випромінюється k в м^{-1} . Інтегруючи вираз (1)

$$\int_{I_0}^I \frac{dI}{I} = -k \cdot \int_0^d dx$$

одержимо закон зміни інтенсивності γ -проміння при проходженні крізь речовину:

$$I = I_0 e^{-kd}. \quad (2)$$

Інтенсивність I випромінювання пропорційна числу N γ -фотонів, тому для двох товщин даної речовини можна записати співвідношення:

$$N_1 = N_0 e^{-kd_1}; \quad (3) \qquad N_2 = N_0 e^{-kd_2}. \quad (4)$$

Поділимо вираз (3) на (4), а потім, логарифмуючи, одержимо

$$\ln \frac{N_1}{N_2} = k(d_2 - d_1),$$

звідки

$$k = \frac{\ln \frac{N_1}{N_2}}{d_2 - d_1} = 2,3 \frac{\lg \frac{N_1}{N_2}}{d_2 - d_1}. \quad (5)$$

За допомогою радіометра Б-3, що складається з лічильника Гейгера – Мюллера та реєструючого пристрою, визначаємо кількість γ -фотонів.

Лічильник Гейгера – Мюллера являє собою металевий циліндр, наповнений газом під тиском близько 100 мм рт. ст. (рис. 6.1). По осі циліндра натягнута металева дротина, на яку подається (відносно стінок циліндра) позитивний потенціал близько 1000 В.

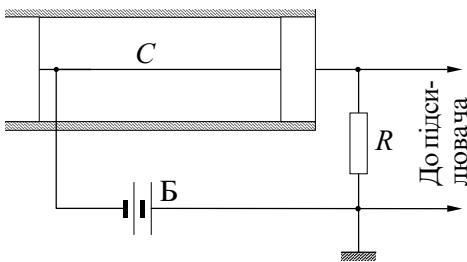


Рис. 6.1

Джерело фотонів – ізоотп фосфору, розміщений в свинцевій оболонці з віконцем. Проходячи крізь лічильник, γ -фотони вибивають із стінок електрони, які іонізують газ. Послідовно до дротини приєднано великий опір R , щоб розряд, що виникає в лічильнику, викликав на цьому опорі падіння напруги, достатнє для його гашення. Кожного разу з появою в лічильнику розряду, імпульс струму, виникаючий в приладі і підсилений до потрібної величини, фіксує попадання в лічильник одного γ -кванта.

Реєструючий пристрій зібрано на газорозрядних лампах декатронах. На лицевій панелі приладу розташовано шість декат-

ронів (перший справа дає одиниці, другий – десятки, третій – сотні, четвертий – одиниці тисяч, п'ятий – десятки тисяч, шостий – сотні тисяч) і кнопочні перемикачі – "СТОП", "ПУСК", "СБРОС", "ПРОВЕРКА".

Методика виконання роботи

1. Увімкнути радіометр Б-3 в мережу.
2. Натиснути будь-яку кнопку на кнопочному перемикачі і дати прогрітися приладу протягом 5...10 хв.
3. Натиснути кнопку "СБРОС" – декатрони повинні показувати нуль.
4. Натиснути кнопку "ПРОВЕРКА" і перевірити правильність роботи всіх декатронів.
5. Переконавшись в правильності роботи лічильної системи, натиснути кнопку "СТОП", при цьому відлік повинен зупинитись.
6. Знову натиснути кнопку "СБРОС".
7. Кожен лічильник характеризується "фоном", тобто при відсутності радіоактивної речовини лічильник все ж "лічить". Це зумовлено наявністю "забруднень" в самому лічильнику та дією космічних променів. Тому, перш ніж працювати з даним лічильником, необхідно визначити його "фон", тобто середнє число імпульсів за одну хвилину $N_{\text{ф}}$. При роботі з радіоактивною речовиною необхідно враховувати величину фону, тобто зменшувати число імпульсів за хвилину на величину фону.
8. Відкрити свинцеву оболонку. Відстань між оболонкою та лічильником залишається незмінною (α - та β -промені при цій відстані не досягають лічильника).
9. Підрахувати число імпульсів N_0 тричі по декілька хвилин (час задається викладачем) для радіоактивної речовини без пластин, потім опустити одну пластину (вона розташовується між оболонкою та лічильником) і підрахувати також тричі кількість імпульсів N_1 для тих же проміжків часу і, нарешті, опустити другу пластину та виконати ті ж вимірювання, визначаючи число імпульсів N_2 .
10. Товщину пластин виміряти мікрометром не менше трьох разів.
11. Результати вимірювань і обчислень занести в таблицю.
12. Знайти середні значення величин N_0 , N_1 , N_2 .
13. Підставляючи середні значення N_0 , N_1 , N_2 в формулу (5) (брати різні співвідношення), підрахувати тричі коефіцієнт поглинання γ -проміння речовиною, з якої виготовлені пластини.

14. Похибку підрахувати методом середнього.

Номер вимірювання	t	N'_ϕ	N'_0	N'_1	N'_2	d_1	d'_1
1							
2							
3							
Середнє							
Номер вимірювання	$d_2 = d_1 + d'_1$	$N_0 = (N_0 - N_\phi)/t$	$N_1 = (N_1 - N_\phi)/t$	$N_2 = (N_2 - N_\phi)/t$			
1							
2							
3							
Середнє							

Контрольні запитання

1. Що називається природною радіоактивністю?
2. Які промені випромінюють радіоактивні речовини?
3. Що являє собою α -, β -, γ -промені?
4. Що називається коефіцієнтом поглинання? В яких одиницях він вимірюється? Від чого він залежить?
5. Чим обумовлюється "фон" лічильника?
6. Що являє собою лічильник Гейгера–Мюллера?

Рекомендована література

1. Зисман Г. А., Тодес О. М. Курс общей физики. – М.: Наука, 1972. – Т. 3. – 495 с.
2. Яворский В. М., Детлаф А. А. Курс общей физики. – М.: Высшая школа, 1963. – Т. 3. – 553 с.

Лабораторна робота А-7

ВИЗНАЧЕННЯ АКТИВНОСТІ, ПЕРІОДУ НАПІВРОЗПАДУ ТА СТАЛОЇ РОЗПАДУ РАДІОАКТИВНОЇ РЕЧОВИНИ

Мета роботи: визначення основних характеристик радіоактивної речовини.

Кількість розпадів за одиницю часу повинна бути прямо пропорційна кількості атомів радіоактивної речовини та сталій розпаду:

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda N, \quad (1)$$

де $\frac{dN}{dt}$ – швидкість розпаду, називається активністю радіоактивної речовини, визначається через a ; λ – стала розпаду (величина дійсно стала, оскільки властивості ядер з часом не змінюються).

Стала розпаду – фізична величина, чисельно рівна імовірності розпаду одного ядра на одиницю часу: $\lambda = -\frac{dN}{N} \cdot \frac{1}{dt}$; знак мінус показує те, що N – число ядер, з часом зменшується.

Інтегруючи вираз (1), одержуємо закон радіоактивного розпаду

$$N = N_0 e^{-\lambda t},$$

де N – кількість ядер (атомів) в момент часу t , а N_0 – в початковий момент ($t = 0$).

Проміжок часу, протягом якого кількість наявних атомів зменшується вдвічі, називається періодом напіврозпаду радіоактивної речовини і позначається через T .

При $t = T \Rightarrow N = \frac{1}{2} N_0$ і закон розпаду записується в вигляді $\frac{1}{2} = e^{-\lambda T}$.

Прологарифмувавши цей вираз, одержимо

$$\lambda = \ln 2 / T. \quad (2)$$

Кількість атомів, що залишається через проміжок часу t , можна виразити через період напіврозпаду $N = N_0 e^{-\frac{\ln 2}{T} t}$, а активність радіоактивної речовини

$$\frac{dN}{dt} = -\frac{\ln 2}{T} N_0 e^{-\frac{\ln 2}{T} t}.$$

Запишемо цю рівність для двох моментів часу t_1 та t_2 , позначивши швидкості розпаду:

$$\left(\frac{dN}{dt} \right)_{t_1} = a_1; \quad \left(\frac{dN}{dt} \right)_{t_2} = a_2;$$

$$a_1 = -\frac{\ln 2}{T} N_0 e^{-\frac{\ln 2}{T} t_1}; \quad a_2 = -\frac{\ln 2}{T} N_0 e^{-\frac{\ln 2}{T} t_2}.$$

Розв'язуючи цю систему відносно періоду напіврозпаду, одержуємо

$$T = \frac{\ln 2}{\ln \frac{a_1}{a_2}} (t_2 - t_1) = \frac{\lg 2}{\lg \frac{a_1}{a_2}} (t_2 - t_1). \quad (3)$$

Методика виконання роботи

1. Увімкнути радіометр Б-3 (див. роботу А-6).

2. Підрахувати фон лічильника Гейгера–Мюлера N'_ϕ (число імпульсів за одиницю часу, які реєструє лічильник у відсутності радіоактивної речовини, тобто при закритій оболонці).

3. Підрахувати фон тричі за визначений проміжок часу τ (проміжок задається викладачем).

4. Відкрити свинцеву оболонку з радіоактивною речовиною і підрахувати число N' атомів, що розпались за той же проміжок часу τ . Дослід повторити тричі. Тоді активність радіоактивної речовини

в момент часу t_1 : $a_1 = \frac{N' - N'_\phi}{\tau}$; вимірюється в розпадах на секунду, тобто в 1/с.

5. Наступне вимірювання проводиться через два тижні. Знову вимірюється фон лічильника N''_ϕ і число розпадів при відкритій свинцевій оболонці N'' та тричі за той же проміжок часу τ і підраховується активність радіоактивної речовини в момент часу t_2 :

$$a_2 = \frac{N'' - N''_\phi}{\tau}.$$

6. Дані вимірювань занести в таблицю, де t_1 , t_2 – час початку роботи лічильника на першому занятті та через два тижні.

№ вимірювання	t_1				t_2				τ
	N'_ϕ	N'	$N' - N'_\phi$	a_1	N''_ϕ	N''	$N'' - N''_\phi$	a_2	
1									
2									
3									

7. За формулою (3) обчислити тричі період напіврозпаду. Величину ($t_2 - t_1$) слід підставляти в годинах.
8. За формулою (2) підрахувати сталу розпаду (три рази).
9. Похибки періоду напіврозпаду, активності a_1 і a_2 та сталої розпаду вирахувати методом середнього.

Контрольні запитання

1. Що називається активністю радіоактивної речовини?
2. Що називається сталою розпаду?
3. Що називається періодом напіврозпаду?
4. Як зв'язані між собою T та λ ?
5. Як підрахувати активність радіоактивної речовини?
6. Записати закон радіоактивного розпаду.

Лабораторна робота А-8

ВИЗНАЧЕННЯ ДИФРАКЦІЇ СВІТЛА ЗА ДОПОМОГОЮ ГАЗОВОГО ЛАЗЕРА

Мета роботи: ознайомлення з газовим лазером та вивчення дифракції лазерного проміння.

Газовими лазерами називаються такі генератори, в яких активне середовище знаходиться в газоподібному стані.

Розглянемо принцип роботи та конструкцію гелій-неонового лазера, типового для конструкцій ряду газових лазерів. Основним елементом (рис. 8.1) є розрядна трубка 1. Трубка має розжарювальний катод 2 та анод 3. В ній знаходиться суміш гелію та неону. Парціальний тиск гелію і неону становить приблизно 1 мм рт. ст. При розжареному катоді і високій напрузі між електродами трубки в газах може підтримуватись електричний розряд. Падіння анодної напруги на трубці становить близько 1500 В при струмі 30 мА.

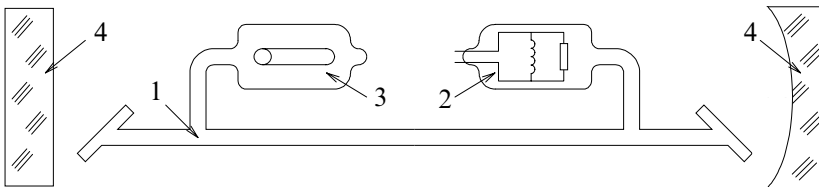


Рис. 8.1

Роботу оптичного квантового генератора (ОКГ, лазера) можна пояснити на основі квантових уявлень. Світло – це потік фотонів, енергія яких

$$E = h\nu,$$

де $\nu = c/\lambda$ – частота світла; c , h – відповідно швидкість світла, стала Планка; λ – довжина хвилі.

Випромінювання і поглинання світла атомом (молекулою) відбувається порціями – квантами. За другим постулатом Бора

$$h\nu = E_m - E_n,$$

де E_m , E_n – енергія атома до і після випромінювання (поглинання) кванта світла (E_m , E_n – рівні енергії атома). Найнижчий рівень енергії E_1 – це енергія, яку має атом в стаціонарному стані. Інші рівні енергії – це енергії, які має атом в збудженому стані (E_m або E_n можуть співпадати з E_1).

Заселеність квантових станів N_n і N_m чисельно дорівнює кількості атомів, що мають енергію E_m або E_n . При термодинамічній рівновазі заселеність квантових станів визначається розподілом Больцмана

$$N_m = N_n \exp\left(-\frac{E_m - E_n}{k_B T}\right),$$

де T – температура речовини; k_B – стала Больцмана.

Згідно з розподілом Больцмана, заселеність квантових станів зменшується при збільшенні енергії стану, тобто $N_m < N_n$ при $E_m < E_n$.

Інверсна заселеність рівнів – такий невірноважений стан речовини, коли на верхньому рівні знаходиться більша кількість атомів, ніж на нижньому, тобто $N_m > N_n$ при $E_m > E_n$. Метод створення інверсної заселеності (в гелій-неоновому лазері) називається оптичним нагнітанням.

Спонтанне випромінювання атомами квантів світла не залежить від інтенсивності світла, число таких переходів тим менше, чим триваліший "час життя" рівня. Надалі це випромінювання розглядати не будемо. При проходженні світла через речовину (середовище) виникають також вимушені переходи атомів з рівня на рівень: кількість таких переходів пропорційна інтенсивності світла і заселеності рівня.

Можна записати:

$$dN_{\text{погл}} = cIN_n dl; \quad dN_{\text{вип}} = cIN_m dl,$$

де $dN_{\text{погл}}$, $dN_{\text{вип}}$ – кількість поглинутих і випромінених вимушених квантів світла на відстані dl ; c – деяка стала.

Помноживши зміну випромінених і поглинутих квантів на величину енергії кванта світла, одержуємо приріст інтенсивності світла

$$dI = h\nu dN_{\text{вип}} - h\nu dN_{\text{погл}} = ch\nu I(N_m - N_n)dl.$$

Якщо речовина знаходиться в стані рівноваги, то

$$N_m < N_n; \quad dN_{\text{вип}} < dN_{\text{погл}}$$

і відбувається ослаблення (поглинання) світла:

$$dI = -kIdl,$$

де $k = ch\nu|N_m - N_n|$.

Звідси випливає закон Бугера. Якщо є інверсна заселеність рівнів $N_m > N_n$, то в такому випадку $dN_{\text{вип}} > dN_{\text{погл}}$ – кількість вимушено випромінених фотонів більша за кількість поглинутих, при цьому відбувається підсилення світла ($dI > 0$). Таке середовище називається активним середовищем з від'ємним показником поглинання. Можна записати:

$$dI = kIdl. \quad (1)$$

Інтегруючи, одержуємо

$$I = I_0 e^{kl}, \quad (2)$$

тобто інтенсивність буде тим більша, чим більший шлях l проходить світло в активному середовищі.

В газовому гелій-неоновому лазері робочою речовиною є атоми неону. Лазерне випромінювання виникає між двома рівнями з енергіями приблизно $E_m \approx 20,6$ еВ і $E_n \approx 18,6$ еВ. Висока заселеність рівня E_m виникає в результаті передачі енергії від атома гелію до атома неону при їх непружних співударях. Це полегшується тим, що атоми гелію мають близький довго живучий рівень з енергією $E_2 = 20,6$ еВ. Перехід атомів гелію на цей рівень відбувається в результаті співударів електронів з атомами гелію в процесі електричного розряду.

Ефективність передачі енергії від атомів гелію до атомів неону найбільша при співвідношенні 10:1.

Нижній рівень E_n атомів неону спустошується за рахунок ударів атомів неону об стінки розрядної трубки, тому оптимальний діаметр розрядної трубки невеликий (≈ 7 мм). Пояснювальна схема дана на рис. 8.2. На цьому рисунку: a – квант світла, що налітає на збуджений атом неону; b – квант світла, додатково випромінений атомом неону вимушено. Цей квант світла має ту ж частоту, фазу, поляризацію, що і квант a . Цим пояснюється висока когерентність, монохроматичність лазерного випромінювання. Через малу густину газу, невеликий діаметр розрядної трубки потужність випромінювання даного лазера невелика (≈ 30 мВт). Істотною деталлю лазера є резонатор 4 (див. рис. 8.1), який в даному лазері являє собою два дзеркала: одне плоске напівпрозоре, друге – сферичне з таким радіусом кривизни, щоб центр кривизни дзеркала знаходився на площині першого дзеркала.

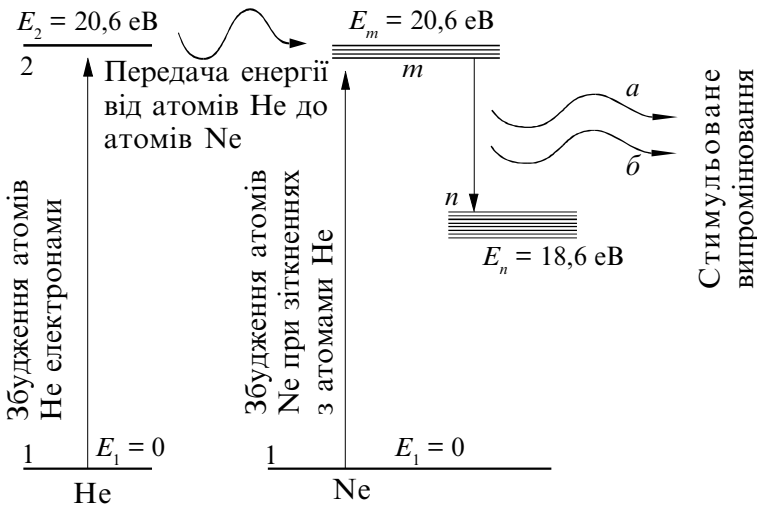


Рис. 8.2

Лазерне випромінювання, виникнувши в якому-небудь місці розрядної трубки, проходить приблизно подвійну відстань між дзеркалами, перш ніж вийде назовні, і, у відповідності з формулою (2), воно значно більше підсилюється. Щоб резонатор ефективно підсилював світло, необхідно, щоб в просторі між дзеркалами виникали стоячі хвилі, а це приведе до умови підсилення $\lambda_p = 2b/n$, де n – ціле число, тобто в даному випадку підсилюється світло тільки певної довжини хвилі λ_p . Крім цього, резонатор забезпечує малу розбіжність

лазерного променя (високу напрямленість лазерного променя – колімацію). Щоб забезпечити стабільність поляризації лазерного променя, розрядна трубка I з торців закрита скельцями, встановленими під кутом Брюстера (див. рис. 8.1). Як відомо, промені світла, поляризовані в площині рисунка, проходять ці скельця без втрати на відбиття.

Таким чином, промінь гелій-неонового лазера – висококогерентний монохроматичний промінь з малою розбіжністю, з високостабільною поляризацією і надзвичайно великою густиною енергії для даного інтервалу довжин хвиль, набагато перевершуючий за цими показниками всі нелазерні джерела випромінювання.

Методика виконання роботи

Звертаймо особливу увагу на те, що під час роботи з лазером попадання в очі прямого лазерного випромінювання небезпечно для зору. Увімкнення лазера проводиться тільки в присутності викладача або лаборанта. Для увімкнення необхідно:

1. Ввімкнути тумблер живлення випрямлювача. Це забезпечує одночасно вмикання розжарення катода розрядної трубки та розжарення кенотронів високовольтного випрямляча блоку живлення приладу.

2. Через декілька хвилин після увімкнення накалив і прогріву катодів на розрядну трубку подати високу напругу увімкненням тумблера з написом "ВЫСОКОЕ НАПРЯЖЕНИЕ".

3. Короткочасно натиснути пускову кнопку "ПОДЖИГ", що забезпечує імпульс високочастотної напруги, необхідної для початку розряду.

А. Вимірювання довжини хвилі випромінювання лазера за допомогою дифракційної решітки

Висока когерентність і напрямленість випромінювання лазера дозволяють застосувати лазерний світловий пучок в деяких вимірюваннях без попередньої його колімації. Ця особливість лазерного випромінювання використовується в даному експерименті. Для цього необхідно:

1. Увімкнути лазер.

2. Встановити дифракційну решітку перпендикулярно осі світлового пучка. Для цього добитися шляхом більш точного установалення решітки збігу світлового пучка лазера та його відбиття від площини решітки. У зв'язку з монохроматичністю випроміню-

вання лазера на екрані за решіткою спостерігається багата кількість дифракційних спектрів різних ("+" і "-") порядків. Спектри утворюють на екрані цілий ряд червоних полос, повторюючих переріз світлового пучка, падаючого на решітку.

3. Виміряти відстань x_k між дифракційним максимумом k -го порядку і максимумом нульового порядку (як справа так і зліва від максимуму нульового порядку) для всіх видимих порядків k . Відстань вимірювати між серединами спостережуваних спектрів-полос. Виміряти також відстань h від площини дифракційної решітки до екрану. Вимірювання провести для двох-трьох відстаней h . Результати вимірювань занести в таблицю (табл. 1).

Таблиця 1

Номер досліду	Порядок k максимуму										h
	-5	-4	-3	-2	-1	+1	+2	+3	+4	+5	
1											
2											
3											

4. Довжину хвилі λ лазерного світла розрахувати, використовуючи умову максимуму для дифракційної решітки.

$$d \sin \theta_k = \pm k \lambda,$$

де d – стала (період) дифракційної решітки; k – порядок максимуму (спектра); θ_k – кут дифракції, який визначається співвідношенням

$$\operatorname{tg} \theta_k = x_k / h.$$

Довжину хвилі λ визначити для кожного максимуму і знайти середнє значення.

5. Похибку знайти по середньому.

Б. Визначення радіуса дрібних частинок

Монохроматичний просторово-когерентний світловий пучок, що випромінюється лазером, дає можливість спостерігати дифракцію світла на круглих частинках.

Для того, щоб кути дифракції на дрібних частинках були значні, розмір частинок повинен бути малим. Для отримання добре видимої дифракційної картини можна розташувати на шляху світлового пучка безліч хаотично розташованих однакових частинок. Кожна окрема частинка незалежно від її положення в площині поперечно-

го перерізу світлового пучка дає однаковий кутовий розподіл дифракційного світла. При одночасному знаходженні в перерізі світлового пучка багатьох частинок кутовий розподіл дифракційного світла, створений кожною частинкою окремо, не порушується, якщо немає систематичного дифракційного ефекту між світловими пучками, що дифрагують на різних частинках. Якщо частинки розташовані хаотично, то в силу рівної імовірності всіх значень фаз, що дифрагують в кожному напрямку хвиль, будуть складатися інтенсивності світлових пучків, що дифрагують на різних частинках. Дифракційна картина від n частинок підсилюється по інтенсивності в n разів, порівнюючи з дифракційною картиною від окремої частинки, проте не змінить своєї структури. Це й використовується в даній роботі. Установка така ж, як і в пункті А, але замість дифракційної решітки ставиться оправа зі скляними пластинками, між якими знаходяться частинки лікоподію, які являють собою кульки приблизно однакового малого розміру. На екрані можна спостерігати систему концентричних світлих і темних дифракційних кілець навколо світового кола. Для цього необхідно:

1. Виміряти лінійкою розмір (діаметр) D відповідного дифракційного кільця на екрані, а також відстань h від скляної пластинки до екрану. Рекомендується в темряві прикласти до екрану чистий білий листок паперу і на ньому відмітити середини темних і світлих кілець. Не переплутати центральне світле кільце з 1-м світлим. Потім поміряти діаметри кілець лінійкою. Такі вимірювання провести в трьох різних напрямках (вгору – вниз, вправо – вліво і т.д.). Результати вимірювань занести в таблицю (табл. 2).

Таблиця 2

Відстань $h =$

Номер досліджу	Порядок кільця				
	Темні кільця			Світлі кільця	
	D_1	D_2	D_3	D_1	D_2
1					
2					
3					
Середнє D					
α, β					
r					
Δr					

2. Середній радіус частинок r , що викликали дифракцію, розрахувати із умов, що визначають кутові радіуси α_i темних кілець:

$$\left. \begin{aligned} \sin \alpha_1 &= 0,61 \lambda/r; \\ \sin \alpha_2 &= 1,11 \lambda/r; \\ \sin \alpha_3 &= 1,62 \lambda/r \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

– і кутові радіуси світлих кілець:

$$\left. \begin{aligned} \sin \beta_1 &= 0,82 \lambda/r; \\ \sin \beta_2 &= 1,34 \lambda/r. \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

Довжина хвилі λ , що входить у вирази (3) і (4), визначається в пункті A даної роботи. Кутові радіуси темних і світлих кілець визначаються за формулами

$$\operatorname{tg} \alpha_i = D_i / 2h; \quad \operatorname{tg} \beta_i = D_i / 2h.$$

Середній радіус частинок r визначити по кожному дифракційному кільцю і знайти середнє значення.

3. Похибку знайти по середньому

Контрольні запитання

1. Що називається активним середовищем, активним нагнітанням?
2. Яка речовина є робочою в даному лазері?
3. Які властивості відносяться до особливих властивостей випромінювання лазера?
4. Яке явище називається дифракцією?
5. Як в роботі визначаються діаметри кілець?
6. Записати умови максимуму дифракційної решітки.
7. Що таке інверсна заселеність?
8. Що таке спонтанне випромінювання, вимушене випромінювання і поглинання?
9. Для чого потрібен резонатор?
10. Для чого вікна в розрядній трубці є скляними пластинками, які розташовані під кутом Брюстера?
11. Яке призначення мають гелій і неон в гелій-неоновому лазері?

Рекомендована література

1. Ландсберг Г.С. Оптика. – М.: Наука, 1976. – 926 с.
2. Оптические квантовые генераторы / Под ред. Ф. В. Буткина. – М.: Мир, 1966. – 320 с.

ЗМІСТ

Лабораторна робота А-1. Визначення сталої Рідберга зі спостережень спектру атомарного водню (серії Бальмера)	3
Лабораторна робота А-2. Визначення сталої Планка методом затримуючого потенціалу	10
Лабораторна робота А-3. Визначення сталої Планка методом затримуючого потенціалу	13
Лабораторна робота А-4. Визначення сталої Стефана–Больцмана	18
Лабораторна робота А-5. Вивчення зовнішнього фотоефекту	20
Лабораторна робота А-6. Визначення коефіцієнта поглинання γ -проміння речовиною	22
Лабораторна робота А-7. Визначення активності, періоду напіврозпаду та сталої розпаду радіоактивної речовини	26
Лабораторна робота А-8. Визначення дифракції світла за допомогою газового лазера	29

ФІЗИКА АТОМІВ ТА КВАНТІВ

МЕТОДИЧНІ ВКАЗІВКИ

ДО ЛАБОРАТОРНИХ РОБІТ З КУРСУ ФІЗИКИ

Під редакцією О.О. МОЧАЛОВА, М.В. УШКАЦЯ

Видавництво УДМТУ, 54002, м. Николаїв, вул. Скороходова, 5

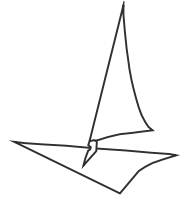
Свідоцтво про внесення суб'єкта видавничої справи до Державного реєстру
видавців, виготівників і розповсюджувачів видавничої продукції
ДК № 1150 від 12.12.2002 р.

Редактор О.В. Забава
Комп'ютерна правка та верстка А.Й. Триш
Коректор Н.О. Шайкіна

Підписано до друку 10.04.03. Формат 60×84/16. Папір офсетний.
Ум. друк. арк. 2,1. Обл.-вид. арк. 2,3. Тираж 600 прим.
Вид. № 16. Зам. № 226. Ціна договірна.



ВИДАВНИЦТВО УКРАЇНСЬКОГО
ДЕРЖАВНОГО МОРСЬКОГО
ТЕХНІЧНОГО УНІВЕРСИТЕТУ



Шановні панове!

Запрошуємо Вас ознайомитись з можливостями книжкового видавництва, висококваліфіковані спеціалісти якого забезпечать оперативне та якісне виконання замовлення будь-якого рівня складності.

Наш головний принцип – задовольнити потреби замовника в повному комплексі поліграфічних послуг, починаючи з розробки та підготовки оригіналу-макета, що виконується на базі IBM PC, і закінчуючи друком на офсетних машинах.

Крім цього, ми маємо повний комплекс післядрукарського обладнання, що дає можливість виконувати:

- ✓ аркушепідбір;
- ✓ брошурування на скобу, клей;
- ✓ порізку на гільйотинах;
- ✓ ламінування.

Видавництво також оснащено сучасним цифровим дублюкатором фірми "Duplo" формату А3, що дає можливість тиражувати зі швидкістю до 130 копій за хвилину.

Для постійних клієнтів – гнучка система знижок.

Отже, якщо вам потрібно надрукувати ***підручники, книги, брошури, журнали, каталоги, рекламні листівки, прайс-листи, бланки, візитні картки***, – ми до Ваших послуг.

© Український державний морський технічний університет

✉ Україна, 54002, м. Миколаїв, вул. Скороходова, 5,

видавництво УДМТУ

☎ 8(0512) 37-33-42; 39-81-46, 39-73-39, fax 8(0512) 39-73-26;

E-mail: publishing@usmtu.edu.ua



для нотаток