

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ  
ЧЕРНІГІВСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ ТЕХНОЛОГІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ

# Фізика атома, атомного ядра та фізика твердого тіла

## **МЕТОДИЧНІ ВКАЗІВКИ**

до виконання лабораторних робіт з фізики  
для студентів технічних спеціальностей  
денної та заочної форм навчання

Обговорено і рекомендовано на засіданні  
кафедри інформаційно-вимірювальних тех-  
нологій, метрології та фізики  
протокол № 9 від 28.05.2014 р

**Чернігів ЧДТУ 2014**

Фізика атома, атомного ядра та фізика твердого тіла. Методичні вказівки до виконання лабораторних робіт з фізики для студентів технічних спеціальностей денної та заочної форм навчання /Укл.: Ушаков В.Г., Сатюков А.І. – Чернігів: ЧНТУ, 2014. – 62 с.

Укладачі: Ушаков Віктор Григорович, кандидат технічних наук,  
старший викладач  
Сатюков Анатолій Іванович, кандидат фізико-  
математичних наук, доцент

Відповідальний за випуск: Приступа А. Л., завідувач кафедри інформаційно-вимірювальних технологій, метрології та фізики, кандидат технічних наук, доцент

Рецензент: Рогоза О.В., кандидат фізико-математичних наук, доцент,  
декан механіко-технологічного факультету Чернігівського національного технологічного університету

©ЧНТУ, 2014

© ІВТМФ, 2014

## ЗМІСТ

|   |   |                |
|---|---|----------------|
| 1 | Лабораторна робота № 31<br>Визначення сталої Стефана – Больцмана за допомогою пірометра .....   | <b>Ошибка!</b> |
| 2 | Лабораторна робота № 32<br>Визначення сталої Планка за допомогою фотоелемента .....   | 13             |
| 3 | Лабораторна робота № 33<br>Дослідження спектра випромінювання атомарного водню. Визначення<br>сталого Рідберга та маси електрона .....                                | 19             |
| 4 | Лабораторна робота № 34<br>Визначення періоду напіврозпаду радіоактивного ізотопу. Визначення<br>коефіцієнта поглинання радіоактивного випромінювання матеріалами ... | <b>Ошибка!</b> |
| 5 | Лабораторна робота № 35<br>Вивчення ефекту Холла. Визначення концентрації та рухливості носіїв<br>заряду у напівпровіднику .....                                      | 43             |
| 6 | Лабораторна робота № 36<br>Вивчення температурної залежності опору металів та напівпровідників ..   | 52             |
|   | Рекомендована література .....  | 61             |
|   | Додаток А – Обробка результатів вимірювань .....  | 62             |

## 1 Лабораторна робота № 31

### ВИЗНАЧЕННЯ СТАЛОЇ СТЕФАНА – БОЛЬЦМАНА ЗА ДОПОМОГОЮ ПІРОМЕТРА

Прилади та приладдя:

- 1) пірометр ОППІР-09 (ОППІР-017);
- 2) лампа розжарення;
- 3) джерело живлення – випрямляч ВС-24М;
- 4) амперметр до 5 А та вольтметр до 15 В.

Як відомо, до основних процесів переносу теплової енергії між тілами відносять *теплопровідність, конвекцію та променевий (радіаційний) теплообмін*. Суттєва відмінність променевого теплообміну від конвекції та теплопровідності полягає у тому, що він може відбуватися як за відсутності безпосереднього контакту між тілами, так і при відсутності матеріального середовища між поверхнями тіл, оскільки електромагнітне випромінювання поширюється і у вакуумі. Променевий теплообмін відбувається у природі повсякчасно. Найбільш важливою складовою частиною променевого теплообміну є *теплове випромінювання*.

Кожне тіло складається із заряджених частинок, тепловий рух яких призводить до випромінювання енергії у вигляді електромагнітних хвиль. Тепловим (температурним) випромінюванням називають електромагнітне випромінювання, що виникає у кожному тілі при будь-якій температурі за рахунок його внутрішньої енергії (на відміну, наприклад, від люмінесценції, яка збуджується зовнішніми джерелами енергії). В процесі променевого теплообміну на будь-якій частині поверхні тіла відбувається як випромінювання електромагнітних хвиль даним тілом, так і поглинання та відбивання теплового випромінювання від інших тіл. Розподіл енергії (інтенсивності) випромінювання в залежності від довжини хвилі або частоти називають *спектральним розподілом, або спектром випромінювання*. Спектр теплового випромінювання з відкритої поверхні залежить не тільки від температури, але і від матеріалу тіла та стану його поверхні.

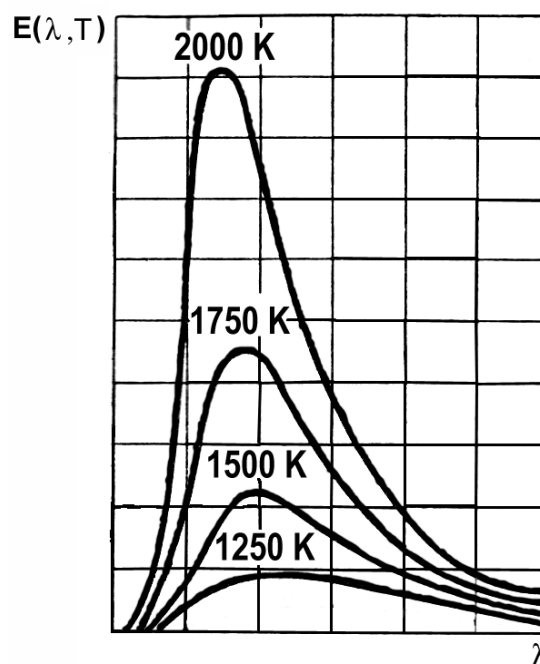


Рисунок 31.1 – Спектри теплового випромінювання тіла при різних тем-

Теплове випромінювання тіл має суцільний спектр з одним широким піком. Положення максимуму у спектрі випромінювання тіла залежить від тем-

ператури речовини. З підвищенням температури загальна енергія теплового випромінювання тіла зростає, а спектральний максимум зсувається в область малих довжин хвиль (рисунки 31.1).

Теплове випромінювання – єдиний вид випромінювання, яке може перебувати у стані термодинамічної рівноваги з оточуючими тілами; при цьому внаслідок обміну променевою енергією тіла досягають однакової, спільної для всіх температури. Теорія теплового випромінювання являє собою сполучну ланку між термодинамікою та оптикою. Об'єднання на початку ХХ ст. статистичної термодинаміки та електромагнітної теорії в проблемі теплового випромінювання започаткувало одну з найбільш великих революцій у фізиці і призвело до появи квантової механіки.

## 1.1 Теоретичні відомості

### 1.1.1 Основні характеристики випромінюючих тіл

Основною характеристикою здатності тіла випромінювати енергію в тому чи іншому інтервалі довжин хвиль є *спектральна випромінювальна здатність*  $E(\lambda, T)$ , під якою розуміють відношення електромагнітної енергії  $dW_{\text{випр}}$ , яку випромінює при температурі  $T$  в усіх напрямках одинична площадка поверхні тіла за одиницю часу в певному (вузькому) інтервалі довжин хвиль від  $\lambda$  до  $\lambda + d\lambda$ , до ширини інтервалу  $d\lambda$ :

$$E(\lambda, T) = \left( \frac{dW_{\text{випр}}}{d\lambda} \right)_{\lambda, \lambda+d\lambda} \quad (31.1)$$

Підкреслимо, що  $E(\lambda, T)$  є *індивідуальною* функцією для кожного тіла і характеризує виключно теплове випромінювання тіла. Для даного тіла вид функції  $E(\lambda, T)$  залежить тільки від температури тіла і не залежить від його оточення, зокрема від того, перебуває тіло в рівновазі з випромінюванням чи ні.

Наступною характеристикою випромінювальної властивості тіла є *інтегральна (повна) випромінювальна здатність*  $E(T)$  тіла. За означенням, інтегральна випромінювальна здатність  $E(T)$  – це величина, яка чисельно дорівнює повній енергії теплового випромінювання з одиниці площі поверхні тіла за одиницю часу при температурі  $T$  в усьому інтервалі довжин хвиль:  $0 < \lambda < \infty$ .

Згідно з таким означенням,  $E(T) = \frac{W_{\text{випр}}}{S \cdot t}$  і вимірюється у  $\frac{\text{Дж}}{\text{м}^2 \cdot \text{с}}$ .

Величині  $E(T)$  можна надати і іншого тлумачення, врахувавши, що  $\frac{\text{Дж}}{\text{с}} = \text{Вт}$ . Тоді можна сказати так:  $E(T)$  – це величина, яка чисельно дорівнює *потужності* теплового випромінювання з одиниці площі поверхні тіла при температурі  $T$  в усьому інтервалі довжин хвиль. Згідно з таким означенням, оди-

ницю вимірювання  $E T = \frac{W_{\text{випр}}}{S \cdot t} = \frac{P_{\text{випр}}}{S}$  можна записати у вигляді  $\frac{\text{Дж}}{\text{м}^2 \cdot \text{с}} = \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}$ .

У даній роботі ми будемо спиратися саме на такий смисл інтегральної випромінювальної здатності тіла.

Величину  $E T$  можна одержати інтегруванням функції  $E \lambda, T$  по повному інтервалу довжин хвиль при незмінній температурі  $T = \text{const}$  :

$$E(T) = \frac{W_{\text{випр}}}{S \cdot t} = \frac{P_{\text{випр}}}{S} = \int_0^{\infty} E(\lambda, T) d\lambda. \quad (31.2)$$

На *рисунку 31.1* величині  $E T$  відповідає площа під кривою  $E \lambda, T$  .

Одночасно з випромінюванням електромагнітної енергії на поверхні тіла відбуваються і інші процеси: теплове випромінювання, що падає на поверхню будь-якого тіла, частково *відбивається* або *розсіюється* поверхнею тіла і частково *поглинається*. Поглинання, як правило, має селективний характер (тобто залежить від частоти світла) і змінюється з температурою поверхні. Так, наприклад, тонкий шар сажі практично повністю поглинає видиме світло, але значно менше інфрачервоне випромінювання. Плавлений кварц прозорий в широкому інтервалі довжин хвиль, але починає помітно поглинати світло при температурі близько 1500 °С. Характеристикою поглинальних властивостей різних тіл є *спектральна поглинальна здатність*  $A \lambda, T$  , під якою розуміють *відношення енергії випромінювання, що поглинається одиничною площею поверхні тіла за одиницю часу  $dW_{\text{погл}}$  до енергії  $dW_{\text{пад}}$ , що падає на ту саму площадку за той же час, за умови, що обидві величини розглядаються при даній температурі  $T$  в певному (вузькому) інтервалі довжин хвиль  $\lambda, \lambda + d\lambda$  :*

$$A(\lambda, T) = \left( \frac{dW_{\text{погл}}}{dW_{\text{пад}}} \right)_{\lambda, \lambda + d\lambda} \quad (31.3)$$

Згідно з означенням (31.3), для будь-якого реального тіла  $A \lambda, T < 1$ , тобто реальне тіло поглинає лише частку енергії, що падає на його поверхню.

Важливішим поняттям теорії теплового випромінювання є поняття *абсолютно чорного тіла*. Під абсолютно чорним тілом (*АЧТ*) розуміють *ідеалізоване* тіло, яке при всіх температурах поглинає *повністю* енергію електромагнітного випромінювання, що падає на його поверхню. Тобто, спектральна поглинальна здатність *АЧТ*, відповідно до (31.3), дорівнює одиниці незалежно від  $\lambda$  і  $T$  .

Домовимося надалі позначати характеристики реальних (нечорних) тіл *латинськими літерами* –  $E \lambda, T$  ,  $E T$  та  $A \lambda, T$  , а відповідні характеристики *АЧТ* – *грецькими літерами* –  $\varepsilon \lambda, T$  ,  $\varepsilon T$  та  $\alpha \lambda, T$  . Зрозуміло, що  $\alpha(\lambda, T) = 1$  .

Абсолютно чорних тіл, як і інших ідеалізованих об'єктів, у природі не існує. Властивості природних тіл щодо здатності випромінювати та/або поглинати енергію відрізняються від *АЧТ*, і лише в окремих випадках (для певних тіл в обмежених інтервалах довжин хвиль та температури) можуть наближатися до властивостей *АЧТ*. Підкреслимо, що ідеалізація *АЧТ* стосується лише його здатності повністю поглинати будь-яке електромагнітне випромінювання своєю поверхнею. В усіх інших відношеннях, зокрема у процесах теплообміну або здатності перебувати у стані термодинамічної рівноваги з тепловим випромінюванням, *АЧТ* не відрізняється від реальних, нечорних тіл.

### 1.1.2 Закони теплового випромінювання тіл

**Закон Кірхгофа**, встановлений у 1859 р., є одним з основних законів теплового випромінювання і не поширюється на інші види випромінювання. Цей закон пов'язує випромінювальні та поглинальні здатності нечорних тіл з випромінювальною здатністю абсолютно чорного тіла. Закон Кірхгофа записують і формулюють так:

$$\frac{E(\lambda, T)}{A(\lambda, T)} = \varepsilon(\lambda, T) \quad (31.4)$$

– відношення спектральної випромінювальної здатності реального тіла до його спектральної поглинальної здатності, взятих у певному інтервалі довжин хвиль  $\lambda, \lambda + d\lambda$  при даній температурі  $T$ , не залежить від природи тіла і дорівнює спектральній випромінювальній здатності абсолютно чорного тіла при тій самій температурі і у тому ж спектральному інтервалі.

У різних тіл величини  $E_{\lambda, T}$  і  $A_{\lambda, T}$  можуть змінюватися надзвичайно сильно, але відношення цих величин у даному спектральному інтервалі при даній температурі однакове для усіх тіл, тобто є універсальною функцією  $\lambda$  і  $T$ .

Згідно з (31.4), тіло, яке при даній температурі краще поглинає випромінювання у певному інтервалі довжин хвиль, буде, відповідно, і випромінювати краще, причому за однакових умов випромінювальна здатність абсолютно чорного тіла буде найвища, аніж решти нечорних тіл.

**Закон Стефана – Больцмана.** Повна енергія теплового випромінювання тіл, а отже і їх інтегральна випромінювальна здатність  $E T$ , зростає при підвищенні температури тіл. На *рисунку 31.1* величині  $E T$  відповідає площа під кривою  $E_{\lambda, T}$ . Експериментальні дослідження (Й. Стефан, 1879) показали, що повна енергія теплового випромінювання тіл зростає пропорційно  $T^4$ , де  $T$  – абсолютна температура тіла. Згодом, у 1884 р., Л. Больцман, на основі загальних термодинамічних міркувань, довів, що така залежність виконується строго лише для *АЧТ*. Цей висновок і сформульовано у законі: *інтегральна випромінювальна здатність абсолютно чорного тіла пропорційна його абсолютній температурі у четвертому степені:*

$$\varepsilon(T) = \sigma T^4, \quad (31.5)$$

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

Для реальних (нечорних) тіл закон Стефана – Больцмана виконується наближено і потребує у кожному разі уточнень, пов'язаних з необхідністю враховувати поглинальні властивості конкретного тіла. Тому для нечорних тіл замість (31.5) записують:

$$E(T) = A(T) \cdot \varepsilon(T) = A(T) \cdot \sigma T^4, \quad (31.5, \text{ а})$$

де множник  $A(T)$  залежить від температури тіла і називається *коефіцієнтом поглинання* поверхні тіла, або ступенем чорноти. Зміна  $A(T)$  з температурою веде до того, що залежність (31.5, а), в цілому, буде відрізнятися від  $T^4$ . Очевидно, при будь-якій температурі  $A(T) < 1$ .

**Закони Віна**, встановлені теоретично у 1893 р., дозволяють визначати положення (координати) максимуму в спектрі випромінювання абсолютно чорного тіла при температурі  $T$  (дивись *рисунок 31.1*).

**Перший закон Віна (закон зміщення)**: довжина хвилі  $\lambda_m$ , на яку припадає максимальне значення спектральної випромінювальної здатності АЧТ, обернено пропорційна абсолютній температурі тіла:

$$\lambda_m = \frac{b}{T}, \quad (31.6)$$

де  $b = 2,9 \cdot 10^{-3} \text{ м} \cdot \text{К}$  – стала Віна.

**Другий закон Віна**: максимальне значення  $\varepsilon_m$  спектральної випромінювальної здатності АЧТ змінюється пропорційно  $n$ 'ятому степеню його абсолютної температури:

$$\varepsilon_m = \varepsilon(\lambda_m, T) = C' \cdot T^5, \quad (31.6, \text{ а})$$

де константа  $C' = 1,3 \cdot 10^{-5} \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{К}^5}$ .

## 1.2 Експериментальна частина

### 1.2.1 Методика вимірювань

У даній роботі для визначення сталої Стефана – Больцмана використовується випромінювання нечорного тіла – спіралі лампи розжарення.

Повна електрична потужність  $P$ , яку споживає лампа розжарення, складається з потужності теплового випромінювання спіралі  $P'$  та потужності  $P''$ , яка витрачається на теплообмін з оточуючим середовищем внаслідок теплопровідності тримачів спіралі та конвекції повітря навколо лампи (теплові втрати):



$$P = P' + P'' \quad (31.7)$$

Згідно з (31.2), інтегральна випромінювальна здатність  $E(T)$  спіралі чисельно дорівнює потужності теплового випромінювання з одиниці площі її поверхні:

$$E(T) = \frac{P'}{S},$$

де  $S = \pi DL$  – площа бічної поверхні спіралі (циліндрична поверхня). Беручи до уваги формулу (31.5, а), подамо  $P'$  у вигляді:

$$P' = A(T) \cdot \sigma T^4 S.$$

Будемо вважати надалі, що потужність втрат  $P''$  при зміні температури спіралі у відносно невеликих межах лишається майже незмінною. Тоді для двох різних режимів роботи лампи можна записати рівняння:

$$P_1 = P'_1 + P'' \quad \text{та} \quad P_2 = P'_2 + P'',$$

звідки, віднімаючи одне рівняння від другого, позбавляємося невідомої величини потужності теплових втрат  $P''$  :

$$P_1 - P_2 = P'_1 - P'_2,$$

або, враховуючи (31.5, а),

$$P_1 - P_2 = A(T_1) \cdot \sigma T_1^4 S - A(T_2) \cdot \sigma T_2^4 S.$$

З останнього рівняння знаходимо:

$$\sigma = \frac{P_1 - P_2}{A(T_1)T_1^4 - A(T_2)T_2^4 \cdot S}.$$

Повну електричну потужність  $P$ , яку споживає лампа, знайдемо за законом Джоуля – Ленца:

$$P = UI,$$

де величини напруги  $U$  та сили струму  $I$  встановлюють за показами вольтметра і амперметра у колі лампи.

Враховуючи сказане, робоча формула для визначення сталої Стефана–Больцмана набуває вигляду:

$$\sigma = \frac{U_1 I_1 - U_2 I_2}{A(T_1)T_1^4 - A(T_2)T_2^4 \cdot S} \quad (31.8)$$

### 1.2.2 Вимірювання температури спіралі

Температуру спіралі лампи розжарення в даній роботі вимірюють за допомогою оптичного пірометра. *Пірометрами* (від грец. *πυρός* – вогонь, *μετρέω*

– вимірюю) називають оптичні прилади для безконтактних (дистанційних) вимірювань температури розжарених тіл. Майже усі пірометричні методи базуються на вимірюванні інтенсивності теплового випромінювання. Оскільки інтенсивність теплового випромінювання різко спадає при зменшенні температури тіл, методи пірометрії застосовують для вимірювання відносно високих температур (розплавів металів, полум'я плазми, розряду електричної дуги, поверхні зірок тощо). Пірометричні методи вимірювання температури: при  $t < 1000$  °C відіграють, в цілому, другорядну роль, при  $t > 1000$  °C стають головними, а при  $t > 3000$  °C – практично єдиними. До недоліків методів пірометрії слід віднести невелику точність  $\sim 3 - 10\%$ .

У даній роботі для вимірювання температури нитки розжарення лампи застосовується *яскравісний* пірометр ОППІР-017 із *зникаючою ниткою*. Пірометри такого типу забезпечують найбільшу точність вимірювань у діапазоні від  $10^3$  до  $10^4$  К. У простіших візуальних пірометрах із *зникаючою ниткою* об'єктив фокусує зображення поверхні досліджуваного тіла (спіралі лампи) на площину, в якій розташоване зображення нитки спеціальної (допоміжної) пірометричної лампи розжарення, якою оздоблений пірометр. Через окуляр пірометра цю нитку розглядають на фоні зображення досліджуваного тіла і, змінюючи струм розжарювання нитки, домагаються, аби яскравості нитки пірометричної лампи і досліджуваного тіла зрівнялися (тобто нитку не можна розрізнити на фоні тіла). Шкалу електровимірювального приладу пірометра, який реєструє силу струму розжарювання пірометричної нитки, градуують зазвичай у °C або у К, і в момент зрівнювання яскравості нитки та тіла прилад показує температуру тіла.

Відмітимо, що при використуванні візуальних пірометрів помітні похибки вимірювань можуть вносити індивідуальні особливості ока спостерігача. При вимірюваннях температур  $t > 3000$  °C слід користуватися спеціальним червоним світлофільтром ( $\lambda \approx 600$  нм), а відлік температури виконувати по другій, паралельній шкалі.

### 1.3 Порядок виконання роботи

1. Ознайомитись з лабораторною установкою та будовою пірометра. Встановити межі вимірювань електровимірювальних приладів у колі лампи: амперметра –  $5$  А, вольтметра –  $7,5 \dots 10$  В. Для підключення пірометра використовується спеціальне гніздо на передній панелі випрямляча ВС-24М.
2. Встановити лампу розжарення та пірометр на відстані  $1 \dots 1,5$  м один від одного. Спрямувати зорову трубу пірометра на віконце у захисному кожусі лампи.
3. Поставити регулятори напруги випрямляча ВС-24М та пірометра у крайні ліві положення. Ввімкнути живлення.
4. Поступово збільшуючи регулятором випрямляча напругу на лампі, домогтися розжарення спіралі до температури  $\sim 800$  °C (жовтогарячий колір).
5. Навести об'єктив пірометра на розжарену спіраль та домогтися фокусуванням об'єктиву різкого її зображення.
6. Зміщуючи окуляр пірометра, дістати різке зображення нитки пірометричної

лампи, яке розташоване в полі зору пірометра.

7. Сумістити верхню частину зображення нитки пірометра з серединою зображення спіралі лампи і, змінюючи регулятором пірометра силу струму пірометричної лампи, домогтися вирівнювання їх яскравості.
8. Зафіксувати показ температури по шкалі пірометра, а також відповідні покази амперметра та вольтметра. Дані записати у таблицю.

Таблиця 31.1 – Зразок таблиці

| № | $I, A$ | $U, B$ | $t, ^\circ C$ | $P, Bm$ | $T, K$ | $T^4 \cdot 10^{-12}$ | $A(T)$ | Примітки      |
|---|--------|--------|---------------|---------|--------|----------------------|--------|---------------|
| 1 |        |        |               |         |        |                      |        | $D = \dots ;$ |
| 2 |        |        |               |         |        |                      |        | $L = \dots .$ |

9. Змінюючи щоразу температуру розжарення спіралі, повторити 4...5 разів вимірювання згідно з п.8 в інтервалі температур 800 – 1100 °С. Результати вимірювань записати у таблицю.

### 1.4 Обробка результатів вимірювань

1. Заповнити усі графи таблиці, виконавши необхідні розрахунки. Значення коефіцієнта поглинання  $A$   $T$  для кожної температури слід брати з графіка, який знаходиться на робочому місці. На тому ж графіку вказані розміри спіралі лампи розжарення.
2. За формулою (31.8) обчислити 4...5 разів значення сталої Стефана – Больцмана, вибираючи щоразу для розрахунку результати вимірювань у двох (довільних) дослідках.
3. За результатами розрахунків п.2 знайти середнє значення сталої Стефана – Больцмана та оцінити похибки вимірювань.
4. Записати кінцевий результат. Зробити висновки.

### КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Назвіть основні види теплообміну між тілами. Що називають тепловим випромінюванням? Яка його відмінність від інших видів випромінювання?
2. Дайте означення величин, які характеризують випромінювальні та поглинальні властивості нагрітих тіл. У яких одиницях вимірюють ці величини?
3. Що таке абсолютно чорне тіло? Сформулюйте закон Кірхгофа для теплового випромінювання.
4. Сформулюйте і поясніть закони випромінювання абсолютно чорного тіла?
5. Поясніть на основі закону Кірхгофа, чим відрізняються випромінювальні та поглинальні властивості нечорних тіл порівняно з абсолютно чорним тілом.
6. Що таке оптична пірометрія? Назвіть переваги та недоліки пірометричних методів вимірювань.
7. Яка будова та принцип дії оптичного яскравісного пірометра із зникаючою ниткою?

8. Оцініть відносно інтервалу довжин хвиль ділянки видимого спектра (380 – 760 нм) положення максимуму спектра теплового випромінювання чорного тіла при температурі:
  - тіла людини;
  - волоска розжарення електричної лампи,  $t \sim 2500 \text{ }^\circ\text{C}$ ;
  - кратера вуглецевої дуги,  $t \sim 4000 \text{ }^\circ\text{C}$ ;
  - поверхні Сонця,  $t \sim 5800 \text{ }^\circ\text{C}$ ;
  - зони термоядерної реакції,  $t \sim 10^8 \text{ }^\circ\text{C}$ .
9. Поясніть, чому лампи розжарення відносять до неекономних джерел світла?
10. Наведіть наближений графік залежності спектральної поглинальної здатності  $A_T$  поверхні тіла у видимій області при кімнатній температурі, якщо при освітленні білим світлом поверхня має
  - червоний колір;
  - зелений колір;
  - синій колір?
11. Який колір матиме зелена поверхня при освітленні її червоним світлом?
12. Для запобігання надмірного нагріву деяких елементів електричних схем, наприклад, потужних діодів, транзисторів, їх закріплюють на мідних або алюмінієвих радіаторах ребристої форми, а поверхню радіатора піддають чорнінню. Дайте обґрунтування:
  - вибору матеріалу для виготовлення радіаторів;
  - вибору форми поверхні радіаторів;
  - доцільності чорніння поверхні радіаторів.

## 2 Лабораторна робота № 32

### ВИЗНАЧЕННЯ СТАЛОЇ ПЛАНКА ЗА ДОПОМОГОЮ ФОТОЕЛЕМЕНТА

Прилади:

- 1) фотоелемент СЦВ-4;
- 2) установка для вивчення фотоелементу;
- 3) набір світлофільтрів;
- 4) освітлювач.

В роботі вивчається явище зовнішнього фотоелементу. *Фотоелементом (фотоелектричним ефектом, фотоелектричною емісією)* називають явище вивільнення під дією світла електронів, що знаходяться в речовині у зв'язаному стані. Розрізняють *зовнішній* та *внутрішній* фотоелементи. При зовнішньому фотоелементі відбувається випускання (*емісія*) електронів з поверхні тіла у вакуум під дією випромінювання. Зовнішній фотоелемент спостерігається у будь-яких твердих тілах – металах, напівпровідниках, діелектриках, а також у газах на окремих атомах та молекулах (*фотоіонізація*).

Фотоелемент – явище суто квантове. Відкриття (Г. Герц, 1887) та дослідження (А. Столетов, Ф. Ленард, 1888-1889) фотоелементу відіграло важливу роль в експериментальному обґрунтуванні квантової теорії. У 1905 р. А. Ейнштейн, розвиваючи квантову гіпотезу Планка, дійшов висновку про наявність у електромагнітного випромінювання корпускулярних властивостей. Введене ним уявлення про *кванти* випромінювання – частинки світла, які пізніше одержали назву *фотонів*<sup>1)</sup>, – дозволило пояснити незрозумілі у межах електромагнітної теорії експериментальні закономірності фотоелементу.

На ранньому етапі розвитку квантової теорії фотоелектричні вимірювання відіграли важливу роль при визначенні однієї з фундаментальних величин – сталої Планка.

### 2.1 Теоретичні відомості

Для експериментального вивчення фотоелементу всередину вакуумної трубки з кварцовим віконцем, *рисунок 32.1*, поміщають пластинку досліджуваного металу *K*, яка називається *фотокатодом*. Пучок монохроматичного світла, проходячи крізь кварцове віконце, освітлює *фотокатод* і вибиває з нього електрони (*фотоелектрони*). Кварцове скло застосовується тому, що воно пропускає не тільки видиме світло, але і ультрафіолетове випромінювання. Друга металева пластина *A* служить анодом (*колектором електронів*). Трубка включається в електричне коло. Під дією електричного поля у просторі між катодом і анодом

---

<sup>1)</sup> фотон – від грець. φωτός – світло.

фотоелектрони прямують до анода і створюють у колі електричний струм – *фотострум*, величина якого вимірюється гальванометром  $G$ .

Найважливіші закономірності зовнішнього фотоефекту такі:

- Для даного металу максимальна кінетична енергія фотоелектронів лінійно зростає з частотою падаючого світла (залежить прямо пропорційно від частоти світла) і не залежить від інтенсивності світла – *перший закон фотоефекту*.
- При фіксованій частоті світла повна кількість фотоелектронів, емітованих поверхнею металу за  $1\text{ с}$  (максимальна сила фотоструму – *фотострум насичення*) пропорційна інтенсивності світлового потоку – *другий закон фотоефекту*.
- Для кожної речовини існує своя “червона границя” фотоефекту –  $\lambda_0$ , або  $\nu_0$ , тобто фотоефект спостерігається лише тоді, коли довжина хвилі  $\lambda$  падаючого світла не перевищує певного, характерного для даної речовини, значення  $\lambda_0$ , або коли частота світла не менше відповідного значення  $\nu_0 = \frac{c}{\lambda_0}$ , де  $c$  – швидкість світла у вакуумі – *третій закон фотоефекту*.

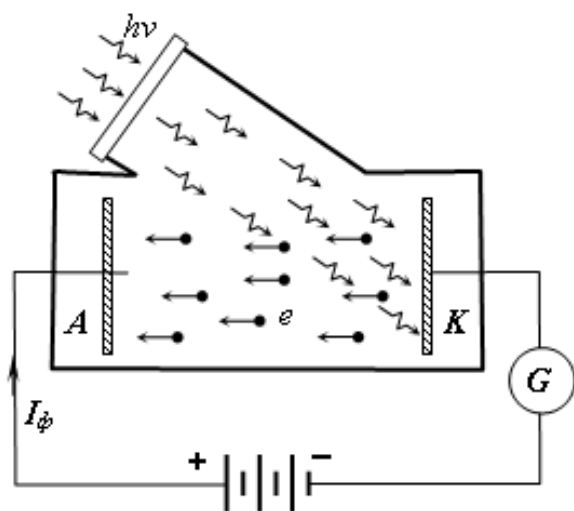


Рисунок 32.1 – Загальний вигляд установки для дослідження фотоефекту

Відмітимо також, що зовнішній фотоефект – практично *безінерційне* явище, тобто фотострум у колі виникає і припиняється без затримки у часі, одночасно з початком або припиненням освітлювання фотокатода.

З точки зору класичної хвильової теорії світла закони фотоефекту незбагнені, в той же час квантова теорія дозволяє пояснити їх просто і зрозуміло.

У рамках квантової теорії зовнішній фотоефект розглядається як результат взаємодії фотонів з електронами провідності, які знаходяться поблизу поверхні металу.

Як свідчить теорія, електрон у вільному стані не може поглинути фотон, оскільки при цьому не можуть бути одночасно виконані закони збереження енергії та імпульсу. Фотоефект з твердих, рідких тіл, а також з атомів та молекул стає можливим через існування зв'язку електрона з оточенням. Цей зв'язок характеризується *роботою виходу*  $A_{\text{вих}}$  електрона. Під роботою виходу розуміють *енергію, яку необхідно затратити для вилучення електрона з твердої або рідкої*

речовини у вакуум в стан з нульовою кінетичною енергією. Роботу виходу зазвичай вказують у електрон-вольтах  $1 \text{ eV} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$ .

При взаємодії з одним з електронів речовини фотон поглинається цілком і передає електрону свою енергію. Якщо енергія фотона  $E = h\nu$  була достатньо велика, тобто більша за роботу виходу, електрон може подолати сили, які утримують його в речовині, і вилетіти у вакуум. Застосувавши до електрон-фотонної взаємодії закон збереження енергії, Ейнштейн одержав рівняння для визначення максимальної швидкості  $v_{\text{max}}$  фотоелектронів:

$$h\nu = A_{\text{вих}} + \frac{mv_{\text{max}}^2}{2}, \quad (32.1)$$

де  $m$  – маса електрона,  $h = 6,63 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}$  – стала Планка,  $A_{\text{вих}}$  – робота виходу. Це рівняння добре узгоджується з експериментом і дозволяє зрозуміти основні закономірності фотоефекту. Воно пояснює, зокрема, чому при зменшенні частоти падаючого світла, при деякій певній частоті  $\nu_0$ , фотоемісія електронів припиняється: електрон не може покинути метал, якщо енергія, надана йому фотоном, менша за роботу виходу  $A_{\text{вих}}$ . Тому мінімальна частота світла  $\nu_0$ , при котрій ще можливий фотоефект (червона границя фотоефекту), визначається з рівняння (32.1) за умови  $\frac{mv_{\text{max}}^2}{2} = 0$ , тобто при такій частоті енергії фотона вистачає лише на роботу виходу електрона:

$$h\nu_0 = A_{\text{вих}}. \quad (32.2)$$

Отже, не будь-яке випромінювання здатне спричинити фотоефект. Наявність червоної границі – одна з суттєвих особливостей фотоефекту. З цієї причини фотоефект відноситься до так званих *порогових* явищ.

Рівняння Ейнштейна (32.1) відноситься до окремого акту взаємодії одного фотона з одним електроном. Збільшення інтенсивності світла веде лише до зростання кількості фотонів, а відтак до збільшення числа взаємодій електронів з фотонами за одиницю часу. Звідси – пряма залежність між інтенсивністю падаючого світла і кількістю утворених фотоелектронів, тобто максимальною силою фотоструму в колі – другий закон фотоефекту.

## 2.2 Експериментальна частина

Залежність  $I = f U$  – сили фотоструму  $I$  від напруги  $U$  між катодом і анодом фотоелемента – називають *вольт-амперною характеристикою (ВАХ) фотоелемента*. Загальний вигляд ВАХ фотоелемента показано на *рисунку 32.2*. Область  $U > 0$  на вольт-амперній характеристиці відповідає *прямому* включенню фотоелемента у коло. При прямому включенні потенціал анода має бути додатним відносно фотокатода, як показано на *рисунку 32.1*, а електричне поле у просторі між електродами примушує фотоелектрони рухатись від фотокатода

до анода (колектора електронів) – у колі виникає фотострум. При збільшенні  $U$  сила фотоструму монотонно зростає, прямуючи до певного максимального значення  $I_H$  – *фотоструму насичення*, яке залежить від інтенсивності світла, що падає на фотокатод.

При зміні полярності включення фотоелемента (*зворотне включення*) електричне поле між катодом і анодом буде гальмувати рух фотоелектронів. При поступовому збільшенні зворотної напруги деякі фотоелектрони втрачають можливість досягти анода і повертаються до катода, внаслідок чого спостерігається поступове зменшення сили фотоструму до повного його припинення при деякій величині  $U_3$ , яка називається *затримуючою напругою*. На вольт-

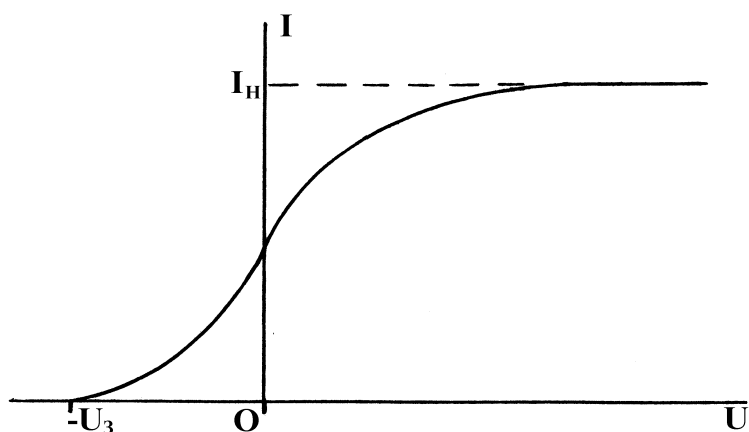


Рисунок 32.2 – Загальний вигляд вольт-амперної характеристики фотоелемента

амперній характеристиці зворотному включенню фотоелемента у коло відповідає область  $U < 0$ . Існування фотоструму при  $U < 0$  свідчить про те, що електрони вилітають з поверхні фотокатода з різними початковими швидкостями (різними значеннями початкової кінетичної енергії).

Робота електричного поля при переміщенні електрона від катода до анода  $W = eU$  витрачається на

зменшення кінетичної енергії електрона. Тому максимальна початкова швидкість  $v_{\max}$  фотоелектронів пов'язана з величиною затримуючої напруги співвідношенням:

$$eU_3 = \frac{mv_{\max}^2}{2}, \quad (32.3)$$

де  $e$  і  $m$  – заряд і маса електрона. Враховуючи (32.3), рівняння (32.1) можна подати у вигляді:

$$h\nu = A_{\text{вих}} + eU_3. \quad (32.4)$$

Отже, при експериментальному дослідженні фотоэффекту визначення максимальної кінетичної енергії фотоелектронів зводиться до вимірювання відповідної затримуючої різниці потенціалів  $U_3$ . У цьому полягає суть *методу затримуючої напруги*. Рівняння (32.4) дозволяє за відомими частотою  $\nu$  монохроматичного світла та затримуючою напругою  $U_3$  визначити роботу виходу електронів для даного матеріалу.

Рівняння (32.4) можна також застосувати і для визначення сталої Планка. Але у тих випадках, коли робота виходу відома не достатньо точно або взагалі



не відома, виконують вимірювання затримуючої напруги для двох відомих частот монохроматичного світла. Далі, записавши рівняння (32.4) для двох різних частот  $\nu_1$  і  $\nu_2$

$$h\nu_1 = A_{\text{вих}} + eU_1 \quad \text{та} \quad h\nu_2 = A_{\text{вих}} + eU_2$$

і вилучаючи з цих рівнянь  $A_{\text{вих}}$ , одержимо формулу для визначення сталої Планка:

$$h = \frac{e(U_1 - U_2)}{\nu_1 - \nu_2} = \frac{e(U_1 - U_2)\lambda_1\lambda_2}{c(\lambda_2 - \lambda_1)}, \quad (32.5)$$

де  $U_1$  і  $U_2$  – затримуючі напруги при освітленні фотокатода світлом з частотою  $\nu_1$  і  $\nu_2$  відповідно.

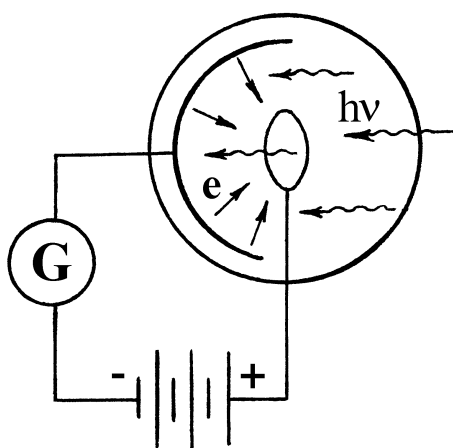


Рисунок 32.3 – Будова вакуумного фотоелемента

У даній лабораторній роботі для фотоелектричних вимірювань використовується серійний вакуумний фотоелемент СЦВ–4, виготовлений у вигляді скляного балона, всередині якого розміщені фотокатод та колектор електронів (рисунок 32.3). Фотокатод являє собою тонкі шари сурми та цезію, нанесені на одну з половин внутрішньої поверхні скляного балона. Сурм'яно-цезієві фотокатоли чутливі до ультрафіолетової та частини видимої області спектра ( $\sim$  до 600 нм). Металевий анод фотоелемента розташований у центральній частині скляного балона. Електричні контакти вмонтовані у цоколь фотоелемента. Світло від лампи розжарення освітлювача проходить крізь оптичний фільтр з відомою (ефективною) довжиною хвилі і падає на фотокатод. Фотострум, що виникає у колі фотоелемента, контролюється по шкалі гальванометра  $G$ . Різниця потенціалів між катодом і анодом фотоелемента відповідає зворотному включенню і може плавно регулюватися.

### 2.3 Порядок виконання роботи

1. Ознайомитись з установкою для фотоелектричних вимірювань.
2. Поставити оптичний світлофільтр з довжиною хвилі  $\lambda$  перед віконцем фотоелемента (довжина хвилі вказана на світлофільтрі).
3. Підключити установку до мережі живлення 220 В і ввімкнути лампу освітлювача.

*Увага! Вмикати лампу освітлювача слід тільки при встановленому світлофільтрі. При освітлюванні відкритим (не фільтрованим) випромінюванням фотокатод може на деякий час втратити чутливість, що спотворює результати вимірювань.*

4. Встановити на фотоелементі напругу  $U = 0$  і зафіксувати величину початкового фотоструму. Поступово збільшуючи зворотну напругу на фотоелементі, одержати залежність сили фотоструму від прикладеної зворотної напруги  $I = I(U)$  – частину вольт-амперної характеристики фотоелемента. Особливо ретельно слід виміряти затримуючу напругу  $U_3$  – мінімальну зворотну напругу, при якій фотострум припиняється.
5. Вимкнути освітлювач. Замінити світлофільтр. Повторити вимірювання згідно з п.4 для решти світлофільтрів. Одержані дані занести у таблицю.

## 2.4 Обробка результатів вимірювань

1. За одержаними даними вимірювань побудувати графічні залежності сили фотоструму від величини зворотної напруги для всіх значень довжин хвиль.
2. За формулою (32.5) розрахувати 4...5 значень сталої Планка, використовуючи щоразу результати вимірювань для різних пар світлофільтрів.
3. Оцінити похибки вимірювань сталої Планка. Записати результат. Зробити висновки.

## КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. У чому полягає явище зовнішнього фотоефекту? Поясніть зміст таких тверджень:
  - “фотоефект – квантове явище”;
  - “фотоефект – порогове явище”.
2. Поясніть будову схеми для експериментального дослідження закономірностей зовнішнього фотоефекту.
3. Що таке вольт-амперна характеристика фотоелемента? Поясніть її вигляд.
4. Як пояснюється явище зовнішнього фотоефекту в рамках елементарної квантової теорії?
5. Запишіть і поясніть рівняння Ейнштейна для зовнішнього фотоефекту. Який фундаментальний закон природи лежить в основі цього рівняння?
6. Сформулюйте основні закони фотоефекту. Обґрунтуйте основні закономірності зовнішнього фотоефекту за допомогою рівняння Ейнштейна.
7. Що таке червона границя фотоефекту? Від чого залежить значення частоти  $\nu_0$  (довжини хвилі  $\lambda_0$ ), які відповідають червоній границі?
8. Що таке робота виходу фотоелектрона? Від чого вона залежить?
9. У чому полягає метод затримуючої напруги? Як визначити цим методом роботу виходу фотоелектрона? сталу Планка?
10. Який вигляд має *ідеалізована* вольт-амперна характеристика, яка відповідає умовам, коли всі фотоелектрони матимуть однакову швидкість і однаковий напрям вильоту з поверхні металу?

### 3 Лабораторна робота № 33

#### ДОСЛІДЖЕННЯ СПЕКТРА ВИПРОМІНЮВАННЯ АТОМАРНОГО ВОДНЮ. ВИЗНАЧЕННЯ СТАЛОЇ РІДБЕРГА ТА МАСИ ЕЛЕКТРОНА

Прилади та приладдя:

- 1) розрядна трубка з воднем;
- 2) котушка Румкорфа з джерелом живлення ВС4-12;
- 3) спектроскоп СЛП-1;
- 4) газорозрядна ртутно-кварцова лампа ДРТ-200 з джерелом живлення.

У другій половині ХІХ ст. на основі численних і ретельних досліджень спектрів випромінювання тіл було встановлено, що випромінювання речовини у газоподібному стані, тобто ізольованих атомів, складається з окремих, різко означених ліній. У зв'язку з цим спектри випромінювання атомів були названі *лінійчатими*. Атоми кожного хімічного елемента випромінюють притаманний тільки їм лінійчатий спектр. Вид спектрів не залежить від способу їх збудження, тобто цілком визначається внутрішньою будовою атомів.

Першим успішним кроком у напрямку з'ясування внутрішньої будови атомів стали досліди Резерфорда (1911), в яких він спостерігав розсіювання  $\alpha$ -частинок атомами речовини. Результати цих експериментів стали основою відомої *планетарної (ядерної)* моделі атома, згідно з якою атом складається з малого за розмірами,  $< 10^{-14}$  м, позитивно зарядженого ядра, в якому зосереджена майже уся,  $> 99,95\%$ , маса атома, та негативно заряджених легких електронів, які обертаються навколо ядра по замкнутих орбітах. Проте, з точки зору класичної електродинаміки, такий атом не може існувати у незмінному (стабільному) стані, оскільки електрони, внаслідок руху з прискоренням, повинні випромінювати енергію у вигляді електромагнітних хвиль, частота яких співпадає з частотою обертання електрона навколо ядра. Втрачаючи енергію на випромінювання, електрони повинні поступово наближатися до ядра і атоми дуже швидко припинили би своє існування (за розрахунками час падіння електронів на ядро  $\approx 10^{-8}$  с). Разом з тим і частота обертання електронів за таких умов мала би безперервно зростати, і спектр випромінювання атомів був би суцільний, а не лінійчатий. Отже, перші спроби застосувати закони класичної фізики до атомних систем свідчили про неспроможність такого підходу.

У 1913 р. Н. Бор, працюючи над проблемою будови атома, дійшов висновку, що, залишаючись на позиціях класичної електродинаміки, неможливо розробити теорію будови атома, яка пояснювала би і результати дослідів Резерфорда, і спектральні закономірності, і ряд інших дослідних фактів. Тому Бор, взявши за основу модель атома, запропоновану Резерфордом, доповнив її новими гіпотезами (Бор назвав їх *постулатами* – недоведеними твердженнями), котрі суттєво суперечили класичній електродинаміці.

Модель атома Бора відіграла виключно важливу роль у розвитку основних ідей сучасної квантової теорії.

### 3.1 Теоретичні відомості

#### 3.1.1 Постулати Бора. Походження лінійчатих спектрів

В теорії Бора розглядається будова та процеси випромінювання найпростіших атомів – атома водню та *воднеподібних* атомів, тобто іонів, які складаються з ядра, та одного електрона ( $He^+$ ,  $Li^{2+}$ ,  $Be^{3+}$  ...). Як відомо, заряд атомного ядра дорівнює  $+Ze$ , де  $Z$  – атомний номер елемента,  $e$  – елементарний заряд. У простішому варіанті теорії Бора вважається, що електрон рухається у полі ядра по круговій орбіті під дією кулонівської сили, яка надає електрону доцентрового прискорення. Повна енергія електрона у полі ядра – потенціальна + кінетична – і складає енергію атома. Згідно з законами класичної механіки, електрон може обертатися навколо ядра по круговій орбіті будь-якого радіуса, тобто ніяких обмежень на орбітальний рух електрона не існує, отже, і повна механічна енергія електрона в атомі може набувати довільних значень. Але Бор, всупереч таким твердженням класичної механіки, сформулював *постулати* про існування певних обмежень на рух електрона в атомі, стверджуючи, по суті, існування деяких додаткових, не класичних, законів руху та випромінювання в атомних системах.

**Перший постулат** (про існування стаціонарних станів). Електрон в атомі може здійснювати стійкий рух лише по певних, дозволених орбітах, які називаються *стаціонарними*. Обертаючись по будь-якій із стаціонарних орбіт, електрон не випромінює енергії, тобто повна енергія електрона у *стаціонарних станах* не змінюється. Кожному стаціонарному стану атома відповідає строго визначена енергія. Отже енергія атома може дорівнювати лише одному із певних значень:  $E_1, E_2, \dots, E_n, \dots$ , які називаються *енергетичними рівнями* або, загалом, *енергетичним спектром* атома. Інших значень енергія атома набувати не може.

**Другий постулат** (рівняння частот). Енергія атома може змінюватись тільки стрибкоподібно – шляхом *квантового переходу* (*квантового стрибка*) атома з одного стаціонарного стану в інший, що відповідає переходу електрона з однієї стаціонарної орбіти на іншу. При переході електрона з енергетичного рівня з більшою енергією  $E_k$  на рівень з меншою енергією  $E_n$  енергія атома зменшується і атом випромінює надлишкову енергію у вигляді кванта, енергія якого дорівнює різниці енергій атома на верхньому  $E_k$  і нижньому  $E_n$  рівнях:

$$h\nu_{kn} = E_k - E_n. \quad (33.1)$$

Рівняння (33.1) дозволяє зйти частоту  $\nu_{kn}$  кванта, який випромінюється у тому чи іншому переході, і називається *рівнянням частот*. Рівняння частот написано на основі закону збереження енергії.

При квантовому переході у зворотному напрямку,  $E_n \rightarrow E_k$ , атом *поглинає* відповідну кількість енергії. Набір усіх можливих частот  $\nu_{kn}$  при квантових переходах і визначає лінійчатий спектр випромінювання атома.

**Третій постулат** (умова квантування). Для вирішення питання про те, які саме електронні орбіти в атомі є дозволеними, Бор сформулював ще одну, додаткову гіпотезу, яку називають *умовою квантування*, а саме: орбітальний момент імпульсу електрона на стаціонарній (дозволеній) орбіті повинен бути кратним величині  $\frac{h}{2\pi}$ :

$$mvr = n \frac{h}{2\pi}, \quad (33.2)$$

де  $m$  – маса електрона;  $v$  – швидкість його руху по орбіті;  $r$  – радіус орбіти;  $h$  – стала Планка;  $n=1,2,3,\dots$  – номер стаціонарної орбіти, якщо вести відлік від ядра атома.

### 3.1.2 Теорія Бора для воднеподібних атомів

В теорії Бора вважається, що рух електрона по круговій стаціонарній орбіті відбувається за законами класичної механіки під дією сили Кулона  $F_{\text{кул}}$ , яка відіграє роль доцентрової сили. Оскільки маса  $m$  електрона значно менша від маси ядра атома, можна вважати ядро нерухомим. Розмістимо ядро у початку системи координат і запишемо другий закон Ньютона для електрона, який рухається зі швидкістю  $v$  навколо ядра по круговій орбіті радіуса  $r$ :

$$ma = F_{\text{кул}}; \rightarrow m \frac{v^2}{r} = \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r^2}. \quad (33.3)$$

Повна енергія  $E$  електрона на відстані  $r$  від ядра буде дорівнювати сумі його кінетичної  $K = \frac{mv^2}{2}$  і потенціальної  $\Pi = -\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r}$  енергій:

$$E = K + \Pi = \frac{mv^2}{2} - \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r}. \quad (33.4)$$

Від'ємне значення потенціальної енергії електрона відповідає характеру взаємодії між електроном і ядром: електрон притягується до ядра.

Рівняння (33.2), (33.3), (33.4) утворюють систему, розв'язавши яку відносно  $r$  і  $E$ , можна знайти радіуси стаціонарних орбіт та енергію атома у відповідних стаціонарних станах. Для цього, вилучаючи швидкість  $v$  з рівнянь (33.2) та (33.3), знайдемо радіуси стаціонарних орбіт:

$$r_n = \frac{\epsilon_0 h^2}{\pi m e^2} \cdot \frac{n^2}{Z}. \quad (33.5)$$

Для визначення енергії  $E_n$  стаціонарних станів атома виключимо  $v^2$  з рівнянь (33.3) та (33.4), і в одержане таким чином співвідношення:

$$E = -\frac{Ze^2}{8\pi\epsilon_0 r}$$

підставимо замість  $r$  значення  $r_n$  з формули (33.5). Після очевидних перетворень отримаємо:

$$E_n = -\frac{me^4}{8\epsilon_0^2 h^2} \cdot \frac{Z^2}{n^2}. \quad (33.6)$$

Ми одержали дискретний набір значень енергії електрона в атомі водню – енергетичний спектр атома. При  $Z=1$  та  $n=1$  формули (33.5) та (33.6) приводять до значень  $r_1$  і  $E_1$  – радіуса першої, найближчої до ядра, стаціонарної орбіти в атомі водню та енергії атома водню у найнижчому енергетичному стані, який називають *основним станом*. Величину  $r_1 = 0,529 \cdot 10^{-10}$  м називають *борівським радіусом*, а  $E_1$  – енергією *основного стану* атома водню. Легко бачити, що, використовуючи значення  $r_1$  та  $E_1$ , формули (33.5) та (33.6) можна подати у вигляді:

$$r_n = r_1 \cdot \frac{n^2}{Z}; \quad E_n = E_1 \cdot \frac{Z^2}{n^2}.$$

В атомній фізиці при вимірюваннях енергії частинок, атомів, молекул користуються більш зручною, аніж джоуль, позасистемною одиницею – *електрон-вольт*:  $1 \text{ eV} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$ . У таких одиницях енергія основного стану атома водню  $E_1 = -13,6 \text{ eV}$ . Отже, радіуси стаціонарних орбіт, а також енергетичні рівні атома водню та будь-якого воднеподібного атома легко розраховуються через борівський радіус  $r_1$  та енергію  $E_1$  основного стану атома водню.

### 3.1.3 Спектри випромінювання воднеподібних атомів. Формула Бальмера – Рідберга

Для визначення частот  $\nu_{kn}$  спектральних ліній випромінювання воднеподібних атомів звернімося до *рівняння частот* (33.1). Підставивши у це рівняння замість величин  $E_k$  і  $E_n$  їх значення згідно з (33.6), одержимо:

$$\nu_{kn} = \frac{me^4}{8\epsilon_0^2 h^3} \cdot Z^2 \left( \frac{1}{n^2} - \frac{1}{k^2} \right), \quad k > n.$$

Скориставшись співвідношенням  $\nu = \frac{c}{\lambda}$  між частотою та довжиною хвилі світла, останню формулу можна перетворити до вигляду:

$$\frac{1}{\lambda_{kn}} = \frac{me^4}{8\varepsilon_0^2 h^3 c} \cdot Z^2 \left( \frac{1}{n^2} - \frac{1}{k^2} \right)$$

або

$$\frac{1}{\lambda_{kn}} = R \cdot Z^2 \left( \frac{1}{n^2} - \frac{1}{k^2} \right), \quad k > n, \quad (33.7)$$

де літерою  $R$  позначено величину

$$R = \frac{me^4}{8\varepsilon_0^2 h^3 c}. \quad (33.8)$$

Величина  $R$  називається *сталою Рідберга*,  $R = 1,097 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$ .

Формула (33.7), одержана Бором у 1913 р. теоретично, була встановлена експериментально у 1885 р. за результатами спектральних вимірювань і відома як *формула Бальмера – Рідберга*.

Для з'ясування деяких важливих понять, які використовуються при обговоренні атомних спектрів, розглянемо діаграму енергетичних рівнів атома водню (*рисунки 33.1*).

Дискретні значення енергії атома  $E_1, E_2, \dots, E_n \dots$  показані на схемі горизонтальними лініями, а переходи атома між енергетичними рівнями – вертикальними стрілками. Згідно з (33.5) і (33.6), чим більше  $n$ , тим далі від ядра знаходиться електрон і тим вище лежить відповідний енергетичний рівень на діаграмі. Загалом в атомі існує нескінченна кількість можливих стаціонарних станів між основним рівнем з енергією  $E_1 = -13,6 \text{ eV}$  і рівнем  $E_\infty = 0$ , який відповідає стану *іонізації* атома водню (при  $n \rightarrow \infty$  радіус  $r_n \rightarrow \infty$ ). Енергію іонізації атома водню  $E_i$ , тобто мінімальну енергію, потрібну для вилучення електрона з атома водню, який перебував у основному стані, легко знайти:

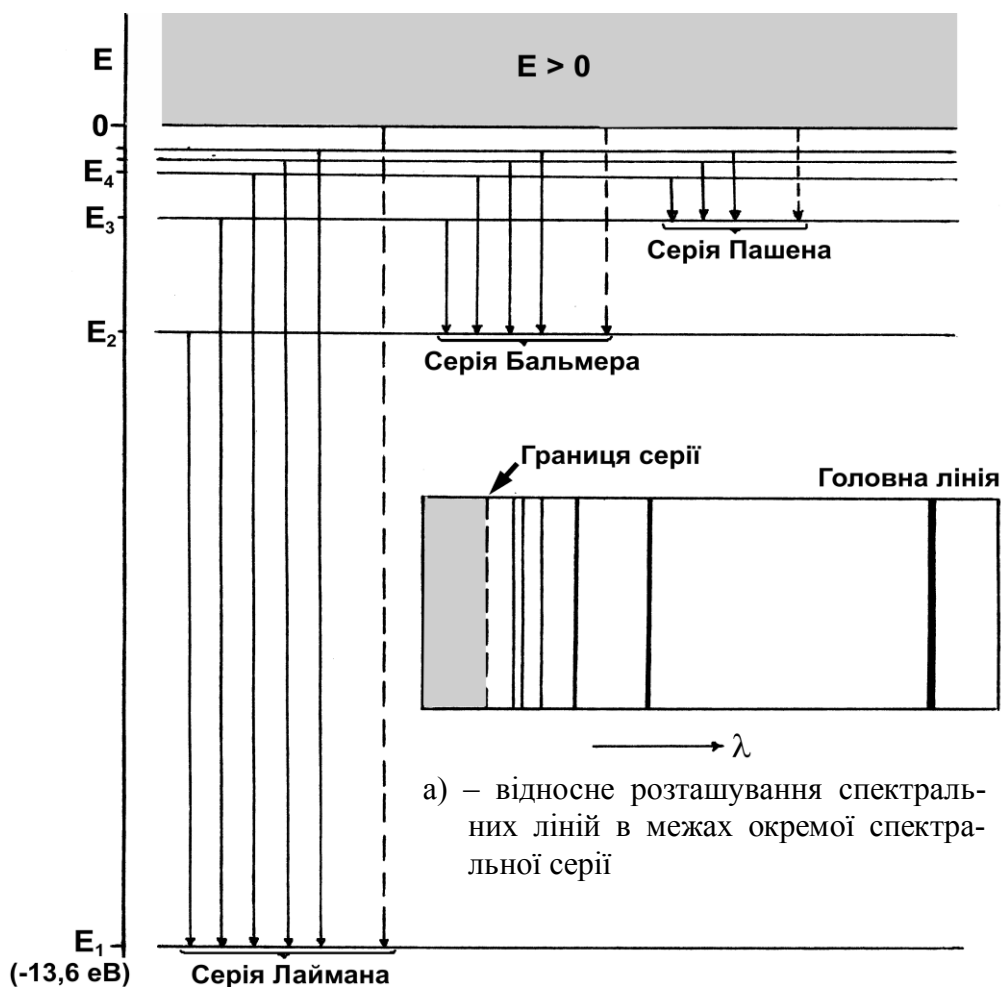
$$E_i = E_\infty - E_1 = -E_1 = 13,6 \text{ eV}.$$

Область енергій  $E < 0$  на діаграмі відповідає електрону, який знаходиться на одній із стаціонарних орбіт у атомі, тобто перебуває у *зв'язаному стані*. У цій області енергія електрона може змінюватися лише дискретно. В області енергій  $E > 0$  електрон втрачає зв'язок з ядром атома (наприклад, в результаті іонізації атома) і стає *вільним електроном*. Енергія електрона у такому випадку може набувати будь-яких довільних значень, тобто може змінюватися неперервно.

За відсутності зовнішніх впливів атом завжди перебуває у основному стані  $n=1$ . Всі енергетичні рівні атома, розташовані вище основного, називаються *збудженими*, оскільки для переходу електрона на такі рівні атому необхідно надати певну кількість енергії  $\Delta E = E_n - E_1$  – *енергію збудження*. Таку енергію атом може одержати, поглинувши квант випромінювання відповідної частоти від зовнішнього джерела (*радіаційне збудження*), або внаслідок не-

*пружного* зіткнення з іншим атомом або електроном (*збудження ударом*). Час існування атома у збуджених станах (*час життя*)  $\Delta t \approx 10^{-8} \text{ c}$ , після чого атом самовільно (*спонтанно*) переходить на один з нижче розташованих енергетичних рівнів, висвітлюючи квант випромінювання, частота якого, згідно з (3.7), залежить від номерів верхнього та нижнього рівнів.

Спектр випромінювання атома поділяється на відокремлені одна від одної групи спектральних ліній, які мають схожий вигляд, але розташовані у різних областях шкали електромагнітних хвиль. Такі групи називають *спектральними серіями*. Лінії окремої спектральної серії виникають при переходах електрона



б) – схема розташування енергетичних рівнів та квантових переходів в атомі водню

Рисунок 33.1 – Енергетичні рівні та спектр атома водню

на один, *певний*, нижній рівень з різних, розташованих вище, енергетичних рівнів. Кожна серія починається з *головної лінії* – першої і найбільш яскравої у даній серії спектральної лінії. Далі розташування ліній у серії ущільнюється і вони поступово “сходяться” до *границі серії*, яка має мінімальну для даної серії довжину хвилі (*рисунок 33.1. а*).



Перші три серії спектра випромінювання водню такі (рисунк 33.1, б):

**Серія Лаймана** – була відкрита у 1906 р. в *ультрафіолетовій* області. Спектральні лінії серії Лаймана виникають при переходах атома з будь-яких збуджених станів у основний стан. У формулі (33.7) переходам серії Лаймана відповідають значення  $n = 1$  і  $k = 2, 3, 4, \dots$

**Серія Бальмера** – відкрита у 1885 р першою з решти спектральних серій. Утворена переходами атома на енергетичний рівень  $n = 2$  з усіх розташованих вище рівнів ( $k = 3, 4, 5, \dots$ ). Серія Бальмера починається у *видимій* області з головної лінії червоного кольору і закінчується у ближній ультрафіолетовій області.

**Серія Пашена** ( $n = 3$  і  $k = 4, 5, 6, \dots$ ) – відкрита у 1908 р. і лежить у *інфрачервоній* області.

### 3.2 Експериментальна частина

Для спектральних вимірювань у даній роботі використовується призмий спектроскоп СЛП-1. Основним елементом спектроскопа є скляна тригранна призма, яка розгортає досліджуване випромінювання у спектр. Джерело досліджуваного випромінювання розміщується перед вхідною щілиною об'єктива спектроскопа (коліматора) – оптичної системи для створення паралельного пучка променів. Проходячи крізь призму, промені внаслідок *дисперсії* відхиляються на той чи інший кут в залежності від довжини світлової хвилі. Спостереження ведуть через окуляр зорової труби. В спектроскопах з великою дисперсією досліджуване випромінювання розгортається призмою у великому інтервалі кутів, тому в полі зору окуляра можна спостерігати лише ту чи іншу ділянку спектра. У таких випадках конструкція спектроскопа передбачає можливість плавним поворотом призми переміщувати зображення спектра у полі зору окуляра. Поворот призми здійснюється за допомогою рукоятки барабана, оздобленого вимірювальною шкалою.

Перш ніж починати спектральні вимірювання, кожний спектроскоп необхідно *проградувати*, тобто встановити залежність показів шкали барабана даного спектроскопа від довжини хвилі випромінювання:  $N = N \lambda$ . Таку залежність зазвичай подають у графічній формі і називають *дисперсійною кривою*. На практиці дисперсійну криву приладу можна побудувати, виконавши попередньо вимірювання будь-якого *відомого* лінійчатого спектра, який містить достатню кількість яскравих спектральних ліній у видимій області. Зручним для градування є, наприклад, спектр випромінювання атомів ртуті, який і використовується у даній роботі.

Спектр випромінювання ртуті одержують за допомогою ртутно-кварцової лампи ДРТ-200 (дугова ртутна трубка потужністю 200 Вт). Кварцова трубка лампи заповнена аргоном до тиску в кілька *мм. рт. ст.* В середину трубки додають невелику кількість рідкої ртуті, дозовану таким чином, щоб при робочій температурі лампи уся ртуть випаровувалася і при цьому створювався парціальний тиск ртутних парів  $\sim 1,0 \dots 1,2$  атм. При подачі напруги в лампі виникає

## Фізика атома, атомного ядра та фізика твердого тіла

електричний (дуговий) розряд, в якому починається процес збудження атомів ртуті *електронними ударами*. Під час роботи кварцова трубка нагрівається до 700...750 К, а температура розряду в лампі сягає 6000...6500 К. Спектр випромінювання ртуті містить ряд інтенсивних ультрафіолетових та видимих ліній (*таблиця 33.1*). Для захисту очей від шкідливої дії ультрафіолетового випромінювання лампу розміщують у металевому кожусі.

*Таблиця 33.1 – Довжини хвиль найбільш яскравих ліній в спектрі випромінювання ртутної лампи ДРТ-200*

| Колір лінії | Відносна яскравість (візуальна оцінка) | Довжина хвилі, нм |
|-------------|--|-------------------|
| Жовтогаряча | < 1                                    | 612,4             |
| Жовта       | 10                                     | 579,1             |
| Жовта       | 8                                      | 577,0             |
| Зелена      | 10                                     | 546,1             |
| Блакитна    | 1                                      | 491,6             |
| Синя        | 8                                      | 435,8             |
| Фіолетова   | 1                                      | 407,8             |
| Фіолетова   | 2                                      | 404,8             |

При дослідженнях спектра водню у видимій області джерелом світла служить *воднева газорозрядна трубка*. Трубку (скляну або кварцову) заповнюють воднем до тиску  $\sim 5 \dots 10$  мм. рт. ст. і герметизують. З обох кінців у трубку введені електроди, до яких через зовнішні контакти підводять імпульсну високу напругу від котушки Румкорфа – багатовиткової індукційної котушки, в якій при періодичних перериваннях електричного струму виникає *ерс* самоіндукції  $\sim 10 \dots 15$  кВ. У середній частині водневої трубки її внутрішній діаметр роблять дуже малим (капіляр), за рахунок чого густина розрядного струму в капілярі зростає і при виникненні електричного розряду ця частина трубки світиться найбільш яскраво.

### **3.3 Порядок виконання роботи**

1. Ознайомитись з лабораторною установкою для спектральних вимірювань. Звернути увагу на будову спектроскопа та котушки Румкорфа, з'ясувати місце розміщення на робочому столі ртутної і водневої трубок та джерел їх живлення. Перевірити надійність підключення з'єднувальних провідників.

2. Спрямувати об'єктив коліматорної трубки спектроскопа на вертикальне віконець у захисному кожусі ртутної трубки, встановивши його на одному рівні з віконцем на відстані 1...2 см від нього.
3. З дозволу та під керівництвом викладача або лаборанта ввімкнути ртутну трубку.

**Увага! Джерело живлення ртутної трубки слід підключати до мережі з напругою 127 В.**

4. Плавно обертаючи рукоятку барабана спектроскопа, встановити у полі зору окуляра зображення зеленої лінії спектра ртуті, після чого, зміщуючи вхідну щілину коліматорної трубки “вправо-вліво”, домогтися максимальної яскравості лінії у полі зору. Впевнитись, що спектральні лінії розташовані у полі зору вертикально. В разі потреби відрегулювати положення вхідної щілини спектроскопа.
5. Повільно обертаючи рукоятку барабана, переглянути увесь спектр випромінювання ртутної трубки, після чого перейти до вимірювань дисперсійної кривої. При вимірюваннях середину кожної спектральної лінії (дивись *Таблицю 33.1*) слід сумістити із спеціальною трикутною позначкою в полі зору окуляра, після чого записати відповідний відлік по шкалі барабана. Після закінчення вимірювань відключити ртутну трубку від джерела живлення.
6. Побудувати на міліметровому папері градувальну (дисперсійну) криву спектроскопа.
7. З дозволу та під керівництвом викладача або лаборанта ввімкнути водневу трубку. Пам'ятайте, що котушка Румкорфа, від якої живиться розряд у трубці, підключається до низьковольтного випрямляча (6 – 12 В), але напруга на виході котушки сягає 10 – 15 кВ!
8. Наведіть об'єктив спектроскопа на середню частину водневої трубки (капіляр) і знайдіть лінії спектра водню. Починати пошук ліній треба з найбільш інтенсивної червоної лінії (головної лінії серії Бальмера). Для кожної з спектральних ліній водню записати відповідний відлік по шкалі барабана. Слід відзначити, що в спектрі водневої трубки поряд з окремими лініями атомного спектра спостерігається смугастий спектр молекулярного водню, на який під час вимірювань не слід звертати уваги.

### **3.4 Обробка результатів вимірювань**

1. За допомогою градувальної кривої знайти для кожного відліку  $n.8$  розділу 3.3 довжину хвилі для червоної, блакитної та фіолетових ліній в спектрі водню.
2. Для кожної із знайдених ліній визначити на діаграмі (*рисунок 33.1*) номери енергетичних рівнів відповідних квантових переходів  $i$ , користуючись формулою (33.7), розрахувати значення сталої Рідберга.
3. Знайти середнє значення сталої Рідберга і оцінити похибку вимірювань.
4. За одержаним середнім значенням  $R$ , на основі формули (33.8), розрахувати

масу  $m$  електрона.

5. Записати кінцеві результати вимірювань. Зробити висновки.

## КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Назвіть найбільш суттєві положення моделі атома Резерфорда. Поясніть, які саме спостереження у дослідах Резерфорда підтверджують ці положення.
2. Чому атоми, побудовані за моделлю Резерфорда, не можуть бути стабільними з класичної точки зору? Як це протиріччя вирішується у теорії Бора?
3. Як теорія Бора пояснює походження *лінійчатих* спектрів випромінювання атомів?
4. Поясніть, чому теорію Бора іноді називають *напівкласичною*, а саме, які положення теорії:
  - узгоджуються із законами класичної фізики;
  - не можуть бути обґрунтовані законами класичної фізики?
5. Які атоми називають воднеподібними? У чому схожі та у чому відмінні спектри випромінювання атомарного водню та воднеподібних атомів?
6. Чи будуть спостерігатися у спектрах атомарного водню та воднеподібного гелію  $He^+$  деякі лінії з однаковими частотами?
7. Що таке основний стан атома? Чому дорівнює мінімальна енергія, яку здатен поглинути атом водню в основному стані?
8. Що таке енергія іонізації атома? Чому дорівнює енергія іонізації воднеподібного гелію  $He^+$ ; літію  $Li^+$ ?
9. Нехай атом здійснює випромінювальний квантовий перехід між енергетичними рівнями з номерами  $k$  та  $n$   $k > n$ . Виходячи з формули (33.7), напишіть відповідні формули для визначення:
  - частоти  $\nu_{kn}$  та циклічної частоти  $\omega_{kn}$  кванта випромінювання;
  - енергії та імпульсу кванта випромінювання.
10. Що таке спектральна серія; головна лінія серії; границя серії? Скільки спектральних ліній містить (теоретично) спектральна серія? Скільки спектральних серій містить (теоретично) спектр випромінювання водню?
11. Які процеси призводять до збудження випромінювання ртутної або водневої трубки електричним розрядом? З якою метою використовується у даній роботі ртутно-кварцова трубка?

## 4 Лабораторна робота № 34

### ВИЗНАЧЕННЯ ПЕРІОДУ НАПІВРОЗПАДУ РАДІОАКТИВНОГО ІЗОТОПУ.

### ВИЗНАЧЕННЯ КОЕФІЦІЄНТА ПОГЛИНАННЯ РАДІОАКТИВНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ МАТЕРІАЛАМИ

Прилади та матеріали:

- 1) радіоактивні препарати низької активності;
- 2) вимірювальна установка з малим фоном УМФ – 1500 М;
- 3) перелічувальний прилад ПП – 16;
- 4) набір алюмінієвих пластинок товщиною 0,1 – 0,2 мм;
- 5) мікрометр та секундомір.

### 4.1 Теоретичні відомості

#### 4.1.1 Склад та характеристики атомних ядер

Будь-яке атомне ядро складається з *протонів* та *нейтронів*, зв'язаних між собою ядерними силами. Спільна назва цих частинок – *нуклони*. *Протон* ( $p$ ) – позитивно заряджена частинка з зарядом, рівним елементарному заряду. Маса протона майже у 2000 разів перевищує масу електрона:  $m_p = 1836m_e$ . *Нейтрон* ( $n$ ) – електрично нейтральна частинка. Маса нейтрона близька до маси протона:  $m_n = 1839m_e$ . У вільному стані протон – стабільна частинка, а нейтрон – нестабільний і самовільно розпадається, перетворюючись у протон, електрон та антинейтрино. Спін нуклонів однаковий і дорівнює  $\frac{1}{2}\hbar$ .

Основні величини, які характеризують склад ядра, – *зарядове число*  $Z$  та *масове число*  $A$ . Зарядове число  $Z$  (*атомний номер*) співпадає з кількістю протонів у ядрі і визначає заряд ядра:  $+Ze$ . Масове число  $A$  дорівнює сумарній кількості нуклонів у ядрі і *приблизно* відповідає масі ядра у *атомних одиницях маси*:  $1 \text{ а.о.м.} = 1,66 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$ . Різниця цих чисел дає кількість нейтронів  $N$  у ядрі:  $N = A - Z$ .

Склад ядра відображається у символічному позначенні:  ${}^A_Z X$ , де  $X$  – хімічний символ елемента, атому котрого належить дане ядро, наприклад,  ${}^{27}_{13} \text{Al}$ . Оскільки заряд ядра  $+Ze$  визначається номером елемента у періодичній таблиці Менделєєва, число  $Z$  у символічному позначенні вказувати не обов'язково, наприклад,  ${}^{27} \text{Al}$ .

Ядра з однаковим  $Z$ , але різними  $A$ , тобто різною кількістю нейтронів, називають *ізотопами* (від грец. *ἴσος* – *рівний, однаковий*; *τόπος* – *місце*). Більшість елементів мають декілька ізоотопів, наприклад, у простішого з елементів – водню – три ізоотопи:  ${}^1_1 \text{H}$  – *протій*,  ${}^2_1 \text{H}$  – *дейтерій* та  ${}^3_1 \text{H}$  – *тритій*. Хімічні властивості ізоотопів даного елемента однакові, проте *фізичні* властивості їхніх

ядер суттєво відрізняються. Загальна кількість відомих ізотопів складає близько 280 стабільних та більше 2000 нестабільних (радіоактивних).

#### 4.1.2 Стабільні і нестабільні ядра. Природна радіоактивність

Ядро атома, подібно атому у цілому, може перебувати у дискретних енергетичних станах. Як і у атомі, стан з найнижчою можливою енергією  $E_1$  називається *основним*, а стани з більшою ніж  $E_1$  енергією:  $E_2, E_3, \dots$  – *збудженими*. Але, на відміну від атомів, значення енергії різних станів ядра на кілька порядків перевищують відповідні величини у атомних системах і складають величини від  $\sim 10$  до  $1000$  кеВ. При переході збудженого ядра у основний стан надлишок енергії може виділятися як у вигляді кванта електромагнітного випромінювання –  $\gamma$ -кванта, так і шляхом випускання частинок: електронів, позитронів, протонів, нейтронів, легких ядер.

Проте для багатьох ядер навіть стан з найнижчою енергією (основний стан) може не бути цілком стабільним. Для таких ядер процес випромінювання тих чи інших частинок є *енергетично вигідним*, оскільки внаслідок таких перетворень (зміни кількості протонів та нейтронів у вихідному ядрі) утворюється нове, більш стійке, ядро іншого ізотопу. Ядра, які самовільно (спонтанно) перетворюються у ізотопи інших елементів, випромінюючи при цьому частинки або  $\gamma$ -кванти, називаються *радіоактивними*, а явище спонтанного перетворення ядер одних ізотопів у інші – *радіоактивністю*.

Радіоактивний розпад ядер – явище принципово *статистичне*. Це означає, що ядра розпадаються незалежно одне від одного і тому момент розпаду окремого радіоактивного ядра точно передбачити неможливо. Можна лише вказати, з якою *ймовірністю* розпадеться окреме ядро протягом того чи іншого проміжку часу. Однак для систем, які містять дуже велику кількість радіоактивних ядер, можна одержати певні закономірності зміни загального числа радіоактивних ядер з часом, і такі залежності виконуються дуже точно. Залежність кількості радіоактивних ядер даного ізотопу від часу:  $N = N_0 e^{-\lambda t}$  – називають *законом радіоактивного розпаду* (дивись розділ 4.1.4).

Радіоактивність ізотопів, які зустрічаються у земній корі, називається *природною*, а радіоактивність ізотопів, які у природних умовах не існують, але синтезовані штучним шляхом у лабораторних умовах – *штучною радіоактивністю*. Природна радіоактивність була відкрита А. Беккерелем у 1896 р. Про ядерну будову атомів у той час ще не було відомо.

#### 4.1.3 Основні види радіоактивності

Перші дослідження показали, що існують три види радіоактивних перетворень, які за традицією називають  $\alpha$ -,  $\beta$ - та  $\gamma$ -*радіоактивністю*. У наш час відомі ще кілька видів радіоактивності, але вони зустрічаються вкрай рідко.

При будь-яких радіоактивних перетвореннях ядер виконуються закони збереження енергії, імпульсу, моменту імпульсу (спіну), електричного заряду, а також зберігається загальна кількість нуклонів до і після перетворення.

*Альфа-радіоактивність* ( $\alpha$ -розпад) – спонтанне перетворення нестабільного ядра, в результаті якого утворюється нове ядро і масивна позитивно заряджена частинка ( $\alpha$ -частинка). Дослідження показали, що  $\alpha$ -частинки – це ядра ізотопу гелію  ${}^4_2\text{He}$ . Отже  $\alpha$ -випромінювання – це потік ядер гелію. Схему  $\alpha$ -розпаду деякого ізотопу  ${}^A_Z\text{X}$  можна подати у загальному вигляді:



де символічні позначення  $X$  та  $Y$  відносяться, відповідно, до вихідного та утвореного ізотопу. Отже, при  $\alpha$ -розпадах змінюється як масове число, так і атомний номер ізотопу. У формулі (34.1) збереження суми верхніх індексів до і після розпаду відповідає збереженню загальної кількості нуклонів, а збереження суми нижніх індексів – закону збереження електричного заряду. Альфа-радіоактивність зустрічається лише серед достатньо важких ізотопів:  $Z > 82$  та  $A > 208$ . Енергії  $\alpha$ -частинок для різних ізотопів лежать у межах від  $3,99 \text{ MeV}$  при розпаді ядра ізотопу  ${}^{232}\text{Th}$  до  $8,78 \text{ MeV}$  – у розпаді ядра ізотопу  ${}^{212}\text{Po}$ .

*Бета-радіоактивністю* ( $\beta$ -розпадом) називають процес спонтанного перетворення радіоактивного ядра у інше ядро з таким самим масовим числом  $A$  але з зарядовим числом, на одиницю більшим або меншим від  $Z$  вихідного ядра. Існують три види  $\beta$ -розпадів:

$\beta^-$ -розпад (*електронний*), в якому радіоактивне ядро випускає електрон та антинейтрино, а зарядове число утвореного ядра зростає на одиницю  $\Delta Z = +1$  :



$\beta^+$ -розпад (*позитронний*), при якому ядро випромінює позитрон<sup>1)</sup> та нейтрино<sup>2)</sup>, а зарядове число утвореного ядра зменшується на одиницю  $\Delta Z = -1$  :



*K-захоплення* (*захоплення електрона*) – процес, при якому ядро захоплює орбітальний електрон (як правило, з найближчої до ядра, *K-оболонки*, звідси і назва процесу) та випускає нейтрино. При цьому один з протонів у ядрі перетворюється у нейтрон, внаслідок чого зарядове число ядра зменшується на одиницю  $\Delta Z = -1$  :



Той факт, що  $\beta^-$ - та  $\beta^+$ -частинки є по суті електрон та позитрон, був встановлений не одразу, але і після з'ясування цього факту терміном  *$\beta$ -частинка*, за

<sup>1)</sup> *Позитрон* (символ  $e^+$ ) – елементарна частинка з позитивним електричним зарядом, *античастинка* по відношенню до електрона; маси та спіни позитрона та електрона рівні.

<sup>2)</sup> *Нейтрино* (символ  $\nu$ ) – елементарна частинка з електричним зарядом, рівним нулю, та нульовою масою спокою. *Антинейтрино* (символ  $\bar{\nu}$ ) – античастинка по відношенню до нейтрино. Спіни нейтрино та антинейтрино дорівнюють  $\frac{1}{2}$ .

традицією, називають частинки (електрони та позитрони), які *утворюються у ядрі* в процесах  $\beta$ -розпадів.

Якщо  $\alpha$ -розпади спостерігаються виключно для важких ядер, то  $\beta$ -розпади зустрічаються практично при будь-яких значеннях масових чисел, починаючи з одиниці (*вільний нейтрон*). Енергії  $\beta$ -частинок для різних ядер лежать у межах від  $0,02 \text{ MeV}$  для розпаду ядра тритію  ${}^3_1\text{H}$  до  $13,4 \text{ MeV}$  для розпаду ізотопу бору  ${}^{12}_5\text{B}$ .

*Гамма-радіоактивність* ядер – явище випускання ядром кванта електромагнітного випромінювання високої енергії. При випромінюванні  $\gamma$ -кванта не змінюються ані масове число  $A$ , ані зарядове число  $Z$  ізотопу. Гамма-радіоактивність не розглядають як окремий, самостійний вид радіоактивності. Випромінювання  $\gamma$ -кванта завжди спостерігається як процес, що супроводжує  $\alpha$ - або  $\beta$ -розпади. Причина полягає у тому, що в результаті  $\alpha$ - або  $\beta$ -розпаду часто утворюється нове ядро у збудженому стані. Отже  $\gamma$ -кванти – це просто кванти великої енергії, випущені в результаті переходу збудженого ядра на рівень з меншою енергією. Енергія  $\gamma$ -кванта дорівнює різниці енергій двох станів ядра. Цей процес дуже схожий на випромінювання фотонів атомами, проте у разі випромінювання ядром енергія  $\gamma$ -квантів значно більша, до кількох *мегаелектронвольт*. Вимірювання енергії  $\gamma$ -квантів, які випромінюють збуджені ядра, дозволяють будувати детальні діаграми енергетичних рівнів ядер.

Підкреслимо, що явище радіоактивності пов'язане з властивостями саме атомних ядер і не залежить від зовнішніх умов (температури, тиску, електромагнітних полів, хімічного складу молекули, в яку входить радіоактивний атом тощо).

#### 4.1.4 Закон радіоактивного розпаду

Позначимо  $N(t)$  кількість радіоактивних ядер деякого ізотопу у довільний момент часу  $t$ , а кількість ядер ізотопу в початковий момент часу –  $N_0$ , тобто  $N_0 = N(0)$ . Внаслідок розпаду окремих ядер загальна кількість радіоактивних ядер  $N(t)$  поступово зменшується. Для виведення закону радіоактивного розпаду, тобто залежності  $N = N(t)$ , розглянемо короткий проміжок часу тривалістю  $dt$  від моменту  $t$  до  $t + dt$ . Знайдемо кількість ядер, що *розпалися* за цей проміжок часу, позначивши її  $dN'$ . Основною характеристикою здатності до розпаду ядер певного радіоактивного ізотопу є *стала розпаду*  $\lambda$ , яка чисельно дорівнює ймовірності розпаду одного ядра даного ізотопу за одиницю часу. Очевидно величина  $dN'$  буде пропорційна наявній кількості  $N(t)$  радіоактивних ядер (які *ще не розпалися* до моменту  $t$ ), сталій розпаду  $\lambda$ , та тривалості проміжку часу  $dt$ :

$$dN' = \lambda \cdot N \cdot dt.$$

Відповідна зміна кількості *радіоактивних* ядер (тих що не розпалися) за цей самий проміжок часу  $dN = -dN'$  (збільшення кількості ядер, що розпалися:



$dN' > 0$ , веде до зменшення числа ядер, які ще не розпалися:  $dN < 0$ ). Отже диференціальне рівняння для визначення залежності  $N$  від  $t$  має вигляд:

$$-dN = \lambda \cdot N \cdot dt, \quad (34.5)$$

Інтегруючи це рівняння по часу і враховуючи початкову умову  $N(0) = N_0$ , одержимо закон радіоактивного розпаду:

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t}. \quad (34.6)$$

Ядра різних радіоактивних ізотопів розпадаються з різною швидкістю, тому для кожного ізотопу стала розпаду має своє певне значення.

Поряд зі сталою розпаду  $\lambda$  радіоактивні ізотопи зазвичай характеризують ще двома величинами: *періодом напіврозпаду*  $T$  та *середнім часом життя*  $\tau$ .

*Періодом напіврозпаду* називають проміжок часу  $T$ , протягом якого число радіоактивних ядер даного ізотопу зменшується удвічі. Згідно з таким означенням,

$$N(t+T) = \frac{1}{2} N(t).$$

Враховуючи (34.6), отримаємо:

$$N_0 e^{-\lambda(t+T)} = \frac{1}{2} N_0 e^{-\lambda t}.$$

Розв'язавши останнє рівняння відносно  $T$ , знаходимо зв'язок між періодом напіврозпаду і сталою розпаду:

$$T = \frac{\ln 2}{\lambda}. \quad (34.7)$$

*Середнім часом життя* радіоактивних ядер називають величину, обернену до сталої розпаду:

$$\tau = \frac{1}{\lambda}.$$

Підставляючи величину  $\tau$  у рівняння (34.6), бачимо, що середній час життя дорівнює проміжку часу, протягом якого число радіоактивних ядер зменшується у  $e$  разів.

При роботі з *препаратами* радіоактивних речовин важливо знати швидкість розпаду ядер, тобто яка кількість радіоактивних ядер розпадається у препараті за одиницю часу. Така характеристика називається *активністю*  $a$ :

$$a = \frac{dN'}{dt} \quad \text{або} \quad a = -\frac{dN}{dt}.$$

Порівнюючи цей вираз з рівнянням (34.5) або диференціюючи рівняння (34.6) по часу, одержимо:

$$a = \lambda N \quad (34.8, \text{ а})$$

або

$$a(t) = \lambda N_0 e^{-\lambda t}. \quad (34.8, \text{ б})$$

В останній формулі добуток перед експонентою має фізичний зміст *початкової активності* препарату:  $a(0) = \lambda N_0 = a_0$ . Отже, формулу (34.8, б) можна подати у вигляді:

$$a(t) = a_0 e^{-\lambda t}. \quad (34.9)$$

Одиницею вимірювання активності в *СИ* є *бекерель*:  $1 \text{ Бк} = 1 \text{ розпад/с}$ . Поряд з бекерелем можна зустрітися і з позасистемною одиницею активності – *кюри*. Активність  $1 \text{ кюри} = 1 \text{ Ки}$  – дорівнює кількості розпадів, які відбуваються щосекунди в одному грамі чистого ізотопу  $^{226}\text{Ra}$ , період напіврозпаду якого  $T = 1620 \text{ років}$ . Співвідношення між цими одиницями таке:  $1 \text{ Ки} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ Бк}$ .

#### 4.1.5 Закон поглинання випромінювання

Потоки заряджених частинок, нейтронів та  $\gamma$ -квантів мають спільну назву – *іонізуючі випромінювання*. При проходженні крізь речовину такі частинки, втрачаючи свою енергію на іонізацію і збудження атомів та молекул речовини, поступово поглинаються. Процеси поглинання іонізуючих частинок дуже різноманітні і в значній мірі залежать як від характеристик частинок – енергії, маси, наявності електричного заряду, так і від характеристик поглинаючої речовини – атомного складу, агрегатного стану тощо.

*$\alpha$ -Частинки* внаслідок великої маси і наявності електричного заряду дуже швидко втрачають енергію при непружних зіткненнях з ядрами та при електромагнітних взаємодіях з ядрами і електронами атомів речовини. Тому  $\alpha$ -випромінювання дуже добре поглинається речовиною. Максимальні пробіги  $\alpha$ -частинок не перевищують кількох сантиметрів у повітрі та 0,1 мм у рідких або твердих матеріалах, а також у біологічних тканинах.

*$\beta$ -Частинки (електрони)*, маса яких значно менша, ніж у  $\alpha$ -частинок, мають пробіги до кількох метрів у повітрі та кількох сантиметрів у конденсованих середовищах і біологічній тканині.

*$\gamma$ -Кванти* внаслідок відсутності електричного заряду та маси спокою мають найбільшу проникну здатність. Середні пробіги  $\gamma$ -квантів у повітрі  $\sim 100 \text{ м}$ , а у конденсованих середовищах та біологічній тканині – до 10...15 см.

В роботі з джерелами радіоактивних випромінювань часто виникає потреба розраховувати ступінь поглинання іонізуючого випромінювання різними матеріалами. Детальні розрахунки поглинання різних видів випромінювання у тому чи іншому матеріалі досить складні. Складність таких розрахунків, особливо для потоків нейтронів та  $\gamma$ -квантів, пов'язана з необхідністю враховувати залежність поглинальних властивостей речовини від енергії частинок, а також часткове розсіювання випромінювання речовиною. Але для наближених оцінок

поглинання  $\beta$ - та  $\gamma$ -випромінювання певною речовиною можна користуватися спрощеною формулою, яка називається *законом поглинання випромінювання*. Виведення закону поглинання ґрунтується на таких самих міркуваннях, що і виведення закону радіоактивного розпаду (дивись *розділ 4.1.4*).

Будемо розглядати вузький пучок *моноенергетичних* частинок або квантів, які падають нормально на поверхню однорідної речовини (*поглинач*). Направимо координатну вісь  $X$  у напрямку руху частинок, а початок відліку координати  $x=0$  виберемо на поверхні поглинач. При такому способі відліку координата  $x>0$  буде показувати відстань від поверхні поглинач до точки, розташованої на глибині  $x$  у поглиначі. Позначимо  $N(x)$  кількість частинок пучка, які щосекунди перетинають одиничну площадку, розташовану на відстані  $x$  від поверхні поглинач перпендикулярно до напрямку руху частинок. Відповідну кількість частинок, що падають на поверхню поглинач, позначимо  $N(0) = N_0$  (*рисунок 34.1*). Залежність  $N = N(x)$  називають *законом поглинання*. Знайдемо цю залежність.

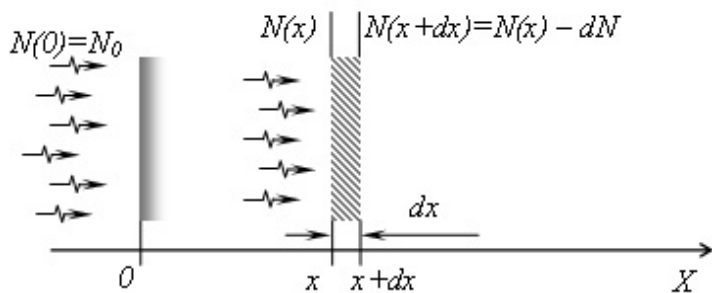


Рисунок 34.1 – До виведення закону поглинання

Частинки випромінювання поглинаються у речовині незалежно одна від одної і передбачити точно, на якій саме глибині відбудеться поглинання даної частинки, неможливо. Можна лише говорити про *ймовірність* поглинання окремої частинки на певному відрізку її шляху у даній речовині.

Це означає, що процеси поглинання частинок відносяться до *статистичних* явищ.

Позначимо літерою  $\mu$  – *ймовірність поглинання однієї частинки на одиничному відрізку шляху* у даній речовині. Величина  $\mu$ , яку називають *лінійним коефіцієнтом поглинання*, залежить як від енергії частинки, так і від складу речовини поглинач. Для моноенергетичних частинок і однорідної речовини коефіцієнт  $\mu$  можна вважати сталим.

Внаслідок поглинання окремих частинок загальна кількість частинок у пучку  $N(x)$  поступово зменшується. Для виведення закону поглинання розглянемо тонкий шар речовини товщиною  $dx$ , розташований на відстані  $x$  від поверхні поглинач, тобто в інтервалі від  $x$  до  $x+dx$ . Кількість частинок, які будуть поглинуті у цьому шарі,  $dN'$ , пропорційна лінійному коефіцієнту поглинання  $\mu$ , товщині шару поглинач  $dx$  та кількості частинок  $N(x)$ , які досягли глибини  $x$ , уникнувши поглинання:

$$dN' = \mu \cdot N \cdot dx.$$

Відповідна зміна загальної кількості частинок у пучку (тих що не були поглинуті)  $dN' = -dN$  (збільшення кількості частинок пучка, які були поглинуті:  $dN' > 0$ , веде до зменшення кількості частинок, які ще не поглинуті:  $dN < 0$ ). Отже диференціальне рівняння для визначення залежності  $N$   $x$  має вигляд:

$$-dN = \mu \cdot N \cdot dx,$$

Інтегруючи це рівняння і враховуючи граничну умову  $N(0) = N_0$ , одержимо закон поглинання:

$$N(x) = N_0 e^{-\mu x} \quad (34.10, a)$$

або

$$N(x) = N_0 e^{-\frac{x}{\lambda}}, \quad (34.10. б)$$

де  $\lambda = \frac{1}{\mu}$  – товщина матеріалу, при якій інтенсивність випромінювання зменшується у  $e$  разів. Ця величина називається *середньою довжиною пробігу* частинок у речовині або *довжиною релаксації*.

Лінійний коефіцієнт поглинання прямо пропорційно залежить від густини  $\rho$  матеріалу поглинача. Тому часто, поряд з  $\mu$ , користуються *масовим коефіцієнтом поглинання*  $\mu_m$ :

$$\mu_m = \frac{\mu}{\rho}. \quad (34.11)$$

При даній енергії частинок коефіцієнт  $\mu_m$  має приблизно однакові значення для різних матеріалів.

Ще однією зручною характеристикою поглинача є *товщина половинного поглинання*  $\Delta$  – товщина шару поглинача, при якій потік випромінювання внаслідок поглинання зменшується удвічі. Коефіцієнт ослаблення  $\mu$  зв'язаний з величиною  $\Delta$  співвідношенням:

$$\Delta = \frac{\ln 2}{\mu}. \quad (34.12)$$

Порівняйте формулу (34.12) з формулою (34.7) і поясненнями до неї.

## 4.2 Експериментальна частина

### 4.2.1 Опис експериментальної установки

Установка з малим фоном УМФ-1500М складається з двох частин – рухомої та нерухомої. На нерухомій частині розміщені електрична схема лічильного пристрою з високовольтним джерелом живлення детекторів (лічильників) та кронштейн з закріпленими на ньому підставкою для досліджуваних препара-

тів і блоком детекторів. Рухома частина являє собою захисний свинцевий контейнер (екран), який в робочому положенні оточує з усіх боків підставку з досліджуванним препаратом та детекторами. В комплект установки входить також перелічувальний прилад ПП-16.

Вимірювання кількості радіоактивних розпадів ядер протягом деякого часу зводиться до вимірювання кількості іонізуючих частинок, які випромінює досліджувана речовина за цей час. Для реєстрації  $\beta$ -частинок (або  $\gamma$ -квантів) використовуються лічильники Гейгера – Мюллера, які відносяться до електронних газорозрядних детекторів. Металевий циліндричний тонкостінний корпус лічильника служить катодом. Анодом служить тонка металева нитка, розташована всередині, вздовж осі катода, яка вводиться у внутрішній простір лічильника через герметичні ізолюючі пробки. Лічильник заповнюють спеціальною газовою сумішшю до тиску 100 – 200 мм. рт. ст. При робочій напрузі (~ 300...700 В) між електродами лічильника створюється сильно неоднорідне електричне поле, напруженість якого різко зростає при наближенні до анода. Газ, що заповнює лічильник, сам по собі не проводить електричного струму. Але при потраплянні всередину лічильника іонізуючої частинки у газі утворюються вільні електрони (*первинна іонізація газу*), які під дією електричного поля починають рухатись до анода. Поблизу нитки анода напруженість електричного поля зростає настільки, що первинні електрони, прискорюючись полем, починають, у свою чергу, іонізувати молекули газу (*вторинна іонізація*). Тому при наближенні до анода число вільних електронів лавиноподібно зростає і у прианодному просторі виникає область *коронного розряду*, який поширюється вздовж нитки – в електричному колі лічильника проходить імпульс струму. Цей імпульс струму перетворюється електричною схемою лічильника в імпульс напруги, який фіксується перелічувальним приладом, – лічильник спрацьовує.

#### 4.2.2 Визначення періоду напіврозпаду ізотопу

У роботі визначається період напіврозпаду слаборадіоактивного ізотопу  $^{40}\text{K}$ . Висока хімічна активність чистого калію не дозволяє використовувати для вимірювань металевий калій. Тому в роботі використовується природна хімічна сполука – хлорид калію  $\text{KCl}$ .

Виходячи з формул (34.7) та (34.8), виразимо період напіврозпаду ізотопу через його активність та кількість радіоактивних ядер у препараті:

$$T = \frac{\ln 2}{a} N. \quad (34.13)$$

Якщо маса  $m$  даного ізотопу у препараті відома, то кількість ядер можна обчислити за відомою формулою:

$$N = \frac{m}{M} N_A,$$

де  $M$  – молярна маса ізотопу;  $N_A = 6,02 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1}$  – стала Авогадро.

Для ізотопів з дуже великим періодом напіврозпаду тривалість часу вимірювань активності препарату  $\Delta t$  (час спостереження) завжди набагато менший від періоду напіврозпаду  $T$ . У таких випадках кількість радіоактивних ядер у препараті, а отже і активність препарату протягом часу вимірювання можна вважати незмінними.

При реєстрації іонізуючих частинок за допомогою лічильника Гейгера слід враховувати, що лічильник реєструє не усі частинки, які утворюються в препараті внаслідок розпадів радіоактивних ядер. Деякі частинки не потрапляють до лічильника, оскільки випромінюються вбік від нього, деякі – поглинаються у самому препараті (самопоглинання). Крім того, навіть у разі потраплення до лічильника, деякі з частинок не будуть зареєстровані внаслідок існування коротких інтервалів часу, протягом яких лічильник відновлює робочий стан після реєстрації попередньої частинки (мертвий час). Таким чином, в експерименті вимірюється не справжня активність препарату, а пропорційна їй величина  $A_c$ , яка називається *швидкістю лічби* і зв'язана з істинною активністю співвідношенням:

$$a = kA_c.$$

Для установки УМФ-1500М, яка використовується у даній роботі,  $k \approx 340$ , тобто блок лічильників реєструє лише приблизно одну з 340 частинок, утворених у препараті.

Кількість ядер ізоотопу  $^{40}\text{K}$  у препараті природної солі  $\text{KCl}$  знайдемо так. Нехай  $m$  – маса солі  $\text{KCl}$ . Тоді масова доля чистого калію у препараті становить

$$\eta = \frac{M_K}{M_{\text{KCl}}} = \frac{39,1}{39,1+35,5} = 0,524,$$

де  $M_K$  та  $M_{\text{KCl}}$  – молярні маси калію та хлориду калію. Отже, маса калію у препараті дорівнює  $\eta m$ . Далі слід врахувати, що калій існує в земній корі у вигляді природної суміші трьох ізоотопів:  $^{39}\text{K}$  (93,22%);  $^{41}\text{K}$  (6,77%) та  $^{40}\text{K}$  (0,012%), з яких  $^{39}\text{K}$  і  $^{41}\text{K}$  – стабільні, а  $^{40}\text{K}$  – слаборадіоактивний. Отже, маса саме радіоактивного ізоотопу  $^{40}\text{K}$  у препараті дорівнює  $\delta \eta m$ , де  $\delta = 0,00012$ . Крім того, слід врахувати, що ядра ізоотопу  $^{40}\text{K}$  можуть розпадатися двома шляхами:

- ✓ шляхом  $\beta$ -розпадів (89% ядер) – такі розпади супроводжуються випромінюванням  $\beta$ -частинок з енергією до 1,32 МеВ, які і реєструються лічильниками;
- ✓ шляхом  $K$ -захоплень (11% ядер), при яких  $\beta$ -частинки не випромінюються і тому такі розпади не реєструються лічильниками.

Отже, маса ядер ізоотопу  $^{40}\text{K}$ , розпади яких будуть супроводжуватися випромінюванням  $\beta$ -частинок, дорівнює  $\varepsilon \delta \eta m$ , де  $\varepsilon = 0,89$ .

Таким чином під величиною  $N$  у формулі (34.13), слід розуміти ту кількість ядер ізоотопу  $^{40}\text{K}$  у досліджуваному препараті, які розпадаються з випромінюванням  $\beta$ -частинок:

$$N = \varepsilon \delta \eta \cdot \frac{m}{M} N_A.$$

Підставляючи одержані співвідношення для  $a$  та  $N$  у формулу (34.13), отримаємо робочу формулу для визначення періоду напіврозпаду ізотопу  $^{40}\text{K}$ :

$$T = \frac{\ln 2 \cdot \varepsilon \delta \eta}{k A_c} \frac{m}{M} N_A. \quad (34.14)$$

### 4.3 Порядок виконання роботи та обробка результатів вимірювань

Вимірювання активності слабо радіоактивних препаратів слід починати з перевірки правильної роботи перелічувального приладу ПП-16 та вимірювання природного радіаційного фону Землі, який створюється космічними випромінюваннями та земною радіацією.

*Космічні промені* – протони та  $\alpha$ -частинки високих енергій – надходять на Землю із глибин Всесвіту та частково утворюються на Сонці під час сонячних спалахів. Космічні промені можуть досягати поверхні Землі або взаємодіяти з верхніми шарами атмосфери, породжуючи вторинні випромінювання та утворюючи нові радіоактивні ізотопи, зокрема  $^{14}\text{C}$   $T = 5500$  років .

*Земна радіація* – це випромінювання від розсіяних у земній корі, ґрунті, повітрі, воді різноманітних природних радіоактивних ізотопів. Основні радіоактивні ізотопи, які зустрічаються у земній корі, це  $^{40}\text{K}$ ,  $^{87}\text{Rb}$ , а також  $^{238}\text{U}$  та  $^{232}\text{Th}$  з продуктами їх розпаду, зокрема,  $^{220}\text{Rn}$ ,  $^{222}\text{Rn}$ . Природний радіаційний фон існує на Землі від часу утворення Сонячної системи і позбутися його неможливо. Тому при вимірюваннях активності слаборадіоактивних ізотопів потрібно враховувати вклад у результати вимірювань природного радіаційного фону.

#### 4.3.1 Перевірка перелічувального приладу ПП-16

1. Ввімкнути прилад ПП-16 у мережу 220 В. Натиснути кнопку «СБРОС» на передній панелі приладу. При цьому повинні засвітитися індикатори нульових значень на декатронах в усіх розрядах лічильника. Поставити перемикач роду роботи у положення «~» та натиснути кнопку «ВЫХОД 1:1».
2. Натиснути кнопку «50 Гц» і одночасно включити секундомір. Через 1 хвилину зупинити лічбу, натиснувши кнопку «СТОП». При правильній роботі перелічувальний прилад покаже кількість імпульсів, близьку до  $N = 3000 \text{ хв}^{-1}$ . Натиснути кнопку «СБРОС» – покази всіх декатронів повинні встановитися у нульові положення. Повторити перевірку 1 – 2 рази.

### 4.3.2 Вимірювання природного фону

1. З дозволу та у присутності керівника занять, не підключаючи установки УМФ-1500М до мережі, встановити лічильники у блок детекторів, звертаючи увагу на полярність підключення.

*Увага! Металеві стінки корпусу газорозрядних детекторів внаслідок незначної товщини легко деформуються. Тому при маніпуляціях з лічильниками можна прикладати необхідні зусилля лише до ізолюючих пробок на кінцях корпусу лічильника.*

2. Встановити захисний свинцевий екран у робоче положення, підключити установку до мережі 220 В і ввімкнути живлення детекторів тумблером «ВКЛ». При цьому на лицьовій панелі установки УМФ-1500М повинна завітатися неонові лампочка. Дати прогрітися 2 – 3 хвилини.
3. Виміряти природний фон, для чого поставити перемикач роду роботи перелічувального приладу ПП-16 у положення «U», натиснути кнопку «ПУСК» і одночасно включити секундомір. Тривалість часу вимірювання фону не менше 5 – 10 хв. Записати у таблицю час вимірювання фону  $t_{\phi}$  та кількість зареєстрованих імпульсів фону  $N_{\phi}$ .

4. Розрахувати швидкість лічби детекторів при вимірюванні фону:  $A_{\phi} = \frac{N_{\phi}}{t_{\phi}}$ .

### 4.3.3 Вимірювання періоду напіврозпаду ізотопу $^{40}\text{K}$

1. Встановити препарат  $\text{KCl}$  на підставку блока детекторів всередині установки. Маса препарату вказана на упаковці.
2. Виміряти швидкість лічби детекторів  $A_{c+\phi}$  у присутності радіоактивного препарату. Для цього повторити вимірювання п.п. 2, 3 розділу 4.3.2.
3. Записати у таблицю час вимірювань  $t_{c+\phi}$  та кількість зареєстрованих імпульсів  $N_{c+\phi}$ .
4. Розрахувати швидкість лічби детекторів у присутності радіоактивного препарату:  $A_{c+\phi} = \frac{N_{c+\phi}}{t_{c+\phi}}$ .

*Умовне позначення «с+ф» («сіль плюс фон») відноситься до вимірювань швидкості лічби в присутності препарату разом з фоном. При таких вимірюваннях лічильники реєструють загальну кількість частинок  $N_{c+\phi}$ , як утворених безпосередньо у препараті –  $N_c$ , так і обумовлених фоном  $N_{\phi}$ . Очевидно,  $N_{c+\phi} = N_c + N_{\phi}$ . Переходячи до швидкості лічби, дістанемо, відповідно:  $A_{c+\phi} = A_c + A_{\phi}$ . Звідки швидкість лічби, обумовлена виключно препаратом (без фону), становитиме:*



$$A_c = A_{c+\phi} - A_\phi \quad (34.15)$$

5. Розрахувати за формулою (34.15) швидкість лічби  $A_c$ , після чого за формулою (34.14) визначити період напіврозпаду ізотопу  $^{40}\text{K}$  (у секундах та роках).

#### 4.3.4 Вимірювання коефіцієнта поглинання

Для вимірювань коефіцієнта поглинання радіоактивного випромінювання речовиною використовується препарат з дещо більшою активністю, ніж у попередньому досліді. Більша активність препарату дозволяє скоротити тривалість кожного вимірювання до *1 хвилини*.

Для визначення коефіцієнта поглинання знімають експериментальну залежність  $N = N x$  – швидкості лічби детекторів від товщини  $x$  поглинача, який розміщують між джерелом іонізуючого випромінювання (препаратом) та детекторами. В якості поглинача використовується набір алюмінієвих пластинок товщиною  $0,1 - 0,2$  мм.

1. Встановити препарат на підставку блоку детекторів.
2. Виміряти і записати у таблицю початкову швидкість лічби  $N'_0 = N_0$  – число зареєстрованих детекторами імпульсів за *1 хвилину*. Відсутність поглинаючих пластинок у даному вимірюванні відповідає товщині поглинача  $x = 0$  у формулі (34.10, а).
3. Покласти зверху на препарат першу пластинку поглинача, записавши в таблицю її товщину  $x_1$ . Якщо товщина пластинки невідома, її слід виміряти мікрометром. Повторити вимірювання згідно *n.1* швидкості лічби  $N'_1 = N x_1$  детекторів у присутності першої пластинки.
4. Додаючи щоразу по одній пластинці (тобто поступово збільшуючи загальну товщину поглинача) і вимірюючи товщину кожної чергової пластинки, визначити відповідну кількість зареєстрованих імпульсів  $N'_2, N'_3, \dots$ . Вимірювання продовжувати, доки кількість зафіксованих імпульсів не зменшиться принаймні у *2,5 – 3 рази* порівняно з початковим значенням  $N'_0$ . Результати вимірювань записати в таблицю.
5. Перерахувати одержані величин  $N'_0, N'_1, N'_2, \dots$  з поправкою на фон (дивись розділ 4.3.2):  $N_i = N'_i - N_\phi$ .
6. Побудувати на міліметровому папері графік експериментальної залежності  $N = N x$ , де  $x = \sum x_i$  – сумарна товщина пластинок поглинача у відповідному вимірюванні.
7. По графіку отриманої залежності  $N = N x$  знайти товщину шару половинного ослаблення  $\Delta$ .
8. Розрахувати за формулами (34.12) та (34.11) лінійний  $\mu$  та масовий  $\mu_m$  коефіцієнти поглинання для *алюмінію*.

## КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Яка будова атомних ядер? Що таке нуклон? Поясніть з допомогою символічних позначень ядер, що таке ізотопи. Наведіть приклади.
2. У чому полягає явище природної радіоактивності? Що таке іонізуючі випромінювання? Яка природа основних видів іонізуючих випромінювань?
3. Напишіть загальні схеми  $\alpha$ - та  $\beta$ -розпадів ядер. Наведіть конкретні приклади. Які закони природи виконуються при радіоактивних перетвореннях ядер?
4. Доведіть закон радіоактивного розпаду. Назвіть основні характеристики радіоактивних ізоотопів; радіоактивних препаратів. У яких одиницях вимірюють сталу розпаду; активність препарату?
5. Доведіть закон поглинання випромінювання. Що таке лінійний коефіцієнт поглинання; шар половинного поглинання? Від чого залежать ці величини і як вони пов'язані між собою?
6. Яка будова і принцип дії лічильника Гейгера – Мюллера?
7. Які особливості розпаду ізоотопу  $^{40}\text{K}$  і як вони враховуються при вимірюваннях активності? Напишіть схеми розпаду ізоотопу  $^{40}\text{K}$ .
8. Що таке природний радіаційний фон? У яких випадках вимірювання фону є обов'язковими, а у яких – недоцільними?
9. Для двох препаратів з однаковими початковими кількостями радіоактивних ядер, але з різними періодами напіврозпаду зобразіть на одному графіку залежності від часу: а) кількості радіоактивних ядер; б) кількості ядер, що розпалися; в) активності препаратів.
10. За 32 доби активність радіоактивного ізоотопу  $^{131}\text{I}$  зменшується приблизно у 16 разів. Який період напіврозпаду цього ізоотопу?

## 5 Лабораторна робота № 35

### ВИВЧЕННЯ ЕФЕКТУ ХОЛЛА. ВИЗНАЧЕННЯ КОНЦЕНТРАЦІЇ ТА РУХЛИВОСТІ НОСІЇВ ЗАРЯДУ У НАПІВПРОВІДНИКУ

Прилади та приладдя:

- 1) зразок германію з контактною системою;
- 2) батарея живлення постійної напруги 3...5 В;
- 3) електромагніт з полюсними наконечниками;
- 4) випрямляч типу ВС-24М;
- 5) амперметр типу Э-59 з межею вимірювання до 1 А;
- 6) міліамперметр з межею вимірювання до 5 мА;
- 7) потенціометр ПП-63;
- 8) реостат на 500 Ом;
- 9) хрестоподібний перемикач; ключ.

Мета роботи – визначення основних характеристик домішкового напівпровідника за допомогою ефекту Холла.

Гальваномагнітні ефекти – це сукупність явищ, пов'язаних з дією магнітного поля на електричні (гальванічні) властивості твердих провідників, по яких тече струм. Найбільш важливими серед гальваномагнітних є *поперечні* ефекти, коли магнітне поле напрямлене перпендикулярно до напрямку струму у провіднику. Основна причина гальваномагнітних явищ полягає у зміні характеру руху носіїв заряду – електронів та/або дірок – у магнітному полі внаслідок дії на них сили Лоренца. Чи не найбільше практичне значення серед гальваномагнітних явищ має ефект Холла.

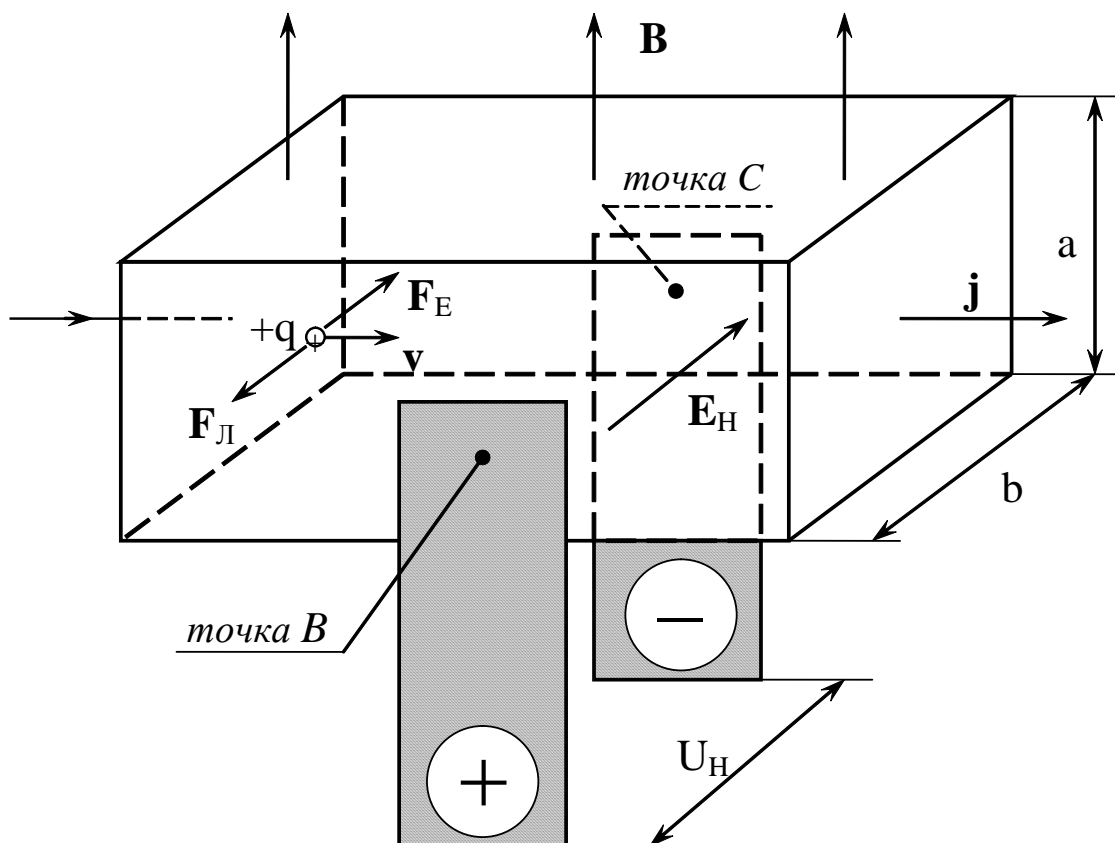
### 5.1 Теоретичні відомості

#### 5.1.1 Ефект Холла

*Ефектом Холла* називається явище утворення поперечної різниці потенціалів (поперечного електричного поля) у металевому або напівпровідниковому зразку зі струмом, якщо зразок розміщено у магнітному полі так, що напрям поля перпендикулярний до напрямку струму. Ефект Холла пояснюється тим, що при упорядкованому русі носіїв заряду (тобто при створенні електричного струму) на кожний із зарядів у магнітному полі буде діяти сила Лоренца, перпендикулярна до напрямку руху зарядів, яка примушує однойменні заряди відхилитися до однієї з граней зразка. Накопичення різнойменних електричних зарядів на протилежно розташованих гранях зразка призводить до появи поперечного електричного поля всередині зразка, внаслідок чого виникає різниця потенціалів між гранями. Дослідження ефекту Холла дають змогу визначити деякі важ-

ливі властивості матеріалу зразка, а для напівпровідників також і тип провідності.

Розглянемо зразок напівпровідника (рисуюнок 35.1) у вигляді прямокутного паралелепіпеда, розміщений у однорідному магнітному полі з індукцією  $\vec{B}$ , направленому вертикально вгору, в якому підтримується постійний струм (на ри-



Рисуюнок 35.1 – Виникнення ефекту Холла у напівпровіднику *p*-типу

сунку  $\vec{j}$  – густина струму).

Будемо спочатку вважати, що струм у зразку створюється рухом позитивних  $q > 0$  носіїв заряду (напівпровідник *p*-типу). Для позитивних носіїв напрямки струму у зразку  $\vec{j}$  і швидкості дрейфу  $\vec{v}$  носіїв будуть однакові, тобто  $\vec{v} \uparrow \uparrow \vec{j}$ . Під дією сили Лоренца  $\vec{F}_L = q \vec{v} \times \vec{B}$  носії заряду відхиляються до передньої, ближчої до нас, грані зразка і заряджають її позитивно. Разом з цим на протилежній грані буде накопичуватися негативний заряд, оскільки зразок, у цілому, є електрично нейтральним. Внаслідок такого розділення зарядів у просторі між передньою та задньою гранями зразка виникає електричне поле напруженістю  $\vec{E}_H$ , подібне до поля у плоскому зарядженому конденсаторі. Як видно

з рисунка, це поле буде також діяти на заряди з силою  $\vec{F}_E = q\vec{E}_H$ , направленою протилежно силі Лоренца. Накопичення зарядів на гранях зразка стабілізується при досягненні умови рівноваги:  $\vec{F}_E + \vec{F}_L = 0$ , або  $qE_H + q \vec{v} \times \vec{B} = 0$ . Звідки

$$E_H = - \vec{v} \times \vec{B} = \vec{B} \times \vec{v} . \quad (35.1)$$

З електронної теорії провідності відомо, що густина струму  $\vec{j} = qn\vec{v}$ , де  $n$  – концентрація носіїв заряду в зразку. Скориставшись цим співвідношенням, формулу (35.1) перетворимо до вигляду:

$$\vec{E}_H = \frac{1}{qn} \vec{B} \times \vec{j} .$$

Оскільки векторний добуток набуває максимального значення, коли вектори-множники взаємно перпендикулярні, бачимо, що досліджувати ефект Холла доцільно за умови  $\vec{B} \perp \vec{j}$ , тобто коли магнітне поле перпендикулярне до напрямку струму. Надалі будемо вважати, що така умова виконана. Тоді величина напруженості електричного поля у зразку:

$$E_H = \frac{1}{qn} B \cdot j . \quad (35.2)$$

Формулу для визначення різниці електричних потенціалів  $U_H$  між різноманітними зарядженими гранями зразка знайдемо, скориставшись співвідношенням між напруженістю електричного поля і різницею потенціалів у плоскому конденсаторі:  $E_H = \frac{U_H}{b}$ , а також виразивши густину струму у зразку через силу

струму  $I$  та розміри зразка  $j = \frac{I}{ab}$ , де  $a, b$  – розміри поперечного перерізу зразка. Підставивши вказані співвідношення у (35.2), отримаємо:

$$U_H = \frac{1}{qn} B \cdot b \cdot j = \frac{1}{qn} \cdot \frac{I \cdot B}{a} . \quad (35.3)$$

Отже, поперечна різниця потенціалів між гранями провідника  $U_H$  пропорційна індукції зовнішнього магнітного поля, силі струму у зразку і залежить від величини та концентрації носіїв заряду, тобто від властивостей матеріалу зразка, на якому спостерігається ефект. Величину  $U_H$  – називають *холлівською різницею потенціалів*. Саме таку залежність і встановив експериментально Е.Г. Холл у 1879 році, досліджуючи відкрите ним явище. Константу, пов'язану з властивостями матеріалу,  $R_H = \frac{1}{qn}$ , називають *сталю Холла*, а залежність (35.3) зазвичай записують у вигляді:

$$U_H = R_H B \cdot b \cdot j = R_H \frac{I \cdot B}{a}. \quad (35.4)$$

При зміні знаку заряду носіїв струму на протилежний  $q < 0$  холлівська різниця потенціалів також міняє знак, що відповідає зміні знаків на заряджених гранях зразка, а отже і зміні напрямку електричного поля всередині зразка на протилежний. Це стане зрозуміло з *рисунок 35.1*, на якому при  $q < 0$  напрям швидкості дрейфу вільних носіїв заряду буде протилежний до напрямку струму в провіднику ( $\vec{v} \uparrow \downarrow \vec{j}$ ), а сила Лоренца діятиме знов у напрямку до передньої грані зразка і заряд на ній буде негативний.

Бачимо, що на основі визначення знаку холлівської різниці потенціалів легко встановити знак заряду носіїв струму, а отже і тип провідності напівпровідника. Якщо у напівпровіднику заряд носіїв негативний  $q < 0$ , то це буде напівпровідник з *електронним* типом провідності, напівпровідник *n-типу*. У випадку  $q > 0$  будемо мати напівпровідник з *дірковою* провідністю, або *p-типу*.

Знак сталої Холла прийнято обирати таким, що збігається із знаком заряду носіїв струму. Так, для напівпровідників *n-типу*  $R_H = -1 / (e \cdot n_e)$ , а для напівпровідників *p-типу*  $R_H = +1 / (e \cdot n_p)$ , де  $e$  – елементарний заряд;  $n_e$  та  $n_p$  – відповідно концентрації *електронів* або *дірок* у напівпровіднику. Якщо у напівпровіднику одночасно існують обидва типи провідності (провідність *змішаного* типу), то за знаком сталої Холла можна зробити висновок про переважаючий тип провідності.

При виведенні формул 35.1 – 35.4 враховувалася лише швидкість напрямленого руху носіїв заряду (дрейфова швидкість), яка вважалася однаковою для усіх зарядів. Теорія, яка розглядає процеси розсіювання носіїв струму на кристалічній решітці з врахуванням розподілу за швидкостями, дає більш точне значення сталої Холла. Для *германію* або *кремнію*, які мають кристалічну решітку типу алмаза, уточнена формула для розрахунку сталої Холла має вигляд:

$$R_H = \frac{3\pi}{8} \cdot \frac{1}{q \cdot n}. \quad (35.5)$$

### 5.1.2 Застосування ефекту Холла для визначення властивостей напівпровідників

Найбільш важливими характеристиками напівпровідників, які можна визначити за допомогою ефекту Холла, крім типу провідності, є *концентрація* та *рухливість* носіїв струму.

Формула (35.5) дає змогу по експериментально визначеній величині сталої Холла  $R_H$  обчислити концентрацію носіїв заряду:

$$n = \frac{3\pi}{8q \cdot R_H} \quad (35.6)$$

Якщо, крім того, відома питома електропровідність напівпровідника  $\sigma$ , то можна підрахувати і рухливість носіїв заряду. Дійсно, згідно з електронною теорією провідності, питома електропровідність  $\sigma = qn\mu$ , де  $\mu$  – рухливість носіїв заряду. Тоді

$$\mu = \frac{\sigma}{qn} = \frac{8}{3\pi} \sigma \cdot R_H. \quad (35.7)$$

## 5.2 Експериментальна частина

### 5.2.1 Опис установки

У даній роботі досліджується ефект Холла на германієвому зразку з домішковою провідністю *n*-типу. Германій – напівпровідник, за зовнішнім виглядом нагадує метал, але він дуже крихкий, не піддається гарячій і холодній обробці. Кристалічна решітка германію належить до кубічної системи. Структура решітки алмазоподібна.

Установка для вимірювання холлівської різниці потенціалів показана на *рисунку 35.2*. Магнітне поле створюється у проміжку між полюсними наконечниками електромагніту *M*, які закріплені на осердях двох котушок. Електромагніт живиться від випрямляча BC-24 через хрестоподібний перемикач *П*, за допомогою якого можна змінювати напрям струму у котушках магніту. Величина струму плавно регулюється випрямлячем і контролюється амперметром.

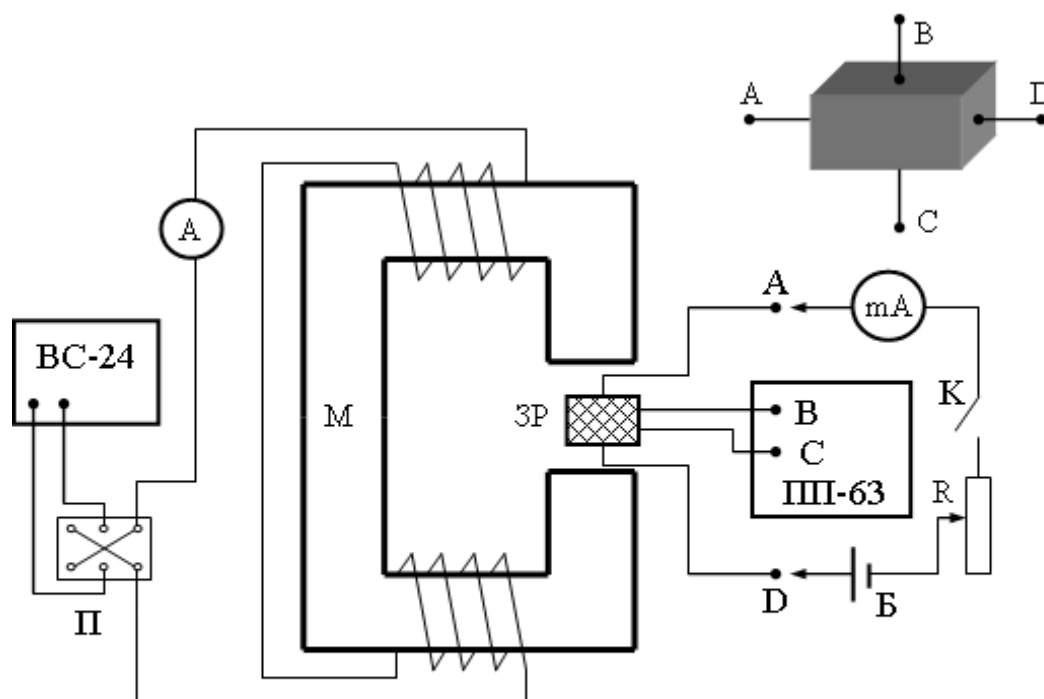


Рисунок 35.2 – Схема установки для дослідження ефекту Холла

Досліджуваний зразок  $ZP$ , закріплений між двома пластинками з органічного скла, розміщується у магнітному полі між полюсами електромагніту. Зразок (германій  $n$ -типу) оздоблений двома парами контактних виводів  $A, B, C, D$  (дивись *рисунок 35.2*). До контактів  $A$  і  $D$  через ключ  $K$  підводиться живлення від батареї  $B$  для створення електричного струму у зразку. Сила струму у зразку регулюється реостатом  $R$  і контролюється за допомогою міліамперметра. Контакти  $B$  і  $C$  призначені для вимірювання холлівської різниці потенціалів на зразку, для чого вони за допомогою відповідних виводів з'єднуються з потенціометром ПП-63.

Контактна система зразка, а також обмотки котушок електромагніта підключаються до зовнішніх джерел живлення та вимірювальних приладів через відповідні затискачі «А, D», «В, С» та «Магніт», розташовані в основі електромагніту. Затискачі «Магніт» електромагніту сполучають з клемми «+, -» випрямляча ВС-24.

### 5.2.2 Вимірювання різниці потенціалів Холла

В залежності від сили струму  $I_m$  у котушках електромагніту індукція  $B$  магнітного поля в зазорі визначається за допомогою градуовальної кривої – графіка залежності  $B = f I_m$ , який знаходиться на робочому місці. На графіку також вказані геометричні розміри зразка та питома електропровідність матеріалу, потрібні для розрахунків під час обробки результатів вимірювань.

Для вимірювання холлівської різниці потенціалів використовується прецизійний потенціометр ПП-63 класу точності 0,05. Він працює за містковою схемою, а холлівська напруга вимірюється компенсаційним методом (дивись *лаб. роботу №13*). Еталонний елемент – нормальний елемент Вестона – входить до електричної схеми потенціометра. Перед початком вимірювань затискачі «В, С» контактної системи зразка сполучають з клемми «Х» потенціометра. Перемикач «0...25Ω», розташований нижче від цих клем, слід встановити у положення «0». Перемикач «Род работы» встановити у положення «Потенц», а штировий перемикач множника – у положення «×1». Усі перемикачі «Н-В» верхнього ряду встановити у положення «В».

Перед початком вимірювань треба врівноважити місткову схему. Для цього, ввімкнувши потенціометр (тумблер «Вкл»), перемикач «Измерение – Контроль» (тумблер «И - К») поставити у положення «К» і, натиснувши та утримуючи кнопку «Грубо», обертанням *верхньої* рукоятки потенціометра «Рабочий ток» виставити стрілку гальванометра у нульове положення. Далі, натиснувши та утримуючи кнопку «Точно», обертанням *нижньої* рукоятки потенціометра «Рабочий ток» виставити стрілку гальванометра *точно* на нуль шкали. Надалі, під час виконання вимірювань, треба стежити за тим, аби рівновага місткової схеми у режимі “Контроль” не порушувалася, тобто час від часу перевіряти наявність балансу.

Для *вимірювань* холлівської різниці потенціалів тумблер «И - К» переводять у положення «И». Процедура вимірювань різниці потенціалів виконується у такій самій послідовності, як і врівноважування містка, тобто стрілку гальва-



нометра примушують зайняти нульове положення, але тепер домагаються рівноваги за допомогою двох регуляторів: ступінчатого та плавного. Отже, спочатку, натиснувши та утримуючи кнопку «Грубо», ступінчатим перемикачем «mV» встановлюють стрілку гальванометра в нульове положення, а потім, натиснувши та утримуючи кнопку «Точно», виставляють нуль *точно*, обертаючи плавно рукоятку реохорда. Результатом вимірювання буде сума показів на шкалах ступінчатого та плавного регуляторів, градуйованих у *мілівольтах*.

Якщо при вимірюваннях стрілку гальванометра не вдається встановити у нульове положення, треба змінити полярність вимірюваної напруги. Для цього служить перемикач полярності (тумблер «±»).

Вимірювання холлівської різниці потенціалів за допомогою потенціометра має свої особливості. Різниця потенціалів між точками  $B$  і  $C$  (дивись *рисунок 35.1*) дорівнюватиме холлівській різниці потенціалів  $U_H$  тільки у тому випадку, коли точки  $B$  і  $C$  будуть розташовані на протилежних гранях зразка *строго* одна проти одної. За таких умов при відсутності зовнішнього магнітного поля, але наявності поздовжнього струму у зразку, ефект Холла відсутній і  $U_{BC} = 0$ . Але на практиці домогтися виконання цієї умови неможливо. З'ясуємо причини. Електричний струм у будь-якому провідному середовищі протікає в напрямку зменшення потенціалу. Тому при наявності струму в провіднику потенціал на поверхні вздовж провідника поступово змінюється. Отже, між двома будь-якими точками провідника зі струмом, розташованими на різних екіпотенціальних поверхнях, буде існувати *омічна* різниця потенціалів  $U_R$ , яка згідно з законом Ома залежить від сили струму і властивостей матеріалу зразка. Оскільки електричні контакти у точках  $B$  і  $C$  не є строго точкові, а мають певні розміри, їх неможливо розташувати на спільній екіпотенціальній поверхні, а отже неможливо і уникнути впливу омічної різниці потенціалів на вимірювання різниці потенціалів Холла. Серед інших причин, які ускладнюють правильне позиціонування контактів і впливають на точність вимірювань, – неідеальна геометрична форма зразка та неоднорідність його властивостей.

Для вилучення впливу омічної різниці потенціалів  $U_R$  на визначення  $U_H$  різницю потенціалів між точками  $B$  і  $C$  в кожному досліді вимірюють двічі, при протилежних напрямках зовнішнього магнітного поля. При цьому величина індукції зовнішнього магнітного поля, а також напрям і сила струму в зразку мають залишатися незмінними. Нехай при першому вимірюванні різниці потенціалів між точками  $B$  і  $C$  одержано показ потенціометра  $U_1$ . Ця величина складається з різниці потенціалів Холла та омічної різниці потенціалів, тобто  $U_1 = U_H + U_R$ . Змінимо напрям зовнішнього магнітного поля, залишивши струм у зразку незмінним. Тоді знак  $U_H$  зміниться на протилежний, а знак  $U_R$  збережеться, тобто другий показ потенціометра буде  $U_2 = -U_H + U_R$ . Вилучивши з цих рівнянь  $U_R$ , одержимо:

$$U_H = \frac{U_1 - U_2}{2}. \quad (35.8)$$

Формула (35.8) справедлива у тих випадках, коли  $U_1$  і  $U_2$  мають однакові знаки, тобто при вимірюваннях цих величин не було потрібно змінювати полярність тумблером « $\pm$ ». У тих випадках, коли полярності  $U_1$  і  $U_2$  будуть різні, тобто  $U_1 = U_H + U_R$  та  $-U_2 = -U_H + U_R$ , холлівська різниця потенціалів

$$U_H = \frac{U_1 + U_2}{2}. \quad (35.9)$$

### 5.2.3 Порядок виконання роботи

1. Підготувати таблицю для записів результатів вимірювань у вигляді

Таблиця 35.1 – Зразок таблиці

| №  | $I_m$ , мА | $B$ , Тл | $U_1$ , мВ | $U_2$ , мВ | $U_H$ , мВ | $R_H$ , м <sup>3</sup> /Кл | Примітки |
|----|------------|----------|------------|------------|------------|----------------------------|----------|
| 1. |            |          |            |            |            |                            |          |

2. Перевірити правильність з'єднань приладів установки згідно з схемою підключень (дивись *рисунок 35.2*).
3. Ввімкнути випрямляч ВС-24 і, встановивши перемикач  $\Pi$  в одне з двох робочих положень, встановити силу струму живлення електромагніта у межах 300...700 мА. Записати в таблицю значення  $I_m$  та відповідне значення індукції магнітного поля  $B$ , визначене за градувальним графіком.
4. Ввімкнути батарею живлення кола поздовжнього струму  $I$  у зразку і за допомогою реостата встановити струм у межах 2...4 мА. При подальших вимірюваннях у всіх дослідах цей струм можна лишати незмінним.
5. Ввімкнути потенціометр ПП-63 і, збалансувавши спочатку місткову схему (дивись *розділ 5.2.2*), виміряти різницю потенціалів  $U_1$ .
6. Змінити напрям магнітного поля в зазорі магніту на протилежний, для чого перемикач  $\Pi$  в колі живлення котушок встановити в друге робоче положення.

*Рекомендується щоразу при зміні напрямку магнітного поля в зазорі збільшити короткочасно струм електромагніту до ~700 мА, після чого повернутися до потрібного значення. Це дозволяє уникнути можливого впливу явища магнітного гістерезису при перемагнічуванні осердя.*

7. Виміряти різницю потенціалів  $U_2$ . Результати вимірювань записати в таблицю.
8. Встановити чергове значення сили струму електромагніту і повторити вимірювання  $U_1$  і  $U_2$ . Вимірювання виконати для 5-ти значень сили струму  $I_m$  у котушках магніту.

### 5.3 Обробка результатів вимірювань

1. За отриманими у кожному досліді значеннями  $U_1$  і  $U_2$  обчислити за *формулою 35.8* (або 35.9) холлівську різницю потенціалів  $U_H$  і записати в таблицю.
2. Для кожного досліді за *формулою 35.4* розрахувати значення сталої Холла  $R_H$  і занести до таблиці.
3. Оцінити точність визначення сталої Холла, розрахувавши абсолютну та відносну похибки вимірювань.
4. За отриманим середнім значенням  $R_H$  обчислити концентрацію  $n$  та рухливість  $\mu$  носіїв заряду в напівпровіднику, користуючись *формулами 35.6 і 35.7*.
5. Записати кінцевий результат Зробити висновки.

### КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. У чому полягає ефект Холла? Яка основна причина виникнення цього явища?
2. За яких умов ефект Холла буде максимально виражений? Не виникає взагалі?
3. Якщо спостерігати ефект Холла на *металевому* та *напівпровідниковому* зразках, які мають однакову геометричну форму, розміри і знаходяться у однакових умовах, то у якому випадку ефект буде більш помітний?
4. Від яких властивостей зразка залежить стала Холла? Холлівська різниця потенціалів?
5. Що називається *концентрацією* носіїв заряду? Як визначити концентрацію носіїв заряду у напівпровіднику за допомогою ефекту Холла?
6. Що називається *рухливістю* носіїв заряду? Які фактори впливають на рухливість носіїв у напівпровідниках? Як визначити рухливість носіїв заряду у напівпровіднику за допомогою ефекту Холла?
7. Як встановити *знак* носіїв заряду у напівпровіднику (тип провідності) за допомогою ефекту Холла? Відповідь поясніть за допомогою рисунка.
8. Як виникає *омічна* різниця потенціалів на провіднику? Яким способом можна вилучити її вплив на результати вимірювань *холлівської* різниці потенціалів?
9. У чому полягає явище магнітного *гістерезису*? Як усунути вплив гістерезису в осерді електромагніту під час досліджень ефекту Холла?

## 6 Лабораторна робота № 36

### ВИВЧЕННЯ ТЕМПЕРАТУРНОЇ ЗАЛЕЖНОСТІ ОПОРУ МЕТАЛІВ ТА НАПІВПРОВІДНИКІВ

Прилади та приладдя:

- 1) досліджуваний провідник;
- 2) терморезистор;
- 3) універсальний місток Уітстона;
- 4) термостат (до 200 °С);
- 5) термометр (до 100 °С).

Метою роботи є вивчення механізмів електропровідності металів та напівпровідників і впливу на них температури. Розглянуто експериментальний метод визначення температурних коефіцієнтів опору металів та напівпровідників за одержаними температурними залежностями електропровідності зразків.

#### 6.1 Теоретичні відомості

##### 6.1.1 Загальні властивості провідників

*Метали* – прості речовини, які виявляють у звичайних умовах характерні властивості: малий питомий опір ( $\rho_{\text{мет}} \approx 10^{-8} \dots 10^{-6} \text{ Ом} \cdot \text{ м}$ ) і високу теплопровідність, Характерною особливістю металів є збільшення опору при підвищенні температури (додатний температурний коефіцієнт опору), пластичність, здатність добре відбивати електромагнітні хвилі, про що свідчать їх блискучість і непрозорість.

У твердому стані метали мають кристалічну структуру; при цьому не всі електрони зв'язані зі своїми атомами. Частина електронів, енергія яких відповідає зоні провідності металу, може переміщуватися по кристалу (*вільні електрони*). Структуру металів можна уявляти як кристалічну решітку, утворену з позитивних іонів і занурену в електронний газ. Електронний газ компенсує сили взаємного електростатичного відштовхування позитивних іонів, зв'язуючи їх таким чином у тверде тіло. Серед елементів періодичної системи 83 відносяться до металів, але існують також і напівметали та металічні сплави.

*Напівпровідники* – широкий клас речовин, питомий опір яких за значенням більший від питомого опору металів і менший за опір діелектриків ( $\rho_{\text{д}} \approx 10^9 \dots 10^{22} \text{ Ом} \cdot \text{ м}$ ). До напівпровідників належать як деякі хімічні елементи, наприклад, *Ge*, *Si*, *Se*, *Te*, так і багато хімічних сполук, наприклад, арсенід галію – *GaAs*, антимонід індію – *InSb*, карбід кремнію – *SiC*, сульфід кадмію – *CdS*, сульфід свинцю – *PbS* та інші. Характерною особливістю напівпровідників є зменшення опору при підвищенні температури.

### 6.1.2 Електричний струм у провідниках

При відсутності електричного поля вільні носії заряду у зразку рухаються хаотично (тепловий рух) і переносу заряду у жодному напрямку немає – електричний струм не виникає. При включенні зразка у електричне коло, коли на вільні заряди у провіднику будуть діяти сили з боку електричного поля, до теплового руху зарядів додається їх поступове переміщення уздовж поля (дрейфовий рух), тобто у зразку виникає переміщення електричного заряду у певному напрямку – електричний струм. Зразок у такому випадку називають *провідником*, а вільні електрони, які створюють струм, – *носіями заряду*. Електричний струм, який виникає в провіднику, називається *струмом провідності*. Кількісною характеристикою електричного струму є *сила струму*  $I$  – відношення заряду  $\Delta q$ , який переноситься через поперечний переріз провідника, до відповідного проміжку часу  $\Delta t$ :

$$I = \frac{\Delta q}{\Delta t}.$$

Якщо це відношення не змінюється з часом, то струм називають *постійним*, або *стаціонарним*. В системі одиниць *СІ* силу струму вимірюють у *амперах* ( $A$ ).

В залежності від провідного середовища електричний струм може утворюватися за рахунок руху вільних зарядів того чи іншого знаку. В залежності від знаку різнойменні заряди рухаються у полі у протилежних напрямках. Але незважаючи на це, за напрям електричного струму в усіх випадках традиційно приймають напрям руху *позитивних* зарядів у даному полі. Наприклад, у металах електричний струм утворюється рухом негативно заряджених вільних електронів, тому напрям струму у металах протилежний до напрямку руху вільних електронів під дією електричного поля.

Досвід показує, що відношення  $R = \frac{U}{I}$  – різниці потенціалів на кінцях провідника до сили струму в ньому – не залежить від режиму в електричному колі і при незмінній температурі залишається постійним. Величину  $R$  називають електричним опором провідника, вимірюють в *омах* ( $Om$ ). Опір однорідного провідника прямо пропорційний довжині  $l$  провідника, обернено пропорційний площі поперечного перерізу  $S$  і залежить від *питомого опору*  $\rho$  речовини, з якої виготовлений провідник:

$$R = \rho \frac{l}{S}.$$

Величина, обернена до питомого опору,  $\sigma = \frac{1}{\rho}$ , називається *питомою електропровідністю* матеріалу провідника. Питомий опір вимірюється у  $Om \cdot m$ , питома провідність – у  $Om^{-1} \cdot m^{-1} = Cm/m$ .

Згідно з класичною теорією електропровідності, питома електропровідність речовини залежить від величини заряду  $q$  окремого вільного носія заряду, концентрації  $n$  вільних носіїв та їх рухливості  $\mu$ :

$$\sigma = qn\mu. \quad (36.1)$$

З формули (36.1) видно, що зміна електропровідності, а відповідно і опору провідника, під впливом зовнішніх факторів обумовлена зміною концентрації та/або рухливості носіїв заряду.

Відомо, що електричний опір будь-якого провідника – металу, електроліту, напівпровідника – залежить від його температури. Температурні залежності опору  $R = R(t)$  для провідників різної природи можуть бути як лінійними, так і нелінійними, а величина опору може як збільшуватись, так і зменшуватись при підвищенні температури. Про характер та величину зміни опору провідника з температурою можна судити по *температурному коефіцієнту опору*  $\alpha$ :

$$\alpha(T) = \frac{1}{R} \cdot \frac{dR}{dT}. \quad (36.2)$$

Температурний коефіцієнт опору (*ТКО*) вимірюється у  $K^{-1}$  (або у  $град^{-1}$ ) і дорівнює *відносній зміні опору провідника при зміні його температури на 1 К*. Якщо при зміні температури провідника величина  $\alpha$  лишається сталою, це означає, що опір провідника лінійно залежить від температури. Додатна величина *ТКО* вказує на збільшення  $dR > 0$ , а від'ємна – на зменшення  $dR < 0$  опору провідника при нагріванні.

### 6.1.3 Залежність опору металів від температури

Висока електропровідність металів пояснюється наявністю великої концентрації вільних електронів ( $n \approx 10^{23} \text{ см}^{-3}$ ) у металевому провіднику. Електричний опір металів зумовлений розсіянням електронів провідності на дефектах кристалічної решітки, а також на теплових коливаннях решітки. Збільшення опору металів (та деяких сплавів) при нагріванні пояснюється збільшенням теплових коливань кристалічної решітки металу, що веде до зменшення довжини вільного пробігу, а відповідно і до зменшення рухливості, носіїв заряду з ростом температури. Концентрація вільних електронів у металах при зміні температури практично не змінюється.

Численні експерименти свідчать, що при нагріванні опір металевих провідників зростає за лінійним законом:

$$R = R_0 \cdot (1 + \alpha \cdot t), \quad (36.3)$$

де  $R$  – опір при температурі  $t$  °C;  $R_0$  – опір при  $0$  °C;  $\alpha$  – *температурний коефіцієнт опору*, який, відповідно до (36.2), дорівнює

$$\alpha = \frac{\Delta R}{R} \cdot \frac{1}{t}.$$

Строго кажучи, величина  $\alpha$  для металів слабо залежить від температури, проте в інтервалах температури  $\Delta t \leq 100$  °C її можна вважати постійною. Для більшості металів в інтервалі 0 – 100 °C температурний коефіцієнт опору  $\alpha$  лежить у межах  $(3,0 \dots 6,5) \cdot 10^{-3}$  град<sup>-1</sup>.

#### 6.1.4 Залежність опору напівпровідників від температури

Зменшення опору напівпровідників при нагрівання (від'ємний температурний коефіцієнт опору) може зумовлюватися різними факторами, серед яких, у першу чергу, слід назвати збільшення концентрації носіїв заряду. Температурна зміна рухливості носіїв при цьому досить мала і нею можна знехтувати. Залежність опору напівпровідника від температури відповідає рівнянню:

$$R = R_{\infty} \exp\left(\frac{B}{T}\right), \quad (36.4)$$

де  $T$  – абсолютна температура зразка;  $B$  – коефіцієнт температурної чутливості;  $R_{\infty}$  – коефіцієнт, який залежить від матеріалу і розмірів напівпровідникового зразка. При неповній іонізації домішок у домішковому напівпровіднику

$$B = \frac{\Delta E}{2 \cdot k}, \quad (36.5)$$

де  $\Delta E$  – енергія іонізації домішок (донорів чи акцепторів);  $k$  – стала Больцмана. У разі застосування цієї формули для власного напівпровідника  $\Delta E$  дорівнює ширині забороненої зони напівпровідника.

## 6.2 Експериментальна частина

### 6.2.1 Основні характеристики і параметри терморезисторів

*Терморезистор (ТР)* – це теплоелектричний напівпровідниковий прилад, в якому використовується залежність електричного опору напівпровідника від температури. Терморезистори мають малі (до кількох міліметрів) розміри, великий (кілька тисяч годин) термін служби. Терморезистори застосовуються для реєстрації зміни температури в системах теплового контролю, у вимірювачах потужності, магнітометрах та інших пристроях.

*Термістор* – це напівпровідниковий терморезистор з від'ємним температурним коефіцієнтом опору (див формулу 36.2). Якщо напівпровідниковий терморезистор має додатний температурний коефіцієнт опору, то він називається *позистором*.

В терморезисторах прямого підігріву опір змінюється або під впливом тепла, яке виділяється в ньому при проходженні електричного струму, або в результаті поглинання тепла ззовні, наприклад, при зміні температури довкілля.

Більшість терморезисторів, які випускаються промисловістю, виготовлені з оксидних напівпровідників – оксидів металів перехідної групи таблиці Д.І. Менделєєва (від *Ti* до *Zn*). Термістори у формі стержнів, трубок, дисків або пластинок виготовляють методом керамічної технології, тобто шляхом пресування і спікання заготовок при високій температурі. Можливість змішування вихідних матеріалів у будь-яких пропорціях дозволяє одержувати терморезистори з широким діапазоном питомого опору.

Напівпровідникові *TP* мають перевагу над металевими внаслідок здатності до значної зміни провідності з температурою:  $\alpha_{\text{нп}} \approx 0,8 \dots 6,0 \cdot 10^{-2} \text{ K}^{-1}$ ;  $\alpha_{\text{мет}} \approx 0,1 \dots 0,3 \cdot 10^{-2} \text{ K}^{-1}$ . Крім того, в невеликому об'ємі напівпровідникового зразка може бути зосереджений великий опір. Завдяки цьому опір електричного кола визначається, в основному, опором *TP*.

Основні характеристики терморезисторів такі:

- *Температурна характеристика* термістора – залежність його опору від температури,  $R = R_t$ .
- *Номинальний опір* термістора (“холодний” опір) – опір *TP* при 20 °С. Номинальні опори різних типів термісторів мають значення від декількох Ом до декількох МОм.
- *Коефіцієнт температурної чутливості* *B* – коефіцієнт у показнику експоненти температурної характеристики *TP* (дивись формулу 36.4). Значення цього коефіцієнта, залежить від властивостей матеріалу термістора і практично є незмінним для даного *TP* у робочому діапазоні температури. Для *TP* різних типів  $B \approx 0,7 \dots 15 \cdot 10^3 \text{ K}$ .
- *Температурний коефіцієнт опору* термістора – величина, яка визначається за формулою (36.2). При кімнатній температурі значення температурного коефіцієнту опору термісторів знаходяться у межах  $\alpha \approx 0,8 \dots 6,0 \cdot 10^{-2} \text{ K}^{-1}$ .

### 6.2.2 Опис установки

Для визначення залежності опору металевого провідника від температури використовується установка, показана на *рисунку 36.1*. Вона складається з термостата, в якому розміщені досліджувані провідники: металевий – у вигляді мідного дроту, закріпленого на ізолюючій пластині, та напівпровідника – терморезистора марки М-1, виготовленого із суміші міді і марганцю, у вигляді циліндричного стержня довжиною 12 мм і діаметром 2 мм. Кінці металевого провідника та виводи *TP* приєднуються до вимірювальної схеми – універсального містка Уїтстона, за допомогою якого вимірюється опір зразків (дивись *розділ 6.2.3*). Швидкість нагрівання термостата регулюється за допомогою реостата,



повзунок якого знаходиться праворуч на основі корпусу приладу. Температура в об'ємі камери термостату контролюється термометром.

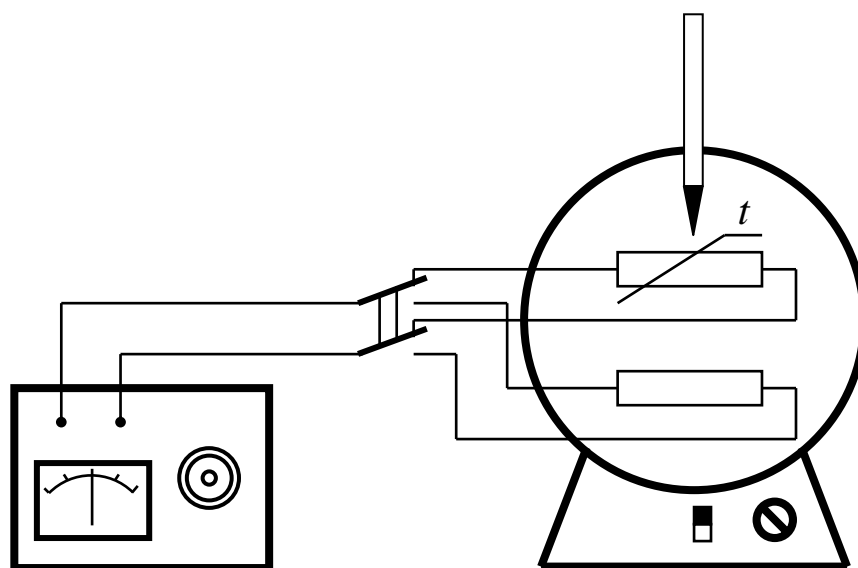


Рисунок 36.1 – Схема установки для визначення температурної залежності опору провідника і терморезистора

### 6.2.3 Вимірювання опорів за допомогою місткової схеми

Електричне коло, яке використовується для вимірювання досліджуваних опорів методом порівняння з еталонним, відомим опором та вимірювальні прилади, які входять в це коло, утворюють електричну схему, відому як універсальний місток *Уітстона*. На *рисунку 36.2* зображений чотирьохплечний (одинарний) місток для вимірювання опору  $R_X$ . Опори  $R_1, R_2, R_X, R_Y$  називають плечами містка, зокрема,  $R_1$  і  $R_2$  – постійні опори,  $R_X$  – невідомий опір досліджуваного зразка,  $R_Y$  – змінний відомий опір.

На одну з діагоналей містка подається напруга від джерела живлення постійної напруги, в другу діагональ включається *індикатор нуля*, у даному випадку – гальванометр  $G$ . Регулюючи опір плеча  $R_Y$ , домагаються *рівноваги містка*, тобто відсутності струму в діагоналі з нуль-індикатором. Інакше кажучи, зрівноважений стан місткової схеми відповідає умові рівності потенціалів:  $\varphi_B = \varphi_D$ . Коректні вимірювання опорів можливі лише за виконання вказаної умови. У зрівноваженому містку струм, який тече через опори  $R_1$  і  $R_2$ , буде однаковий. Однаковим буде і струм в опорах  $R_X$  і  $R_Y$ . Застосовуючи закон Ома для ділянок  $AB$  і  $AD$  кола, маємо:

$$\begin{cases} \varphi_A - \varphi_B = I_1 R_1; \\ \varphi_A - \varphi_D = I_2 R_X. \end{cases}$$

Звідси, з умови рівноваги містка, витікає  $I_1 R_1 = I_2 R_X$ , і, відповідно,

$$R_X = \frac{I_1}{I_2} R_1. \quad (36.6)$$

Аналогічно, з рівнянь для ділянок  $BC$  і  $DC$ :

$$\begin{cases} \varphi_B - \varphi_C = I_1 R_2; \\ \varphi_D - \varphi_C = I_2 R_Y \end{cases}$$

для зрівноваженого містка одержимо

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{R_Y}{R_2}. \quad (36.7)$$

Підставляючи (36.7) у (36.6), одержимо:

$$R_X = \frac{R_1}{R_2} R_Y. \quad (36.8)$$

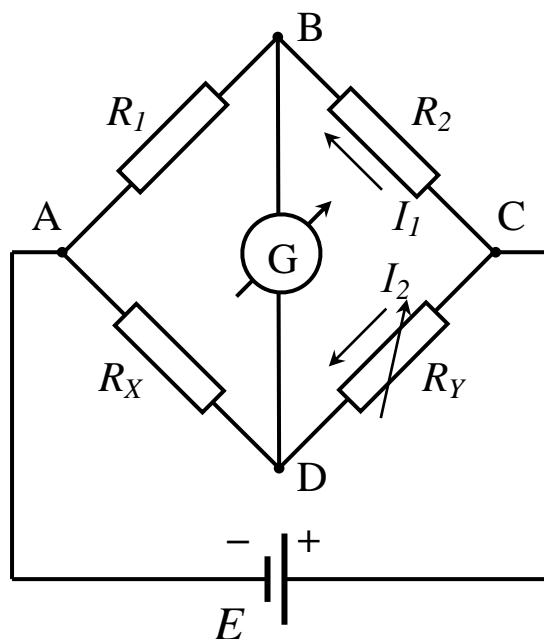


Рисунок 36.2 – Електрична схема містка Уїтстона для вимірювання невідомого опору

При вимірюваннях містковою схемою опір  $R_Y$  відлічують безпосередньо по шкалі установки після зрівноваження містка. Якщо до цього ж відоме відношення опорів  $R_1/R_2$  (яке зазвичай вибирають кратним 10 – «множник»), то величина невідомого опору  $R_X$  дорівнюватиме добутку «множника» на  $R_Y$ .

Слід зауважити, що місткові схеми забезпечують дуже високу точність вимірювань опорів, можуть працювати у колах як постійного, так і змінного струмів, в імпульсному режимі і застосовуватися для вимірювань електричних ємностей, індуктивностей, що широко використовується на практиці.

### 6.2.4 Визначення температурного коефіцієнту опору металу та напівпровідника

Зважаючи на лінійний характер залежності опору *металічного* провідника від температури (дивись *формулу 36.3*), для обчислення температурного коефіцієнту опору металу достатньо визначити опір зразка при двох довільних температурах  $t_1$  і  $t_2$ . Нехай при цих температурах опір зразка буде відповідно  $R_1$  і  $R_2$ . Застосувавши *формулу 36.3* до кожного з опорів і вилучаючи з рівнянь  $R_0$ , одержуємо робочу формулу для визначення температурного коефіцієнту опору металу:

$$\alpha = \frac{R_2 - R_1}{R_1 t_2 - R_2 t_1}. \quad (36.9)$$

Для визначення температурного коефіцієнту опору *напівпровідника* підставимо залежність 36.4 у *формулу 36.2*. Після нескладних перетворень одержимо:

$$\alpha = -\frac{B}{T^2}. \quad (36.10)$$

Значення константи  $B$  обчислюється на основі експериментальних вимірювань опору терморезистора  $R_1$  і  $R_2$  при температурах відповідно  $T_1$  і  $T_2$ . Застосувавши *формулу 36.4* до кожного з опорів і вилучаючи з рівнянь  $R_\infty$ , одержимо формулу для визначення константи  $B$ :

$$B = \frac{\ln R_1 / R_2}{1/T_1 - 1/T_2}. \quad (36.11)$$

### 6.3 Порядок виконання роботи

1. Виміряти декілька разів опір металевого провідника і терморезистора при кімнатній температурі. Результати вимірювань записати у таблицю.
2. Включити нагрівник термостату. Після підвищення температури у термостаті на кожні  $5^\circ$  проводити вимірювання опору металевого провідника і  $TR$ . Вимірювання продовжувати до температури  $\sim 80 \dots 90^\circ C$ .

*На початку вимірювань встановлювати максимальну швидкість нагрівання термостату не рекомендується.*

3. За результатами вимірювань побудувати графік залежності опору металевого провідника від температури за шкалою Цельсія  $R_{\text{мет}} = R t^{\circ}\text{C}$ . Обчислити температурний коефіцієнт опору металу за формулою 36.9.
4. За даними досліду побудувати графік залежності опору  $TP$  від абсолютної температури  $R_{TP} = R T$ . За формулою 36.11 обчислити коефіцієнт температурної чутливості терморезистора – константу  $B$ . Для значень  $T_1$  і  $T_2$  брати відповідно кімнатну і кінцеву температури. За формулою 36.10 обчислити значення температурного коефіцієнта опору терморезистора при декількох температурах у діапазоні вимірювань.
5. Проаналізувати одержані результати. Сформулювати та записати до звіту висновки.

## КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Пояснити природу виникнення електричного опору в провідниках.
2. Що таке метали та напівпровідники? Яка енергетична структура металу та напівпровідника з точки зору зонної теорії твердих тіл?
3. Як змінюються при нагріванні опори металу та напівпровідника? Які фізичні явища обумовлюють залежність опору металів та напівпровідників від температури?
4. Що таке терморезистор? Які основні характеристики терморезисторів?
5. Накресліть схему містка Уїтстона та поясніть принцип вимірювання опорів за допомогою місткової схеми
6. Що таке питома електропровідність речовини? Які фактори обумовлюють зміну електропровідності матеріалів з температурою?
7. Доведіть формули (36.10) та (36.11).
8. Який вигляд має залежність та графік температурної характеристики  $TP$ ? Який зміст можна формально надати величині  $R_{\infty}$  у формулі 36.4?
9. Який вигляд має залежність та графік електропровідності терморезистора від температури? Як впливає на вигляд графіка величина енергії активації носіїв заряду  $\Delta E$  у напівпровіднику?
10. Який вигляд має графік залежності  $\ln \sigma = f\left(\frac{1}{T}\right)$  для терморезистора? Як впливає на вигляд графіка величина енергії активації носіїв заряду  $\Delta E$  в напівпровіднику?

### Рекомендована література

1. ДСТУ 3008-95 (Документація. Звіти у сфері науки і техніки. Структура і правила оформлення).
2. Выгодский М.Я. Справочник по высшей математике. – М.: Наука, 1975. – 872 с.
3. Елементи векторної алгебри. Методичні вказівки до самостійної роботи з фізики для студентів технічних спеціальностей денної та заочної форм навчання / Укл.: Ушаков В.Г., Григоренко В.А., Тепла Т.М. – Чернігів: ЧДТУ, 2012. – 24 с.
4. Калашников С.Г. Электричество. – М.: Наука, 1985. – 576 с.
5. Кучерук І.М., Горбачук І.Т., Луцик П.П. Загальний курс фізики. Навч. посібник для студентів вищих техн. і пед. закладів освіти /За ред. І.М. Кучерука. – К.: Техніка, 1999. Т.2, 3.
6. Савельев И.В. Курс общей физики. – М.: Наука, 1986. – Т.2, 3.

## Додаток А – Обробка результатів вимірювань

Середнє арифметичне значення величини, що вимірюється:

$$\bar{x} = \frac{1}{n} \cdot \sum_{i=1}^n x_i;$$

Стандартне відхилення:

$$S_{\bar{x}} = \sqrt{\frac{1}{n \cdot n - 1} \sum_{i=1}^n x_i - \bar{x}^2};$$

Гранична похибка:

$$\Delta x = t_{p,n} \cdot S_{\bar{x}}.$$

### КОЕФІЦІЄНТИ СТЬЮДЕНТА

Таблиця А1 – Значення  $t_{p,n}$  для надійної ймовірності  $p$  при кількості вимірювань  $n$

|         | $p = 0,80$ | $0,90$ | $0,95$ | $0,98$ |
|---------|------------|--------|--------|--------|
| $n = 2$ | 3,08       | 6,31   | 12,71  | 31,82  |
| 3       | 1,89       | 2,92   | 4,30   | 6,96   |
| 4       | 1,64       | 2,35   | 3,18   | 4,54   |
| 5       | 1,53       | 2,13   | 2,78   | 3,75   |
| 6       | 1,48       | 2,02   | 2,57   | 3,36   |
| 7       | 1,44       | 1,94   | 2,45   | 3,14   |
| 8       | 1,41       | 1,90   | 2,36   | 3,00   |
| 9       | 1,40       | 1,86   | 2,31   | 2,90   |
| 10      | 1,38       | 1,83   | 2,26   | 2,82   |
| 11      | 1,37       | 1,81   | 2,23   | 2,76   |
| 12      | 1,36       | 1,80   | 2,20   | 2,72   |
| 13      | 1,36       | 1,78   | 2,18   | 2,68   |
| 14      | 1,35       | 1,77   | 2,16   | 2,65   |
| 15      | 1,34       | 1,76   | 2,14   | 2,62   |