

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
Запорізький національний технічний університет

МЕТОДИЧНІ ВКАЗІВКИ
до лабораторного практикуму з дисципліни
„ФІЗИКА ТВЕРДОГО ТІЛА“
для студентів спеціальності 6.050801
„Мікро- та наноелектроніка“
денної й заочної форм навчання

Методичні вказівки до лабораторного практикуму з дисципліни „Фізика твердого тіла“ для студентів спеціальності 6.050801 „Мікро- та наноелектроніка“ денної й заочної форм навчання / Укл.: А. В. Коротун, В. В. Погосов. – Запоріжжя: ЗНТУ. – 2010. – 42 с.

Укладачі: А. В. Коротун, асистент,
В. В. Погосов, проф., д-р фіз.-матем. наук

Рецензент: В. П. Курбацький, доц., канд. фіз.-матем. наук

Відповідальний за випуск: Г.В.Сніжної, доц., канд.фіз.-матем.наук

Затверджено
на засіданні кафедри
„Мікро- та наноелектроніки“

Протокол №7
від „01“ липня 20 10 р.

ЗМІСТ

Підготовка до проведення лабораторної роботи та оформлення звіту.....	4
1 Лабораторна робота №1 „Вивчення атома водню за спектрами його випромінювання“	5
1.1 Теоретичні відомості	5
1.2 Завдання.....	8
1.3 Контрольні запитання.....	9
2 Лабораторна робота №2 „Кристалічна структура твердих тіл“	10
2.1 Теоретичні відомості.....	10
2.2 Завдання.....	16
2.3 Контрольні запитання.....	17
3 Лабораторна робота №3 „Дефекти в реальних кристалах“	17
3.1 Теоретичні відомості.....	17
3.2 Завдання.....	21
3.3 Контрольні запитання.....	21
4 Лабораторна робота №4 „Дослідження механічних і теплових властивостей твердих тіл“	22
4.1 Теоретичні відомості.....	22
4.2 Завдання.....	25
4.3 Контрольні запитання.....	26
5 Лабораторна робота №5 „Вивчення статистики Максвелла-Больцмана“	27
5.1 Теоретичні відомості.....	27
5.2 Завдання.....	31
5.3 Контрольні запитання	32
6 Лабораторна робота №6 „Магнітні властивості твердих тіл“	32
6.1 Теоретичні відомості.....	32
6.2 Завдання.....	37
6.3 Порядок виконання роботи.....	38
6.4 Контрольні запитання	39
Рекомендована література.....	39
Додаток А Рентгенівські знімки речовин А, Б, В	41
Додаток Б Серії спектральних ліній водню та ртуті	42

ПІДГОТОВКА ДО ПРОВЕДЕННЯ ЛАБОРАТОРНОЇ РОБОТИ І ОФОРМЛЕННЯ ЗВІТУ

Лабораторна робота включає самостійне опрацювання теоретичного матеріалу, вивчення методик проведення і планування експерименту, вимірювальних засобів і приладів, обробку й інтерпретацію експериментальних даних.

При проведенні лабораторних робіт необхідно:

- підготуватися до експрес-опитування з теоретичного матеріалу, необхідного для виконання роботи (для отримання допуску до лабораторної роботи);

- підготувати і оформити план виконання лабораторної роботи;

- після виконання лабораторної роботи провести розрахунки отриманих даних і оформити звіт, який повинен містити:

- 1) титульний аркуш (див. Додаток А);

- 2) мету роботи;

- 3) опис, таблицю експериментальних даних, необхідні графічні залежності;

- 4) основні результати (математичні залежності, алгоритми розрахунків, табличні дані, графіки тощо);

- 5) стислі висновки по роботі, в яких вказати: що досліджувалось, методику (чи метод) дослідження, характер теоретичної залежності, визначений характер експериментальної залежності;

- 6) навести конкретні встановлені факти, включаючи експериментальні й розрахункові дані; відзначити подібність і відмінність експериментальної залежності від теоретичної;

- здати звіт з виконаної лабораторної роботи і відповісти на запитання викладача (отримати залік за виконану роботу).

1 ЛАБОРАТОРНА РОБОТА №1 „ВИВЧЕННЯ АТОМА ВОДНЮ ЗА СПЕКТРАМИ ЙОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ”

1.1 Теоретичні відомості

Першу спробу створення неklasичної теорії будови атома зробив Н.Бор у 1913 р. Основою цієї теорії була ідея зв'язати в одне ціле закономірності лінійчатих спектрів, ядерну модель атома Резерфорда і квантовий характер випромінювання і поглинання світла. З цією метою Бору довелося класичний опис руху електрона в атомі доповнити обмеженнями, накладеними на можливі стани електронів в атомі:

– **1 постулат стаціонарних станів:** існують деякі стаціонарні (які не змінюються з часом) стани атома, знаходячись в яких він не випромінює енергії. У стаціонарному стані атома електрон, рухаючись по круговій орбіті, повинен мати дискретні значення моменту імпульсу, які задовольняють умові

$$m_e v_n r_n = n \hbar, \quad (1.1)$$

де m_e – маса електрона; v_n – його швидкість; r_n – радіус орбіти; $\hbar$ – стала Планка; n – ціле число ($n=1, 2, 3, \dots$);

– **2 постулат частот:** при переході атома з одного стаціонарного стану в інший випускається чи поглинається один фотон з енергією $h\nu = E_m - E_k$, рівною різниці енергій відповідних стаціонарних станів E_m і E_k .

Постулати Бора дозволяють розрахувати спектр атома водню і воднеподібних йонів. Розв'язання системи рівнянь, складеної за (1.1) і другим законом Ньютона для електрона, що рухається по круговій орбіті в полі кулонівських сил

$$\begin{cases} m_e v_n r_n = n \hbar, \\ \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_n^2} = \frac{m_e v_n^2}{r_n}, \end{cases} \quad (1.2)$$

приводить до виразу для борівських радіусів стаціонарних орбіт електрона

$$r_n = \frac{4\pi\epsilon_0\hbar^2}{m_e e^2} n^2, \quad (1.3)$$

і для енергії електрона на цих орбітах

$$E_n = -\frac{m_e e^4}{32\pi^2 \epsilon_0^2 \hbar^2} \frac{1}{n^2}, \quad (1.4)$$

де e – заряд електрона; ϵ_0 – електрична стала.

На підставі другого постулату Бора і формули (1.4) серії спектральних ліній випромінювання атома водню мають вигляд:

$$\nu = \frac{c}{\lambda} = \frac{E_m - E_k}{2\pi\hbar} = -\frac{m_e e^4}{64\pi^3 \epsilon_0^2 \hbar^3} \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{k^2} \right) = R \left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{m^2} \right), \quad (1.5)$$

де $R = \frac{m_e e^4}{64\pi^3 \epsilon_0^2 \hbar^3}$ – стала Рідберга.

Вираз (1.5) дозволяє об'єднати всі лінії спектра в серії, які визначаються величиною k , тобто серія ліній випромінювання виникає при переході електрона з верхніх орбіт на орбіту з даним k . При $k=1$ серію енергетичних переходів називають *серією Лаймана*, при $k=2$ – *серією Бальмера*, при $k=3$ – *серією Пашена*, при $k=4$ – *серією Брекета*, при $k=5$ – *серією Пфунда*, при $k=6$ – *серією Хемфрі* і т.д.

Теорія Бора була великим кроком у розвитку атомної фізики і стала важливим етапом у створенні квантової механіки. Однак ця теорія має внутрішні протиріччя (з одного боку, застосовує закони класичної фізики, а з іншого – ґрунтується на квантових постулатах). У 1923 р. французький учений де Бройль висунув гіпотезу про універсальність корпускулярно-хвильового дуалізму, відповідно до якого будь-які частинки матерії поряд з корпускулярними мають також хвильові властивості. У 1926 р. Е.Шредінґер сформулював основне рівняння нерелятивістської квантової механіки:

$$-\frac{\hbar^2}{2m_e} \Delta\Psi + U\Psi = i\hbar \frac{\partial\Psi}{\partial t}, \quad (1.6)$$

де Δ – оператор Лапласа; Ψ – хвильова функція частинки;

U – потенціальна функція частинки в силовому полі, в якому вона рухається; i – уявна одиниця.

Якщо силове поле, у якому рухається частинка, стаціонарне, то розв’язком рівняння Шредінгера може бути добуток двох функцій, одна з яких є функцією лише координат, інша – лише часу, причому залежність від часу виражається множителем $e^{-i\omega t} = e^{-i\frac{Et}{\hbar}}$, так що

$$\Psi(x, y, z, t) = \psi(x, y, z) e^{\frac{iEt}{\hbar}}, \quad (1.7)$$

де E – повна енергія частинки. Підставляючи (1.7) в (1.6), одержимо рівняння Шредінгера для стаціонарних станів

$$\Delta\psi + \frac{2m_e}{\hbar^2} (E - U)\psi = 0. \quad (1.8)$$

Розв’язок рівняння (1.8) для атома водню в сферичній системі координат ($x = r \sin \theta \cos \varphi$, $y = r \sin \theta \sin \varphi$, $z = r \cos \theta$) може бути добуток трьох функцій $R(r)$, $\Theta(\theta)$ і $\Phi(\varphi)$, які залежать лише від однієї змінної. Стаціонарний стан електрона, який описується хвильовою функцією, поряд з енергією характеризується моментом кількості руху і значенням однієї з його проекцій. Оскільки ці величини квантуються, то $\psi(r, \theta, \varphi)$ визначається трьома квантовими числами n, l, m і, отже,

$$\psi_{nlm}(r, \theta, \varphi) = R_{nl}(r) \Theta_{lm}(\theta) \Phi_m(\varphi).$$

Аналітичні вирази хвильових функцій для $n=1$ і $n=2$ мають вигляд:

$$\begin{aligned} \psi_{100} &= f_1(r), & \psi_{200} &= f_2(r), & \psi_{210} &= f_3(r) \cos \theta, \\ \psi_{211} &= \frac{1}{\sqrt{2}} f_3(r) \sin \theta e^{i\varphi}, & \psi_{21\bar{1}} &= \frac{1}{\sqrt{2}} f_3(r) \sin \theta e^{-i\varphi}. \end{aligned}$$

Явний вид радіальних функцій $f_k(r)$ залежить від форми потенціальної енергії $U(r)$, і у випадку кулонівського поля

$$f_1(r) = \sqrt{\frac{Z^3}{\pi r_1^3}} e^{-\frac{Z}{r_1} r},$$

$$f_2(r) = \sqrt{\frac{Z^3}{8\pi r_1^3}} \left(1 - \frac{Z}{2r_1} r\right) e^{-\frac{Z}{2r_1} r}, \quad f_3(r) = \sqrt{\frac{Z^5}{32\pi r_1^5}} r e^{-\frac{Z}{2r_1} r},$$

де r_1 – радіус першої боровської орбіти.

1.2 Завдання

1.2.1 Знайти довжини хвиль спектральних ліній у випромінюванні атома водню (Додаток А, надається викладачем). Для аналізу спектра використовують різні спектральні прилади, у тому числі: спектрограф – прилад для фотографічної реєстрації спектра; спектроскоп – прилад, призначений тільки для візуальних спостережень спектра; монохроматор – спектральний прилад, що виділяє випромінювання в деякому, зазвичай досить вузькому інтервалі $\Delta\lambda$, який можна безперервно переміщати по спектру.

У даному випадку для виконання роботи використовують фотографію спектра випромінювання водню. Цей спектр одержують за допомогою водневої лампи ТВС-15 при напрузі близько 3000 В, одержуваній від підвищувального трансформатора. Для градуювання досліджуваного спектра використовують спектр випромінювання атома ртуті, нанесений на той же знімок і утримуючий цифрові значення довжин хвиль для кожної спектральної лінії.

Градуювання полягає в тому, щоб одержати залежність довжини хвилі λ від відстані x спектральної лінії від початку відліку. Для цього необхідно виміряти відстань x від початку координат до спектральних ліній атома ртуті і побудувати графік $\lambda(x)$. Вимірявши відстані до спектральних ліній атома водню, за графіком $\lambda(x)$ визначити відповідні значення λ .

1.2.2 Якщо обмірювані лінії є лініями однієї серії, то

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{R}{c} \left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{m^2} \right) = \frac{\bar{R}}{k^2} - \frac{\bar{R}}{m^2} = A - \frac{\bar{R}}{m^2}.$$

Використовуючи метод лінеаризації графіка, знайдіть значення m , що відповідають збудженим рівням знайдених ліній, сталу Рідберга R і значення k для основного стану.

1.2.3 Визначте енергії рівнів, з яких відбуваються переходи в даній серії спектральних ліній.

1.2.4 Визначте енергію рівня, на який переходять збуджені електрони.

1.2.5 Обчисліть радіус першої боровської орбіти і швидкість руху електрона на ній.

1.2.6 Обчисліть розподіл густини електронної хмари в основному стані атома водню ($n=1$) в залежності від радіуса орбіти r , тобто для кожного значення r обчисліть імовірність перебування там електрона.

Густина електронної хмари чисельно дорівнює величині $\frac{d\varpi}{dr}$, де

$d\varpi = |\psi|^2 dV$ – ймовірність знайти електрон в елементі об'ємом dV .

1.3 Контрольні запитання

- 1 Модель атома Томсона.
- 2 Експерименти Резерфорда.
- 3 Ядерна модель атома.
- 4 Постулати Бора, їх експериментальне підтвердження.
- 5 Серії спектральних ліній випромінювання атома водню.
- 6 Гіпотеза де Бройля, її експериментальне підтвердження.
- 7 Хвильова функція.
- 8 Способи існування і взаємодії квантових об'єктів. Рівняння Шредингера.

2 ЛАБОРАТОРНА РОБОТА № 2 „КРИСТАЛІЧНА СТРУКТУРА ТВЕРДИХ ТІЛ”

2.1 Теоретичні відомості

Незалежно від природи сил, які виникають при зближенні частинок, загальний характер їх залишається однаковим (рис.2.1,*а*): на відносно великих відстанях з'являються сили притягання $F_{\text{п}}$, що швидко збільшуються зі зменшенням відстані r між частинками (крива 1);

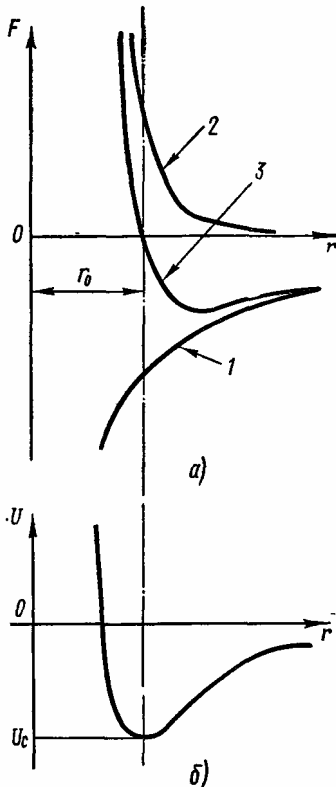


Рисунок 2.1 - Сили взаємодії і потенціальна енергія атомів у кристалі

на малих відстанях виникають сили відштовхування $F_{\text{відшт}}$, які зі зменшенням r збільшуються значно швидше, ніж $F_{\text{п}}$ (крива 2). На відстані $r = r_0$ сили відштовхування врівноважують сили притягання, і результуюча сила взаємодії F дорівнює нулю (крива 3), а енергія взаємодії досягає мінімального значення U_0 (рис.2.1,*б*).

Тому стан частинок, зближених на відстань r_0 , є станом стійкої рівноваги, внаслідок чого частинки розташовуються в строгому порядку на відстані r_0 одна від одної, утворюючи тіло з правильною внутрішньою структурою – кристал. Така структура зберігатиметься доти, поки енергія зв'язку залишається вище за абсолютним значенням енергії теплового руху частинок. Частинки кристала не можуть вільно залишати свої положення рівноваги, оскільки при віддаленні від цих положень енергія частинок збільшується і з'являються сили, які повертають їх у положення рівноваги. Частинки мов би закріплені в положеннях рівноваги. Єдиною до-

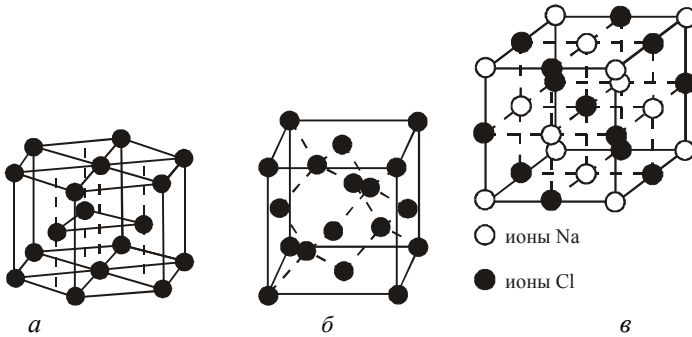
ступною формою руху для них є хаотичне коливання біля положень рівноваги.

Для опису правильної внутрішньої структури кристалів зручно користуватися поняттям кристалічної ґратки (КГ). КГ є характерним для даного кристала упорядкованим розташуванням частинок, що має періодичну повторюваність у трьох вимірах. З геометричної точки зору правильне періодично повторюване розміщення частинок в кристалі можна описати за допомогою операції паралельного переміщення або трансляції. Найменший об'єм КГ, трансляція якого в трьох взаємно перпендикулярних напрямках дозволяє відновити структуру твердого тіла, називають *елементарною коміркою*. Для її характеристики необхідно задати в загальному випадку шість параметрів: три ребра комірки a , b , c і три кути між ними α , β , γ . Часто за одиницю вимірювання довжини в ґратці приймають відрізки a , b , c . Їх називають *осьовими одиницями*.

За формою комірки залежно від кутів між її гранями і співвідношенням довжин ребер розрізняють сім сингоній КГ: триклинна, моноклинна, ромбічна, ромбоєдрична, гексагональна, тетрагональна і кубічна. За розташуванням атомів в елементарній комірці розрізняють чотири найпростіші типи КГ: примітивний (П), базоцентрований (БЦ), об'ємноцентрований (ОЦ), гранецентрований (ГЦ).

У практиці кристалографії, що має справу з реальними твердими тілами, зустрічаються кристали, ґратка яких є комбінацією найпростіших ґраток, сполучених одна з одною тим чи іншим способом. Це складні ґратки. До складних ґраток, які найчастіше зустрічаються, відносять гексагональну щільноупаковану ґратку (рис. 2.2, *a*), яка складається з двох простих гексагональних ґраток, одна з яких зміщена так, що її атом, найближчий до початку координат, зв'язаних з іншими ґратками, має координати $\left(\frac{2}{3}; \frac{1}{3}; \frac{1}{2}\right)$.

Другим прикладом складної ґратки є ґратка алмазу (рис. 2.2, *б*), що представляє собою дві кубічні гранецентровані ґратки, вставлені одна в одну зі зсувом по діагоналі куба на $1/4$ її довжини. Аналогічна структурі алмазу ґратка цинкової обманки ZnS. ґратка хлористого



а – відносно розташування атомів в кристалічній структурі типу гексагональна щільноупакована; б – основна ґратка алмазу: пунктирними лініями виділені тетраедричні зв'язки; в - структура кристала NaCl

Рисунок 2.2 – Складні кристалічні ґратки

натрію (рис. 2.2, в) являє собою дві кубічні гранецентровані ґратки, утворені йонами натрію і хлору, і зміщені одна щодо одної на половину діагоналі куба. У табл. 2.1 наведені типи структур і параметри ґратки деяких речовин.

КГ мають такі характеристики:

- *координаційне число* – кількість найближчих сусідів атома в ґратці;

- *атомний радіус* – половина відстані між найближчими сусідніми атомами в кристалі чистої речовини;

- *відносна щільність пакування* – частка об'єму елементарної комірки, зайнята сферичними атомами. Щільність пакування визначають за виразом:

$$\rho_{\text{ул}} = \frac{4\pi Z r^3}{3V},$$

де $Z = N_{\text{внутр.}} + \frac{1}{2} N_{\text{грані}} + \frac{1}{4} N_{\text{ребро}} + \frac{1}{8} N_{\text{вершина}}$ – кількість атомів в

елементарній комірці; r – атомний радіус; V – об'єм елементарної комірки.

Таблиця 2.1 – Типи структур і параметри кристалічних ґраток деяких речовин

Речовина	Тип ґратки	Стала ґратки, Å		
		a	b	c
Алюміній	ГЦК	4,04	4,04	4,04
Германій	Типу алмазу	5,62	5,62	5,62
Залізо	ОЦК	2,86	2,86	2,06
Кремній	Типа алмаза	5,43	5,43	5,43
Карбід кремнію	Типу цинкової обманки	4,35	4,35	4,35
Кам'яна сіль	Типу хлористого натрію	5,63	5,63	5,63
Магній	Гексагональна	3,20	3,20	5,20
Мідь	ГЦК	3,61	3,61	3,61
Окис магнію	Типу хлористого натрію	4,20	4,20	4,20
Сульфід цинку	Типу цинкової обманки	6,41	5,41	5,41
Цинк	Гексагональна щільноупакована	2,66	2,66	4,94
Графіт	Типу графіту	2,46	2,46	6,71

Симетрію розміщення атомів у КГ характеризують:

- *площинами симетрії* – площини, що поділяють фігуру на дві частини, розміщені одна щодо одної як предмет і його відображення;
- *осями симетрії* – прямі лінії, при повороті навколо яких на визначений кут фігура сполучається сама із собою. Порядком осі симетрії є кількість сполучень фігури при повороті на 360° ;
- *центрами симетрії* – особливі точки всередині фігури, проходячи через які пряма зустрічає тотожні точки фігури на однаковій відстані по обидві сторони від центра симетрії.

2.1.1 Індеси вузлів, напрямків і площин у ґратках

Для позначення вузлів, напрямків і площин у ґратках застосовують індеси Міллера.

Положення будь-якого вузла в ґратці можна визначити координатами x, y, z :

$$x = ma, y = nb, z = pc,$$

де m, n, p – цілі числа; a, b, c – параметри ґратки. Якщо за одиницю довжини уздовж осей ґратки прийняти параметри ґратки, то координатами вузла будуть просто числа m, n, p . Ці числа називають **індексами вузла** і записують так: $[[mnp]]$. Для негативного індексу знак “–” ставиться над індексом.

Для опису напрямку в кристалі вибирають пряму, яка проходить через початок координат. Її положення однозначно визначається індексами першого вузла $[[mnp]]$, через який вона проходить. Тому індекси вузла одночасно є й індексами напрямку. Індеси напрямку позначають $[mnp]$.

Існує два методи визначення **індексів напрямку**:

- спосіб, пов'язаний з переносом початку координат в один з вузлів, який визначає даний напрямок;
- аналітичний спосіб.

Нехай напрямок визначається вузлами $[[m_1n_1p_1]]$ і $[[m_2n_2p_2]]$. Координати направляючого вектора прямої, яка проходить через ці вузли, є індексами даного напрямку $[m_2 - m_1 \ n_2 - n_1 \ p_2 - p_1]$.

Напрямки, які сполучаються з даним після повороту КГ на деякий кут до її сполучення з вихідним положенням, називають *кристалографічно еквівалентними*. Відстані між атомами в кристалографічно еквівалентних напрямках однакові.

Індеси площин визначають так. Нехай площа задана вузлами $[[m_1n_1p_1]]$, $[[m_2n_2p_2]]$, $[[m_3n_3p_3]]$. Індесами даної площини є координати вектора нормалі до даної площини, що є результатом векторного добутку $\mathbf{A} \times \mathbf{B}$. Вектори $\mathbf{A}$ і $\mathbf{B}$ визначають за будь-якою парою вузлів з $[[m_1n_1p_1]]$, $[[m_2n_2p_2]]$, $[[m_3n_3p_3]]$. Індеси площин позначають (hkl) .

Площини, які збігаються з даною після повороту КГ на деякий кут, називають *кристалографічно еквівалентними*.

Для визначення типу КГ твердого тіла застосовують дифракцію рентгенівських променів. Система атомних (чи молекулярних) площин кристала може розглядатися як просторові дифракційні ґратки з періодом (відстанню між площинами), що підходить для ефективної

дифракції рентгенівських променів (закон Брегга-Вульфа):

$$\lambda n = 2d \sin \theta, \quad (2.1)$$

де n – порядок інтерференції; λ – довжина хвилі рентгенівських променів, $\lambda = 1,54 \cdot 10^{-10}$ м; d – відстань між площинами; θ – кут дифракції. Закон описує умови, при яких спостерігаються дифракційні максимуми.

У методі Дебая – Шеррера для одержання дифракційної картини, за якою визначається вид КГ, використовують зразок, що складається з безлічі малих кристалів (порошок), хаотично орієнтованих один відносно одного. Монохроматичний промінь, що падає на зразок, знаходить достатню кількість площин (hkl), які знаходяться в положеннях, що задовольняють умові (2.1). Завдяки безлічі кристалів, які відбивають світло, кожна група площин з характерною відстанню d буде давати безліч променів, відбитих під тим самим кутом. Через те, що площини, які відбивають, хаотично повернені одна відносно одної і відносно первинного променя, усі відбиті промені утворюватимуть поверхні конусів з кутами 4θ . Їхнє перетинання з фотопластиною чи плівкою дає відповідні конічні перетини.

Для одержання дебаєграми готують зразок у вигляді циліндричного стовпчика діаметром $0,2 \pm 0,6$ мм. Зразок поміщають у центр циліндричної камери на спеціальному столику і добре центрують його. По поверхні циліндра усередині камери поміщають фотоплівку і через діафрагму посилають промінь на зразок. Після експозиції на плівці виникають характерні лінії почорніння у вигляді дуг кіл.

Відстані між двома симетричними лініями $2S_n$ пов'язані з кутами дифракції співвідношенням

$$2S_n = 4R\theta_n, \quad (2.2)$$

де R – радіус циліндричної камери (фотоплівки), θ_n – кут у радіанах.

$$\text{Тоді } \theta_n = \frac{S_n}{2R} \text{ радіан} = \frac{57,3S_n}{2R} \text{ градусів.}$$

Якщо діаметр камери (внутрішньої частини) $2R=57,3$ мм, то

$\theta_n = S_n$. Визначивши кути θ_n , проводять індифікацію ліній дебаєграми, при цьому під індифікацією розуміють операцію визначення індексів інтерференції (НК) кожної лінії дебаєграми. Індеси інтерференції (НKL) дорівнюють добутку індексів сімейства площин (hkl), завдяки відображенню від яких вийшла дана лінія на дебаєграмі, на порядок відображення n : $H = nh$, $K = nk$, $L = nl$. Так, лінія з індексами (200) виходить в результаті відбивання другого порядку від площин (100), а лінія (420) – від площин (210) і т.д. Міжплощинні відстані d різні для різних сімейств площин, тому їх звичайно наводять з відповідними індексами d_{hkl} (у розрахунках для простоти часто використовуються d_{HKL}). Зв'язок міжплощинної відстані з індексами інтерференції для кубічної ґратки визначається за формулою

$$a = d_{HKL} \sqrt{H^2 + K^2 + L^2}, \quad (2.3)$$

де a – стала ґратки. З (2.1) і (2.3) можна одержати

$$\sin^2 \theta = \frac{\lambda^2}{4a^2} (H^2 + K^2 + L^2). \quad (2.4)$$

Формула (2.4) описує всі можливі відображення для простих кубічних ґраток. У випадку складних ґраток частина відбиттів гаситься.

2.2 Завдання

2.2.1 Дана дебаєграма деякої речовини (Додаток Б, надається викладачем). Визначити тип ґратки цієї речовини.

Якщо записати рівняння (2.4) для різних кутів θ_n і потім послідовно розділити всі $\sin^2 \theta_n$ на $\sin^2 \theta_1$, то одержимо ряд значень Q_n :

$$Q_n = \frac{\sin^2 \theta_n}{\sin^2 \theta_1} = \frac{H_n^2 + K_n^2 + L_n^2}{H_1^2 + K_1^2 + L_1^2}. \quad (2.5)$$

Значення Q_n повинні дорівнювати відношенню цілих чисел. Для ґраток різного типу характерний свій ряд значень Q_n (табл.2.3).

Таблиця 2.3 – Ряд Q_n для кубічних ґраток

Тип ґратки	Q_n
Примітивна	1; 2; 3; 4; 5; 6; 8; 9; 10; 11;
Об'ємноцентрована	1; 2; 3; 4; 5; 6; 7; 8; 9; 10;
Гранецентрована	1; 1,33; 2,66; 3,67; 4; 5,33; 6,67; 8; 9; 10,67
Типу алмаза	1; 2,66; 3,67; 5,33; 6,33; 8; 9; 10,67; 11,67

2.2.2 Визначити індекси інтерференції (HKL). Знаючи уточнений ряд Q_n для досліджуваних ґраток, і пам'ятаючи, що кожне значення Q_n дорівнює відношенню цілих чисел, представити всі Q_n у вигляді простих дробів з найменшим однаковим знаменником. Тоді в знаменнику дробів будуть числові значення $H_1^2 + K_1^2 + L_1^2$, а в чисельнику кожного дробу – $H_n^2 + K_n^2 + L_n^2$.

За отриманими значеннями сум квадратів індексів шляхом простого підбору визначаються індекси інтерференції (HKL) для всіх кутів Q_n .

2.2.3 Визначити порядок відбиття n , рівний найбільшому загальному дільнику індексів (HKL).

2.2.4 Визначити сталу ґратки a по лінії з найбільшим кутом.

2.2.5 За типом ґратки, значенням сталої a і за допомогою табл. 2.1 визначити матеріал досліджуваної речовини.

2.2.6 Для найбільш достовірної ідентифікації досліджуваної речовини, крім відомостей про тип ґратки і значення сталої a , використовують значення d_{hkl} . Визначити для всіх кутів Q_n значення d_{hkl} .

2.2.7 Вказати індекси вузлів, індекси напрямків та індекси площин, обумовлених атомами, номери яких задасть викладач (рис. 2.3). Вказати індекси площин, кристалографічно еквівалентних заданим (показати їх на рисунку ґратки).

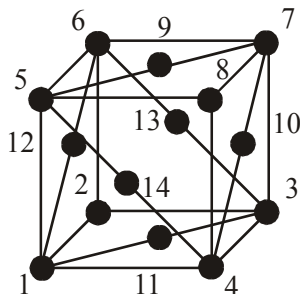


Рисунок 2.3 – Кубічна гранецентрована гратка

2.3 Контрольні запитання

- 1 Поясніть, чому тверді тіла мають кристалічну структуру.
- 2 Сингонії і типи кристалічної ґратки.
- 3 Які основні характеристики кубічної ґратки?
- 4 Сучасні методи дослідження кристалічної структури твердих тіл.

3 ЛАБОРАТОРНА РОБОТА № 3 „ДЕФЕКТИ В РЕАЛЬНИХ КРИСТАЛАХ”

3.1 Теоретичні відомості

Характерною рисою напівпровідникових матеріалів є різка залежність їх основних властивостей не лише від вмісту сторонніх домішок, але й від ступеню досконалості кристалічної будови – фізичної чистоти матеріалу. Більшість параметрів напівпровідникових матеріалів „структурно чутливі“.

До таких параметрів насамперед відносять ті, що пов’язані з рухом атомів або електронів, зокрема механічні властивості, електропровідність, фотопровідність, теплопровідність, швидкість дифузії, швидкість фазових перетворень тощо. Властивостей, зовсім не чутливих до структурних дефектів, майже немає, але практично такі властивості, як температура плавлення, діелектричні, парамагнітні й діамангнітні характеристики та пружні модулі можна віднести до структурно

нечутливих.

Дефекти структури істотно впливають на характеристики і експлуатаційну надійність напівпровідникових приладів. Ця обставина потребує створення так званої „бездефектної технології“, в задачу якої входить розробка і реалізація технологічних прийомів, спрямованих на отримання бездефектного матеріалу, виготовлення бездефектних приладів, „деактивація“ електрично активних дефектів і конструктивне використання дефектів, цілеспрямовано введених у „стратегічно важливі місця“, у кристалах і приладах.

Проблема створення бездефектної технології має дуже важливе технічне й економічне значення, оскільки дозволяє не лише поліпшити характеристики напівпровідникових приладів, але й підвищити відсоток виходу придатних виробів.

3.1.1 Класифікація кристалографічних дефектів

В ідеальному кристалі за термодинамічної рівноваги розташування атомів тривимірною періодичне.

Ідеальна періодичність структури кристала порушується насамперед тепловими коливаннями атомів. Оскільки теплові коливання атомів відбуваються біля їх положень рівноваги, можна вважати, що атом в середньому перебуває в положенні рівноваги. Саме в такому наближенні теплові коливання в середньому не порушують ідеальної періодичності структури кристала.

Порушення розподілу електронної густини в кристалі можуть відбуватися як без порушення періодичності просторової ґратки (ява, наприклад, вільного електрона і дірки в ідеальному напівпровіднику), так і при відхиленнях від правильності і періодичності в структурі кристала.

Дефекти поділяють на чотири класи: точкові, лінійні, поверхневі та об'ємні.

Розміри **точкових (нульмірних) дефектів** у всіх трьох вимірах не перевищують однієї або декількох міжатомних відстаней. До точкових дефектів відносять вакансії (вакантні вузли кристалічної ґратки), міжвузлові атоми, атоми домішок, а також сполучення домішка-вакансія, домішка-домішка, подвійні й потрійні вакансії (ди- і тривакансії) та інші.

Лінійні (одномірні) дефекти характеризуються тим, що пору-

шення періодичності простираються в одному вимірі на відстані набагато більшій за параметр ґратки, тоді як у двох інших вимірах вони не перевищують декількох параметрів ґратки. Лінійними дефектами є дислокації.

Поверхневі (двовірні) дефекти у двох вимірах мають розмір, який у багато разів перевищує параметр ґратки, а в третьому – декілька параметрів ґратки. Межі зерен і двійників, дефекти пакування, міжфазні межі, стінки доменів, а також поверхня кристала є двовірними дефектами.

Об'ємні (тривірні) дефекти – це пори і вкраплення іншої фази. Вони зазвичай виникають при вирощуванні кристалів або в результаті деякого впливу на кристал.

Дислокації виникають в результаті пластичної деформації кристала в процесі росту або при наступних обробках.

Точкові дефекти можуть з'явитися у твердих тілах внаслідок нагрівання (теплові дефекти), опромінення швидкими частинками (радіаційні дефекти), відхилення складу хімічних сполук від стехіометрії (стехіометричні дефекти), пластичної деформації.

Тепловими точковими дефектами є дефекти Шотткі і дефекти Френкеля. Відхід атома на поверхню кристала або до будь-якої межі всередині кристала і наступний перехід на його місце атома, розташованого нижче цього шару, призводить до утворення вакансій, які називають *дефектами Шотткі*.

Перехід атома із свого вузла в будь-який міжвузловинний простір приводить до виникнення парного дефекту „вакансія – міжвузловий атом“, який називають *дефектом Френкеля*. Точкові дефекти схильні до об'єднання в комплекси - *кластери*.

Утворення точкових дефектів потребує значних витрат енергії ($1,5 \div 4,5$ eV). Проте, незважаючи на це, при відносно високих температурах існування точкових дефектів є енергетичне вигідним. Справа в тому, що введення дефектів не лише збільшує внутрішню енергію кристала, але і збільшує ентропію. Отже, для заданої термодинамічної температури T вільна енергія

$$F = H - TS$$

мінімальна при деякій концентрації дефектів. Остання визначається балансом енергетичної та ентропійної складових F .

Концентрацію дефектів Френкеля описують за виразом

$$n_{\text{Fr}} = \sqrt{NN'} e^{-\frac{E_{\text{Fr}}}{2k_{\text{B}}T}},$$

а дефектів Шотткі

$$n_{\text{Sh}} = N e^{-\frac{E_{\text{Sh}}}{k_{\text{B}}T}},$$

де N , N' – кількість атомів і міжвузловин у кристалі; E_{Fr} , E_{Sh} – енергія утворення дефекту Френкеля і дефекту Шотткі; k_{B} – стала Больцмана.

Очевидно, що концентрація теплових точкових дефектів (власних) дорівнює нулю при $T = 0$ К і експоненційно зростає з температурою.

Дислокаціями називають лінійні перекручування (не обов'язково по прямій лінії) типу обриву або зсуву атомних шарів, які порушують правильність їх чергування в ґратці.

Найважливішою кількісною характеристикою дислокацій є вектор Бюргерса **b**, що являє собою нев'язку контуру Бюргерса, побудованого навколо дислокації. Модуль **b** дорівнює одній з міжатомних відстаней у кристалі. Зазвичай модуль **b** дорівнює найкоротшій міжатомній відстані.

Знак вектора Бюргерса залежить від напрямку обходу по контуру Бюргерса, а він, в свою чергу, визначений однозначно, якщо заданий напрямок обходу уздовж лінії дислокації. Звідси друга характеристика дислокацій – напрямок дислокації, який задається одиничним вектором **I** (позитивним напрямком **I** вважають напрямок проти годинникової стрілки, а позитивним обходом контуру Бюргерса – за годинниковою стрілкою). Мірою кількості дислокацій є сумарна довжина ліній дислокацій в одиниці об'єму або, що теж саме, кількість дислокацій, що перетинають одиничну площу (*густина дислокацій* N_d). Область у дві-три міжатомні відстані навколо лінії дислокації називають *ядром дислокації*. Площину, яка проходить через **b** та **I**, називають *площиною ковзання*.

Класифікація дислокацій зазвичай будується на підставі взаємного положення в просторі **b** та **I**. Прийнято розрізняти: крайові дислокації; гвинтові дислокації; змішані дислокації.

Процес виявлення дислокаційних ямок травлення в монокристалах кремнію складається з наступних операцій:

- досліджувану поверхню кремнію шліфують мокрим способом на склі абразивним мікропорошком або за допомогою діамантового кола;
- зразки хімічно полірують у суміші кислот;
- зразки витримують у селективному витравлювачі;
- для підрахунку ямок травлення зазвичай використовують металографічні мікроскопи МІМ-6, МІМ-7, МІМ-8 та ін.

3.2 Завдання

3.2.1 Ознайомтесь з інструкцією по експлуатації мікроскопа.

3.2.2 Підготуйте таблицю для запису результатів (табл. 3.1).

3.2.3 На отриманому зразку методом вибіркового хімічного травлення вивчіть морфологію структуроутворення, характер дефектів структури та їх розподіл.

3.2.4 Визначте характер розподілу дислокаційних ямок травлення по заданому викладачем напрямку на поверхні зразка і розрахуйте середню густину дислокацій.

3.2.5 Побудуйте графік розподілу дислокацій за заданим напрямком.

3.2.6 Визначте кристалографічну орієнтацію площини шліфа, на якій виявлені дислокації.

Таблиця 3.1 – Таблиця для запису результатів

Відстань по заданому напрямку, мм	0	1	2	3	4
Кількість дислокацій					
Густина дислокацій, мм ⁻²					

3.3 Контрольні запитання

- 1 Що розуміють під дефектом структури твердого тіла?
- 2 Класифікація структурних дефектів у твердих тілах.
- 3 Власні точкові дефекти в кристалах простих речовин.
- 4 Домішкові дефекти в кристалах простих речовин. Вплив домішкових дефектів на електрофізичні властивості напівпровідників.

- 5 Точкові дефекти в кристалах бінарних сполучень.
- 6 Рівноважні і нерівноважні точкові дефекти. Концентрація рівноважних точкових дефектів.
- 7 Лінійні дефекти. Основні характеристики лінійних дефектів. Класифікація дислокацій. Геометричні моделі основних типів дислокацій.
- 8 Механізми утворення і розмноження дислокацій у твердих тілах.
- 9 Поверхневі дефекти структури. Геометричні моделі поверхневих дефектів.
- 10 Об'ємні дефекти і мікро дефекти структури.
- 11 Методи дослідження дефектів структури.
- 12 Сутність оптичних методів дослідження дефектів.
- 13 Сутність дифракційних методів дослідження дефектів.

ЛАБОРАТОРНА РОБОТА № 4

ДОСЛІДЖЕННЯ МЕХАНІЧНИХ І ТЕПЛОВИХ ВЛАСТИВОСТЕЙ ТВЕРДИХ ТІЛ

4.1 Теоретичні відомості

Дія на кристал зовнішнього розтягуючого навантаження приводить до збільшення відстаней між атомами.

При зсуві частинки 2 (рис.4.1) з положення рівноваги на відстань x , тобто при збільшенні відстані між частинками до $r = r_0 + x$, енергія частинки збільшується до величини $U(r)$. Зміну енергії можна знайти, розкладаючи $U(x) = U(r) - U(r_0)$ в ряд Тейлора по степенях x :

$$U(x) = U_0 + \left. \frac{\partial U}{\partial r} \right|_0 x + \frac{1}{2} \left. \frac{\partial^2 U}{\partial r^2} \right|_0 x^2 + \frac{1}{6} \left. \frac{\partial^3 U}{\partial r^3} \right|_0 x^3 + \dots$$

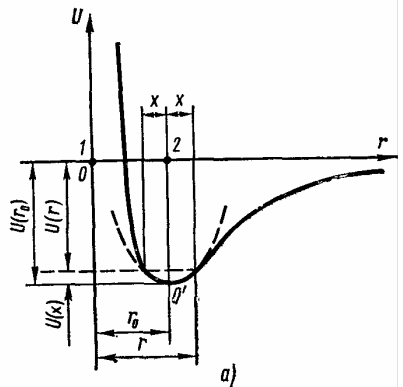


Рисунок 4.1 – Залежність потенціальної енергії від відстані між частинками

$$(4.1)$$

Обмежуючись другим членом розкладання, і з огляду на те, що в положенні рівноваги $\frac{\partial U}{\partial r} = 0$, одержуємо

$$U(x) \approx U_0 + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial r^2} \Big|_0 x^2 = U_0 + \beta x^2, \quad (4.2)$$

де β – жорсткість зв'язку. Сила, що діє між частинками 1 і 2 при зміні відстані між ними на x дорівнює

$$f = -\frac{\partial U}{\partial x} = -2\beta x. \quad (4.3)$$

Як видно з (4.3), сила пропорційна зсуву x і спрямована до положення рівноваги, на що вказує знак мінус. Під дією такої сили тіло робить гармонічні коливання, тому таку силу називають *гармонічною*, а наближення (4.2), що приводить до гармонічної сили, називають *гармонічним наближенням*.

Нехай до стрижня з поперечним перерізом S і довжиною L прикладена сила F , що розтягає, яка змінює відстань між сусідніми атомними площинами 1 і 2 на x , викликаючи тим самим видовження стрижня на ΔL (рис. 4.2). Ця сила буде урівноважена внутрішньою силою $F_{\text{вн}}$, чисельно рівною

$$F_{\text{вн}} = fN = 2N\beta x,$$

де N – кількість частинок, які перебувають в атомному шарі площею S . Напруги σ , які виникнуть у розтягнутому стрижні, дорівнюватимуть

$$\sigma = \frac{F}{S} = \frac{2N\beta x}{S} = kx, \quad (4.4)$$

де $k = \frac{2N\beta}{S}$. Помноживши і поділивши праву частину (4.4) на

відстань між атомними площинами r_0 , одержимо

$$\sigma = kr_0 \frac{x}{r_0} = E\varepsilon, \quad (4.5)$$

де $E = kr_0 = \frac{2N\beta r_0}{S}$ – модуль пружності або модуль Юнга, ε – відносна деформація. Формула (4.5) виражає відомий закон Гука.

При нагріванні твердого тіла частинка здійснює гармонічні коливання, що відповідають енергії теплового руху, то, оскільки парабола симетрична відносно прямої bd , паралельної осі ординат і віддаленої від неї на відстань r_0 . Тому відхилення x_1 і x_2 були б однаковими за величиною і середина розмаху AB збігалася б з положенням рівноваги O . Нагрівання тіла в цьому випадку не могло б викликати його розширення, тому що зі збільшенням температури відбувалося б лише збільшення амплітуди коливань частинок, а середні відстані між ними залишалися б незмінними.

В дійсності ж потенціальна крива abc є, як видно з рис.4.2, несиметричною відносно прямої bd : її ліва гілка ba піднімається значно крутіше правої гілки bc . Це означає, що коливання частинок у твердому тілі є ангармонічними. Для урахування асиметрії потенціальної кривої необхідно в рівняння (4.2) ввести додатковий член $-gx^3$, що виражає цю асиметрію (g – коефіцієнт пропорційності). Тоді (4.2) і (4.3) будуть мати наступний вигляд:

$$U(x) \approx U_0 + \beta x^2 - gx^3, \quad (4.6)$$

$$f = -2\beta x + 3gx^2. \quad (4.7)$$

Несиметричний характер потенціальної кривої приводить до того, що відхилення частинки 2 вправо і вліво виявляються неоднаковими: праворуч частинка відхиляється сильніше, ніж ліворуч (рис. 4.2). Внаслідок цього середнє положення частинки 2 (точка O_1) вже не збігається з положенням рівноваги O , а зміщається вправо.

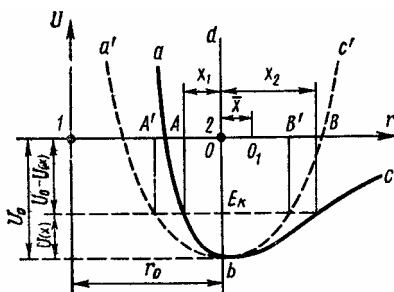


Рисунок 4.2 – Теплове розширення двоатомної моделі твердого тіла

Залежність середнього зсуву від температури можна знайти, використовуючи відоме правило усереднення з урахуванням того, що імовірність розподілу частинок за енергетичними станами підкоряється розподілу Максвелла – Больцмана:

$$\bar{x} = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} x e^{-\frac{U}{k_B T}} dx}{\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{U}{k_B T}} dx}. \quad (4.8)$$

Коефіцієнт теплового розширення твердих тіл

$$\alpha = \frac{1}{L} \frac{dL}{dT} = \frac{1}{r_0} \frac{d\bar{x}}{dT}. \quad (4.10)$$

З (4.10) видно, що коефіцієнт теплового розширення пропорційний залежить від температури, причому залежність $\alpha(T)$ в області низьких температур

$$\alpha \propto T^3, \quad (4.11)$$

а в області високих температур

$$\alpha = \frac{3}{4} \frac{g}{\beta^2} k_B. \quad (4.12)$$

4.2 Завдання

4.2.1 Одержати залежність довжини вольфрамового дроту (стала ґратки $a=0,3165$ нм, тип ґратки – ОЦК) від температури $L(T)$ за зміною її опору при нагріванні (табл. 4.1).

Таблиця 4.1 – Залежність опору вольфрамової нитки довжиною 10 мм і діаметром 10 мм від температури

Температура T, К	Опір R, 10^{-6} Ом
273	6,37
293	6,99

300	7,20
400	10,26
500	13,46
600	16,85
700	20,49

4.2.2 Одержати залежність температурного коефіцієнта лінійного розширення вольфрамового дроту від температури $\alpha(T)$, використовуючи співвідношення (4.10).

4.2.3 Визначити коефіцієнти β і g , що характеризують пружні і теплові властивості матеріалу.

4.2.4 Побудувати залежність $U(r)$, задавшись значенням U_0 .

4.3 Контрольні питання

1. Закон Гука. Фізичний зміст модуля Юнга.
2. Причини теплового розширення твердих тел.
3. Вивести вираз для середньої міжатомної відстані.
4. Чому коефіцієнт лінійного розширення твердих тіл залежить від температури?

ЛАБОРАТОРНА РОБОТА №5 ВИВЧЕННЯ СТАТИСТИКИ МАКСВЕЛЛА- БОЛЬЦМАНА

5.1 Теоретичні відомості

Будь-яке тверде тіло – це система або колектив, що складається з величезного числа мікрочастинок. Існує два способи опису стану такого колективу - термодинамічний і статистичний.

Термодинамічний опис колективу. При термодинамічному підході до опису властивостей колективу, що складається з великого числа частинок; його розглядають як макроскопічну систему. Таку систему називають термодинамічною. Вона може бути ізольованою і неізольованою. Ізольована система не має ніякої взаємодії з навколишнім середовищем, неізольована може обмінюватися з навколишнім

середовищем теплотою і роботою. Стан системи, в якому вона може знаходитися як завгодно довго, називається рівноважним. Він визначається завданням сукупності незалежних фізичних параметрів - параметрів стану. Основними з них є об'єм системи V , тиск p і температура T .

Сукупність всіх видів енергії, укладених в ізольованій системі, називають внутрішньою енергією системи (E). Вона складається з кінетичної енергії частинок, потенційної енергії взаємодії частинок. В результаті взаємодії з навколишнім середовищем термодинамічна система може отримувати або віддавати деяку кількість теплоти δQ , може здійснювати роботу або над нею буде здійснюватись робота δA . За першим законом термодинаміки:

$$dE = \delta Q - \delta A = \delta Q - pdV. \quad (5.1)$$

За другим законом термодинаміки кількість теплоти dQ , отримана системою в оборотному процесі, викликає збільшення ентропії

$$dS = \frac{\delta Q}{T}, \quad (5.2)$$

де T – температура, при якій система одержує теплоту. Підставляючи δQ з (5.2) в (5.1), одержимо

$$dE = TdS - pdV. \quad (5.3)$$

З (5.3) виходить, що внутрішня енергія системи може змінюватися за рахунок здійснення роботи й обміну теплотою. Однак енергія системи може змінюватися також через зміну числа часток N в ній, через те, що кожна частинка, що покидає систему, несе із собою певну енергію. Тому в загальному вигляді закон збереження енергії (5.3) необхідно записати в такий спосіб:

$$dE = TdS - pdV + \mu dN, \quad (5.4)$$

де dN – зміна числа часток у системі. Параметр μ називається *хімічним потенціалом* системи. Він виражає зміну енергії ізольованої системи постійного об'єму, викликану зміною в ній числа частинок на одиницю

$$\mu = \frac{dE}{dN} . \quad (5.5)$$

Розглянемо умову рівноваги системи, повна кількість частинок якої залишається незмінною, але частинки можуть переходити з однієї системи в іншу. Прикладом такої системи є два електронних провідники, наприклад два метали, приведені в контакт. Умова рівноваги:

$$\mu_1 = \mu_2 . \quad (5.6)$$

Статистичний спосіб опису колективу. Стан кожної частинки колективу описується завданням трьох її координат і трьох складових імпульсу. Складаючи рівняння руху для часток і вирішуючи їх, можна, здавалося б, одержати повну інформацію про поведінку системи і передбачити її стан у будь-який момент часу. Для системи, що складається з N часток, відносно відхилення спостережуваної фізичної величини M (наприклад, числа часток в одиниці об'єму) від її середнього значення $\bar{M}$ обернено пропорційне $\sqrt{N}$:

$$\frac{\sqrt{(\Delta M)^2}}{\bar{M}} \sim \frac{1}{\sqrt{N}} .$$

Мікрочастинки і колектив. За характером поведінки в колективі всі мікрочастинки можна поділити на ферміони і бозони.

До ферміонів відносять електрони, протони, нейтрони й інші частки з напівцілим спіном: $\hbar/2, 3\hbar/2, \dots$. До бозонів відносять фотони, фонони й інші частки, що мають цілочисельні спіни: $0, \hbar, 2\hbar, \dots$.

В колективі ферміони виявляють яскраво виражене прагнення до «самоти». Якщо даний квантовий стан уже зайнятий ферміоном, то ніякий інший ферміон даного типу не може знаходитися в цьому стані. У цьому полягає відомий принцип В.Паулі, якому підпорядковуються ферміони. Бозони, навпаки, намагаються „об'єднатись“. Вони можуть необмежено заселяти один і той же стан, причому роблять це тим „охочіше“, чим більше їх в цьому стані.

Якщо ж число станів G виявляється одного порядку з числом часток N , тобто якщо виконується умова

$$\frac{N}{G} \approx 1 , \quad (5.8)$$

то питання про те, як заселяти стан, поодиночці чи колективно, стає дуже актуальним. У цьому випадку специфіка мікрочастинки істотно впливає на властивості колективу, як цілого. Такі колективи називаються виродженими.

Функція розподілу. Щоб задати стан колективу, наприклад, часток газу, треба вказати його термодинамічні параметри. Щоб задати стан часток, треба вказати значення їх координат і складових імпульсу або енергію часток, що визначається їх координатами й імпульсами.

Зв'язок між цими двома типами величин здійснює статистична функція розподілу $N_{\mu,T}(E)dE$, що виражає число частинок з енергією від E до $E + dE$ в системі, стан якої описується термодинамічними параметрами μ і T . Таку функцію називають *повною статистичною функцією розподілу*. Для спрощення запису значки термодинамічних параметрів у функції розподілу зазвичай опускають.

Повну функцію розподілу можна представити у вигляді добутку числа станів $g(E)dE$, що приходяться на інтервал енергій dE , на ймовірність заповнення цих станів частинками – $f(E)$. Тоді

$$N(E)dE = f(E)g(E)dE.$$

Функцію $f(E)$ називають просто функцією розподілу. Як зазначено вище, вона виражає ймовірність заповнення частинками даних станів.

Функція розподілу для виродженого газу бозонів (функція розподілу Бозе-Ейнштейна) має вигляд:

$$f_{\text{BE}}(E) = \frac{1}{e^{\frac{E-\mu}{k_B T}} - 1}. \quad (5.9)$$

Функція розподілу для виродженого газу ферміонів (функція розподілу Фермі-Дірака) має вигляд:

$$f_{\text{FD}}(E) = \frac{1}{e^{\frac{E-\mu}{k_B T}} + 1}. \quad (5.10)$$

Енергії Фермі відповідають квантові стани, ймовірність (середній ступінь) заповнення яких дорівнює 0,5.

Електрони, що залишили метал в результаті термоемісії, вже не підкоряються принципу Паулі і їх поведження описується іншими статистичними законами. Так квантова статистика Фермі-Дірака поступається місцем класичній статистиці Максвелла - Больцмана, що є окремим випадком квантової статистики:

$$f_{\text{MB}}(E) = e^{-\frac{E-\mu}{k_B T}} = \frac{N}{V} \left(\frac{h^2}{2\pi m k T} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{E}{k_B T}}.$$

Якщо прийняти, що термоелектрони підкоряються статистиці Максвелла-Больцмана, частка електронів, швидкості яких у напрямку катод – анод (один напрямок!) укладені в інтервалі від v до $v+dv$, дорівнює

$$dN = N \sqrt{\frac{m}{2\pi k T}} e^{-\frac{mv^2}{2k_B T}} dv,$$

де N – концентрація термоелектронів у хмарі поблизу катода.

Значення струму може бути підраховане так:

$$I = \int_{v_{\min}}^{\infty} e S v dN,$$

де S – площа катода, e – заряд електрона; $v_{\min}$ – мінімальна швидкість, необхідна електрону для того, щоб він зміг досягти анода. Задаючи нижню межу інтегрування, можна перевірити розподіл електронів за швидкостями, тобто вигляд статистики. Для цього використовують затримуючий потенціал, створений надлишком електронів на аноді. Таким чином, анода досягнуть лиш електрони, для яких

$$\frac{mv^2}{2} \geq eU,$$

де m – маса електрона; U – затримуючий потенціал. Переходячи від швидкостей під інтегралом до кінетичних енергій, одержуємо

$$I = \frac{SeN}{\sqrt{2\pi mkT}} \int_{eU}^{\infty} e^{-\frac{E}{k_B T}} dE = I_0 e^{-\frac{eU}{k_B T}}.$$

5.2 Завдання

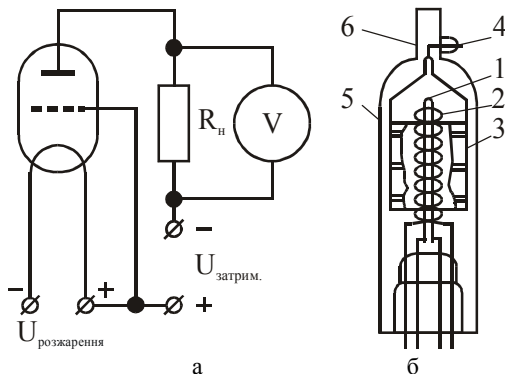
5.2.1 Одержати залежність струму колектора вакуумної лампи іонізаційного манометра ПМИ-2 (рис. 5.1, б) від замикаючої напруги, прикладеної між катодом і колектором, попередньо зібравши електричний ланцюг, зображений на рис. 5.1, а.

5.2.2 Визначте вигляд функції розподілу, якому підкоряються термоелектрони.

5.2.3 Визначити температуру катода.

5.3 Контрольні запитання

1. Способи опису стану макроскопічної системи.
2. Критерій виродження. Невироджені і вироджені колективи.
3. Функція розподілу. Число станів мікрочастинок.
4. Функція розподілу Фермі-Дірака. Ферміони.
5. Функція розподілу Максвелла-Больцмана.
6. Функція розподілу Бозе-Ейнштейна. Бозони.



а – електрична схема для дослідження статистики термоелетронів;
 б – іонізаційний манометр ПМИ-2: 1 – катод; 2 – сітка; 3 – колектор;
 4 – вивід колектора; 5 – балон; 6 – трубка для приєднання до вакуумної системи

Рисунок 5.1 – Вакуумна лампа іонізаційного манометра ПМИ-2

6 ЛАБОРАТОРНА РОБОТА № 6 МАГНІТНІ ВЛАСТИВОСТІ ТВЕРДИХ ТІЛ

6.1 Теоретичні відомості

Сумарний магнітний момент атомів, що знаходяться в одиниці об'єму, називають намагніченістю тіла $\mathbf{M}$.

Відношення намагніченості $\mathbf{M}$ до напруженості магнітного поля $\mathbf{H}$ називають магнітною сприйнятливістю χ .

Магнітна проникність μ , що показує у скільки разів підсилюється поле в речовині порівняно з вакуумом, пов'язана з магнітною сприйнятливістю співвідношенням

$$\mu = 1 + \chi.$$

В залежності від значення і знаку магнітної сприйнятливості всі тверді тіла за характером впливу на них магнітного поля поділяють на три основних групи:

- діамагнетики ($\chi < 0$, $\chi < 1$);
- парамагнетики ($\chi > 0$, $\chi < 1$);
- феромагнетики ($\chi > 0$, $\chi \gg 1$).

Зауважимо, що в діа- і парамагнетиків χ не залежить від H , тоді як у феромагнетиків $\chi = f(H)$. У діамагнетиків χ не залежить від температури. У парамагнетиків магнітна сприйнятливість спадає обернено пропорційно температурі. У феромагнетиків χ практично не залежить від температури до деякого значення останньої. При досягненні цієї температури магнітна сприйнятливість феромагнітних тіл різко спадає і феромагнітне тіло перетворюється у звичайний парамагнетик.

Температура, за якої феромагнетик втрачає свої феромагнітні властивості, називається *точкою Кюрі*. Для різних тіл температура Кюрі має різні значення.

Феромагнітні тіла (до них відносять залізо, нікель, кобальт, ряд сплавів і сполук) відрізняються від пара- і діамагнетиків більшим значенням магнітної сприйнятливості і залежністю останньої від напруженості зовнішнього магнітного поля. Феромагнетизм виникає через обмінну взаємодію електронів недобудованих оболонок сусідніх атомів, які трохи перекриваються при переході речовини у твердий стан. У феромагнетиках (і антиферомагнетиках) існують зони, в кожній з яких спінові магнітні моменти атомів орієнтовані паралельно (або антипаралельно) один одному. Магнітний момент таких зон максимальний, тобто кожна така зона мимовільно (спонтанно) намагнічена до насичення. Ці зони спонтанного намагнічення називають *доменами*. Домени орієнтовані в феромагнетиках так, що їх сумарний момент дорівнює нулю, оскільки це відповідає мінімуму вільної енергії.

6.2 Завдання

6.2.1 Дослідити залежність магнітної проникності μ від температури і визначити точку Кюрі феромагнетика (нікелеве осердя, феритове кільце або кільце із пермалою).

При нагріванні феромагнетика до температури, яка відповідає точці Кюрі, різко зменшується магнітна сприйнятливість феромагнетика.

При підвищенні температури до точки Кюрі через тепловий рух атомів домени розпадаються. Це призводить до зникнення феромагнітних властивостей, і феромагнетик перетворюється у парамагнетик.

Досліджуваний феромагнетик є осердям трансформатора з двома обмотками A1 і A2. Обмотка A1 підключається до ланцюга змінного струму, обмотка A2 замкнена на опорі міліамперметра mA.

Коли по обмотці A1 протікає змінний струм I_1 , у феромагнетику виникає потік

$$\Phi_1 \approx \mu\mu_0 S n_1 H,$$

де S – площа витка первинної обмотки; n_1 – кількість витків первинної обмотки; H – напруженість поля, створеного струмом I_1 ; H – пропорційне I_1 :

$$H = C I_1.$$

Потік Φ_1 пересікає витки вторинної обмотки A2 й індукує в них ЕРС:

$$\varepsilon_2 = \frac{d\Phi_1}{dt} = -\mu\mu_0 S n_2 c \frac{dI_1}{dt},$$

де n_2 – кількість витків вторинної обмотки. Із цього виразу видно, що при інших рівних умовах $\varepsilon \approx \mu$.

Обмотка A1 розрахована так, що при проходженні через неї струму I_1 вона нагрівається і нагріває феромагнетик. Мілівольтметр показує ЕРС, пропорційну різниці температур феромагнетика і навколишнього середовища.

При досягненні феромагнетиком температури, відповідній точці Кюрі, μ різко і значно зменшується, а, отже, зменшується ε_2 , що, в свою чергу, зменшує I_2 , яке відмічається міліамперметром.

Отже, побудувавши залежність $I_2 = f(T)$, можна визначити точку Кюрі (за початком спаду на кривій).

6.2.2 Визначити втрати на перемагнічування за петлею гістерезиса.

Втрати визначають за петлею гістерезиса феромагнетика, який знаходиться у змінному магнітному полі. Якщо стрижень із феромагнітного матеріалу помістити всередину соленоїда і, плавно змінюючи струм у соленоїді, збільшувати напруженість магнітного поля всередині соленоїда, магнітна індукція у феромагнетику буде збільшуватись до максимального значення $B_{\max}$, яке відповідає стану магнітного

насичення.

Якщо поле H , яке намагнічує, зменшувати, то намагніченість, а, отже, й індукція B зменшуватимуться. Однак при $H=0$ зберігається деяка намагніченість ($B \neq 0$), яку називають залишковою.

Якщо напруженість зворотного поля поступово зростатиме, розмагнічування визначатиметься кривою CA' . Відрізок OA' визначає напруженість поля, необхідну для усунення залишкової намагніченості. Цю напруженість магнітного поля називають *коерцитивною силою*.

Подальше збільшення напруженості поля (за абсолютною величиною) викликає в осерді намагніченість у протилежному (порівняно з початковим) напрямі.

Гістерезис зумовлений доменною структурою феромагнетиків. За відсутності зовнішнього магнітного поля домени орієнтовані так, що тіло в цілому не намагнічене. При подальшому збільшенні поля виникає поворот вектора спонтанної намагніченості так, що він наближається до напрямку вектора намагніченості. Його можна розглядати як переорієнтацію доменів.

Петлю гістерезиса можна отримати на екрані осцилографа, якщо подати на пластини електронно-променевої трубки, які горизонтально відхиляють, напругу U_x , пропорційну H , а на пластини, які вертикально відхиляють - U_y , пропорційну B .

Первинна обмотка тороїда (або соленоїда) живиться через опір R_1 змінним струмом I_1 . Напруженість магнітного поля всередині порожнього тороїда $H = n_1 I_1$, де n_1 - число витків на 1 м довжини тороїда. Оскільки U_x - пропорційна I_1 , напруга на пластинах, що горизонтально відхиляють, пропорційна H :

$$U_x = I_1 R_1 = \frac{R_1 H}{n_1} \quad (6.1)$$

У вторинній обмотці тороїда джерелом струму є ЕРС індукції, яка визначається законом Фарадея:

$$\mathcal{E} = - \frac{d\Phi}{dt},$$

де Φ - потік магнітної індукції через поверхню, яка охоплює один виток, а N_2 - число витків, то $\Phi = B S N_2$ і ерс, яка індукується у вторинній обмотці, буде мати вигляд:

$$\mathcal{E} = -SN_2 \frac{dB}{dt}.$$

Нехтуючи самоіндукцією вторинної обмотки, із закону Ома маємо:

$$\mathcal{E} = U_c + IR_2, \quad (6.2)$$

$$\text{де } U_c = U_y = \frac{q}{c} = \frac{1}{c} \int Idt.$$

Оскільки R_2 велике ($\sim 10^3$ Ом), першим членом правої частини рівності (6.2) можна знехтувати, тоді

$$\mathcal{E} = IR_2 = -SN_2 \frac{dB}{dt}, \quad (6.3)$$

$$\text{звідки } I = -\frac{N_2 S}{R_2} \frac{dB}{dt}.$$

Підставивши I у вираз U_y , отримаємо:

$$U_y = -\frac{N_2 S}{R_2 C} \int \frac{dB}{dt} dt = -\frac{N_2 S}{R_2 C} \int dB = -\frac{N_2 SB}{R_2 C},$$

тобто U_y пропорційне B .

Оскільки петля гістерезису виражає залежність B від H , необхідно обчислити значення

$$B = \frac{R_2 C}{N_2 S} U_y; \quad H = \frac{n_1}{R_1} U_x. \quad (6.4)$$

Величини U_x і U_y визначають за відомими U_x і U_y , які викликають відхилення електронного променя на один поділок у напрямку осей x і y при даному підсиленні:

$$U_x = n_x U_x \text{ і } U_y = n_y U_y.$$

Тоді

$$B = \frac{R_2 C n_y U_y}{N_2 S} = k_y n_y; \quad H = \frac{n_1}{R_1} n_x U_x = k_x n_x, \quad (6.6)$$

де

$$k_x = \frac{n_1}{R_1} U_x \quad \text{і} \quad k_y = \frac{R_2 C U_x}{N_2 S}. \quad (6.7)$$

Тут U_x і U_y виражені у Вольтах на поділок (мм^{-1}); R_1 і R_2 – в Омах, C – у Фарадах, S – площа тороїда, м^2 ; N_2 – кількість витків вторинної обмотки.

При перемагнічуванні зразка частина енергії магнітного поля витрачається на переорієнтування доменів. Значення цієї енергії, яка приходить на одиницю об'єму феромагнетика за один цикл перемагнічування, може бути визначено так:

$$W = \frac{Q}{V} = \frac{A}{V} \int_{B_4}^{B_1} H dB + \int_{B_2}^{B_3} H dB - \int_{B_4}^{B_3} H dB = S' = k_x k_y N, \quad (6.8)$$

де S' – площа петлі гістерезиса, мм^2 ; N – кількість клітин площею 1 мм^2 , яку містить петля гістерезиса.

Ця енергія переходить у теплоту. Втрати енергії в одиниці об'єму тороїда за один цикл перемагнічування визначають з рівняння (6.8). Якщо частота генератора ν , то кількість теплоти, яка виділяється за 1 с в одиниці об'єму феромагнетика

$$Q = W \nu = k_x k_y \nu N. \quad (6.9)$$

Значення k_x і k_y визначають за формулами (6.7).

6.3 Порядок виконання роботи

6.3.1 Включити установку і осцилограф у мережу.

6.3.2 Встановити електронний промінь у центр екрана за допомогою ручок x і y .

6.3.3 Встановити $I=40 \text{ мкА}$.

6.3.4 За допомогою ручок осцилографа „Підсилення по вертикалі“ і „Підсилення по горизонталі“ отримати на екрані петлю. Записати установлені значення положень ручок підсилення і за таблицею на панелі установки знайти k_x і k_y .

6.3.5 Зняти осцилограму петлі гістерезиса на кальку, потім покласти кальку на міліметровку, підрахувати кількість клітин N площею 1 мм^2 .

6.3.6 Змінити положення ручок підсилення і зняти ще дві петлі, визначивши їх площі.

6.3.7 Підрахувати 3 рази кількість теплоти, що виділяється за 1 с в 1 м³ при перемагнічуванні феромагнетика, Дж/(м³·с):

$$Q = \nu N k_x k_y.$$

6.3.8 Всі значення величин, які не визначаються експериментально, вказані на панелі установки.

6.3.9 Обробити експериментальні дані з розрахунком межі довірчого і відносної погрішності.

6.4 Контрольні запитання

1. Що таке намагніченість тіла?
2. Що розуміють під магнітною сприйнятливістю?
3. На які групи поділяють тверді тіла за характером впливу на них магнітного поля?
4. Що таке точка Кюрі?
5. Що таке феромагнетик?
6. Що називають доменами?
7. Що розуміють під гістерезисом?

Рекомендована література

1 **Савельєв, И. В.** Квантовая оптика. Атомная физика. Физика твердого тела. Физика атомного ядра и элементарных частиц [Текст] / И. В. Савельев. – М.: Астрель АСТ, 2003. – 368 с. – (Курс общей физики: в 5 кн. / И. В. Савельев; кн. 5).

2 **Штернов, А. А.** Физические основы конструирования, технологии РЭА и микроэлектроники [Текст] / А. А. Штернов. – М.: Радио и связь, 1981. – 248 с.

3 **Епифанов, Г. И.** Физические основы микроэлектроники [Текст] / Г. И. Епифанов. – М.: Советское радио, 1971. – 376 с. (С. 64 – 68).

4 **Горелик, С. С.** Рентгенографический и электронографический анализ металлов [Текст] / С. С. Горелик, Л. Н. Расторгуев, Ю. А. Скаков. – П.: Металлургия, 1963. – 65 с.

5 **Павлов, П. В.** Физика твердого тела [Текст] / П. В. Павлов,

А. Ф. Хохлов. – М.: Высшая школа, 1985. – 364 с.

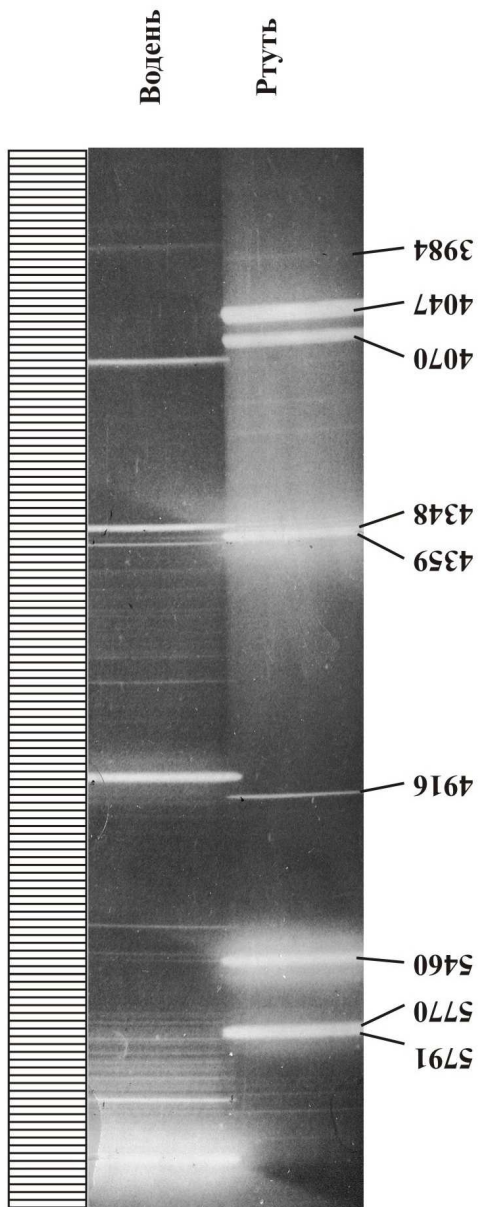
6 **Орлов, А. П.** Введение в теорию дефектов в кристаллах [Текст]
/ А. П. Орлов. – М.: Высшая школа, 1983. – 144 с..

7 **Горелик, С.С.** Материаловедение полупроводников и металлов
[Текст] /С.С.Горелик, М.Я.Дашевский.–М.: Металлургия, 1984.–256 с.

8 **Рейви, К.** Дефекты и примеси в полупроводниковом кремнии
[Текст] / К. Рейви. – М.: Мир, 1984. – 475 с.

ДОДАТОК А

Серії спектральних ліній водню та ртуті



ДОДАТОК Б

Рентгенівські знімки речовин А, Б, В

