

Міністерство освіти і науки України
Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна

**МЕТОДИ ДОСЛІДЖЕННЯ
ВЛАСТИВОСТЕЙ ТВЕРДИХ ТІЛ**

Лабораторний практикум
для студентів фізичного факультету

Електронний ресурс

Харків – 2025

УДК 538.95; 53.081; 53.082

М 54

Рецензенти:

В. Г. Борисенко – доцент кафедри фізико-математичних дисциплін факультету управління та захисту населення Національного університету цивільного захисту України;

О. В. Милославська – науковий співробітник, канд. фіз.-мат. наук, ФТІНТ ім. Б. І. Веркіна НАН України.

*Затверджено до розміщення в мережі Інтернет рішенням Науково-методичної ради
Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна
(протокол № 9 від 23 квітня 2025 року)*

М 54 **Методи** дослідження властивостей твердих тіл : лабораторний практикум для студентів фізичного факультету [Електронний ресурс] / уклад. О. М. Савченко, О. А. Люхтан. – Харків : ХНУ імені В. Н. Каразіна, 2025. – (PDF 62 с.)

Посібник містить методичні вказівки до виконання десяти лабораторних робіт циклу «Методи дослідження властивостей твердих тіл». До кожної роботи наведено коротку теоретичну базу досліджуваного явища, схеми та описи лабораторних установок, порядок виконання роботи, завдання та контрольні питання.

Для здобувачів вищої освіти першого (бакалаврського) рівня за спеціальністю 104 «Фізика та астрономія».

УДК 538.95; 53.081; 53.082

© Харківський національний університет
імені В. Н. Каразіна, 2025

© Савченко О. М., Люхтан О. А., уклад., 2025

ЗМІСТ

<i>Лабораторна робота № 1</i> Рентгенографічний аналіз. Дослідження порошкового зразка методом Дебая.....	4
<i>Лабораторна робота № 2</i> Пружні властивості тіл. Визначення модуля Юнга.....	13
<i>Лабораторна робота № 3</i> Теплові властивості. Визначення температурної залежності теплоємності металів методом охолодження.....	20
<i>Лабораторна робота № 4</i> Електричні властивості. Визначення опорів методом мостової схеми.....	25
<i>Лабораторна робота № 5</i> Електричні властивості. Дослідження (р-п) переходу в напівпровідниках.....	31
<i>Лабораторна робота № 6</i> Електричні властивості. Вивчення електричних властивостей сегнетоелектриків.....	35
<i>Лабораторна робота № 7</i> Електричні властивості. Дослідження температурної залежності електропровідності твердих тіл та визначення енергії активації напівпровідника.....	41
<i>Лабораторна робота № 8</i> Магнітні властивості. Вивчення магнітних властивостей ферромагнетиків.....	46
<i>Лабораторна робота № 9</i> Оптичні властивості. Визначення показника заломлення діелектрика за кутом Брюстера	55
<i>Лабораторна робота № 10</i> Оптичні властивості. Визначення довжин хвиль спектральних ліній. Якісний спектральний аналіз сплавів.....	57

Від укладачів

Посібник містить методичні вказівки до виконання десяти лабораторних робіт, які виконуються студентами-бакалаврами 3-4 курсів фізичного факультету Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна. Переклад українською мовою, осучаснена редакція описів робіт та налаштування їх на виконання в режимі онлайн виконані укладачами. У випадку виконання робіт в онлайн, студентам додатково надаються електронні посилання на відеороліки та пакет з результатами вимірів відповідних робіт.

Лабораторна робота 1

Рентгенографічний аналіз. Дослідження порошкового зразка методом Дебая

МЕТОД ПОРОШКА (Дебая) - один із методів рентгеноструктурного аналізу. Метод порошкових рентгенограм входить до числа класичних методів дослідження кристалів. Зручність цього методу полягає в простоті приготування зразків і у відносній швидкості отримання структурної інформації. Перевагою цього методу є простота отримання рентгенограм та їх інтерпретації.

Опис методу

У методі Дебая пучок монохроматичних променів падає на полікристалічний зразок.

Rg-промені одночасно падають на велику кількість кристалітів, орієнтованих в різних напрямках відносно напрямку падаючого пучка. Для тих, які виявляються орієнтованими так, що виконується умова Вульфа-Бреггов

$$2d \sin \theta = n\lambda \quad (1.1)$$

внаслідок дифракції спостерігається дифракційна картина - чергування максимумів та мінімумів.

Тут d - відстань між сусідніми кристалографічними площинами;

θ - кут, під яким спостерігається дифракція;

n - порядок дифракції;

λ - довжина хвилі монохроматичних рентгенівських променів, що падають на кристал.

Одразу зрозуміло, що в експерименті, знаючи λ і вимірюючи кути θ , можна визначати d - відстані між атомними площинами в кристалічній ґратці.

Використовуються два способи реєстрації дифракційної картини: *фотографічний і дифрактометричний*.

Історично першим методом реєстрації дифрактограм був фотографічний. При цьому зйомка проводиться в камерах Дебая (рис. 1.1). На осі камери встановлено тримач зразка. Корпус камери закривається кришкою. Камера з кришкою світлонепроникні, що дає змогу розташовувати в ній рентгенівську плівку без чорного захисного паперу. Фотоплівка згорнута у вигляді циліндра, горизонтальна вісь якого проходить через зразок.

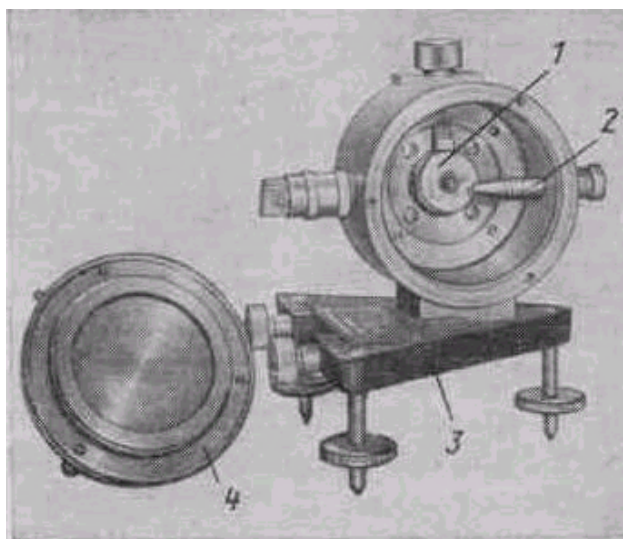


Рис.1.1

Камера Дебая 1 - тримач зразка; 2 - коліматор; 3 - підставка камери; 4 - кришка камери

Дебаєграма. Промені від усіх кристаликів, у яких площини з даною міжплощинною відстанню d_{hkl} задовольняють умові Вульфа-Брегга, утворюють навколо первинного променя конус із кутом растра 4θ . При чому кожному d_{hkl} відповідає свій дифракційний конус (рис. 1.2, а). Перетин кожного конуса дифрагованих рентгенівських променів зі смужкою фотоплівки призводить до появи на ній “слідів” (максимумів або мінімумів), що мають вигляд дужок, розташованих симетрично відносно первинного пучка (рис. 1.2, б).

Дифракційна картина на плівці має в цьому разі вигляд серії концентричних кіл.

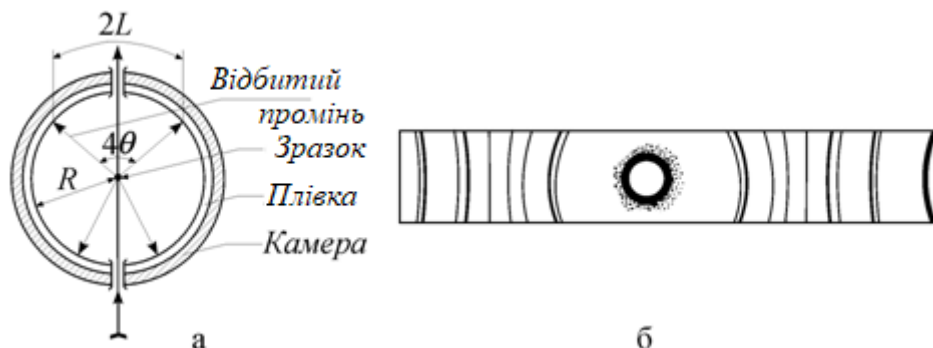


Рис. 1.2. Дифракційний метод Дебая

а - схема зйомки полікристала в циліндричній камері (R - радіус камери);
б - дебаєграма - рентгенограма на фотоплівці, отримана під час зйомки в циліндричній камері

Дифрактометр. Подальшого розвитку метод порошку набув у випадку використання рентгенівських дифрактометрів (рис. 1.3 а, б).



Рис. 1.3 а
Рентгенівський дифрактометр

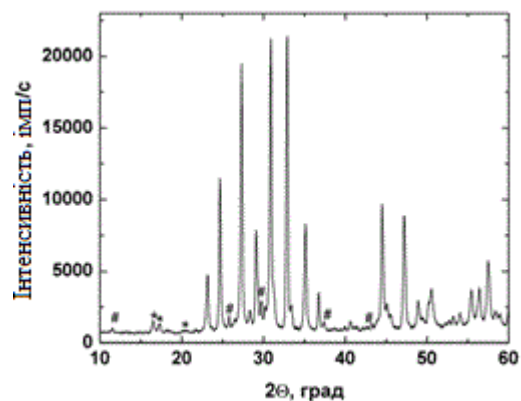


Рис. 1.3 б
Порошкова рентгенограма

До складу рентгенівського дифрактометра входить:

1) *Джерело рентгенівського випромінювання.*

В якості джерела випромінювання використовується рентгенівська трубка із металевим анодом, частіше - залізним, довжина хвилі характеристичного випромінювання якого $Fe K_{\alpha}$ дорівнює $\lambda = 1,9373 \text{ \AA}$

2) *Гоніометр*, у який поміщають досліджуваний зразок. Гоніометр необхідний для вимірювання кутів .

3) *Детектор випромінювання та електронний вимірювально-реєструвальний пристрій*. Детектором у рентгенівському дифрактометрі слугує не фотоплівка, як у камері Дебая, а сцинтиляційний лічильник.

Кванти відбитого рентгенівського променя збуджують у лічильнику імпульси струму, які перетворюються на імпульси напруги. У рентгенівському дифрактометрі рентгенограму отримують послідовним скануванням по кутах і записом на стрічку самописця.

Запис дифракційної картини здійснюють на діаграмну стрічку під час безперервного запису (рис. 1.4) або, під час реєстрації "по точках", реєструють у вигляді набору цілих чисел, що представляють кількість імпульсів, порохованих за певний проміжок часу. Інтенсивність під час реєстрації "по точках" визначається діленням кількості імпульсів на час (рис. 1.5).

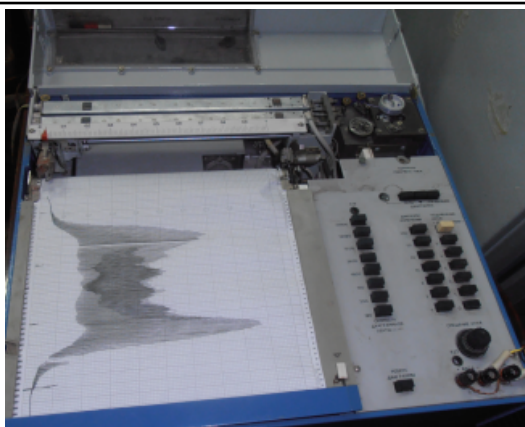


Рис. 1.4 Діаграмна стрічка на самописці

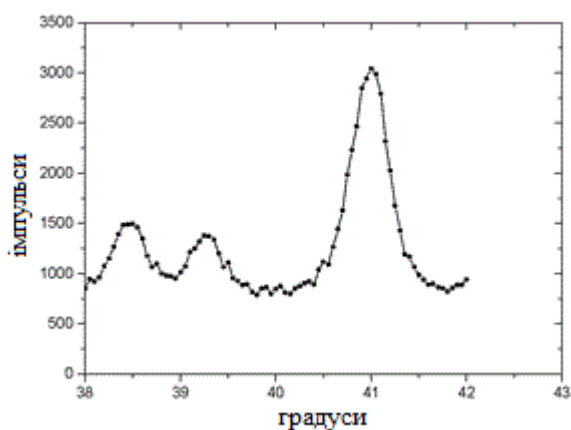


Рис. 1.5 Реєстрація «по точках»

Застосування порошкових дифрактограм

- *Метод порошку дає змогу визначити параметри кристалічної ґратки вищої, середньої і частково нижчої категорії.*
- *З великою точністю метод порошку дає можливість проводити якісний фазовий аналіз, тобто проводять порівняння експериментальних значень міжплощинних відстаней і відносних інтенсивностей з еталонними рентгенограмами, оскільки кожна речовина має свою "картину" розташування ліній на рентгенограмі (рис. 1.6).*
- *Метод порошку застосовується під час вимірювання внутрішніх напружень у кристалічній структурі, дає змогу визначати кристалічні орієнтування (текстури). Цей метод широко використовується під час вивчення металів і сплавів, діаграм стану.*
- Метод порошку дає змогу проводити:
 - *ідентифікацію хімічних елементів і сполук.* За визначенням з дебаєграми кутом, можна обчислити характерну для даного елемента або сполуки міжплощинну відстань d . Нині складено безліч таблиць значень d , що дають змогу ідентифікувати не тільки той чи інший хімічний елемент або сполуку, а й різні фазові стани однієї й тієї ж речовини, що не завжди дає хімічний аналіз. Можна також у сплавах заміщення з високою точністю визначати вміст другого компонента за залежністю періоду d від концентрації;
 - *дослідження переважної орієнтації кристалітів у зразку.* Якщо малі кристаліти в полікристалічному зразку орієнтовані не зовсім випадково, то кільця на дебаєграмі матимуть різну інтенсивність. За наявності різко вираженої переважної орієнтації максимумами інтенсивності концентруються в окремих плямах на знімку, який стає схожим на знімок для монокристала. Наприклад, під час глибокої холодної прокатки металевий лист набуває текстури - вираженої орієнтації кристалітів. За дебаєграма можна судити про характер холодної обробки матеріалу;
 - *дослідження розмірів зерен.* Якщо розмір зерен полікристала більше 10^{-3} см, то лінії на дебаєграмі складатимуться з окремих плям, оскільки в цьому разі кількість кристалітів недостатня для того, щоб перекрити весь діапазон значень кутів θ . Якщо ж розмір кристалітів менше 10^{-5} см, то дифракційні лінії стають ширшими. Їхня ширина обернено пропорційна розміру кристалітів. Рентгенівське випромінювання дає змогу визначати розміри зерен у діапазоні 10^{-7} - 10^{-6} см.

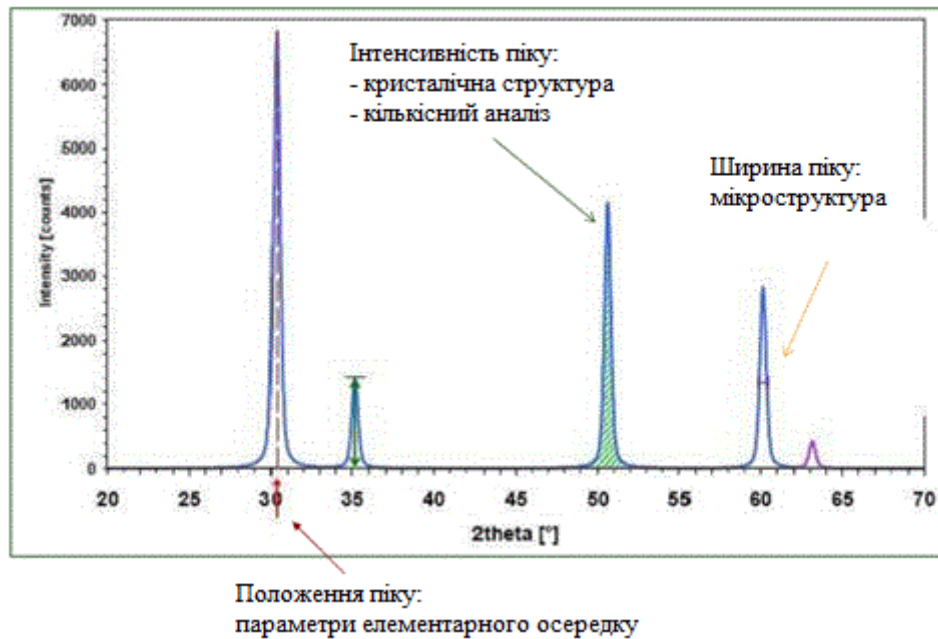


Рис. 1.6 Розташування ліній на рентгенограмі

Мета роботи - познайомитися з методом Дебая, приготувати зразок для зйомки (імовірно - гексаферит стронцію) у вигляді спресованої таблетки й отримати дифрактограму зразка. Визначити міжплощинні відстані, провести індикування ліній на дифрактограмі, визначити параметри комірки.

*Шляхом порівняння з еталоном, встановити, чи є досліджений зразок дійсно гексаферитом стронцію $SrFe_{12}O_{19}$ (п. 5-7 виконуються додатково у випадку наявності еталону).

Виконання роботи

1. Під керівництвом інженера-лаборанта спресувати таблетку з досліджуваного порошку, встановити її в кювету рентгенівського дифрактометра, провести юстирування. Записати порошкограму.
2. Встановити кутове положення спостережуваних максимумів.

Для цього розрахувати бреггівські кути 2θ і θ для дифракційних максимумів рентгенограми, використовуючи кутові мітки. Оцінити похибку. Дані занести в таблицю.

№	I, отн.ед.	2θ , град	θ , град	d, Å	hkl	a, Å	c, Å
---	------------	------------------	-----------------	------	-----	------	------

Для підвищення точності можна оцифрувати дифрактограму за допомогою комп'ютера (використовувати відповідну програму пакета Origin 8.5).

3. Визначити відносну інтенсивність максимумів. Із цією метою провести лінію фону за аналогією з рис. 1.7.

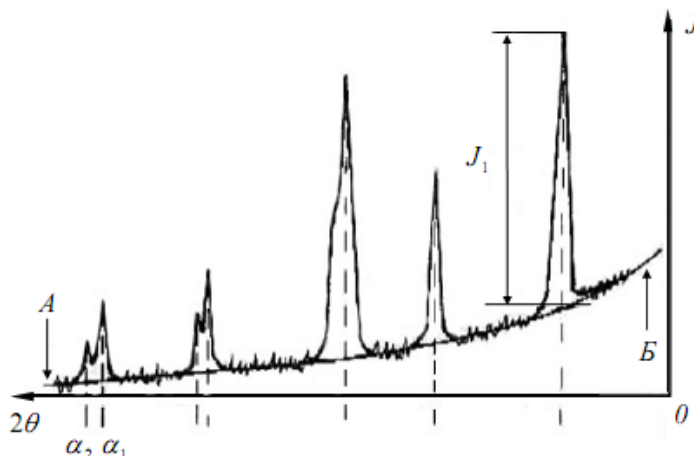


Рис.1.7. Проведення лінії фону на дифрактограмі та визначення інтенсивності рефлексів. А Б - лінія фону

Визначити інтенсивність I усіх ліній у міліметрах (за висотою максимумів від лінії фону). Потім знайти відносну інтенсивність I/I_0 всіх ліній, прийнявши інтенсивність найсильнішої лінії за 100%. Дані занести в таблицю.

4. Знаючи довжину хвилі рентгенівського випромінювання та кути θ , за формулою (1.1) визначити міжплощинні відстані d . Отримані дані занести в таблицю.

5*. Наступний етап аналізу рентгенограм - індикування ліній, тобто визначення індексів hkl . Оскільки передбачалося, що досліджуваний зразок - це гексаферит стронцію $SrFe_{12}O_{19}$, експериментальні дані порівнювалися з даними "1996 JCPDS - International Centre for Diffraction Data. All rights reserved", які використовувалися як еталон. За даними, отриманими в п.п. 2-4, можна визначити індекси спостережуваних максимумів і занести їх у таблицю.

У разі, якщо припускається, що досліджуваний зразок може бути $SrFe_{12}O_{19}$, але еталон відсутній, для індикування ліній можна скористатися графічним

методом. Для гексагональної системи можуть бути використані графіки Хелла або номограми Б'єрстрема (у даній роботі не розглядаються).

6*. Визначити параметри комірки a і c .

Гексаферит стронцію $SrFe_{12}O_{19}$ належить до гексагональної симетрії (P63/mmc). Тому для розрахунку було використано формулу

$$\frac{1}{d^2} = \frac{4}{3} \frac{(h^2 + hk + k^2)}{a^2} + \frac{l^2}{c^2} \quad (1.2)$$

За визначеними міжплощинними відстанями d (п. 4) та індексами hkl (п. 5) параметри комірки можна знайти, використовуючи пари ліній (d_1 і d_2 та відповідні їм hkl). Тоді, маючи систему з двох рівнянь (1.2) із двома невідомими, для a і c отримуємо такі вирази:

$$a^2 = \frac{4}{3} \cdot \frac{A_1 B_2 - A_2 B_1}{\frac{B_2}{d_1^2} - \frac{B_1}{d_2^2}};$$
$$c^2 = \frac{A_1 B_2 - A_2 B_1}{\frac{A_1}{d_2^2} - \frac{A_2}{d_1^2}},$$

де $A = h^2 + hk + k^2; \quad B = l^2$.

Порівняти отримані значення параметрів a і c з еталонними

$$a = 5,883 \text{ нм}, c = 23,046 \text{ нм}.$$

Зі збільшенням кута θ , похибка визначення періоду комірки зменшується. Тому для визначення параметрів комірки слід користуватися лініями, розташованими під найбільшими кутами. З цієї ж причини усереднення значень параметра, отриманих за положенням різних дифракційних ліній, є помилкою, що знижує точність визначення параметра елементарної комірки.

7*. Зробити висновок чи є досліджуваний зразок гексаферитом стронцію $SrFe_{12}O_{19}$.

Контрольні питання

1. Якому діапазону електромагнітних хвиль належить рентгенівське випромінювання? Чим зумовлена висока проникаюча здатність рентгенівського випромінювання?
2. Охарактеризуйте гальмівний і характеристичний спектри.
3. Проаналізуйте рівняння Вульфа-Бреггов.
4. Поясніть, як виникає дифракційна картина під час зйомки полікристалічного зразка за методом Дебая. Назвіть способи реєстрації дифракційної картини.
5. Для чого призначена рентгенівська трубка? Як вона влаштована? Опишіть принцип роботи рентгенівської трубки.
6. Опишіть схему методу порошку з фотографічною реєстрацією. Будова камери Дебая-Шеррера.
7. Перелічіть основні вузли дифрактометра загального призначення.
8. Які способи ідентифікації рентгенограм ви знаєте?
9. Як величини I , 2θ , θ , d , hkl , розраховуються за рентгенограмою?
10. Що таке параметри елементарної комірки? Як їх визначити за даними, отриманими з порошкових дифрактограм?

Пружні властивості тіл. Визначення модуля Юнга

Якщо зовнішні сили деформують тіло, у ньому виникають сили, що перешкоджають деформації. Це сили пружності. Механізм їхнього виникнення наступний. Будь-яке тіло складається з частинок (атомів, іонів, молекул), які перебувають у положенні рівноваги в недеформованому тілі. Рівновага досягається за рахунок балансу діючих між частинками сил притягання і відштовхування електричної природи, які залежать від відстані. На рис. 2.1 наведена залежність потенціальної енергії взаємодії (W) атомів або молекул від відстані між ними (r).

Область $W < 0$ відповідає притягання, $W > 0$ – відштовхуванню між частинками. Мінімум функції при $r = r_0$ відповідає рівновазі. Частинки роблять коливальні рухи поблизу r_0 («дна потенційної ями»).

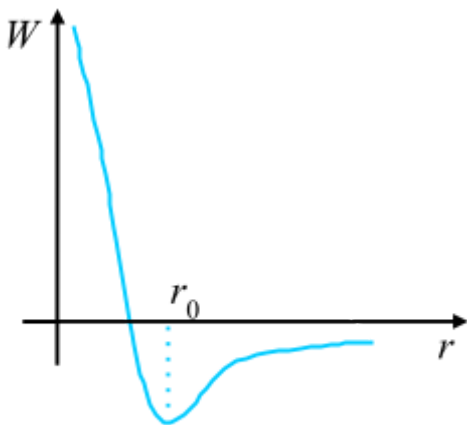


Рис. 2.1

Якщо рівновага порушується, наприклад, за рахунок дії зовнішньої сили зменшуються або збільшуються відстані між частинками, сили взаємодії між ними прагнуть відновити рівновагу.

На більших відстанях (r велике) частинки слабо взаємодіють ($W \rightarrow 0$). При зближенні частинок ($r < r_0$) W росте за абсолютною величиною (залишаючись негативною) – переважають сили притягання.

Якщо r стає менше r_0 , виникають і починають зростати сили відштовхування.

Макроскопічно спостерігається намагання тіл (матеріалів) зберігати свій об'єм (для твердих тіл і форму) при дії зовнішніх сил. Чим більша деформація – тим більша сила пружності, яка виникає у тілі. Це твердження, справедливе для малих пружних деформацій, виражає закон Гука. Конкретна формула для закону Гука залежить від конкретного виду деформації.

Деформація розтягування пружини

Сила $\vec{F}$ розтягує пружину (рис. 2.2). У пружині виникає сила пружності

$$F_{\text{пр}} = -kx \quad (2.1)$$

де k – жорсткість пружини.

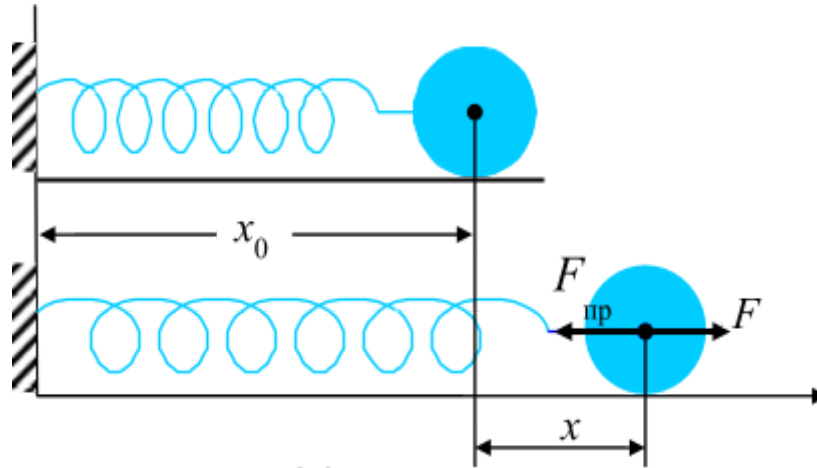


Рис. 2.2

Однобічне розтягання стрижня

Сила $\vec{F}$ розтягує стрижень, протилежний кінець якого закріплений (рис. 2.3). До кожної одиниці площі перерізу S стрижня прикладена напруга $\sigma = \frac{F}{S}$.

Деформація характеризується абсолютним $\Delta l = l - l_0$ і відносним подовженням $\varepsilon = \frac{\Delta l}{l_0}$ (деформацією).

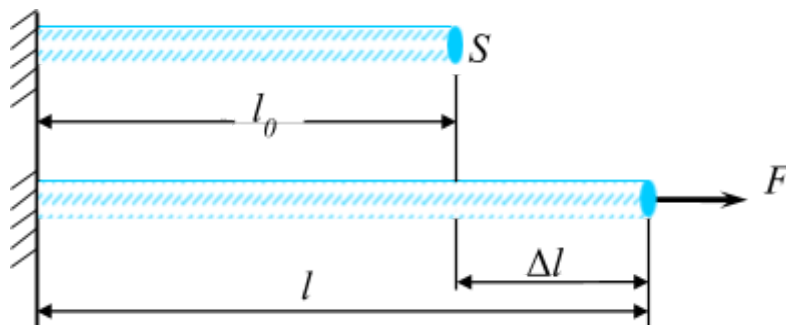


Рис. 2.3

Закон Гука в цьому випадку має вигляд:

$$\sigma = E \varepsilon \quad (2.2)$$

де E – модуль Юнга, що характеризує пружні властивості матеріалу стрижня.

Згідно з (2.2) модуль Юнга E визначається як

$$E = \frac{\sigma}{\varepsilon} \quad (2.3)$$

звідки видно, що модуль Юнга дорівнює напрузі, яку потрібно прикласти до тіла, щоб його відносна деформація дорівнювала одиниці. Це означає, що довжина зразка збільшилася б у два рази. При таких великих деформаціях, однак, закон Гука не виконується.

Деформація зсуву

Сила $\vec{F}$ прикладена до верхньої грані стрижня прямокутного перерізу, нижня грань якого закріплена (рис. 2.4). При зсуві об'єм практично не змінюється. Деформація характеризується кутом зсуву (у радіанах).

$$\text{Закон Гука: } \sigma \equiv \tau = G \theta, \quad (2.4)$$

де G – модуль зсуву.

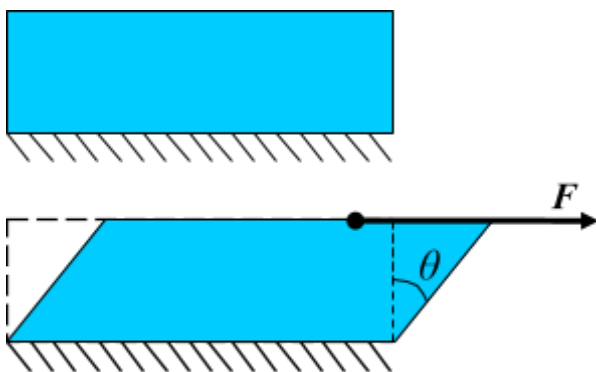


Рис. 2.4

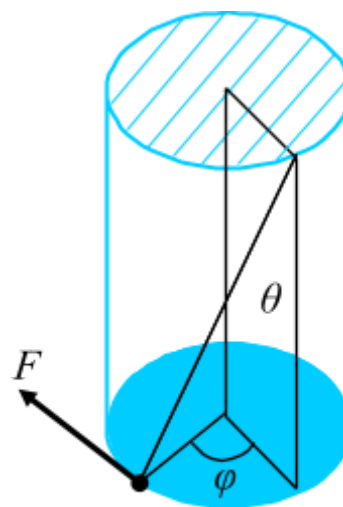


Рис. 2.5

Деформація крутіння

Сила $\vec{F}$ прикладена до нижнього кінця стрижня (рис. 2.5), протилежний (на малюнку заштрихований) кінець якого закріплений. Сила створює обертаючий момент $\vec{M}$. Деформація характеризується кутом закручування φ .

Закон Гука:

$$M = D \varphi, \quad (2.5)$$

де D – модуль крутіння, залежить не тільки від матеріалу, але й від розмірів і форми тіла.

Деформації однобічного розтягання (стискання) і зсуву – однорідні. Деформації крутіння й вигину – неоднорідні.

Як відзначалося, закон Гука справедливий при малих пружних деформаціях. При більших зовнішніх силах деформації стають непружними (пластичними) – після зняття навантаження тіло не відновлює своєї форми й об'єм.

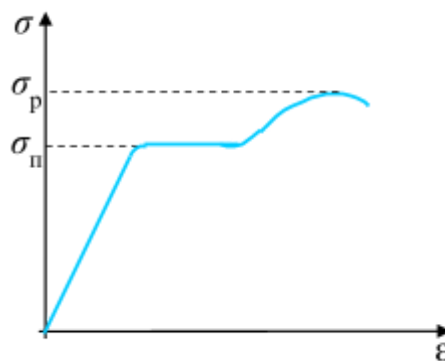


Рис. 2.6

На мал. 2.6 схематично наведена залежність $\sigma(\varepsilon)$ у випадку розтягання однорідного стрижня. Лінійна ділянка відповідає закону Гука лише для малих деформацій. Значення напруги σ_p , вище якої виникають залишкові деформації, називають межею пружності. Після зняття навантаження тіло буде мати ненульову деформацію. На горизонтальній ділянці графіка (рис 2.6) деформація зростає без збільшення прикладеної напруги – тіло «тече». Це область пластичних деформацій. Далі, після невеликого росту напруги, настає край міцності σ_r , за яким настає розрив стрижня.

У роботі вивчається деформація однобічного розтягання металевго дроту. Для визначення модуля Юнга необхідно одержати залежність $\sigma(\varepsilon)$, побудувати графік цієї залежності, визначити область виконання закону Гука та знайти E , користуючись формулою (2.3) для відповідної лінійної ділянки графіка.

Опис установки

Схема установки наведена на рисунку 2.7. Дріт (1), що досліджується,

закріплений на одному з кінців (2). Другий кінець (3) прикріплений до важеля (4), що обертається навколо горизонтальної осі (5), перпендикулярної площини малюнка, при цьому розтягуючи дрід. Змінювати прикладену до дроту напругу, що розтягує, можна, змінюючи положення вантажу (6) на важелі. Абсолютна деформація (подовження Δl) дроту вимірюється чутливим датчиком деформації (7).

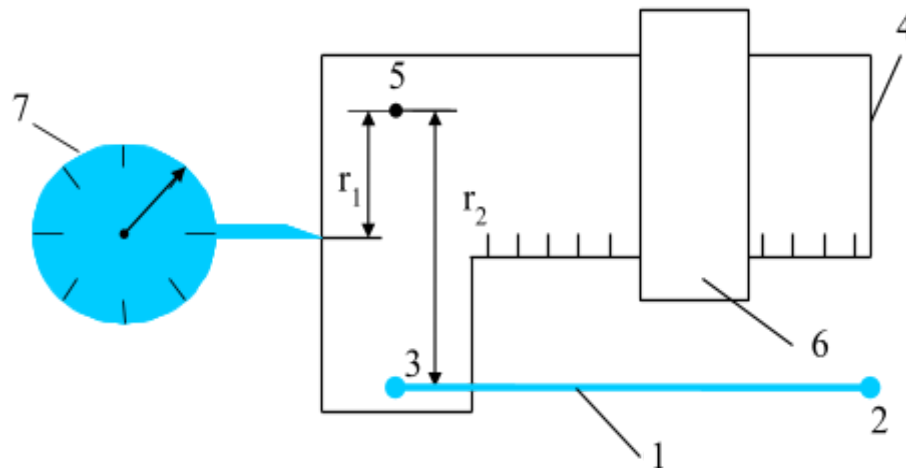


Рис. 2.7

Дослідним шляхом було встановлено, що переміщення вантажу на одну велику поділку шкали важеля відповідає зміні сили F , що розтягує, на 0,55 Н. Напругу можна визначити зі співвідношення

$$\sigma = \frac{F}{S} = \frac{0,55 \cdot N}{\pi r^2}, \quad (2.6)$$

де N – число поділок важеля, r – радіус перерізу дроту.

При зсуві вантажу (6) важіль повертається й дрід розтягується, що викликає поворот стрілки датчика (7). Поворот стрілки на одну найменшу поділку відповідає розтягання дроту, що дорівнює 0,002 мм. Оскільки відстані r_1 від осі обертання важеля (5) до вістря датчика і r_2 до точки кріплення рухливого кінця дроту різні, необхідно показання індикатора датчика помножити на коефіцієнт

$k = \frac{r_1}{r_2} = 2,5$. Тоді відносна деформація:

$$\varepsilon = \frac{\Delta l}{l_0} = \frac{n \cdot 0,002 \cdot 10^{-3} \cdot 2,5}{l_0}, \quad (2.7)$$

де n – число поділок датчика, l_0 – початкова довжина недеформованого дроту.



Рис. 2.8

Мета роботи – визначення модуля Юнга, що характеризує пружні властивості матеріалу, з якого виготовлено дріт.

Виконання роботи

1. *Навантажують* дріт, змінюючи положення вантажу (6). Записують поділку положення важеля N і показання датчика n (рис. 2.8). За

формулами (2.6) і (2.7) визначають напругу та деформацію.

Щоб переконатися, що деформація дроту була пружною й не виникло залишкових деформацій, проводять ті ж виміри, але *розвантажуючи* зразок.

Увага! Всі дані повинні бути занесені в таблицю й виражені в системі СІ.

2. За отриманими даними побудувати графік $\sigma(\epsilon)$.
3. За лінійною ділянкою графіка визначити модуль Юнга як коефіцієнт лінійної залежності (тангенс кута нахилу), що відповідає формулі (2.2).

Контрольні питання

1. Поясніть природу виникнення сил пружності.
2. Сформулюйте закон Гука. Наведіть приклади.
3. Які види деформацій ви знаєте? Чим вони відрізняються?
4. Поясніть залежність напруги від деформації, що наведено на рисунку 2.6.
5. Що характеризує модуль Юнга? Чому він дорівнює?

Лабораторна робота 3

Визначення температурної залежності теплоємності металів методом охолодження

Одним із методів, що дають змогу визначити температурну залежність теплоємності металів в області високих температур, є метод, заснований на порівнянні швидкостей охолодження двох зразків: досліджуваного та еталонного.

Зразки виготовляють у вигляді невеликих тонких циліндрів із досліджуваного металу і металу-еталона, температурна залежність теплоємності якого відома. Кожен з них нагрівають до досить високої температури, а потім дають можливість остигати, записуючи температуру через певні відрізки часу, тобто знімаючи криву охолодження. Умови, в яких відбувається охолодження зразків, мають бути однаковими.

Для зразків у вигляді тонких і довгих циліндрів можна знехтувати впливом торців і вважати, що тепловий потік спрямований за радіусами від осі циліндрів до поверхні. Температура поверхні всюди однакова і мало відрізняється від температури на осі циліндрів, оскільки циліндри тонкі, а теплопровідність металів велика.

Розрахунок теплоємності ґрунтується на таких міркуваннях.

Кількість теплоти, передана зразком за малий відрізок часу dt у навколишнє середовище

$$dq = \alpha(T_{\text{пов}} - T_{\text{ср}})Sdt, \quad (3.1)$$

де α – коефіцієнт, що залежить від стану поверхні зразка;

$T_{\text{пов}}$ – температура поверхні; $T_{\text{ср}}$ – температура середовища;

S – площа бокової поверхні циліндра.

З іншого боку, ця кількість тепла дорівнює

$$dq = cm dT \quad (3.2)$$

де c – питома теплоємність; m – маса зразка;

dT – зміна його температури за час dt .

Прирівнюючи (3.1) і (3.2), отримуємо

$$mc \frac{dT}{dt} = \alpha (T_{\text{пов}} - T_{\text{ср}}) S \quad (3.3)$$

Тут $\frac{dT}{dt}$ – швидкість охолодження, що показує, як швидко змінюється температура зразка, що остигає, з часом, тобто змінюється його температура за одиницю часу.

Запишемо рівність (3.3) для еталонного і досліджуваного зразків:

$$m_0 c_0 \left(\frac{dT}{dt} \right)_0 = \alpha_0 (T_{\text{пов}} - T_{\text{ср}})_0 S_0 ;$$

$$m_x c_x \left(\frac{dT}{dt} \right)_x = \alpha_x (T_{\text{пов}} - T_{\text{ср}})_x S_x . \quad (3.4)$$

З (3.4) для шуканої теплоємності отримаємо

$$c_x = c_0 \frac{m_0 \left(\frac{dT}{dt} \right)_0 \alpha_x (T_{\text{пов}} - T_{\text{ср}})_x S_x}{m_x \left(\frac{dT}{dt} \right)_x \alpha_0 (T_{\text{пов}} - T_{\text{ср}})_0 S_0} . \quad (3.5)$$

Якщо розміри й умови охолодження зразків однакові, $S_x = S_0$, $\alpha_x = \alpha_0$ і

$(T_{\text{пов}} - T_{\text{ср}})_0 = (T_{\text{пов}} - T_{\text{ср}})_x$ то формула (3.5) спроститься і для шуканої c_x отримаємо

$$c_x = c_0 \frac{m_0 \left(\frac{dT}{dt} \right)_0}{m_x \left(\frac{dT}{dt} \right)_x} . \quad (3.6)$$

Метою роботи є отримання температурної залежності питомої теплоємності металу $c_x(T)$.

Опис установки

На рис.3.1 представлена схема приладу, за допомогою якого знімаються криві охолодження зразків.

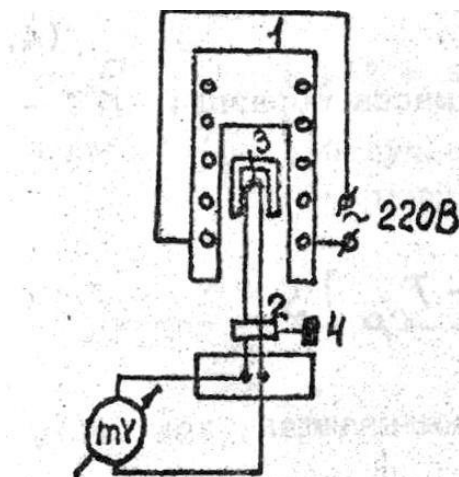


рис. 3.1

Циліндрична піч 1 укріплена у вертикальному положенні. Зразки являють собою порожнисті циліндри. Для вимірювання температури використовується термопара, поміщена в двоканальну порцелянову трубку 2, на яку насаджують зразок. Термопара приєднується до мілівольтметра, що вимірює термоЕРС що виникла в ній. Мілівольтметр проградуєований у градусах (ціна однієї поділки -5 град) і показує різницю температур робочого спаю термопари 3 і кімнатної. Для отримання істинного значення температури, до температури, нарахованої за мілівольтметром, необхідно додати кімнатну.

Поверхня зразків вкрита тонким шаром хрому для запобігання від окислення і створення однакових умов тепловіддачі (при цьому $\alpha_x = \alpha_0$). Маса зразків m_x і m_0 визначається зважуванням.

Еталонний зразок виготовлено з міді, температурна залежність питомої теплоємності міді представлена на рис.3.2.

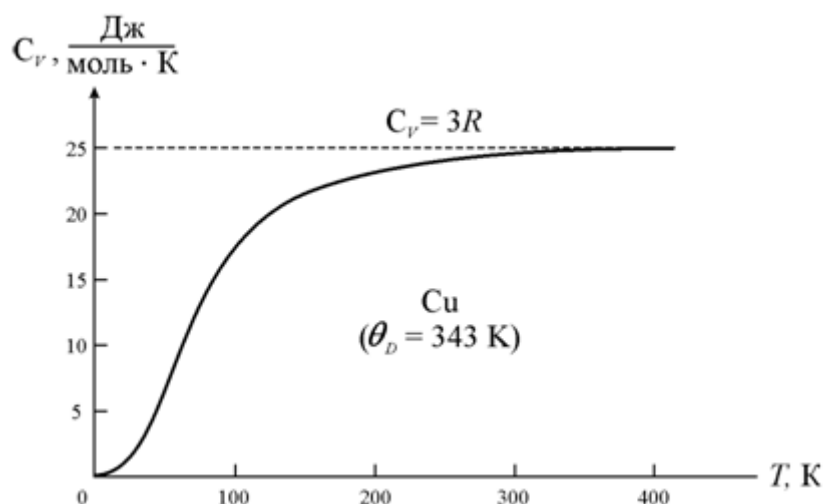


Рис. 3.2

Виконання роботи

1. Зважують досліджуваний і еталонний зразки.
2. Поміщають досліджуваний зразок у піч, закріпивши гвинтом 4.
3. Піч вмикають у мережу (220 В). Нагрівши зразок до температури близько 600 °С, вимикають піч, опускають зразок із термопарою і закріплюють у новому положенні.
4. Знімають криву охолодження зразка, записуючи в таблицю показання мілівольтметра через кожні 10-20 с за секундоміром.
5. Повторюють ті самі вимірювання для еталонного зразка.
6. Переводять показання мілівольтметра в градуси за допомогою надісланих даних термопарі і також заносять до таблиці.
7. Будують отримані залежності $T_x(t)$ і $T_0(t)$, відкладаючи по осі абсцис час, а по осі ординат - температуру.

Із кривих охолодження $T_x(t)$ і $T_0(t)$ графічним шляхом визначають швидкості охолодження $\left(\frac{dT}{dt}\right)_x$ і $\left(\frac{dT}{dt}\right)_0$ для низки температур. Для цього отримані криві $T_x(t)$ і $T_0(t)$ розбивають вертикальними лініями з інтервалом по осі t у 20-30 секунд.

Визначають значення ординат кривої в сусідніх точках перетину її вертикальними прямими T' і T'' . Їхні різниці дають зміни температур за час Δt .

Відношення $\frac{\Delta T}{\Delta t}$ дорівнює середній швидкості охолодження за температури T , що відповідає середній температурі з цього інтервалу $T = \frac{T' + T''}{2}$

За отриманими даними будують графіки залежності швидкості охолодження $\left(\frac{dT}{dt}\right)_x$ і $\left(\frac{dT}{dt}\right)_0$ від температури T .

*За бажанням процедуру графічного диференціювання можна виконати за допомогою комп'ютера.

Розраховують теплоємність досліджуваного металу c_x для низки температур, підставляючи у формулу (2.6) значення $\left(\frac{dT}{dt}\right)_x$, $\left(\frac{dT}{dt}\right)_0$ і c_0 за відповідних температур.

Будують графік залежності $c_x(T)$.

Контрольні запитання

1. Схема установки та послідовність виконання даної роботи.
2. Дайте визначення питомої та молярної теплоємності речовини; їхня розмірність.
3. Яку модель твердого тіла вживають у класичній теорії теплоємності? Закон Дюлонга і Пті (висновок). У чому полягає відмінність теорії від експерименту?
4. Поняття гармонійного осцилятора, його енергія у класичному та квантовому випадку. Чому дорівнює енергія осцилятора згідно з Планком? Запишіть внутрішню енергію тіла в розрахунку на один моль згідно з квантовими уявленнями.
5. Сформулюйте основні положення теорії теплоємності твердих тіл Ейнштейна. Порівняйте теорію з експериментом.
6. Сформулюйте основні положення теорії теплоємності твердих тіл Дебая. Поясніть поняття характеристичної температури.
7. Виведіть формулу для експериментального визначення температурної залежності питомої теплоємності металів.

Лабораторна робота 4

Визначення електроопорів методом мостової схеми

Упорядкований рух електричних зарядів під впливом сил електричного поля називається електричним струмом провідника. Необхідними умовами існування струму є: 1) наявність вільних зарядів; 2) наявність різниці потенціалів на кінцях провідника. За напрямком струму прийнято напрямок руху позитивних зарядів. Електричний струм характеризується силою струму. Сила струму чисельно дорівнює заряду, що проходить через поперечний переріз провідника за одиницю часу. Якщо за нескінченно малий проміжок часу dt через поперечний переріз провідника проходить заряд dq , то миттєва сила струму $I=dq/dt$. Для постійного струму його величина визначається співвідношенням $I=q/t$, де q -заряд, що пройшов через поперечний переріз провідника за час t . За одиницю сили струму приймається 1Ампер (А). При силі струму 1А через поперечний переріз провідника протікає заряд 1Кулон.

Електричний струм характеризується також щільністю струму $j=dI/dS_n$, де dI - струм через фізично нескінченно малу площадку dS_n , перпендикулярну до напрямку струму. Струм, величина та напрямок якого не змінюється з часом, називається постійним струмом. Якщо величина та напрямок струму змінюються з часом, то струм називається змінним. За наявності електричного струму напруженість електричного поля $\vec{E}$ всередині провідника дорівнює нулю, а силові лінії вектора E не перпендикулярні поверхні провідника. При цьому поверхня провідника не є екіпотенційною.

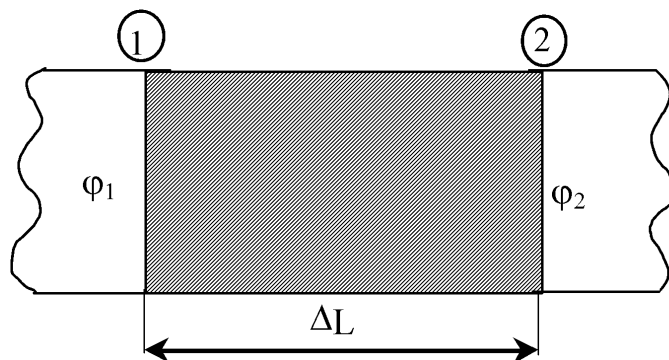


Рис. 4.1

Розглянемо ділянку провідника, що не має розгалужень. (Рис. 4.1).

Ділянка обмежена перерізами 1 та 2 з потенціалами ϕ_1 та ϕ_2 . Величина напруги на цій ділянці $U=\phi_1-\phi_2$. Робота A за переміщенням заряду q під дією

сил електричного поля визначається співвідношенням

$$A=q(\varphi_1-\varphi_2)=qU \quad (4.1)$$

Напруга на ділянці 1-2 визначається роботою, яку здійснюють сили поля над поодиноким позитивним зарядом

$$U=A/q \quad (4.2)$$

Напруга 1вольт (1В) відповідає роботі один джоуль (1Дж) при проходженні через переріз провідника заряду один кулон (1К).

Ом експериментально встановив закон, згідно з яким відношення напруги на кінці провідника до сили струму в ньому є постійною величиною.

$$\frac{\varphi_2 - \varphi_1}{l} = \frac{U}{l} = R \quad (4.3)$$

Величина R , що характеризує даний провідник, називається опором провідника. За одиницю опору приймається 1Ом. У провіднику з опором 1Ом протікає 1А при різниці потенціалів на його кінцях 1В.

Опір провідника R залежить від *матеріалу провідника* та його геометричних розмірів. Для однорідного циліндричного провідника

$$R = \rho \frac{l}{S} \quad (4.4)$$

де ρ – питомий опір, l - довжина провідника, S - площа поперечного перерізу. Питомий опір провідників збільшується при збільшенні температури приблизно за лінійним законом.

$$\rho = \rho_0 (1+\alpha t) \quad (4.5)$$

де ρ_0 - питомий опір при 0 °С, ρ - питомий опір при температурі t °С, α - постійна величина, що не залежить від температури.

При розрахунку параметрів електричних кіл користуються правилами Кірхгофа:

1. Алгебраїчна сума струмів I_k , що сходяться в точці розгалуження провідників (вузлі), дорівнює нулю. Струми, що течуть до вузла, вважаються позитивними, а ті що течуть від вузла - негативними.

$$\sum_{k=1}^n I_k = 0$$

2. В будь-якому замкнутому контурі, виділеному в складному ланцюгу провідників, алгебраїчна сума падінь напруг $I_k R_k$ на окремих ділянках контуру (R_k - опір к-ї ділянки) дорівнює алгебраїчній сумі ЕРС $\mathcal{E}_k$ в цьому контурі

$$\sum_r I_k R_k = \sum_n \mathcal{E}_n$$

При цьому слід вважати позитивними струми та ЕРС, якщо напрям струмів та напрям дії ЕРС (напрямок від негативного полюса до позитивного) збігаються з напрямом обходу по контуру та навпаки.

При послідовному з'єднанні провідників (рис.4.2) R_1 та R_2 величина струму I в обох провідниках буде однаковою. Опір розглянутої ділянки ланцюга R

$$R = \frac{U}{I} = \frac{U_1 + U_2}{I} = \frac{U_1}{I} + \frac{U_2}{I} = R_1 + R_2 \quad (4.6)$$

дорівнює сумі опорів R_1 та R_2 .

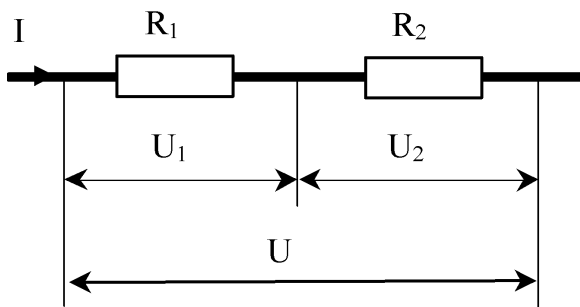


Рис. 4.2

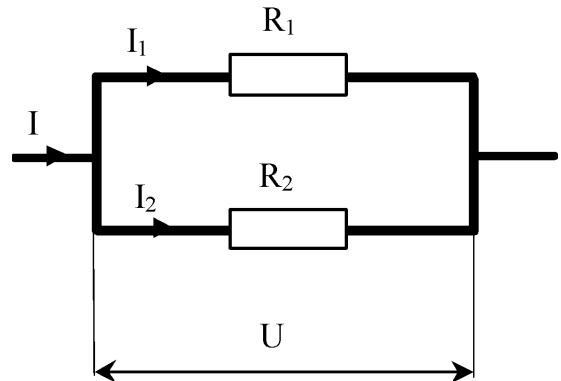


Рис. 4.3

При послідовному з'єднанні N провідників їх опори складаються

$$R = \sum_{i=1}^N R_i \quad (4.7)$$

При паралельному з'єднанні провідників R_1 та R_2 (рис. 4.3) напруга на провідниках однакова $U = I_1 R_1 = I_2 R_2$.

Із закону збереження заряду випливає $I = I_1 + I_2$, тому

$$I = \frac{U}{R} = \frac{U}{R_1} + \frac{U}{R_2}; \quad \frac{1}{R} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \quad (4.8)$$

Для N провідників, з'єднаних паралельно

$$\frac{1}{R} = \sum_{i=1}^N \frac{1}{R_i} \quad (4.9)$$

Опір провідників можна з високим ступенем точності вимірювати за допомогою моста опорів Уїтстона.

Мета роботи

Експериментальне визначення активних опорів R_i та їх комбінованих включень за допомогою мостової схеми.

Опис лабораторної установки

Принципова електрична схема моста Уїтстона зображена на рис. 4.4.

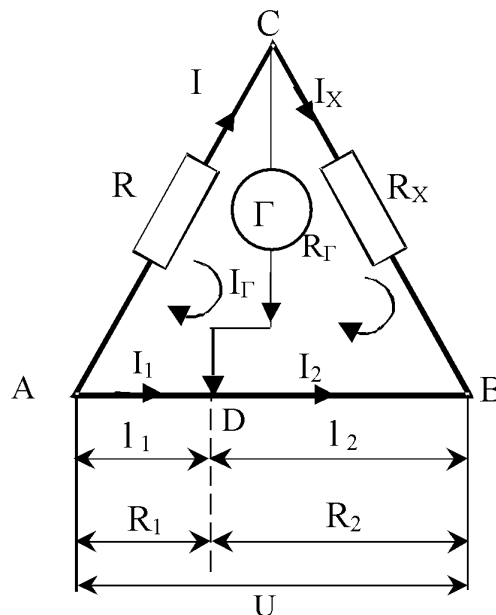


Рис. 4.4

У схемі, зображеній на рис.4.4 постійна напруга U прикладена між точками А і В, R -відомий еталонний опір, R_X - невідомий опір, що вимірюється,

Г-гальванометр. Між точками А і В встановлено калібрований дріт - реохорд, що має ковзний контакт D. Лінійні розміри дроту між точками А і D - l_1 , між точками D і В - l_2 . Метод вимірювання опору за допомогою моста Уїтстона заснований на порівнянні невідомого опору R_X з відомим опором R. Нехай струми в плечах моста течуть так, як показано на рис. 4.4. Тоді за правилами Кірхгофа:

$$\begin{aligned} \text{для вузла C } I - I_X - I_\Gamma &= 0 \\ \text{для вузла D } I_1 + I_\Gamma - I_2 &= 0 \\ \text{для контуру ACDA } IR + I_\Gamma R_\Gamma - I_1 R_1 &= 0 \\ \text{для контура CBDC } I_X R_X - I_2 R_2 - I_\Gamma R_\Gamma &= 0 \\ \text{для ділянки AB } U &= I_1 R_1 + I_2 R_2 \end{aligned} \quad (4.10)$$

У виразах (4.10) R_Γ - опір гальванометра, R_1 і R_2 - опори ділянок реохорду ℓ_1 і ℓ_2 відповідно. Змінюючи положення ковзного контакту D, і тим самим опори відрізків реохорду R_1 і R_2 , можна домогтися того, щоб потенціал точки D дорівнював потенціалу точки C ($\varphi_D = \varphi_C$). В цьому випадку струм через гальванометр не тече (міст збалансований), $I_\Gamma = 0$.

Тому із співвідношень (4.10) випливає:

$$\begin{aligned} I_X = I, \quad I_1 = I_2, \quad I_X R_X = I_2 R_2, \quad IR = I_1 R_1. \\ \frac{I_X R_X}{IR} = \frac{I_2 R_2}{I_1 R_1} \end{aligned} \quad (4.11)$$

Врахувавши, що $I_X = I$, а $I_1 = I_2$ з (4.11) отримаємо

$$\frac{R_X}{R} = \frac{R_2}{R_1} \quad (4.12)$$

опори реохорду R_1 і R_2 визначаються виразом (4.4) і тому (4.12) можна представити у вигляді

$$R_x = R \frac{l_2}{l_1}, \quad R = 0,47 \text{ кОм} \quad (4.13)$$

У досліджуваній лабораторній установці три резистори R_{X1} , R_{X2} , R_{X3} використовуються як невідомі опори. Їхні величини визначаються

експериментально за допомогою співвідношення (4.13).

Виконання роботи

1. Зібрати схему, зображену на рис. 4.4.
2. Увімкнути електроживлення. Переміщуючи повзунок реохорда, встановити силу струму рівну нулю. Виміряти за шкалою реохорда довжини «плеч» l_1 і l_2 .
3. За формулою (4.13) знайти величину опору R_X^1 , що вимірюється.
4. Від'єднати R_X^1 та підключити R_X^2 , R_X^3 . Виконати завдання з п.2 та п.3.
5. Підключити до точок АС два резистори, з'єднані паралельно, потім два резистори, з'єднані послідовно. Після кожного підключення виконати завдання п.2 та п.3.
6. Підключити до точок АС три резистори, з'єднані послідовно. Після кожного підключення виконати завдання п.2 і п.3.
7. Розрахувати за формулами (4.7) і (4.9) опори при паралельному та послідовному включенні. Порівняти розрахункові значення з результатами вимірів.

Контрольні питання

1. Сформулюйте необхідні умови для існування електричного струму. Які з них не виконуються в діелектриках?
2. Чому дорівнює робота при переміщенні заряду силами електричного поля?
3. Сформулюйте закон Ома для однорідної, неоднорідної ділянки кола та для повного кола?
4. Чому дорівнює величина опору при паралельному і послідовному включенні резисторів?
5. Сформулюйте правила Кірхгофа.
6. Які переваги має мостовий метод вимірювання опору в порівнянні з іншими методами?

Лабораторна робота 5

Дослідження (p-n) переходу в напівпровідниках

Контакти метал - напівпровідник і напівпровідник - напівпровідник не підкоряються закону Ома. Опір контактів залежить від величини прикладеної напруги, а за однієї й тієї самої її величини може сильно змінюватися при зміні напрямку струму.

За характером своєї провідності напівпровідники, що містять домішки, можуть бути електронними (*n*-тип) і дірковими (*p*-тип). У напівпровідниках *n*-типу основними рухомими носіями заряду є негативні електрони, а в напівпровідниках *p*-типу - позитивні дірки. У разі контакту двох напівпровідників електрони і дірки отримують можливість переходити з одного напівпровідника в інший, в тонкому прикордонному шарі з'являється контактне електричне поле, і тому між напівпровідниками виникає *контактна різниця потенціалів*. Зовнішнє поле, прикладене до такого контакту, залежно від величини і полярності зменшує або збільшує напруженість контактного поля.

Якщо в контакті один із напівпровідників має електронну провідність (*n*-тип), а інший - діркову (*p*-тип), то такі контакти називають електронно-дірковими переходами або (*p-n*)-переходами. Зазначимо, що такий контакт у чистому вигляді не можна отримати, притискаючи один до одного два напівпровідники, тому що внаслідок шорсткості поверхні стикаються лише в небагатьох точках; між ними будуть повітряні проміжки, в яких утворюються плівки оксидів, і контакт матиме складну будову. Тому (*p-n*)-переходи зазвичай отримують введенням у пластинку чистого напівпровідника відповідних домішок, і розподіляють їх таким чином, щоб в одному кінці був надлишок однієї з домішок, а в іншому кінці - надлишок іншої. Тоді в одній половині пластинки виникає електронна провідність, а в іншій - діркова, причому на кордоні між двома областями буде розташований тонкий перехідний шар, у якому обидві домішки компенсують одна одну (запірний шар).

Утворення запірного шару зумовлене взаємною дифузією електронів і дірок через межу розділу ділянок кристала з *p*- і *n*-провідностями. У ділянці з провідністю *p*-типу - велика концентрація дірок (основні носії) і мала концентрація електронів (неосновні носії); у ділянці з провідністю *n*-типу - велика концентрація електронів (основні носії) і мала - дірок (неосновні носії). Це призводить до того, що дірки дифундують у *n*-область, а електрони - у *p*-область.

Якби електрони і дірки не переносили з собою електричні заряди, дифузія тривала б аж до повного вирівнювання їхніх концентрацій по обидва боки від кордону по всьому об'єму пластини. Насправді ж процес дифузії супроводжується накопиченням об'ємних зарядів на межі розділу: електрони, залишаючи свої домішкові атоми, перетворюють їх на позитивні іони; дірки після відходу залишають негативні іони (рис. 5.1а). На межі утворюється контактна різниця потенціалів $\Delta\phi$, що створюється подвійним електричним шаром іонів (рис. 5.1б). Його електричне поле перешкоджає подальшій дифузії, встановлюється динамічна рівновага.



Рис.5.1

Припустимо, що ми приклали до контакту таку різницю потенціалів, що зовнішнє електричне поле E спрямоване від діркової області напівпровідника до електронної (пряма напруга) (рис. 5.2а). Дірки притягуватимуться до негативного електрода і переміщатимуться в n -область, електрони з n -області попрямують у p -область. У ділянці $(p-n)$ -переходу відбуватиметься рекомбінація дірок і електронів, оскільки дірки потрапляють у ділянку від'ємного об'ємного заряду, де концентрація електронів велика, а електрони - в ділянку позитивного заряду.

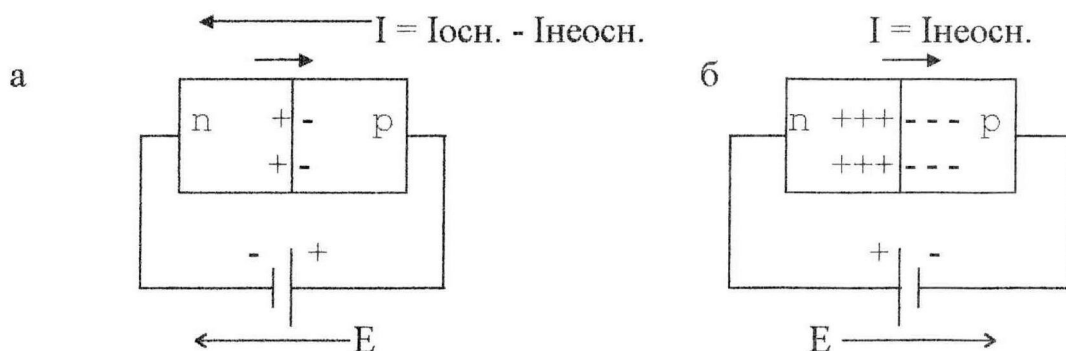


Рис.5.2

У результаті ширина переходу стане значно меншою, ніж раніше, або навіть зведеться до нуля, величина контактного поля зменшиться, що призведе до значного зменшення опору. Сила струму буде швидко наростати зі збільшенням прикладеної напруги.

Інше відбуватиметься, якщо знак прикладеної різниці потенціалів поміняти на протилежний (рис.5.2б). Електрони і дірки попрямують відповідно до позитивного і негативного електродів. У результаті ширина переходу значно збільшиться, оскільки зовнішнє поле складається з контактним. У зв'язку з цим зросте опір і через контакт піде малий струм, створюваний лише неосновними носіями (електронами p -області і дірками n -області), концентрація яких на кілька порядків менша, ніж основних. Цей напрямок називають запірним.

З огляду на викладене, вольтамперна характеристика $(p-n)$ -переходу має вигляд, зображений на рис. 5.3. $(p-n)$ -перехід має односторонню провідність, або вентильну властивість, і має нелінійну вольтамперну характеристику. Під час увімкнення в ланцюг змінного струму такі контакти діють як випрямлячі.

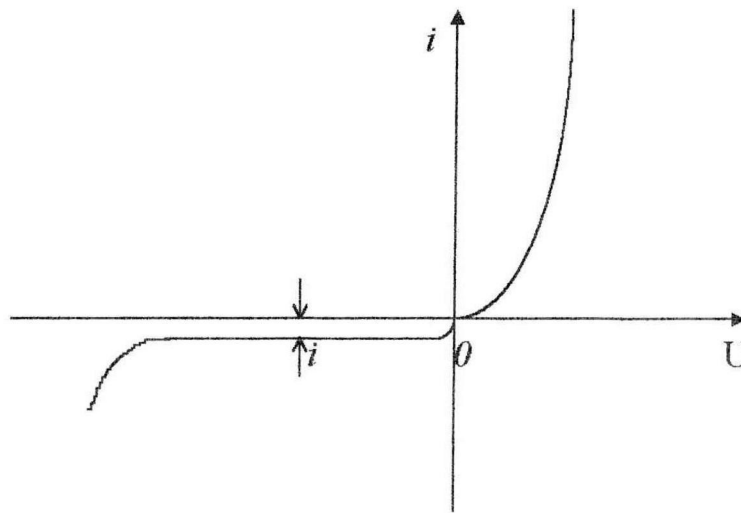


Рис.5.3

Мета роботи

У цій роботі досліджуються вольтамперні характеристики (ВАХ) $(p-n)$ -переходів, для чого вимірюється сила струму, що протікає через зразки, які містять $(p-n)$ -переходи, залежно від величини та полярності напруги.

Виконання роботи

1. Зібрати схему (рис. 5.4) і увімкнути живлення макета і приладів. (Перемикач SA2 на макеті має бути вимкнений. На схемі він не зображений.)

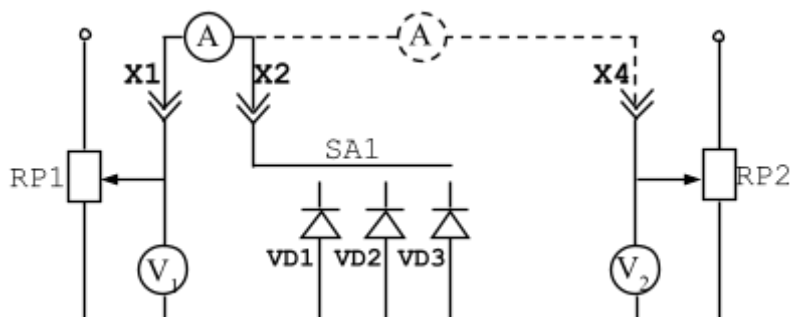


рис.5.4

2. Зняти вольт амперну характеристику (ВАХ) зразка **VD1** за різної величини та полярності напруги. Для цього перемикачем **SA1** увімкнути зразок **VD1** у схему (рис. 5.4).

Спочатку виміряти залежність $I(U)$ для прямого струму.

Для цього амперметр **A** вмикаємо між клеммами **X1** та **X2**. Величина напруги, прикладеної до зразка, змінюється за допомогою потенціометра **RP1** (для прямого струму) і вимірюється вольтметром **V₁**.

Щоб змінити струм на зворотній необхідно увімкнути амперметр **A** між клеммами **X2**, **X4**. Напругу, прикладену до переходу, змінювати за допомогою **RP2** та визначати вольтметром **V₂**.

Дані оформити у вигляді таблиці та побудувати графік $I(U)$.

3. Аналогічні виміри ВАХ зробити для зразків **VD2** і **VD3**.
4. За характеристиками зробити висновок про матеріали, з яких виготовлені переходи.

Контрольні питання

1. Чим відрізняються напівпровідники *p*- і *n*-типу?
2. Що таке (*p-n*)-перехід і для яких цілей його застосовують в електронних приладах?
3. Що таке контактна різниця потенціалів, чим визначається її величина та напрямок?
4. Які фізичні процеси відбуваються в (*p-n*)-переході за різних полярностей і величин прикладеної напруги?
5. Як залежить ширина (*p-n*)-переходу від величини прикладеної напруги?

Вивчення електричних властивостей сегнетоелектриків

Діелектрична проникність ϵ більшості кристалічних діелектриків має порівняно невеликі значення одиниці або десятки одиниць. Значення ϵ звичайних діелектриків практично не залежать від температури, тому що для них характерна головним чином індукована поляризація, яка реалізується завдяки зміщенню електронних оболонок в атомах.

Поряд з цим існує низка кристалічних діелектриків (титанат барію BaTiO_3 , сегнетова сіль $\text{NaKC}_4\text{H}_4\text{O}_6 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$ та ін.), діелектрична проникність яких може сягати кількох тисяч ($\epsilon \sim 10^3 - 10^4$). Крім того, вона є функцією напруженості зовнішнього електричного поля і досить сильно залежить від температури. Такі діелектрики в ділянці температур, яка називається полярною фазою, мають спонтанну поляризацію, тобто мають дипольний момент одиниці об'єму $\vec{P} \neq 0$ за відсутності електричного поля. За певної температури (температури Кюрі T_C) відбувається фазовий перехід II роду, що супроводжується зміною симетрії кристалічної структури діелектрика, і діелектрик переходить у неполярну фазу. Діелектрики, що володіють описаними властивостями, називаються сегнетоелектриками.

Як правило, сегнетоелектрик має одну точку Кюрі, нижче якої він перебуває в полярній, а вище - в неполярній фазі. Сегнетова сіль має дві точки Кюрі: -15°C і $+22,5^\circ\text{C}$, причому вона поводить себе як сегнетоелектрик лише в температурному інтервалі, обмеженому зазначеними значеннями.

Сегнетоелектрики характеризуються доменами - областями з різними напрямками вектора поляризації $\vec{P}$. За відсутності зовнішнього електричного поля сумарний дипольний момент макроскопічного зразка дорівнює нулю, оскільки поляризація одних доменів компенсується протилежною поляризацією інших.

При внесенні сегнетоелектрика в зовнішнє електричне поле він поляризується. Спочатку збільшення поляризації пов'язане з тим, що межі між доменами зміщуються так, що обсяги енергетично вигідних доменів (доменів, поляризованих за полем) збільшуються за рахунок доменів, поляризованих проти поля, а потім, зі збільшенням напруженості електричного поля $\vec{E}$, за

рахунок повороту вектора поляризації $\vec{P}$. У досить сильному полі досягається стан насичення, коли весь зразок однорідно поляризований за полем і його поляризація $\vec{P}$ не змінюється при подальшому збільшенні $\vec{E}$.

Для звичайних діелектриків зв'язок між $\vec{P}$ і $\vec{E}$ у царині не надто сильних полів лінійний

$$\vec{P} = \kappa \epsilon_0 \vec{E}$$

де κ - діелектрична сприйнятливість,

$\vec{E}$ - напруженість електричного поля в діелектрику.

Однак у сегнетоелектриків залежність $\vec{P}$ від $\vec{E}$ - нелінійна (рис. 6.1). Отже, діелектрична сприйнятливість виявляється залежною від напруженості поля. Діелектрична проникність середовища пов'язана з діелектричною сприйнятливістю співвідношенням $\kappa = 1 + \epsilon$.

Відомо, що вектор електричного зміщення (електричної індукції) $\vec{D}$ пов'язаний із вектором поляризації таким співвідношенням:

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \quad (6.1)$$

де ϵ_0 - електрична постійна.

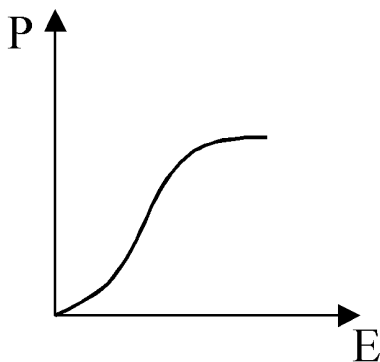


Рис. 6.1

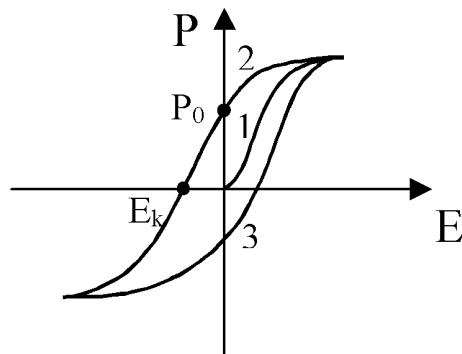


Рис 6.2

При поміщенні сегнетоелектрика в зовнішнє змінне електричне поле доменна структура сегнетоелектрика призводить до явища діелектричного гістерезису, що полягає у відставанні змін вектора поляризації від змін вектора напруженості електричного поля. У результаті значення поляризації P визначаються не тільки величиною напруженості поля E в даний момент, а й

попередніми значеннями E , тобто залежать від передісторії діелектрика. При циклічних змінах поля залежність P від E слідує зображеній на рис. 6.2 кривій, яку називають петлею гістерезису. За первісного ввімкнення електричного поля поляризація зростає зі зростанням E відповідно до гілки 1 кривої. Зменшення P відбувається по гілці 2. При оберненні напруженості поля E в нуль речовина зберігає значення поляризації P_0 , зване *залишковою поляризацією*. Тільки під дією протилежно спрямованого поля напруженістю E_k поляризація стає рівною нулю. Це значення напруженості називається коерцитивною силою. При подальшій зміні E виходить гілка 3 петлі гістерезису. Аналогічний вигляд має і залежність $D(E)$. Це впливає з того, що при $\kappa \gg 1$ вектор поляризації

$$P = \kappa \epsilon_0 E \gg \epsilon_0 E$$

Тоді зі співвідношення (6.1) отримаємо, що $D \approx P$.

Мета роботи - дослідити залежність діелектричної проникності від напруженості електричного поля $\epsilon(E)$ методом конденсатору.

У лабораторній роботі досліджується залежність $\epsilon(E)$ для титанату барію (BaTiO_3), що є сегнетоелектриком у ділянці температур від 5 до 120°C.

Опис установки

Для спостереження петлі гістерезису та дослідження залежності діелектричної проникності від напруженості електричного поля, необхідно зібрати схему, зображену на рис. 6.3.

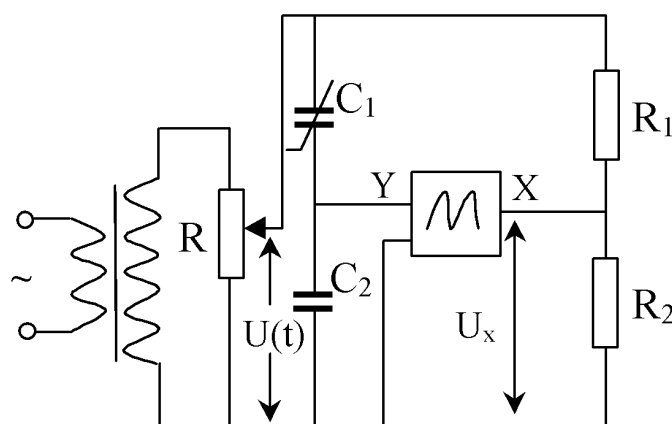


Рис. 6.3

Змінна регульована напруга $U(t)$, що знімається з потенціометра R , подається на ділянку напруги, що складається з опорів $R_1 = 470$ кОм і $R_2 = 3,6$ кОм.

Паралельно ділянці увімкнено два послідовно з'єднані конденсатори: сегнетоконденсатор (варікап) C_1 і еталонний конденсатор $C_2 = 10$ мкФ, причому $C_2 \gg C_1$. Зі схеми видно, що на горизонтально відхиляючі пластини осцилографа (вхід X) подається напруга U_x з резистора R_2 .

$$U_x(t) = \frac{U(t)}{R_1 + R_2} R_2 \quad (6.2)$$

Тоді горизонтальне зміщення променя пропорційне миттєвому значенню прикладеної напруги $U(t)$. Напруга $U(t)$, що знімається з потенціометра R , прикладена, в основному, до варікапа C_1 (оскільки $C_1 \ll C_2$) і пов'язана з напруженістю електричного поля в ньому

$$E(t) = \frac{U(t)}{d}, \quad (6.3)$$

де d - товщина шару сегнетоелектрика.

Підставивши $U(t)$ з формули (6.2) у (6.3), отримаємо

$$E(t) = \frac{R_1 + R_2}{R_2 d} U_x(t) \quad (6.4)$$

Вертикальні відхилення променя пропорційні напрузі U_y на еталонному конденсаторі C_2

$$U_y(t) = \frac{q_2(t)}{C_2}$$

де $q_2(t)$ - заряд на обкладках конденсатора C_2 .

Оскільки конденсатори C_1 і C_2 увімкнені послідовно, то заряди на обкладках обох конденсаторів дорівнюють $q_1(t) = q_2(t)$. Тоді

$$U_y(t) = \frac{q_1(t)}{C_2} = \frac{\sigma(t)S}{C_2} \quad (6.5)$$

де S - площа обкладок, а $\sigma(t)$ - поверхнева густина вільних зарядів на обкладках сегнетоконденсатора.

З огляду на те, що поверхнева густина вільних зарядів σ чисельно дорівнює електричному зсуву ($D = \sigma$), зі співвідношення (6.5) знайдемо

$$D(t) = \frac{C_2}{S} U_y \quad (6.6)$$

Таким чином, електричний зсув D пропорційний вертикальному відхиленню променя на екрані осцилографа (6.6), а напруженість електричного поля в сегнетоелектрику пропорційна зміщенню променя по горизонталі (6.4). При вимкненій розгортці на екрані осцилографа можна спостерігати залежність $D(E)$, яка і являє собою петлю гістерезиса (рис. 6.4). У зв'язку з тим, що $\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}$, а в сегнетоелектриках $E \ll D$, спостережувана крива зображує також залежність $P(E)$, але, природно, в іншому масштабі.



Рис. 6.4

Виконання роботи

1. Зібрати схему рис.6.3. Увімкнути вимірювальні прилади - осцилограф та 2 вольтметри - та підготувати їх до роботи.
2. Відключивши розгортку осцилографа, установити точку, що світиться, в центрі екрана.
3. Заживити схему, включивши джерело струму. Подати напругу на варикап і отримати на екрані стійке зображення петлі гістерезису. У разі спотвореної петлі необхідно почекати кілька хвилин для прогрівання сегнетоелектрика.
4. Виміряти за допомогою вольтметра значення U_x і U_y при *максимальному розмірі петлі*. Сфотографувати отриману петлю гістерезису.
5. Поступово зменшуючи за допомогою потенціометра R напругу живлення, провести 8-10 вимірів значень напруг U_x і U_y . Отримані результати занести в таблицю.
6. За формулами (6.4) і (6.6) обчислити напруженість електричного поля E та електричний зсув D у сегнетоелектрику й занести їх у таблицю. Визначити залишкову індукцію D_0 і коерцитивну силу E_k за фото, отриманим у п.4.
7. Використовуючи отримані дані розрахунків D та E , обчислити відносну діелектричну проникність $\epsilon = D/\epsilon_0 E$ і побудувати графік $\epsilon(E)$.

Контрольні питання

1. Що являє собою вектор поляризації? Який його фізичний зміст?
2. Які види поляризації діелектриків ви знаєте?
3. Фізичний зміст вектора електричного зміщення, його зв'язок із вектором поляризації.
4. Які речовини відносять до сегнетоелектриків? Фізичні властивості сегнетоелектриків.
5. Що таке спонтанна поляризація сегнетоелектриків?

Дослідження температурної залежності електропровідності твердих тіл та визначення енергії активації напівпровідника

Електричний струм - це впорядкований рух електричних зарядів. Для протікання струму необхідна наявність у даному тілі (або даному середовищі) заряджених частинок, які можуть переміщатися в межах усього тіла. Такі частинки називають носіями струму. Ними можуть бути електрони, або іони, або макроскопічні частинки, що несуть на собі надлишковий заряд. Струм виникає за умови, що всередині тіла існує електричне поле.

У твердих тілах носіями струму є вільні електрони. Зовнішні *валентні електрони* атомів металу порівняно слабо пов'язані з атомними ядрами. Під час зближення атомів при утворенні кристалічної ґратки, валентні електрони відриваються від атомів металу і стають «вільними електронами», які можуть переміщатися по всьому металу подібно до частинок ідеального газу. При підключенні металу до джерела струму ці вільні електрони стають *електронами провідності*, бо починають рухатися впорядковано під дією різниці потенціалів створюючи електричний струм.

У *напівпровідниках*, завдяки значно сильнішому зв'язку електронів з ядрами атомів, становище інше. Щоб відірвати електрон від атома і перетворити його на електрон провідності, потрібно повідомити йому деяку енергію, звану *енергією активації* ΔE . Число атомів з енергією, що дорівнює або перевищує енергію активації, відносно дуже мале. Тому в чистих напівпровідниках (що не містять домішок) мала і концентрація вільних електронів. Однак із підвищенням температури ця концентрація і пов'язана з нею електропровідність підвищуються.

У *діелектриках* зв'язки валентних електронів з ядрами атомів сильніші, ніж у напівпровідниках, вільні електрони не утворюються. Тому діелектрики є ізоляторами, вони не проводять електричний струм.

Для детальнішого аналізу процесів, що відбуваються в твердих тілах, необхідно дослідити структуру енергетичних рівнів, які можуть займати валентні електрони в цих тілах.

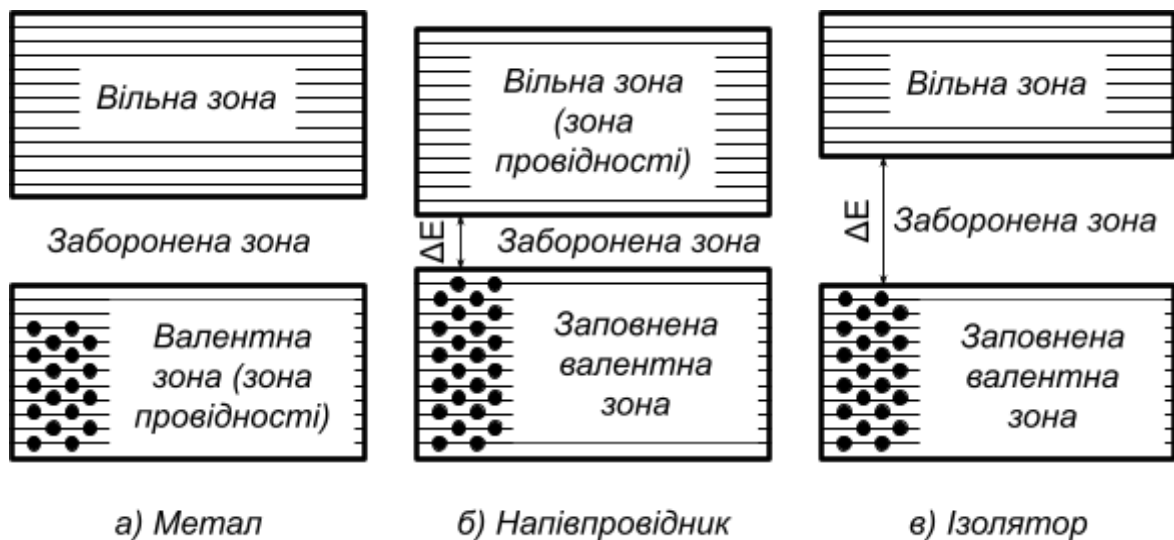


Рис. 7.1

Згідно із *зонною теорією* твердих тіл (рис. 7.1), у металах основна енергетична зона (валентна) завжди заповнена тільки частково. Завдяки цьому метали і є провідниками електричного струму.

У напівпровідниках валентна зона відокремлена від зони провідності кінцевим інтервалом енергії ΔE (енергія активації). За абсолютного нуля температур валентна зона повністю заповнена електронами, а зона провідності - повністю вільна. Тому за абсолютного нуля температур напівпровідники не проводять електричного струму, тобто є ізоляторами. Але вже за кімнатних температур досить велике число електронів володіють енергіями більшими ΔE , що дає їм змогу переходити в зону провідності - реєструється струм через напівпровідник.

Ізолятори відрізняються від напівпровідників великим значенням ширини забороненої зони ΔE . У них практично відсутні вільні електрони і впорядкований рух електричних зарядів у звичайних умовах неможливий.

Електропровідність твердих тіл σ залежить від концентрації вільних носіїв заряду n , і за величиною є обернено пропорційною опору R .

Для металів і напівпровідників характер залежності питомої електропровідності від температури $\sigma(T)$ різний і за ним можна ідентифікувати тип твердого тіла.

У металів ця залежність лінійна, зі зниженням температури провідність зростає і для чистих металів прямує до нескінченності при наближенні температури до абсолютного нуля.

У напівпровідників, навпаки, зі зниженням температури провідність зменшується, поблизу абсолютного нуля напівпровідник фактично стає ізолятором. При підвищенні температури електрони починають обмінюватися енергією з іонами кристалічної решітки. Завдяки цьому електрон може отримати додаткову кінетичну енергію порядку kT . Цієї енергії може виявитися достатньо, щоб деякі електрони перевести з валентної зони в зону провідності. Такі електрони, перейшовши в зону провідності, починають проводити електричний струм. При високих температурах провідність напівпровідників наближається до провідності металів. Такий хід σ пояснюється тим, що концентрація носіїв струму (електронів провідності) в металах практично не залежить від температури, а в напівпровідниках носії струму самі виникають у результаті теплового руху.

У напівпровідникових матеріалах залежність електропровідності від температури визначається законом зміни концентрації вільних носіїв $n(T)$, тобто

$$\sigma(T) = A e^{-\Delta E/2kT} \quad (7.1)$$

де

A — константа, що залежить від матеріалу;

ΔE — енергія активації напівпровідника;

k — стала Больцмана;

T — температура за шкалою Кельвіна.

Звідси

$$1/R \cong e^{-\Delta E/2kT} \text{ або } R \cong e^{\Delta E/2kT} \quad (7.2)$$

Прологарифмувавши вираз (7.2), отримаємо лінійну залежність $\ln R$ від $1/T$

$$\ln R = \frac{\Delta E}{2k} \cdot \frac{1}{T} \quad (7.3)$$

Енергію активації напівпровідника ΔE можна розрахувати за тангенсом кута нахилу графіка залежності $\ln R = f(1/T)$, використовуючи (7.3).

З формули (7.3) можна отримати формулу для розрахунку ΔE :

$$\Delta E = 2kT \ln R \quad (7.4)$$

Мета роботи - дослідним шляхом встановити закони зміни електричного опору твердих тіл від температури (під час їхнього нагрівання), визначити, який зі зразків є напівпровідником і розрахувати його енергію активації.

Опис установки

Досліджувані зразки R_{k1} , R_{k2} , R_{k3} поміщені в термостат з нагрівальним елементом ЕК і датчиком температури. Перемикач SA3 дає змогу вмикати їх у вимірювальну схему, SA2 - змінювати полярність напруги, що підводиться.

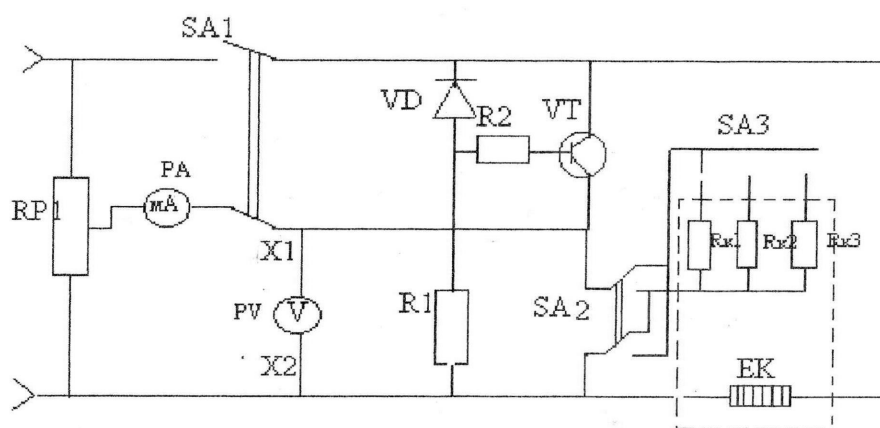


Рис. 7.2

Вимірювання величини опору зразка проводиться непрямым методом: за вимірюванням падіння напруги на зразку за відомої сили струму.

За кімнатної температури сила струму, що протікає через зразок, змінюється потенціометром RP1 і вимірюється міліамперметром мА. Падіння напруги на зразку визначається цифровим вольтметром V, який підключається до клем X1, X2.

Для нагрівання зразків використовується вимикач SA1. Величина струму, що протікає через зразки, в цьому випадку підтримується на постійному рівні стабілізатором струму на транзисторі VT. Величина струму, підтримувана стабілізатором, не змінюється при зміні опору зразків від 0 до 5000 Ом і дорівнює 1 мА.

Виконання роботи

1. Зібрати схему (рис. 7.2) для вимірювання опорів зразків R_k . *Вимикач SA1 на макеті повинен бути **вимкнений!***
2. Зняти вольтамперні характеристики (ВАХ) трьох зразків. Отримані залежності $I(U)$ побудувати на одному графіку.
3. Визначити опори зразків $R = U/I$ при кімнатній температурі та $I = 1 \text{ mA}$.
4. Вимикачем **SA1** увімкнути нагрівальний елемент ЕК і стабілізатор струму. Зняти залежність напруги на досліджуваних зразках від температури та побудувати графіки $U(t)$.
5. За отриманими графіками встановити, який зі зразків є напівпровідником і який - металом.
6. Для напівпровідника побудувати графік залежності $\ln R = f(1/T)$. За формулами (7.3), (7.4) розрахувати енергію активації напівпровідника .

Контрольні запитання

1. У чому відмінність між металами, діелектриками та напівпровідниками з погляду зонної теорії?
2. Що таке заборонена зона?
3. Як зонна теорія пояснює температурну залежність провідності металів і напівпровідників?
4. Поясніть високу чутливість напівпровідників до зовнішніх впливів, у тому числі зміни температури.
5. Поясніть метод вимірювання енергії активації напівпровідників.

Вивчення магнітних властивостей ферромагнетиків.

Теоретичне введення

До ферромагнетиків належать магнітовпорядковані речовини, що мають спонтанний магнітний момент. Наявність у речовини спонтанного магнітного моменту означає, що магнітні моменти атомів $\vec{P}_m$ упорядковані за відсутності зовнішнього магнітного поля (рис. 8.1).

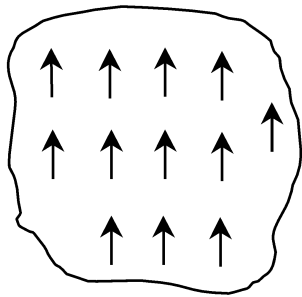


Рис. 8.1

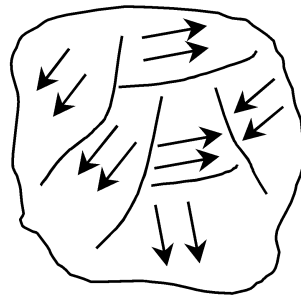


Рис. 8.2

Ступінь упорядкованості магнітних моментів характеризується фізичною величиною, яку називають намагніченістю. Намагніченість речовини - це сумарний магнітний момент одиниці об'єму

$$\vec{I} = \sum_{\Delta v=1} \vec{P}_m \quad (8.1)$$

Якщо величина $\vec{I}(x, y, z)$ неоднорідна, то її визначають за допомогою співвідношення

$$\vec{I} = \frac{1}{\Delta v} \sum_{\Delta v} \vec{P}_m \quad (8.2)$$

де Δv - фізично нескінченно малий об'єм. Розташування магнітних моментів у ферромагнетикі, показане на рис.8.1, характерне для зразків малих розмірів (10^{-6} см). Для ферромагнетиків макроскопічних розмірів енергетично вигіднішим є стан, коли вони розбиваються на домени (рис.8.2). У межах кожного домену

магнітні моменти впорядковані, але для різних доменів магнітні моменти орієнтовані по-різному і тому за відсутності магнітного поля $\vec{I} = 0$.

Упорядкування магнітних моментів феромагнетика зумовлене взаємодією, що має квантово-механічну природу. Ця взаємодія називається обмінною. Вона зумовлює залежність енергії феромагнетика від взаємної орієнтації магнітних моментів атомів. У феромагнетику мінімуму обмінної енергії відповідає впорядковане розташування магнітних моментів. Обмінну взаємодію можна описати, ввівши ефективне обмінне поле $B_{\text{обм}}$. Величини обмінних полів феромагнетиків можуть досягати 10^3 Тл.

Зовнішнє магнітне поле упорядковує напрямки магнітних моментів. Цьому протидіє дезорієнтувальний вплив теплових збуджень. З підвищенням температури до деякого значення T_c (температура Кюрі, різна для різних сполук), енергія теплових збуджень kT_c стає порядку енергії магнітного моменту атома $\vec{P}_m$ в обмінному полі

$$B_{\text{обм}} P_m \sim k T_c \quad (8.3)$$

де k - постійна Больцмана.

За температури $T = T_c$ відбудеться розупорядкування магнітних моментів, речовина перейде з магнітовпорядкованого стану в парамагнітний стан.

За температур, *нижчих за температуру Кюрі*, за допомогою посилення магнітного поля можна перевести феромагнетик зі стану з $\vec{I} = 0$ у стан з $\vec{I} \neq 0$. Залежність намагніченості від зовнішнього поля $I = I(H)$ має нелінійний характер (рис.8.3). Зростання намагніченості в магнітному полі пов'язане з двома процесами.

У слабких полях домени з орієнтацією магнітних моментів уздовж прикладеного зовнішнього поля зростають за об'ємом за рахунок доменів з протилежною орієнтацією магнітних доменів. У сильних полях вектори намагніченості доменів повертаються в напрямку зовнішнього поля. За деякого поля насичення H_s доменна структура зникає, феромагнетик переходить в однодомений стан, а вектор намагніченості насичення $\vec{I}_s$ при цьому орієнтований уздовж прикладеного зовнішнього поля.

Зі збільшенням температури намагніченість насичення I_s зменшується і при температурі Кюрі $\vec{I}_s = 0$ (рис. 8.4).

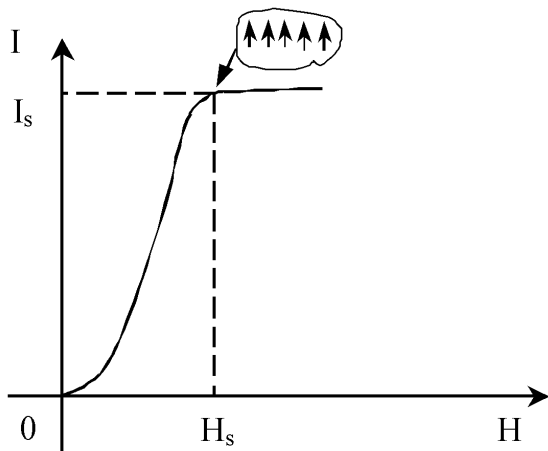


Рис. 8.3

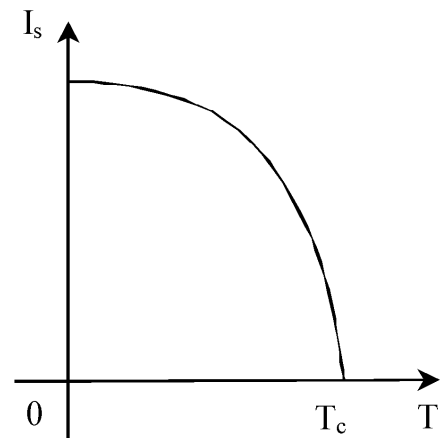


Рис. 8.4

У магнітовпорядкованому стані ($T < T_c$) за циклічної зміни напруженості магнітного поля $\vec{H} \Leftrightarrow -\vec{H}$ залежність $I=I(H)$ має вигляд петлі гістерезису (рис.8.5). Гістерезисний цикл, що відповідає зміні поля $|H| = 0 \div H_s$ називається граничним. Величини I_r і H_{cl} , показані для граничної петлі гістерезису (рис.8.5), носять назву залишкової намагніченості та коерцитивної сили. Крива, утворена вершинами петель гістерезису, має назву *основної кривої технічного намагнічування* (рис. 8.5).

Між намагніченістю I і магнітною індукцією B має місце співвідношення

$$B = \mu_0 I + \mu_0 H \quad (8.4)$$

де $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м - магнітна стала.

Під час опису магнітних властивостей магнетиків постулюється лінійна залежність I від H

$$I = \chi H, \quad (8.5)$$

де χ - магнітна сприйнятливості магнетика.

З урахуванням цього

$$B = \mu_0 \chi H + \mu_0 H = \mu_0 (1 + \chi) H = \mu \mu_0 H, \quad (8.6)$$

де $\mu = 1 + \chi$ - магнітна проникність.

Тоді залежність $B=f(H)$ у разі циклічної зміни магнітного поля також має вигляд петлі гістерезису (рис. 8.6). Аналогічно, цикл, що відповідає зміні $|H|=0 \div H_s$, називається граничним, а величини B_r і H_{cb} для граничного циклу носять назву залишкової індукції B_r і коерцитивної сили H_{cb} .

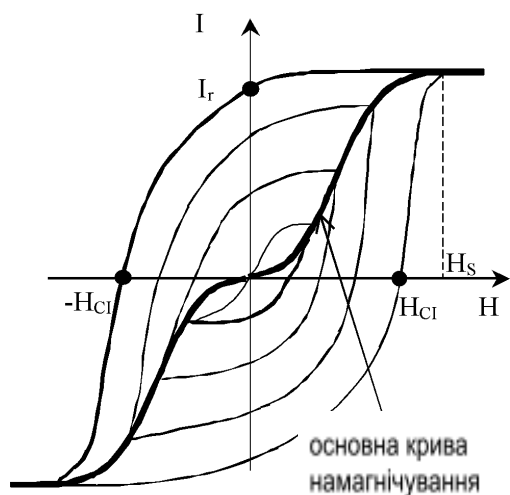


Рис. 8.5

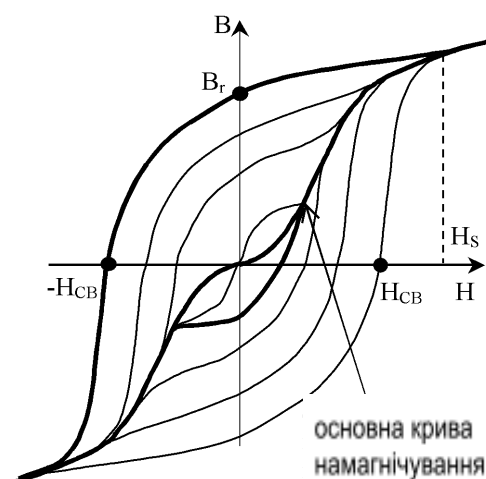


Рис. 8.6

Оскільки на відміну від постульованої лінійної залежності (8.5), для основної кривої технічного намагнічування експериментальна залежність $I=f(H)$ має нелінійний характер (рис. 8.5), то сама *магнітна сприйнятливість* буде змінюватись в залежності від магнітного поля, при чому $\chi = \chi(H)$ має максимум за умови $H_m < H_s$ (рис. 8.7).

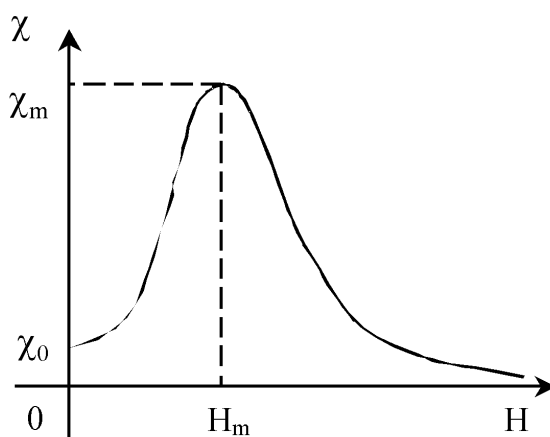


рис.8.7

Перемагнічування феромагнетика вимагає витрат енергії. Величина втрат енергії Q при циклічному перемагнічуванні для одного циклу дорівнює площі петлі гістерезису

$$Q = \oint H dB \quad (8.7)$$

Мета роботи

Визначення магнітних характеристик феромагнітних матеріалів: коерцитивної сили $H_{св}$, залишкової індукції B_r , енергії перемагнічування Q , * магнітної проникності μ . У роботі вивчаються властивості феромагнітних матеріалів, з яких виготовлені осердя (сердечники) трансформаторів :

I трансформаторне залізо

II вуглецева сталь

III ферит

Опис установки

Для вивчення петель гістерезису в змінних магнітних полях використовується пристрій, принципову схему якого зображено на рис. 8.8. У роботі вивчаються властивості феромагнітних матеріалів, з яких виготовлено сердечники трансформаторів.

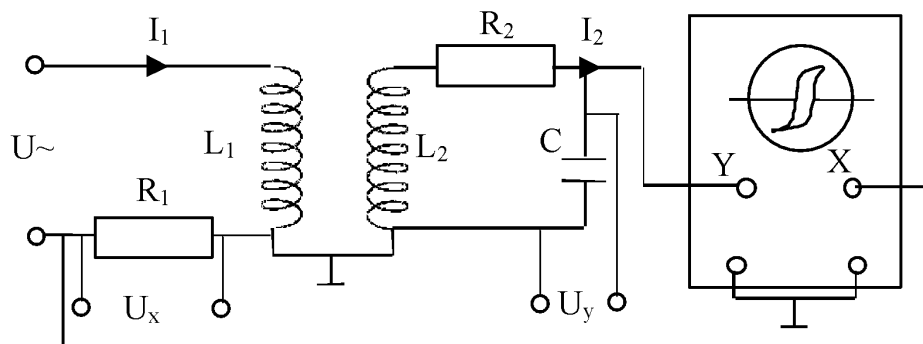


Рис. 8.8

Первинна обмотка використовується для створення змінного поля, що намагнічує сердечник трансформатора. Величина намагнічувального поля H визначається співвідношенням:

$$H = \frac{N_1}{l} I_1 = \frac{N_1}{l} \cdot \frac{U_x}{R_1}, \quad (8.8)$$

де l - довжина середньої частини сердечника, N_1 - число витків у первинній обмотці, U_x - напруга на резисторі R_1 , I_1 - струм через резистор R_1 .

Напруга U_x подається на підсилювач горизонтального відхилення електронного осцилографа.

Величина ЕРС у вторинній обмотці трансформатора визначається співвідношенням

$$|\varepsilon| = \frac{dB}{dt} S N_2, \quad (8.9)$$

де B - магнітна індукція у феромагнетику, S - перетин осердя трансформатора, N_2 - число витків вторинної обмотки.

Для того, щоб подати на вхід підсилювача вертикального відхилення осцилографа напругу, пропорційну величині магнітної індукції, між вторинною обмоткою та осцилографом вмикають інтегрувальний елемент, який складається з опору R_2 і електроємності C .

Для ЕРС вторинної обмотки трансформатора має місце співвідношення

$$\varepsilon = U_c + I_2 R_2, \quad (8.10)$$

Для використовуваних елементів: $R_2 = 2 \cdot 10^4 \text{ Ом}$, $C = 4 \cdot 10^{-6} \text{ Ф}$, $\omega = 3,14 \cdot 10^2 \text{ с}^{-1}$, $U_R \gg U_C$. Тому вираз (8.9) набуває вигляду

$$\varepsilon = I_2 R_2 = \frac{dB}{dt} S N_2 \quad (8.11)$$

З виразу (8.10) випливає значення струму I_2

$$I_2 = \frac{N_2 S}{R_2} \frac{dB}{dt} \quad (8.12)$$

Напруга на електроємності задається виразом

$$U_y = U_c = \frac{q}{C} = \frac{1}{C} \int I_2 dt = \int \frac{N_2 S}{R_2} \frac{dB}{dt} dt = \frac{1}{C} \frac{N_2 S}{R_2} B \quad (8.13)$$

Зі співвідношення (8.13) отримаємо співвідношення:

$$B = \frac{U_y R_2 C}{N_2 S} \quad (8.14)$$

З виразів (8.14; 8.8) випливає, що на екрані осцилографа в певному масштабі спостерігатиметься петля гістерезису $B = f[H(t)]$ (рис. 8.9).

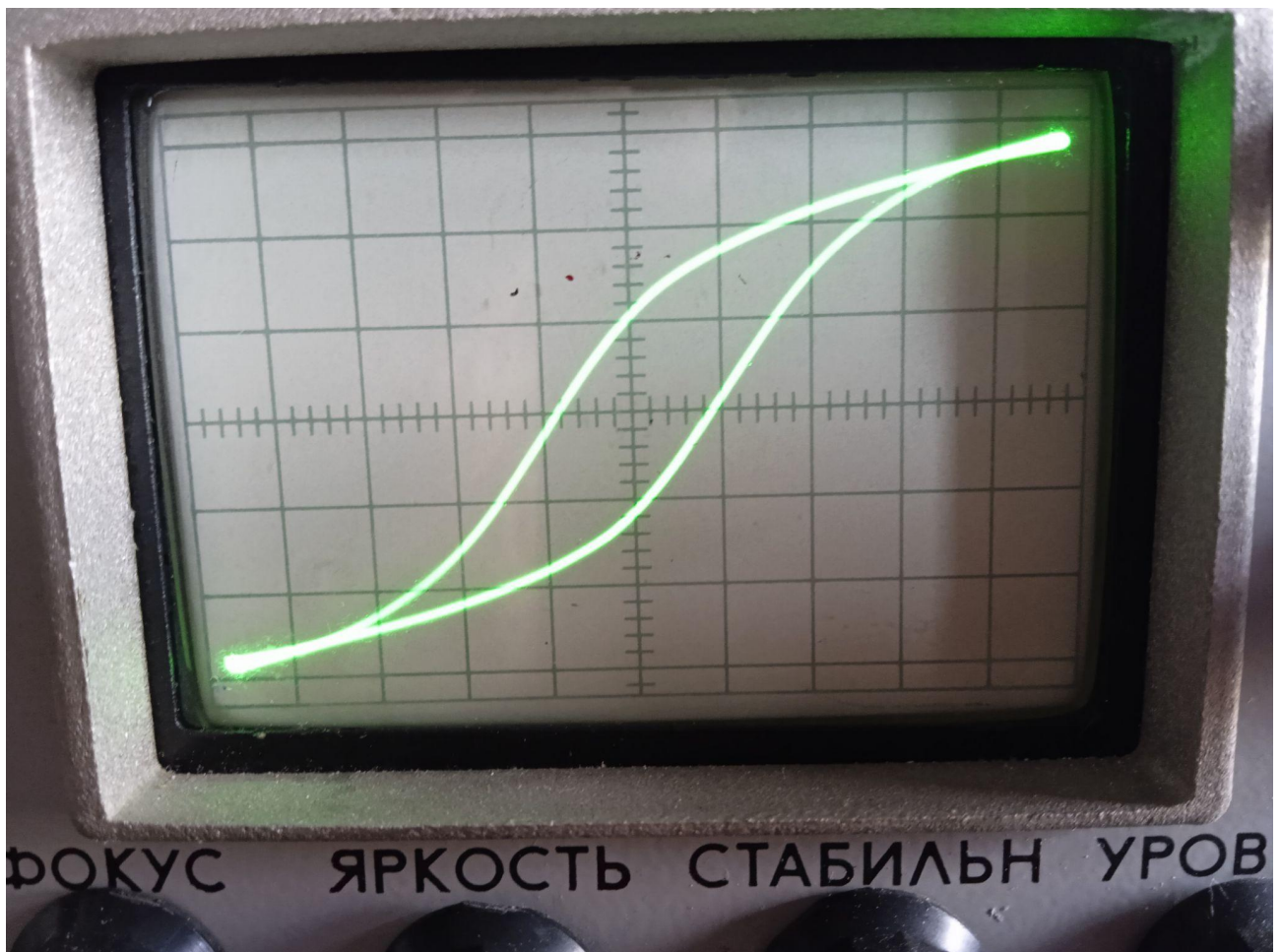


Рис. 8.9

Виконання роботи

1. Зібрати схему, наведену на рис.8.8, використовуючи трансформатор II з осердям із вуглецевої сталі.

2. Увімкнути осцилограф.
3. Подати на первинну обмотку трансформатора напругу, і, збільшуючи її, встановити на екрані осцилографа петлю гістерезису максимального розміру за віссю Y (граничну петлю). Сфотографувати з екрана осцилографа граничну петлю гістерезису.
4. Визначити з граничної петлі гістерезису залишкову індукцію B_r і коерцитивну силу H_c . Наприклад, на фото маємо граничну петлю гістерезису (див. рис.8.9). Визначаємо координати крайньої верхньої точки петлі (у поділках координатної сітки осцилографа) : $U_x=5,0$; $U_y= 3,0$. Для того, щоб визначити напругу у вольтах, потрібно відкалібрувати сітку осцилографа, тобто визначити, якій кількості вольт відповідає одна велика поділка горизонтальної та вертикальної шкали сітки або незалежно виміряти ці напруги цифровим вольтметром. Припустимо, за цифровим вольтметром отримали $U_x = 2,05V$; $U_y= 230,4mV$. Далі, з (8.8) і з (8.14) рахуємо коерцитивну силу H_c , та залишкову індукцію B_r .

$$H_c = N_1 \cdot 2.05V / lR_1$$

$$B_r = 230.4mV \cdot \frac{R_2 C}{N_2 S}$$

Аналогічні розрахунки виконати для всіх трьох трансформаторів.

5. *За площею граничної петлі гістерезису розрахувати роботу, що витрачається на перемагнічування магнетика (один цикл перемагнічування).
6. * Отримати петлі гістерезису для трансформаторного заліза і фериту. Розрахувати роботу, що витрачається на перемагнічування цих матеріалів. Зробити висновок щодо їх магнітожорсткості.
7. * Визначити магнітну проникність $\mu_d = \frac{dB}{dH}$ для різних магнітних полів і побудувати графік $\mu_d = f(H)$. Для цього виконати наступне:
 - Зменшити напругу в первинній обмотці до нуля, потім, поступово збільшуючи її, вимірювати U_x , і U_y вольтметром, значення занести до таблиці.
 - За даними U_x , і U_y розрахувати за формулами H (8.8) і B (8.14). Отримані значення занести до таблиці.
 - $B(t) = f[H(t)]$ побудувати основну криву технічного насичення $B_a = f(H_a)$. (H_a - амплітуда намагнічувального поля, B_a - амплітуда магнітної індукції).

- Шляхом графічного диференціювання (аналогічна процедура описана в роботі №6 для сегнетоелектриків) основної кривої обчислити диференціальну магнітну проникність $\mu_d = \frac{dB}{dH}$ для різних магнітних полів і побудувати графік $\mu_d = f(H)$.

Пункти, відмічені зірочкою *, рекомендуються для виконання в курсі “Магнітовпорядковані речовини”

Контрольні питання

1. Яка фізична причина впорядкування магнітних матеріалів атомів у феромагнетиках?
2. Що таке намагніченість **I** магнетика?
3. Що таке технічне насичення магнетика?
4. Який взаємозв'язок існує між магнітним полем, намагніченістю та магнітною індукцією?
5. Що таке температура Кюрі?
6. Що таке магнітна проникність і як вона залежить від напруженості магнітного поля

Визначення показника заломлення діелектрика за кутом Брюстера

Один зі способів отримання лінійно поляризованого світла ґрунтується на явищі поляризації електромагнітної (світлової) хвилі під час відбиття від діелектрика.

Дослідним шляхом Брюстер показав, що відбите від діелектрика природне світло повністю поляризоване, якщо заломлений і відбитий промені утворюють прямий кут. Тоді із закону заломлення $\sin i / \sin r = n$, з урахуванням $i + r = \pi/2$ (див. рис. 9.1), маємо:

$$n = \frac{\sin i}{\sin(\frac{\pi}{2}-i)} = \frac{\sin i}{\cos i} = \operatorname{tg} i \quad (9.1)$$

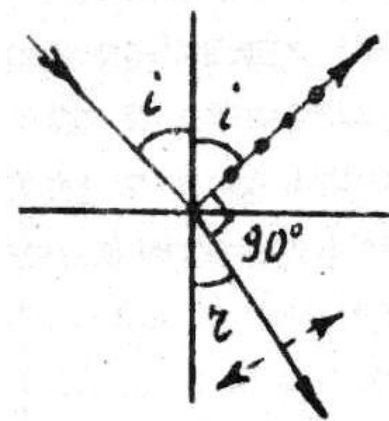


Рис. 9.1

Звідси видно, що при падінні світла на діелектрик під деяким певним кутом (*кут Брюстера*)

$$\operatorname{tg} i_{\text{Бр}} = n. \quad (9.2)$$

При цьому відбитий промінь поляризований перпендикулярно до площини падіння (це позначено крапками на рис.9.1), а заломлений промінь поляризований у площині падіння.

З (9.2) з урахуванням поляризації відбитого променя випливає наступне. Якщо світло, яке падає на діелектрик, *поляризовано в площині падіння*, то за умови $i = i_{\text{Бр}}$ інтенсивність відбитого світла дорівнюватиме нулю. Ця обставина використовується для визначення кута Брюстера і показника заломлення діелектрика.

Мета роботи - визначити показник заломлення діелектрика n

Виконання роботи

1. На оптичну лаву встановлюють лазер L і досліджуваний діелектрик D (мал. 9.2, вид зверху). Лазер дає випромінювання, поляризоване в горизонтальній площині.

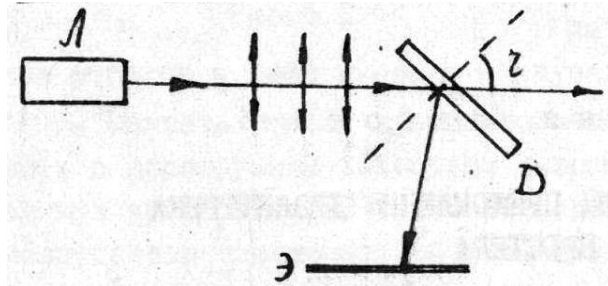


Рис.9.2

2. Діелектрик повертають так, щоб площина падіння була строго горизонтальною.
3. Після цього обертають діелектрик навколо вертикальної осі, змінюючи кут падіння і спостерігаючи за інтенсивністю відбитого світла на екрані. Оскільки падаюче світло поляризоване в площині падіння (горизонтальна площина), відбиття не спостерігатиметься, коли кут падіння стане рівним куту Брюстера. Вимірявши кут повороту діелектрика α , визначимо
$$i_{\text{Бр}} = \frac{\pi}{2} - \alpha.$$
4. За кутом Брюстера знаходимо показник заломлення діелектрика n (формула 9.2).
5. Наведена установка дає змогу визначити положення осі поляроїда (тобто напрямок коливань поляризованого світла, що пройшло через поляроїд). Для цього поляроїд встановлюють після лазера й обертають навколо горизонтальної осі доти, доки інтенсивність світла, що пройшло через нього, не стане максимальною (екран встановлюють за поляроїдом). При цьому вісь поляроїда займає горизонтальне положення.

Контрольні запитання

1. Як поляризовані відбитий від діелектрика і заломлений промені?
2. У чому особливість кута Брюстера?
3. Як пов'язаний кут Брюстера з показником заломлення діелектрика?
4. Як визначити положення осі поляроїда?

Визначення довжин хвиль спектральних ліній. Якісний спектральний аналіз сплавів

Світло – електромагнітні хвилі оптичного діапазону – випромінюють атоми, молекули або йони джерела світла.

Спектром називається сукупність хвиль, що випромінюються. Кожна хвиля має свою довжину, і якщо вона відноситься до видимого діапазону, око людини сприймає її як відповідний колір.

Суцільні спектри дають усі тіла згідно з законами теплового випромінювання. *Лінійчасті* спектри випромінювання зумовлені електронними переходами, які переводять атоми зі стану з високою енергією (збуджений стан) в основний стан. При кожному такому переході надлишок енергії випромінюється в вигляді кванта світла з конкретною довжиною хвилі, яка залежить від енергії станів, між якими відбувається спектральний перехід (другий постулат Бора). Таким чином, лінійчасті спектри дають можливість визначати структуру енергетичних станів (рівнів) атомів. У даний час визначено спектри всіх атомів та складено таблиці спектрів.

Оскільки атоми кожного хімічного елемента мають індивідуальну структуру енергетичних рівнів, що відрізняється від інших, спостерігаючи спектри сплавів (або сумішей), можна виявити присутність навіть дуже незначної кількості даного елемента. В цьому і полягає *якісний спектральний аналіз*. Кількісний спектральний аналіз можна проводити на основі інтенсивності спектральних ліній даного елемента.

Для того, щоб отримати спектр речовини і дослідити його, потрібно:

по-перше примусити її атоми випромінювати світло, тобто перевести їх у збуджений стан, що робиться або нагрівом, або створенням електричного розряду в парах речовини (електрична дуга);

по-друге просторово розділити хвилі, що випромінюються, за допомогою спектрального приладу (монохроматор, спектроскоп, спектрометр та ін.).

Мета роботи - визначити довжини хвиль спектральних ліній міді за допомогою стилоскопа та провести спектральний аналіз латуні на наявність цинку.

Опис установки

Стилоскоп – спектральний прилад (варіант спектроскопа), який дозволяє розкласти випромінювання в спектр і виконувати якісний і напівкількісний аналіз сплавів. Принципова оптична схема його наведена на рисунку 10.1. Світло від джерела проектується на вхідну щілину стилоскопу **Щ1**, після чого розкладається в спектр скляною призмою. Призма розкладає випромінювання в спектр завдяки явищу дисперсії світла – залежності показника заломлення n речовини (в даному випадку – скла) від довжини хвилі. Навіть якщо усі компоненти світла падають на призму під одним кутом, кожній з них завдяки дисперсії буде відповідати свій показник заломлення, а значить і свій кут заломлення (рис. 10.1), що впливає із закону заломлення. Оскільки призма на відміну від плоскої скляної пластини має заломлюючий кут, при виході з призми хвилі різної довжини виявляються просторово поділеними на екрані (в площині вихідної щілини **Щ2**). Більші кути заломлення мають сині та фіолетові хвилі, менші – червоні. Компоненти спектра спостерігаються через окуляр **Щ2**.

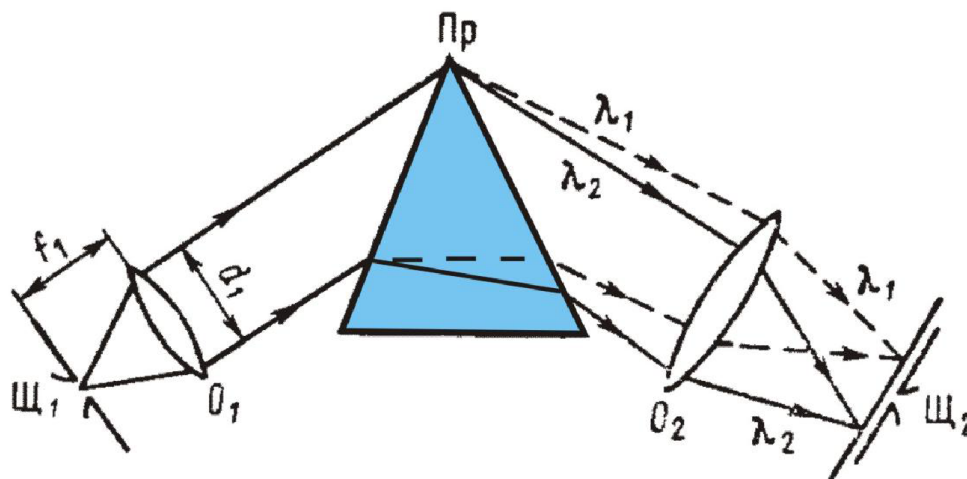


Рис. 10.1

Для визначення довжини хвилі стилоскоп має шкалу, нанесену на гвинт (барабан, рис. 10.2), за допомогою якого обертається призма і відповідна спектральна лінія з'являється в полі зору в окулярі. Відлік *поділок шкали барабана* потрібно робити, сполучивши лінію з вістрям вказівника, розташованого внизу поля зору окуляра.

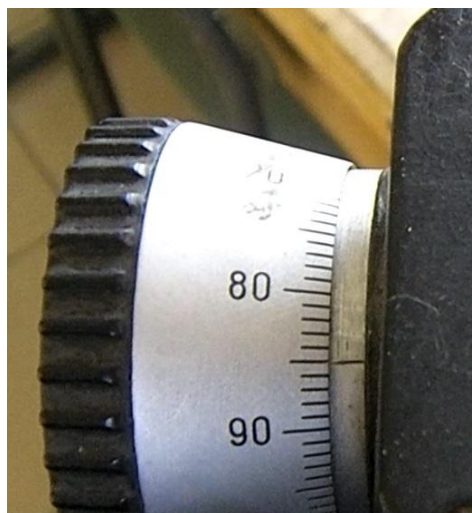


Рис. 10.2

Для того, щоб отримати значення довжини хвилі в метрах або в ангстремах ($1 \text{ ангстрем} = 10^{-10} \text{ м}$), які частіше використовуються в спектроскопії, шкалу барабана стилоскопа *потрібно проградувати*, тобто поставити у відповідність поділкам шкали їх значення в ангстремах. Для *градування потрібен еталон*, в якості якого в даній роботі використовують спектр випромінювання ртуті з відомими довжинами хвиль. За допомогою, побудованого градуовального графіку $\lambda(n)$ визначають довжини хвиль спектральних ліній.

Аналіз різних спектрів твердих тіл дозволяє отримувати відповіді на багато запитань, які виникають у фізиці твердого тіла. Спектральний аналіз можна проводити не лише за спектрами випромінювання, а й за спектрами поглинання, розсіювання, люмінесценції, др.

В даній роботі методом спектрального аналізу потрібно визначити наявність цинку у хімічному складі латуні. За допомогою спектрального аналізу можна виявити даний елемент у складі сполуки, навіть якщо його маса складає 10^{-10} кг . Завдяки порівняльній простоті та універсальності спектральний аналіз є основним методом контролю складу речовини руд та мінералів, у металургії, машинобудуванні, атомній індустрії.

Виконання роботи

1. Проградувати стилоскоп. В якості еталона використати ртутну лампу. Випромінювання ртуті спрямувати на вхідну щілину, спостерігати в окуляр лінійчастий спектр ртуті в жовто-фіолетовому діапазоні (довжини хвиль в ангстремах: 5791 і 5770 – жовтий дублет; 5460 – зелена; 4358 – синя; 4077 і 4046 – фіолетові).

Поворотом барабана по чергово підводити, починаючи із жовтих, спектральні лінії до вказівника в окулярі і записувати відповідну поділку шкали барабана. За отриманими даними побудувати градувальний графік $\lambda(n)$.

2. Визначити довжини спектральних ліній міді. Джерелом світла в цьому випадку має бути електрична дуга з двох мідних електродів. Конструкція стилоскопу дозволяє проводити такі експерименти. Спостерігаючи спектр міді в окуляр стилоскопа, визначити відповідні поділки шкали барабана аналогічно до п.1. Користуючись градувальним графіком, визначити довжини хвиль яскравих ліній міді (за вибором).
3. Провести спектральний аналіз латуні на наявність цинку. Латунь – мідний сплав з домішками цинку. Один з електродів дуги замінити на латунний, порівняти спектри міді та латуні в області 430-500 нм. Виділити із спектру сплаву характерний для цинку триплет ліній з довжинами 467, 472, 480 нм (рис.10.3, зліва направо).



Рис. 10.3

Контрольні питання

1. Дайте визначення суцільним і лінійчастим спектрам випромінювання.
2. Яким чином і з якою метою проводять спектральний аналіз? За якими параметрами спектру проводять якісний і кількісний аналіз?
3. Опишіть принципову оптичну схему монохроматора.
4. Поясніть, завдяки чому за допомогою призми можна отримати спектр? Зобразіть хід променя через призму.
5. За допомогою чого градуують спектральні прилади?

Список використаних джерел

1. Ю. М. Поплавко. Фізика твердого тіла_T.1.– Київ : КПІ ім. Ігоря Сікорського, Вид-во «Політехніка», 2017. – 415 с.
[PoplavkoYu.M. _Fizyka-tverdoho-tila_ T.1.pdf](#)
2. Дементієвська Н.П., Соколюк О.М. Віртуальні лабораторні роботи з фізики з використанням інтерактивних комп'ютерних моделювань: збірник навчальних матеріалів. Київ: ІЦО НАПН України, 2022. 157 с.
3. [Лабораторні роботи з фізики. КПІ ім. Ігоря Сікорського](#)
4. [КНУ імені Тараса Шевченко. Кафедра загальної фізики | Лабораторні роботи \(відео\)](#)
5. Савченко О.М. [Фізика. Практикум: Методичні вказівки для студентів природничих факультетів \(karazin.ua\)](#)
6. Подопрігора Н.В. Фізика твердого тіла : навчальний посібник для студентів фізичних спеціальностей педагогічних університетів / Подопрігора Н.В., Садовий М.І., Трифонова О.М. – Кіровоград : РВВ КДПУ ім. В. Винниченка, 2013. – с.
7. Савченко О.М. Лабораторний практикум до спецкурсу «Методи дослідження властивостей твердих тіл» Методичні вказівки. – Х. : ХНУ імені В. Н. Каразіна, 2017. – 74 с.
<https://ekhnuir.karazin.ua/handle/123456789/12841>
8. Методичні вказівки до виконання лабораторних робіт з курсу загальної фізики, розділ "Електрика та магнетизм". Навчально-методичний посібник для студентів факультетів: біологічного, геолого-географічного, хімічного / Уклад.: А. Г. Андерс, В. М. Горбач, Н. М. Єфімова, Л. М. Колпакова, С. П. Кунцевич, В. П. Палехін, С. Р. Куфтеріна, А. А. Мураховський, Ю. А. Попков, Є. М. Савченко, І. А. Таранова – Харків: ХНУ імені В.Н. Каразіна, 2003. – 124 с.
9. E.M.Savchenko, S.I.Petrushenko, K.A.Mozul. The structural and morphological study of the powder sample of strontium hexaferrite//Вісник ХНУ, Сер. «Фізика».- 2016, вип.24. - С.36-40.
10. Р.В.Вовк, О.М.Савченко, Ю.В.Литвинов, А.В.Гончаренко. Модернізація лабораторного практикуму на фізичному факультеті ХНУ імені В.Н.Каразіна. // Проблеми сучасної освіти: зб. наук. – метод. пр. – Вип. 8 у 2 ч.: Ч. 1. – Х.: ХНУ імені В. Н. Каразіна, 2017. – 128 с. – С. 65-68.

Електронне навчальне видання комбінованого використання
Можна використовувати в локальному та мережному режимі

Савченко Олена Максимівна
Люхтан Олена Анатоліївна

МЕТОДИ ДОСЛІДЖЕННЯ ВЛАСТИВОСТЕЙ ТВЕРДИХ ТІЛ

Лабораторний практикум
для студентів фізичного факультету

В авторській редакції

Підписано до розміщення 23.04.2025. Гарнітура Times New Roman.
Ум. друк. арк. 3,08. Обсяг 7,925 Мб. Зам. № 162/25.

Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна,
61022, м. Харків, майдан Свободи, 4.
Свідоцтво суб'єкта видавничої справи ДК № 3367 від 13.01.2009
Видавництво ХНУ імені В. Н. Каразіна