

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
НАЦІОНАЛЬНИЙ ТЕХНІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ УКРАЇНИ
«КИЇВСЬКИЙ ПОЛІТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ
імені ІГОРЯ СІКОРСЬКОГО»

МАТЕРІАЛИ РАДІОЕЛЕКТРОННОЇ АПАРАТУРИ ЛАБОРАТОРНИЙ ПРАКТИКУМ

*Рекомендовано Методичною радою КПІ ім. Ігоря Сікорського
як навчальний посібник для студентів,
які навчаються за спеціальністю 172 «Телекомунікації та радіотехніка»,
освітньою програмою
«Інформаційно-обчислювальні засоби радіоелектронних систем»*

Київ
КПІ ім. Ігоря Сікорського
2020

Матеріали радіоелектронної апаратури. Лабораторний практикум [Електронний ресурс]: навч. посіб. для студ. спеціальності 172 «Телекомунікації та радіотехніка», освітньої програми «Інформаційно-обчислювальні засоби радіоелектронних систем» / КПІ ім. Ігоря Сікорського ; уклад.: А.П. Мірошніченко, Г. В. Іваннік. – Електронні текстові данні (1 файл: 2,81 Мбайт). – Київ : КПІ ім. Ігоря Сікорського, 2020. – 90 с.

Гриф надано Методичною радою КПІ ім. Ігоря Сікорського (протокол №4 від 10.12.2020 р.) за поданням Вченої ради факультету електроніки (протокол №11/2020 від 30.11.2020 р.)

Електронне мережне навчальне видання

МАТЕРІАЛИ РАДІОЕЛЕКТРОННОЇ АПАРАТУРИ ЛАБОРАТОРНИЙ ПРАКТИКУМ

Укладачі: *Мірошніченко Анатолій Петрович*, канд. техн. наук, доц.
Іваннік Геннадій Васильович, канд. техн. наук, асистент

Відповідальний редактор: *Кучернюк П.В.*, канд. техн. наук, доц.

Рецензент: *Орлов А.Т.*, канд. техн. наук, проф.,
в.о. завідувача кафедри мікроелектроніки факультету електроніки, КПІ ім. Ігоря Сікорського

Лабораторний практикум включає в себе теоретичну інформацію стосовно електрофізичних властивостей провідникових, діелектричних, напівпровідникових та магнітних матеріалів, ефектів, які в них спостерігаються, дає змогу освоїти апаратуру та методики експериментального дослідження їх основних характеристик, визначати основні електрофізичні параметри матеріалів. Рекомендовано як навчальний посібник для здобувачів ступеня бакалавра за освітньою програмою «Інформаційно-обчислювальні засоби радіоелектронних систем» спеціальності 172 «Телекомунікації та радіотехніка».

ЗМІСТ

Вступ	4
Лабораторна робота 1. Вивчення особливостей електропровідності металевих провідникових матеріалів.....	7
Лабораторна робота 2. Вивчення електропровідності напівпровідникових матеріалів.....	16
Лабораторна робота 3. Вивчення фотопровідності напівпровідникових матеріалів.....	28
Лабораторна робота 4. Вивчення особливостей електропровідності діелектричних матеріалів.....	39
Лабораторна робота 5. Вивчення діелектричної дисперсії в діапазоні радіочастот	47
Лабораторна робота 6. Вивчення основних механізмів діелектричних втрат	57
Лабораторна робота 7. Визначення ефективних параметрів неоднорідних діелектриків	68
Лабораторна робота 8. Вивчення основних характеристик магнітом'яких матеріалів	78
Література	89

Вступ

Дисципліна "Матеріали радіоелектронної апаратури" відноситься до циклу предметів професійної підготовки і має чітку направленість на здобуття студентами знань в галузі властивостей та основних напрямків використання сучасних матеріалів радіоелектронної апаратури (РЕА), умінь та навичок у дослідженні і розрахунку їх параметрів.

Лабораторний практикум повинен навчити студентів встановлювати зв'язок між будовою матеріалів та їх властивостями з одного боку, та між параметрами матеріалів і характеристиками компонентів радіоелектронної апаратури, – з другого. При цьому основна увага у лабораторних роботах приділяється діелектричним, напівпровідниковим, провідниковим та магнітним матеріалам, їх основним електрофізичним властивостям.

При виконанні експериментальних досліджень студентам необхідно перш за все розібратися у фізичній суті явищ, що вивчаються, ознайомитись з методикою проведення дослідження та експериментальним устаткуванням. Чітко усвідомити суть параметрів, за допомогою яких характеризуються ті чи інші електрофізичні явища в матеріалах радіоелектронної апаратури. Отримані результати повинні бути всебічно проаналізовані на відповідність теоретичним положенням та нормативним і довідниковим значенням. Колоквіуми, які проводяться в межах лабораторного практикуму, призначені для забезпечення більш ґрунтовного розуміння студентами теоретичних положень та експериментальних результатів.

Кількість лабораторних робіт та завдання до них можуть бути скореговані викладачем залежно від кількості годин, відведених у робочому навчальному плані на лабораторні заняття.

Загальні вимоги до студентів при виконанні лабораторних робіт

1. Лабораторні роботи виконуються студентами відповідно до графіка виконання робіт (графік встановлюється окремо для кожного потоку).

2. До виконання лабораторної роботи допускаються студенти, які прослухали інструктаж з техніки безпеки, підготували протокол лабораторної роботи і мають знання, достатні для виконання роботи.

3. Вмикання напруги на робочому місці проводиться тільки з дозволу викладача.

4. Студенти, які не виконали лабораторні роботи згідно з графіком, можуть ліквідувати заборгованість тільки за додатковим графіком, єдиним для всіх студентів потоку.

5. Звіт із лабораторної роботи оформлюється кожним студентом самостійно і включає:

а) титульний аркуш з назвою дисципліни, назвою та номером лабораторної роботи, прізвищем студента, номером навчальної групи та датою виконання роботи;

б) мету роботи;

в) основні теоретичні положення (визначення явищ, параметрів, теоретичні формули, типові характеристики);

г) завдання до лабораторної роботи;

д) відомості про об'єкти дослідження (хімічна формула, марка матеріалу, геометричні розміри тощо);

е) методику проведення дослідження (включаючи схему вимірювань, блок-схеми, типи приладів, розрахункові співвідношення);

є) експериментальну частину роботи, включаючи таблиці даних з усіма результатами вимірів та розрахунків;

ж) графічний матеріал, виконаний вручну на міліметровці (або з дозволу викладача за допомогою електронних засобів), згідно з

вимогами до графічного матеріалу НДР;

з) висновки по роботі (повинні містити у собі короткі коментарі по кожному виконаному пункту завдання, перелік отриманих результат та їх аналіз).

Звіт з лабораторної роботи по п. а; б; в, повинен бути підготовлено і представлено викладачу перед початком відповідної лабораторної роботи.

6. Лабораторна робота вважається виконаною студентом лише в тому разі, якщо він провів експериментальні дослідження, підготував повний звіт по роботі та захистив його.

7. Захист кожної лабораторної роботи провадиться на наступному після її виконання занятті. Студенти, які мають більше ніж дві заборгованості із захисту робіт, до виконання наступних робіт не допускаються.

Лабораторна робота №1

Вивчення особливостей електропровідності металевих провідникових матеріалів.

Мета роботи: дослідження температурної залежності питомого опору провідникових матеріалів (метали високої провідності, сплави високого опору), визначення видів досліджених матеріалів за значеннями їх питомого опору, характером температурних залежностей та значенням температурних коефіцієнтів питомого опору.

Теоретична частина

Всі провідникові матеріали умовно поділяються на два класи, - провідниковий матеріал високої провідності (провідниковий матеріал з питомим електричним опором при нормальних умовах не більш $0,1 \text{ мкОм}\cdot\text{м}$) та провідниковий матеріал високого опору (провідниковий матеріал з питомим електричним опором при нормальних умовах не менше $0,3 \text{ мкОм}\cdot\text{м}$).

Серед провідникових матеріалів перш за все відзначимо метали та металеві сплави, як провідникові матеріали, які найбільш широко використовуються при виготовленні радіоелектронної апаратури.

Загальний вираз для питомої електропровідності будь-якого матеріалу має вигляд:

$$\sigma = qn\mu \text{ [См/м]} \quad (1.1)$$

де q – заряд носія [Кл], n – концентрація носіїв заряду [$1/\text{м}^3$],
 μ – рухливість носіїв заряду [$\text{м}^2/\text{В}\cdot\text{с}$].

При цьому питома електрична провідність визначається як величина, що характеризує електропровідність речовини, скалярна для ізотропної речовини (дорівнює відношенню модуля густини

струму \mathbf{j} [A/m²] до модуля напруженості електричного поля \mathbf{E} [В/м]) та тензорна для анізотропної речовини. Тобто $\sigma = \frac{\mathbf{j}}{\mathbf{E}}$.

Основні властивості металевих провідників достатньо повно висвітлені в класичній електронній теорії металів Друде – Лоренца. Згідно цієї теорії вираз для питомої електропровідності металів може бути представлено у вигляді:

$$\sigma = \frac{e^2 n \lambda}{2m V_{\text{теплова}}}, \quad (1.2)$$

де e - заряд електрона [Кл], n - концентрація електронів [1/м³], λ - довжина вільного пробігу електрона [м], m – маса електрона [кг], $V_{\text{теплова}}$ – середня теплова швидкість електрона [м/с].

Або, якщо врахувати, що відношення довжини вільного пробігу (λ) до швидкості ($V_{\text{теплова}}$) є час вільного пробігу (τ), то

$$\sigma = \frac{e^2 n \tau}{2m} \quad (1.3)$$

Порівнявши (1.1) та (1.3), отримаємо вираз для рухливості носіїв заряду

$$\mu = \frac{e \tau}{2m} \quad (1.4)$$

При цьому слід пам'ятати, що рухливість носіїв заряду визначається як середня швидкість, яку набувають носії заряду під дією електричного поля одиничної напруженості і відповідно дорівнює

$\mu = \frac{V_{\text{сер}}}{E}$, маючи при цьому розмірність [м²/В·с]), що відповідає і виразу (1.4).

Записавши вираз (1.3) відносно питомого опору отримаємо так

зване рівняння Друде:

$$\rho = \frac{2m}{e^2 n \tau} \quad (1.5)$$

Концентрацію електронів (n) у металевих провідниках можна порівняти з концентрацією атомів речовини ($n = \sim 10^{28} - 10^{29} \text{ м}^{-3}$), при цьому вона не залежить від температури. Відповідно, можна дійти висновку, що температурна залежність питомої електропровідності (питомого опору) провідникових матеріалів зумовлена температурною залежністю рухливості електронів (μ), яка визначається часом вільного пробігу носіїв заряду (τ), тобто механізмом їх розсіювання. Маттісен, в результаті дослідження механізмів розсіювання носіїв заряду у провідниках, встановив, що основними механізмами розсіювання є розсіювання на:

- фононах (теплових коливаннях решітки) $\tau_{\text{ф}}$;
- домішках $\tau_{\text{дом}}$;
- дефектах кристалічної структури $\tau_{\text{деф}}$.

Відповідно до цього він представив рівняння Друде у наступному вигляді:

$$\rho = \frac{2m}{e^2 n} \left(\frac{1}{\tau_{\text{ф}}} + \frac{1}{\tau_{\text{дом}}} + \frac{1}{\tau_{\text{деф}}} \right) \quad (1.6)$$

Вираз (1.6) має назву - рівняння Маттіссена.

При цьому тільки $\tau_{\text{ф}}$ залежить від температури (чим вище температура тим більше розсіювання, що зменшує час вільного пробігу $\tau_{\text{ф}}$, та рухливість носіїв заряду μ і відповідно збільшує питомий опір ρ . З урахуванням цього, рівняння Маттіссена можна представити у загальному вигляді, як

$$\rho = \rho(T) + \rho_{\text{залишкове}} \quad (1.7)$$

де $\rho_{\text{зал}}$ визначається розсіюванням на домішках та дефектах структури матеріалу і не залежить від температури.

Відповідно до цього, температурна залежність питомого опору металевих провідників повинна мати вигляд, представлений на

рис.1-1. ρ

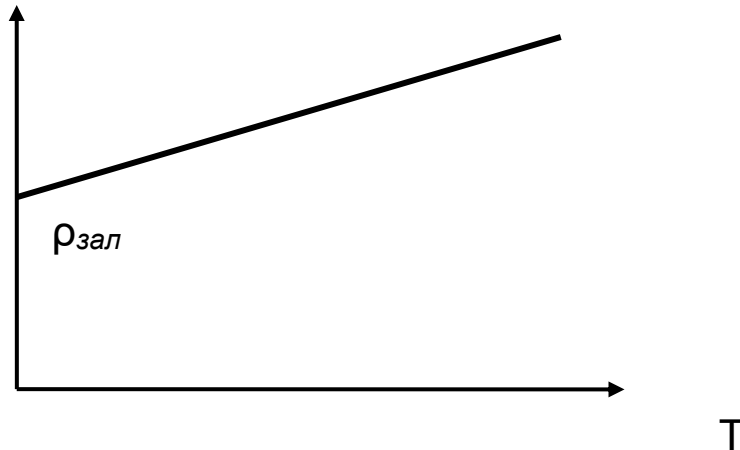


Рис.1-1

Залежність питомого опору металевих провідників від температури

Величина $\rho_{\text{зал}}$ характеризує ступінь чистоти та досконалості структури матеріалу. Значення $\rho_{\text{зал}}$ визначається при температурі 4,2⁰К (температура кипіння рідкого гелію) і становить порядок $(10^{-2} \div 10^{-4})\rho_{300\text{K}}$. Для обмеженого діапазону температур, при вирішенні практичних задач, рівняння Маттіссена використовують у вигляді:

$$\rho(T) = \rho_0(1 + \alpha_\rho \cdot \Delta T) \quad (1.8)$$

де $\alpha_\rho = \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dT}$ температурний коефіцієнт питомого опору (ТК ρ),

ρ_0 – питомий опір при відомій температурі T_0 , $\Delta T = T - T_0$,

$\rho(T)$ – питомий опір при температурі T .

Для чистих не магнітних металів (окрім сплавів), $\alpha_\rho \approx 4 \times 10^{-3} 1/\text{K}$.

Наприклад: $Al \alpha_p=4,1 \times 10^{-3} \text{ 1/K}$; $Cu \alpha_p=4,3 \times 10^{-3} \text{ 1/K}$; $Au \alpha_p=3,9 \times 10^{-3} \text{ 1/K}$.

В той час, як для заліза $\alpha_p=6,25 \times 10^{-3} \text{ 1/K}$.

Питома електропровідність чистих металів (не сплавів) пов'язана з їх теплопровідністю законом Відемана – Франца:

$$\frac{\lambda}{\sigma} = L_0 \times T \quad (1.9)$$

де λ - коефіцієнт теплопровідності $[\frac{\text{Вт}}{\text{мК}}]$, L_0 - число Лоренца, яке

для ідеальних провідників дорівнює $\frac{3k^2}{e^2} = 2,23 \cdot 10^{-8} [\frac{\text{В}^2}{\text{К}^2}]$

(k - константа Больцмана, $k = 1,38 \times 10^{-23} \frac{\text{Дж}}{\text{К}} = 8,6 \times 10^{-5} \frac{\text{еВ}}{\text{К}}$).

Цей закон дозволяє визначати питому електропровідність чистих металів через їх коефіцієнт теплопровідності та навпаки.

Питомий опір металевих сплавів суттєво залежить як від типу сплаву (розрізняють сплави типу «твердий розчин», «механічна суміш» та «сплави, що утворюють проміжні хімічні сполуки»), так і від концентрації компонент. Якщо вважати, що в металевих сплавах одна з компонент відіграє роль домішки, то вона приводить до збільшення розсіювання носіїв заряду і відповідно електропровідність сплавів буде менша за електропровідність чистих металів. Для найбільш розповсюджених сплавів типу «твердий розчин» (коли компоненти в твердому стані необмежено розчиняються один в одному) залежність питомого опору від концентрації компонент може бути представлена емпіричним рівнянням Нордгейма:

$$\rho_{\text{спл}} = \rho_{\text{мет}} + A\chi(1 - \chi). \quad (1.10)$$

де $\rho_{\text{мет}}$ - питомий опір основного металу, χ - концентрація другої компоненти (умовно,- домішку), A – параметр, що враховує

ефективність розсіювання на домішку. На рис.1-2 наведено залежність параметрів сплаву типу «твердий розчин» Cu – Ni від концентрації компонент.

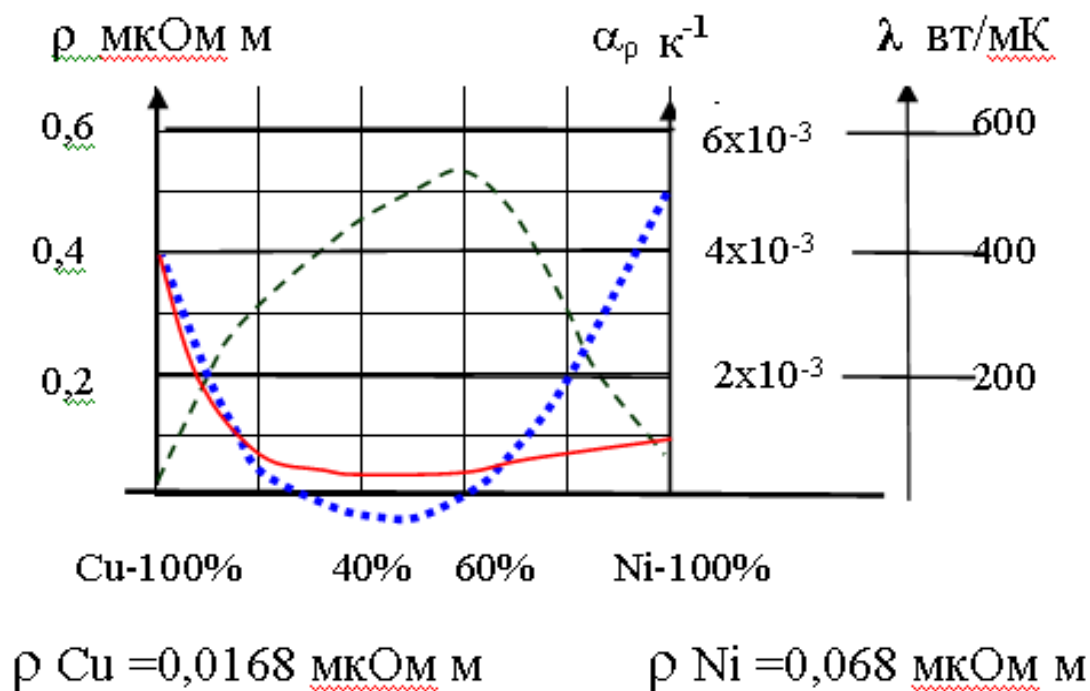


Рис.1-2

Залежність основних параметрів сплаву Cu – Ni від концентрації компонент — — ρ α_p — λ

Експериментальне обладнання та методика дослідження

Для дослідження електропровідності матеріалів можуть використовуватись як спеціальні вимірювальні схеми з прямим або непрямим виміром електричного опору, так і установки для комплексного дослідження електропровідності. Опис схеми або установки для проведення дослідження конкретних зразків матеріалів, методичні вказівки щодо проведення дослідження, геометричні розміри зразків студенти отримують від викладача безпосередньо на лабораторному занятті. В разі використання приладів автоматичного

вимірювання опору зразків провідникових матеріалів використовується спрощена схема вимірювання приведена на рис. 1-3.

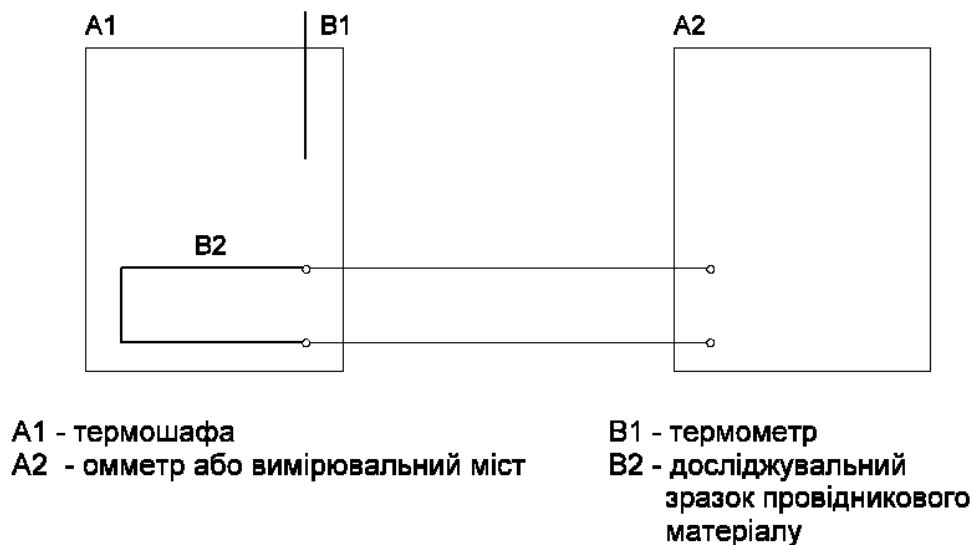


Рис.1-3. Схема вимірювань

Приклад таблиці для занесення експериментальних та розрахункових даних:

Зразок № ____, діаметр ____, площа перерізу ____, довжина ____

t, °C									
R, Ом									
ρ , Ом·м									

Завдання

1. Ознайомитися з апаратурою, яка використовується для проведення дослідження.
2. Ознайомитися із зразками матеріалів, електропровідність яких досліджується в роботі.
3. Провести дослідження температурної залежності електричного опору зразків провідникових матеріалів.
4. Провести розрахунки та побудувати залежності питомого опору провідникових матеріалів від температури $\rho(T)$.
5. Визначити TK_{ρ} матеріалів.
6. Визначити, які зразки виготовлені з металів високої провідності ($\rho \leq 0,1 \text{ мкОм} \cdot \text{м}$) та розрахувати для них коефіцієнти теплопровідності для температури 25°C .
7. За отриманими даними визначити, які саме метали високої провідності використані в лабораторній роботі.
8. Визначити, які зразки виготовлені зі сплавів високого опору ($\rho \geq 0,3 \text{ мкОм} \cdot \text{м}$).
9. За отриманими даними визначити, які саме сплави високого опору використані в лабораторній роботі.
10. Зробити висновки по роботі, порівнявши отримані результати з теоретичними положеннями та довідковими даними відповідних металевих провідників.

Література :

[1; 2; 3; 4]

Додаткова інформація

а) Основні параметри деяких металевих провідникових матеріалів

Параметр при 20°C	Матеріал						
	Al	Cu	Fe	Ag	Манганін 86%Cu, 12%Mn, 2%Ni	Константан 60%Cu, 40%Ni	Ніхром 80%Ni, 20%Cr
ρ [мкОм м]	0,0265	0,0168	0,097	0,0150	0,42-0,48	0,48-0,52	1,0-1,1
TK_ρ * $10^3[\text{K}^{-1}]$	4,1	4,33	6,25	4,1	0,005- 0,03	-(0,002- 0,025)	0,1-0,2
λ [$\frac{\text{Вт}}{\text{мК}}$]	218	406	73,3	453	-	21	16,8
$\alpha_l \cdot 10^6[\text{K}^{-1}]$	21,0	16,6	10,7	18,6	18,0	15,0	16,3

б) Питання для самоконтролю студентів

1. Електропровідність матеріалів. Визначення.
2. За яким параметром і як саме розділяють провідникові матеріали високої провідності та провідникові матеріали високого опору?
3. Які основні носії заряду у металевих провідниках?
4. Що таке рухливість носіїв заряду і яку розмірність вона має?
5. Які механізми розсіювання спостерігаються у металевих провідниках?
6. Чим зумовлена температурна залежність питомої електропровідності чистих металів і як вона змінюється при зростанні температури?
7. Що таке температурний коефіцієнт питомого опору? Чи може він бути від'ємним у металевих провідникових матеріалах?
8. Який порядок величини температурного коефіцієнта питомого опору чистих немагнітних матеріалів?
9. При яких умовах питомий опір сплавів типу «твердий розчин» стає максимальним?
10. Як пов'язані між собою питомий опір чистих металів та їх теплопровідність?
11. Яку розмірність має число Лоренца? Доведіть це, виходячи з виразу

$$L_0 = \frac{3k^2}{e^2}.$$

Лабораторна робота №2
Вивчення електропровідності напівпровідникових
матеріалів

Мета роботи: дослідження залежності електропровідності напівпровідникових матеріалів від температури, визначення енергії активації носіїв заряду.

Теоретична частина

Напівпровідник – речовина, основною властивістю якої є суттєва залежність її електропровідності від дії зовнішніх факторів. До таких факторів можуть бути віднесені перш за все температура, світло тощо. Основні властивості напівпровідникових матеріалів (у тому числі і електропровідність) достатньо добре пояснюються особливостями будови їх енергетичних зон. Для всіх напівпровідників характерним є наявність забороненої енергетичної зони, яка відділяє валентну зону (енергетична зона в якій знаходяться валентні електрони) від зони провідності (де знаходяться вільні електрони, які і зумовлюють електропровідність напівпровідників). Структура енергетичних зон власного напівпровідника (тобто напівпровідника, який не містить домішок, що впливають на його електропровідність) умовно зображена на рис. 2-1а. Прийнято вважати, що ширина забороненої зони напівпровідників ΔE не перевищує 3 еВ . Наявність у реальних напівпровідникових матеріалах легуючих домішок призводить до того, що у забороненій зоні з'являються дозволені енергетичні рівні (E_d , E_a), які суттєво впливають на електропровідність напівпровідників (див. рис. 2-1 б,в).

Вільні електрони в зоні провідності власного напівпровідника можуть з'являтися тільки внаслідок переходу електронів з валентної зони для чого вони мають отримати енергію, достатню, щоб розірвати зв'язок з відповідним атомом. У результаті такого переходу "зона–зона"

у валентній зоні з'являється вільний енергетичний рівень, на який можуть переходити інші валентні електрони .

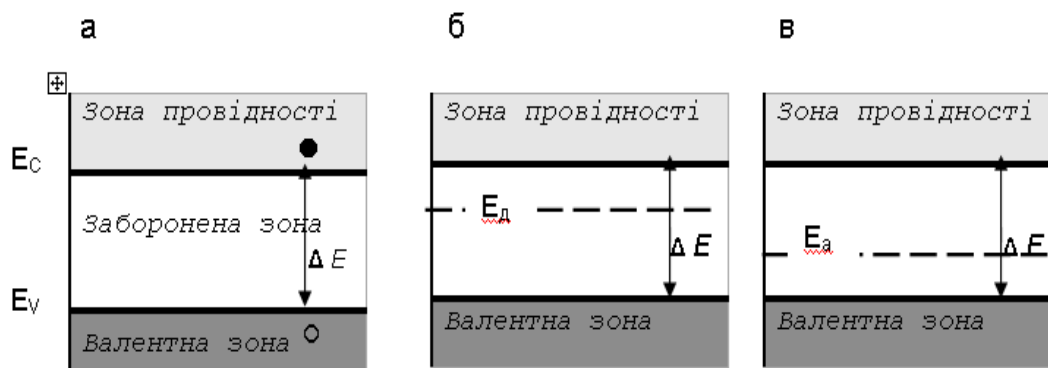


Рис.2-1

Зонні діаграми власного (а) та домішкових (б, - донорний домішок, в, - акцепторний домішок) напівпровідників, E_c – «дно» зони провідності, E_v – верхня межа валентної зони.

Такий вільний енергетичний рівень (незаповнений ковалентний зв'язок) прийнято називати "дірка". Таким чином, у власному напівпровіднику одночасно виникають два типи носіїв заряду (електрон провідності та дірка провідності) з однаковою концентрацією:

$$n_i = p_i = N_c \exp\left(-\frac{\Delta E}{2kT}\right) \quad (2.1)$$

n_i – концентрація електронів у зоні провідності власного напівпровідника[1/м³];

p_i – концентрація дірок провідності у валентній зоні власного напівпровідника[1/м³];

ΔE – ширина забороненої зони (енергія активації власних носіїв заряду) [e·В];

N_c – параметр, який називають «концентрація енергетичних рівнів електронів у зоні провідності приведена до дна зони»;

k – константа Больцмана ($k = 1,38 \times 10^{-23} \frac{\text{Дж}}{\text{К}} = 8,6 \times 10^{-5} \frac{\text{eВ}}{\text{К}}$).

Оскільки питома електропровідність у загальному випадку визначається як $\sigma = qn\mu$ (див. формулу 1.1), то для власного напівпровідника вона може бути представлена виразом:

$$\sigma_i = n_i e(\mu_n + \mu_p) \quad (2.2)$$

μ_n та μ_p – рухливість відповідно електронів та дірок $\left(\left[\frac{\text{м}^2}{\text{Вс}} \right] \right)$;

e – заряд електрона [Кл].

Рухливість носіїв заряду у власному напівпровіднику визначається їх розсіюванням на теплових коливаннях вузлів кристалічної ґратки (фононне розсіювання). У цьому випадку $\mu \sim (T)^{-\frac{3}{2}}$. Оскільки концентрація носіїв заряду має значно сильнішу залежність від температури ніж рухливість, то практично для власного напівпровідника температурну залежність електропровідності можна представити у вигляді:

$$\sigma_i = \sigma_0 \exp\left(-\frac{\Delta E}{2kT}\right) \quad (2.3)$$

σ_0 – постійна для даного напівпровідника величина.

Таким чином, температурна залежність питомої електропровідності власного напівпровідника в координатах $\ln \sigma$ (або $\lg \sigma$) від $1/T$ має вигляд, представлений на рис. 2-2. Якщо записати вираз (2.3) для двох різних температур (наприклад, T_1 та T_2), то можна отримати вираз для визначення ширини забороненої зони власного напівпровідника :

$$\Delta E = \frac{2 \cdot k \cdot \ln\left(\frac{\sigma_2}{\sigma_1}\right)}{\left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2}\right)} \quad (2.4)$$

або, перейшовши для зручності від натурального логарифму до десятинного, отримаємо

$$\Delta E = \frac{4,6 \cdot k \cdot \lg\left(\frac{\sigma_2}{\sigma_1}\right)}{\left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2}\right)} \quad (2.5)$$

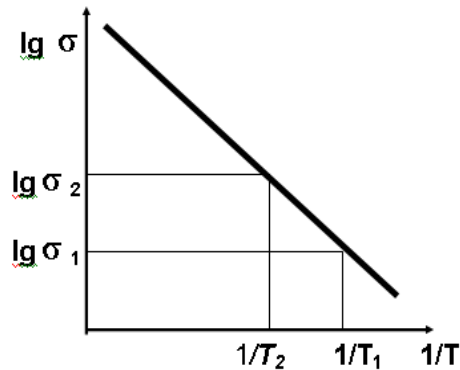


Рис.2-2
Температурна залежність питомої електропровідності
власного напівпровідника.

Будь-якому порушенню періодичності кристалічної ґратки матеріалу (і перш за все введенню легуючого домішку) відповідає поява в забороненій зоні дозволених для електронів енергетичних рівнів. Якщо в напівпровідник вводять так званий «донорний» домішок, кількість валентних електронів у якого більша ніж у власного напівпровідника, то такі рівні розташовані вище середини забороненої зони (E_d – рис. 2-16), і перехід електронів з них до зони провідності відбувається при значно меншому енергетичному збудженні, ніж перехід "зона–зона".

Концентрація електронів у зоні провідності у такому випадку значно перевищує концентрацію дірок у валентній зоні: $n \gg p$. Відповідно електрони вважають «основними» носіями заряду, а дірки - «неосновними». Такий напівпровідник називають електронним (напівпровідник **n** - типу), а дефект кристалічної ґратки (домішок), який при збудженні віддає електрон а зону провідності – донором.

Якщо в напівпровідник вводять так званий «акцепторний»

домішок, кількість валентних електронів у якого менша, ніж у власного напівпровідника, то такі дозволені енергетичні рівні розташовані нижче середини забороненої зони (E_a – рис. 2-1в), і перехід електронів з валентної зони на ці рівні відбувається при значно меншому енергетичному збудженні, ніж перехід "зона–зона". Це призводить до того, що концентрація дірок у валентній зоні буде значно перевищувати концентрацію електронів у зоні провідності $p \gg n_i$ (дірки - «основні», а електрони - «неосновні» носії заряду). Такий напівпровідник називають дірковим (напівпровідник p -типу), а дефект кристалічної ґратки (домішок), який при збудженні захоплює електрон з валентної зони, – акцептором.

З урахуванням вищенаведеного, загальний вираз для питомої електропровідності домішкового напівпровідника має вигляд:

$$\sigma_{\text{дом}} = e(n\mu_n + p\mu_p) \quad (2.6)$$

І відповідно до співвідношення концентрацій основних та неосновних носіїв для електронного напівпровідника практично маємо $\sigma_{e.l} = en\mu_n$, а для діркового $\sigma_{дiр} = ep\mu_p$. Співвідношення концентрацій основних та неосновних носіїв заряду відповідає «закону діючих мас», - добуток концентрацій основних та неосновних носіїв заряду у домішковому напівпровіднику дорівнює квадрату концентрації власних носіїв заряду (закон стосується тільки «рівноважних» * носіїв заряду). Позначивши n_n та p_n як концентрації основних та неосновних носіїв заряду у електронному напівпровіднику, а p_p та n_p відповідно у дірковому, закон діючих мас можна записати як $n_i^2 = n_n p_n$ для електронного напівпровідника, або як $n_i^2 = p_p n_p$, для діркового.

**рівноважні носії заряду - носії заряду, виникнення яких є наслідком теплових коливань кристалічної ґратки напівпровідника в умовах термодинамічної рівноваги*

При низьких температурах (коли перехід електронів з валентної зони до зони провідності відсутній, умовно до температури T_s) концентрація носіїв заряду у домішковому напівпровіднику обумовлена лише іонізацією домішок, і концентрація основних носіїв заряду може бути записана у вигляді:

$$n_n = (N_d N_c)^{\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{E_d}{2kT}\right) \text{ при донорному домішку,}$$

або

$$p_p = (N_a N_c)^{\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{E_a}{2kT}\right) \text{ при акцепторному домішку} \quad (2.7)$$

де N_d, N_a – концентрація донорних та акцепторних домішок;

E_d, E_a – дозволений енергетичний рівень (енергія активації відповідних домішок).

При середніх температурах (умовно від T_s до T_i відповідно до рис.2-3) домішки повністю іонізовані (температура повної іонізації домішку):

$$n_n = N_d; \quad p_p = N_a.$$

При високих температурах ($T > T_i$, коли електрони безперешкодно переходять з валентної зони до зони провідності) концентрація носіїв заряду у домішковому напівпровіднику дорівнює концентрації власних носіїв (формула 2.1).

Таким чином, температурна залежність концентрації носіїв заряду у домішковому напівпровіднику для широкого діапазону температур в координатах логарифм концентрації носіїв заряду від зворотної температури має вигляд відповідно до рис. 2-3.

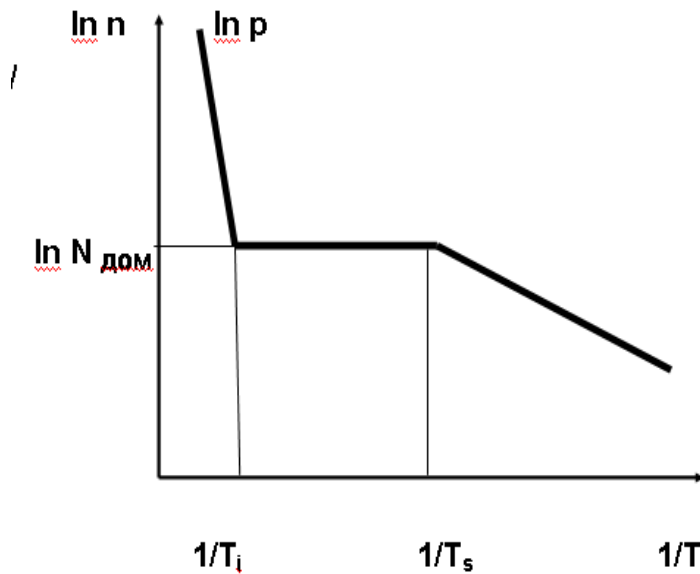


Рис. 2-3
Температурна
залежність концентрації
вільних носіїв заряду у
домішковому
напівпровіднику.

Оскільки електропровідність напівпровідників визначається не тільки концентрацією носіїв заряду, але і їх рухливістю, необхідно мати на увазі, що у домішкових напівпровідниках, окрім фононного розсіювання ($\mu \sim (T)^{-\frac{3}{2}}$), суттєвого лише при підвищених температурах ($T > T_s$), спостерігається ще й розсіювання носіїв заряду на іонізованих домішках ($\mu \sim (T)^{\frac{3}{2}}$), але цей механізм розсіювання є суттєвим тільки при низьких температурах (до T_s , див. рис. 2-4).

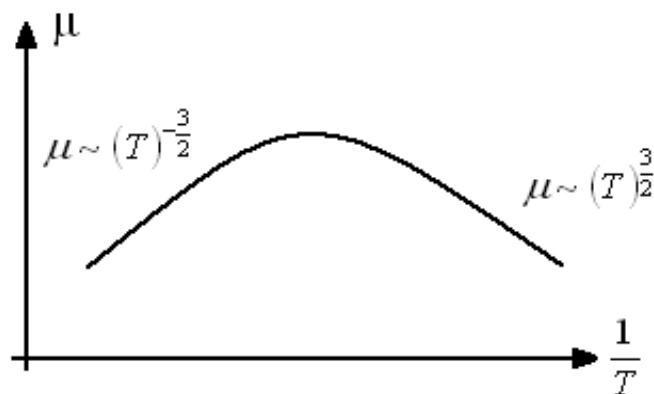


Рис. 2-4
Якісний характер температурної залежності рухливості носіїв
заряду у напівпровіднику.

Таким чином, температурна залежність питомої електропровідності домішкового напівпровідника в діапазоні низьких температур (до T_s) визначається практично температурною залежністю концентрації

основних носіїв заряду (див. формулу 2.7). В діапазоні середніх температур (від T_s до T_i), коли концентрація основних носіїв дорівнює концентрації домішки електропровідність зменшується через зростання фононного розсіювання носіїв заряду і відповідного зменшення їх рухливості. При високих температурах ($T > T_i$), температурна залежність електропровідності практично визначається температурною залежністю концентрації власних носіїв заряду (див. формулу 2.1). Таким чином загальний характер температурної залежності електропровідності домішкового напівпровідника має вигляд, представлений на рис.2-5.

Енергія активації домішки («глибина залягання») $E_{ак}$ може бути визначена по температурній залежності σ в області домішкової електропровідності, аналогічно тому, як визначалась ширина забороненої зони напівпровідника (2.4), (2.5):

$$E_{ак} = \frac{4,6k \lg\left(\frac{\sigma_2}{\sigma_1}\right)}{\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2}} \quad (2.8)$$

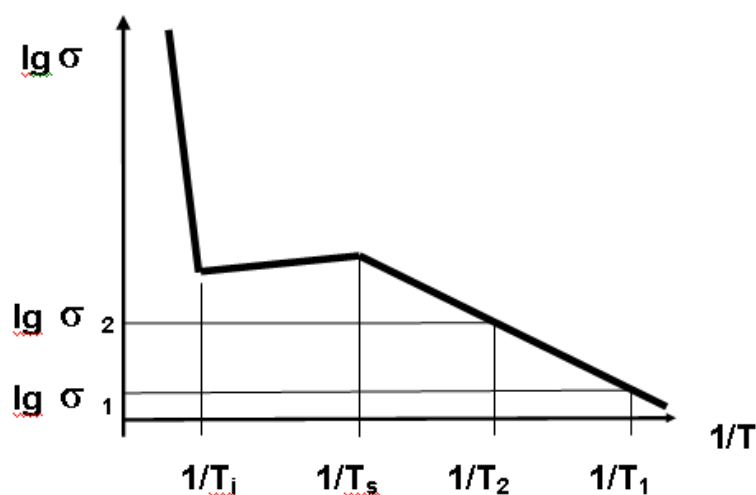
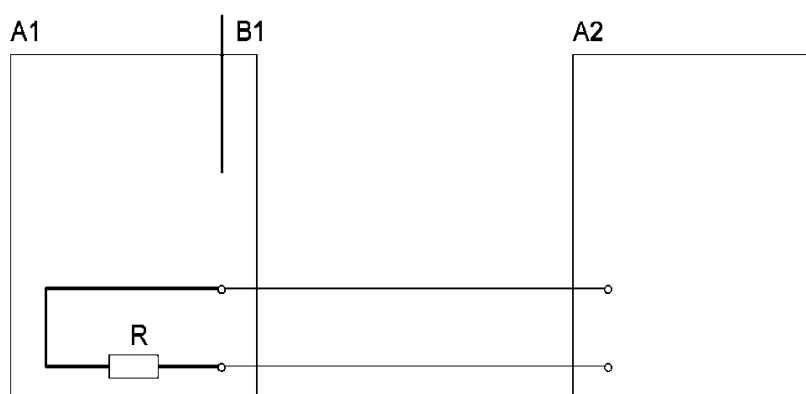


Рис. 2-5

Якісний характер температурної залежності питомої електропровідності домішкового напівпровідника

Експериментальне обладнання та методика дослідження

Залежно від конкретних напівпровідникових матеріалів, які є об'єктами лабораторного дослідження, можуть використовуватись різні методики та обладнання. Інформація, що необхідна для проведення дослідження зразків конкретних напівпровідникових матеріалів, видається викладачем кожній студентській бригаді окремо. При використанні автоматичного виміру опору напівпровідника може використовуватись спрощена вимірювальна схема (див. рис. 2-6).



A1 - термошафа
A2 - омметр або вимірювальний міст
B1 - термометр
R - досліджувальний зразок напівпровідникового матеріалу

Рис.2-6. Схема вимірювань

Результати вимірювання та розрахунків доцільно зводити до однієї таблиці, приклад якої наведено нижче.

t °C	T °K	R_1	σ_1	$\lg \sigma_1$	R_2	σ_2	$\lg \sigma_2$	R_3	σ_3	$\lg \sigma_3$
20										
21										

Завдання

1. Ознайомитися зі зразками напівпровідникових матеріалів.
2. Ознайомитися з експериментальним обладнанням та методиками дослідження.
3. Виміряти залежність електричного опору напівпровідникових матеріалів від температури.
4. На основі вимірних значень опору напівпровідникових зразків та їх геометричних розмірів (надаються викладачем) розрахувати питому електропровідність для всіх значень температури.
5. Обчислити та побудувати залежність $\lg \sigma \left(\frac{1}{T} \right)$ для всіх зразків.
6. Визначити енергію активації носіїв заряду для кожного зразка за

формулою
$$\Delta E = \frac{4,6 \cdot k \cdot \lg \left(\frac{\sigma_2}{\sigma_1} \right)}{\left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right)}$$
 (див. формулу 2.5).

7. Зробити висновки по роботі.

Література:

[1; 2; 5; 6; 7]

Додаткова інформація

а) Основні параметри деяких напівпровідникових матеріалів (300°K)

Напівпровідник	Густина [г/см ³]	Температура плавлення °C	Ширина забороненої зони [eV]	Рухливість [см ² /Вс]		Відносна діелектрична проникність	
				електро нів	дірок		
Ge	5,32	936	0,72	3900	1900	16	
Si	2,33	1414	1,12	1450	500	12,5	
A^{II}B^{VI}	ZnS	4.1	1780	3.74	140	5	8.3
	ZnSe	5.42	1520	2.73	260	15	8.6
	ZnTe	6,34	1239	2.23	530	30	10
	CdS	4.82	1750	2.53	350	110	9.0
	CdSe	5.81	1264	1.85	720	75	10
	CdTe	5.86	1041	1.51	1200	60	10.2
A^{IV}B^{VI}	PbS	7,61	1114	0,39	600	700	175
	PbSe	8,15	1076	0,27	1200	1000	250
	PbTe	8,16	917	0,32	1800	900	400
A^{III}B^V	AlP	2,37	2000	2,45	80	30	9,8
	GaP	4,07	1467	2,26	190	120	11,1
	InP	4,78	1070	1,35	4600	150	12,4
	AlAs	3,6	1770	2,16	280	-	10,1
	GaAs	5,32	1238	1,43	9500	450	13,1
	InAs	5,67	942	0,36	33000	460	14,6
	AlSb	4,28	1060	1,58	200	550	14,4
	GaSb	5,65	710	0,73	4000	1400	15,7
	InSb	5,78	525	0,18	78000	750	17,7

б) Питання для самоконтролю студентів

1. Дайте визначення поняттю «дірка провідності».
2. Яка причина наявності вільних носіїв заряду у власному напівпровіднику?
3. Який характер має температурна залежність концентрації власних носіїв заряду у напівпровіднику?
4. Які механізми розсіювання носіїв заряду характерні для напівпровідників?
5. Що таке рухливість носіїв заряду у напівпровіднику і як вона залежить від температури?
6. Який характер має температурна залежність електропровідності власного напівпровідника?
7. Як можна визначити ширину забороненої зони власного напівпровідника?
8. Який характер має температурна залежність концентрації носіїв заряду у домішковому напівпровіднику?
9. Намалюйте температурну залежність електропровідності домішкового напівпровідника в координатах $\lg \sigma$ від $1/T$?
10. З чим пов'язане зменшення електропровідності домішкового напівпровідника від температури при умові повної іонізації домішки?
11. Як пов'язані між собою концентрації основних та неосновних носіїв заряду у домішковому напівпровіднику?
12. Як можна визначити глибину залягання акцепторного домішку в дірковому напівпровіднику?
13. Де в забороненій зоні знаходиться рівень залягання донорного (акцепторного) домішку?

Лабораторна робота №3
Вивчення фотопровідності напівпровідникових
матеріалів

Мета роботи: дослідження залежності фотопровідності напівпровідникових матеріалів від інтенсивності та довжини хвилі освітлення; визначення енергії активації власних носіїв заряду.

Теоретична частина

Напівпровідник – речовина, основною властивістю якої є суттєва залежність її електропровідності від дії зовнішніх факторів. До таких факторів можуть бути віднесені перш за все температура та світло .

Питання електропровідності напівпровідників, обумовленої тепловою генерацією вільних носіїв заряду, достатньо повно розглянуті в теоретичній частині до Лабораторної роботи 2. Але енергія, яка необхідна для виникнення вільних носіїв заряду, може бути отримана не тільки за рахунок теплового збудження, а і за рахунок світлового опромінення напівпровідника, що призводить до так званого фоторезистивного ефекту (явище фотопровідності).

Фотопровідністю називають додаткову провідність, обумовлену процесами внутрішньої іонізації під впливом світла, яка призводить до виникнення додаткових (надлишкових, нерівноважних*, відносно теплової генерації, яка призводить до появи «рівноважних»**) носіїв заряду ($\Delta n; \Delta p$).

**рівноважні носії заряду - носії заряду, виникнення яких є наслідком теплових коливань кристалічної ґратки напівпровідника в умовах термодинамічної рівноваги*

***нерівноважні носії заряду - носії заряду, які не знаходяться в термодинамічній рівновазі по концентрації та/або енергетичному розподілу.*

Таким чином електропровідність напівпровідника, у якому під впливом світлового опромінення виникають надлишкові носії заряду, можна записати у загальному вигляді як

$$\sigma = e(n_0 + \Delta n)\mu_n + e(p_0 + \Delta p)\mu_p \quad (3.1)$$

де n_0 та p_0 - концентрації рівноважних (тобто зумовлених тепловою генерацією) носіїв заряду, а μ_n та μ_p відповідно рухливість електронів та дірок провідності (див. Лабораторну роботу 2).

Розділивши окремо електропровідність за рахунок рівноважних носіїв заряду та надлишкових (нерівноважних) отримаємо:

$$\sigma = e(n_0\mu_n + p_0\mu_p) + e(\Delta n\mu_n + \Delta p\mu_p) = \sigma_T + \sigma_\Phi \quad (3.2)$$

де σ_T - так звана,«темнова» електропровідність напівпровідника; σ_Φ - фотопровідність напівпровідника.

Слід відзначити, що при збільшенні освітленості напівпровідника лінійна залежність фотопровідності напівпровідника від освітленості може порушуватись через збільшення швидкості рекомбінації носіїв заряду і відповідного зменшення їх часу життя (див. рис.3-1).

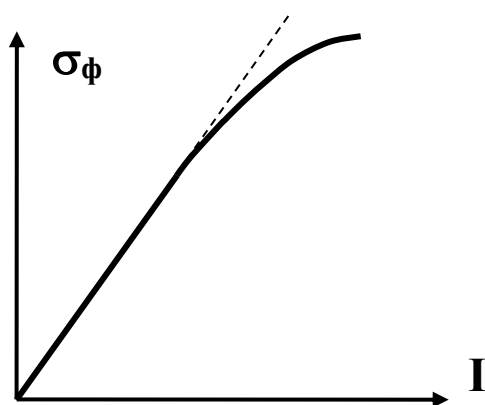


Рис. 3-1
Залежність
фотопровідності
напівпровідника від рівня
освітленості

Зміна надлишкової концентрації вільних носіїв заряду (Δn ; Δp) в часі при дії на напівпровідник імпульсу світлового опромінення описується наступними математичними виразами:

$$\Delta n(t) = \Delta n_0 \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (\text{при вимиканні освітлення}); \quad (3.3)$$

$$\Delta n(t) = \Delta n_0 \cdot \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)\right] \quad (\text{при вмиканні освітлення}) \quad (3.4)$$

для електронів, та відповідно:

$$\Delta p(t) = \Delta p_0 \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right),$$

$$\Delta p(t) = \Delta p_0 \cdot \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)\right] \quad \text{для дірок.}$$

Параметр τ , як випливає з наведених вище формул, визначає час, за який надлишкова концентрація носіїв заряду, зумовлена дією оптичного випромінювання зміниться у e разів (де $e \approx 2,7$ - основа натурального логарифму). Цей параметр називають «час життя нерівноважних носіїв заряду».

Часова залежність додаткової (надлишкової) концентрації носіїв заряду (наприклад електронів) від імпульсу світлового збудження (I) має вигляд представлений на рис.3-2 (де величина Δn_0 визначається рівновагою між процесами генерації та рекомбінації надлишкових носіїв заряду).

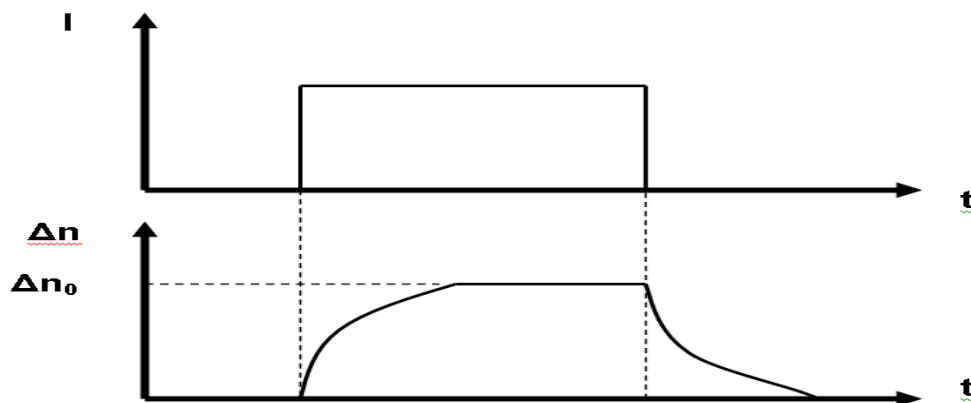


Рис. 3-2

Залежність надлишкової концентрації носіїв заряду від часу при дії світлового імпульсу.

У зв'язку з тим, що збудження носіїв заряду (тобто зміна їх енергетичного стану) відбувається за рахунок енергії світлового випромінювання, то це розглядається як поглинання світла напівпровідником. Для характеристики цього явища вводять параметр коефіцієнт поглинання світла напівпровідником (α). Якщо не враховувати випромінювання відбитого поверхнею напівпровідника, то інтенсивність світлового випромінювання, яке проходить крізь напівпровідник товщиною X визначається за формулою:

$$I(X) = I_0 \exp(-\alpha x) \quad (3.5)$$

де I_0 - інтенсивність випромінювання, що падає на напівпровідник;

α - коефіцієнт поглинання світла, фізичний зміст якого полягає в тому,

що величина $\frac{1}{\alpha}$ дорівнює товщині напівпровідника на якій

інтенсивність світла ослаблюється у e разів (див. рис.3-3).

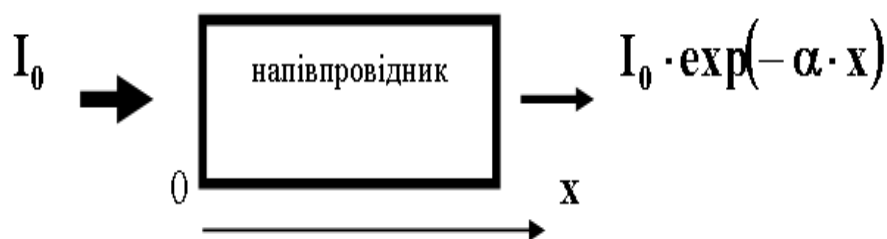


Рис.3-3

Коефіцієнт поглинання світла напівпровідником (α).

Оскільки поглинання світлового випромінювання відбувається у

випадку, коли його енергія витрачається на підвищення енергетичного стану носіїв заряду (яке можливе лише при умові, що ця енергія достатня для того, щоб перевести валентні електрони до зони провідності, тобто повинна бути не менша ніж ширина забороненої зони ΔE). Оскільки енергія випромінювання, як відомо, залежить від частоти і відповідно від довжини хвилі випромінювання, то і коефіцієнт поглинання світла напівпровідником повинен залежати від довжини хвилі випромінювання. Ця залежність називається спектром поглинання і для власного напівпровідника має вигляд представлений на рис.3-4.

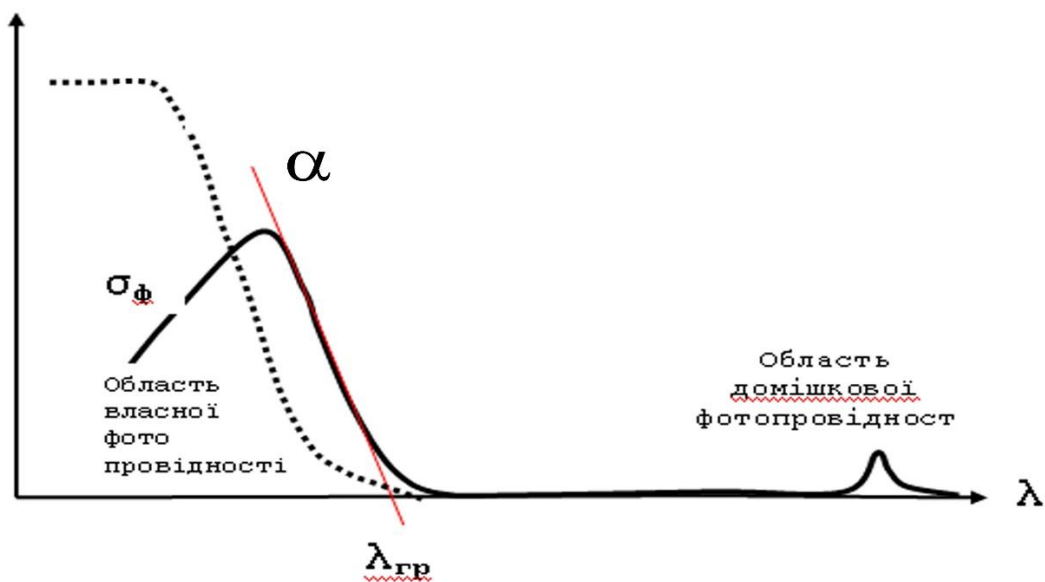


Рис.3-4

Спектральні характеристики коефіцієнта поглинання (α) та фотопровідності напівпровідника (σ_{ϕ} _____).

Якщо електрони переходять з валентної зони до зони провідності, то має місце власна фотопровідність, яка утворюється носіями обох знаків (біполярна світлова генерація носіїв заряду). При цьому енергія фотона повинна бути не менша за ширину забороненої зони.

Апроксимація залежності фотопровідності власного

напівпровідника від довжини хвилі світлового опромінення (пряма на рис.3.4) дозволяє визначити граничну довжину хвилі λ_{gr} . (її також називають «червоною», «інфрачервоною», або ж «довгохвилевою межею фотопровідності»), при якій ще можливий перехід електронів з валентної зони до зони провідності, і відповідно обчислити енергію активації власних носіїв заряду (тобто ширину забороненої зони ΔE):

$$\Delta E = \frac{1,23}{\lambda_{gr}} \quad (3.6)$$

де 1,23 – коефіцієнт, який враховує значення констант (постійної Планка і швидкості світла), та враховує перехід до зручної розмірності (ΔE - [e-B], λ_{gr} - [мкм]).

Зменшення фотопровідності напівпровідників в діапазоні малих значень λ пояснюється тим, що таке світлове випромінювання практично поглинається лише тонким поверхневим шаром напівпровідника. Тривалість життя електронно-діркових пар, які в ньому утворюються, дуже мала внаслідок ефективної поверхневої рекомбінації і великої концентрації носіїв заряду. Практично всі ці електронно-діркові пари рекомбінують, не встигаючи взяти участь у перенесенні струму.

Для домішкових напівпровідників характерна наявність в забороненій зоні локальних домішкових рівнів (донорного для електронних напівпровідників, та акцепторного для діркового). Світлове випромінювання може призвести до переходів між цими рівнями і відповідними дозволеними зонами (перехід електрона з донорного рівня у зону провідності, або перехід валентного електрона на акцепторний рівень і відповідне виникнення дірки провідності). В цьому випадку при відповідній енергії світлового випромінювання виникає так звана «моно полярна світлова генерація носіїв заряду» і в спектрі фотопровідності з'являється область домішкової

електропровідності (див. рис.3-4). Однак, слід відзначити, що домішкове поглинання світла може спостерігатися тільки при дуже низьких температурах (порядку 10^0K , коли більшість атомів домішок не іонізована тепловим рухом. Довжину хвилі випромінювання, що відповідає максимуму домішкового поглинання світлового випромінювання (і відповідно області домішкової електропровідності) можна визначити з виразу аналогічного (3.6) , а саме:

$$E_{\text{дом}} = \frac{1,23}{\lambda_{\text{дом}}}; \quad (3.7)$$

де $E_{\text{дом}}$ відповідає глибині залягання домішку (енергії іонізації атому домішку).

Для більшості домішок у германії та кремнії $\lambda_{\text{дом}}$ становить $\approx (20 - 100)$ мкм і знаходиться в далекій інфрачервоній частині спектру. Фоторезистори на основі кремнію та германію чутливі до випромінювання з довжиною хвиль відповідно (0,6 - 1,0) та (1,0 – 1,8)мкм. Тонкі шари PbS, PbSe, PbTe чутливі до довших хвиль опромінення аж до 4 мкм.

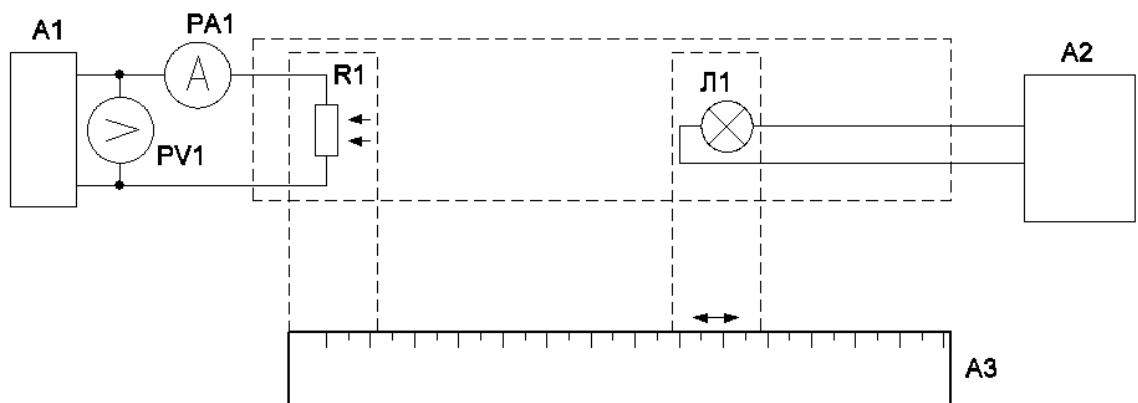
Експериментальне обладнання та методика дослідження

Залежно від конкретних напівпровідникових матеріалів, які є об'єктами лабораторного дослідження, може використовуватись різна методика та обладнання. Інформація, що необхідна для проведення дослідження зразків конкретних напівпровідникових матеріалів, видається викладачем кожній студентській бригаді окремо. При використанні оптичної лінійки освітленість напівпровідника змінюється за рахунок зміни відстані від нього до джерела світла. Нижче наведена таблиця переходу від відстані до інтенсивності освітлення.

Відстань [см]	5	10	15	20	25	30
Освітленість [лк]	46	23	15	10	8	6

Студенти повинні самостійно побудувати градувальний графік залежності освітленості від відстані для отримання проміжних значень відстані і можливості більш детального дослідження залежності фотопровідності.

Блок схема вимірювального обладнання при дослідженні фотопровідності напівпровідників наведена на рис.3-5. Для дослідження спектральної характеристики фотопровідності використовується та ж сама схема дослідження, але використовуються джерела випромінювання з різною довжиною хвиль.



- A1, A2 - блок живлення постійного струму
- A3 - оптична станина
- PA1 - амперметр
- PV1 - вольтметр
- R - досліджувальний фоторезистор

Рис.3-5. Схема вимірювань

Приклад таблиці для занесення експериментальних та

розрахункових даних:

Зразок № _____, напруга на зразку _____

№	г, см	Е, лк	I _ф , мкА	Υ, 1/ Ом
1				
2				
3				
.....				

г – відстань до джерела світла;

Е – освітленість.

I_ф – фотострум.

Υ – провідність зразка, $\Upsilon = U / I_{\text{ф}}$.

Завдання

1. Ознайомитися зі зразками напівпровідникових матеріалів.
2. Ознайомитися з експериментальним обладнанням та методиками дослідження.
3. Побудувати градувальний графік освітленості від відстані.
4. Зняти сімейство світлових характеристик напівпровідника (залежність фотоструму від рівня освітленості) при різних значеннях електричної напруги на напівпровідникові (конкретні значення надаються викладачем).
5. Розрахувати значення фотопровідності напівпровідника для всіх рівнів освітленості (фотопровідність визначається, як відношення фотоструму напівпровідника до величини прикладеної до нього напруги).
6. Звести експериментальні та розрахункові данні по п.3; 4; 5 до таблиці.
7. Побудувати графіки залежності фотопровідності напівпровідників від рівня освітленості.

8. Зробити висновки по роботі.

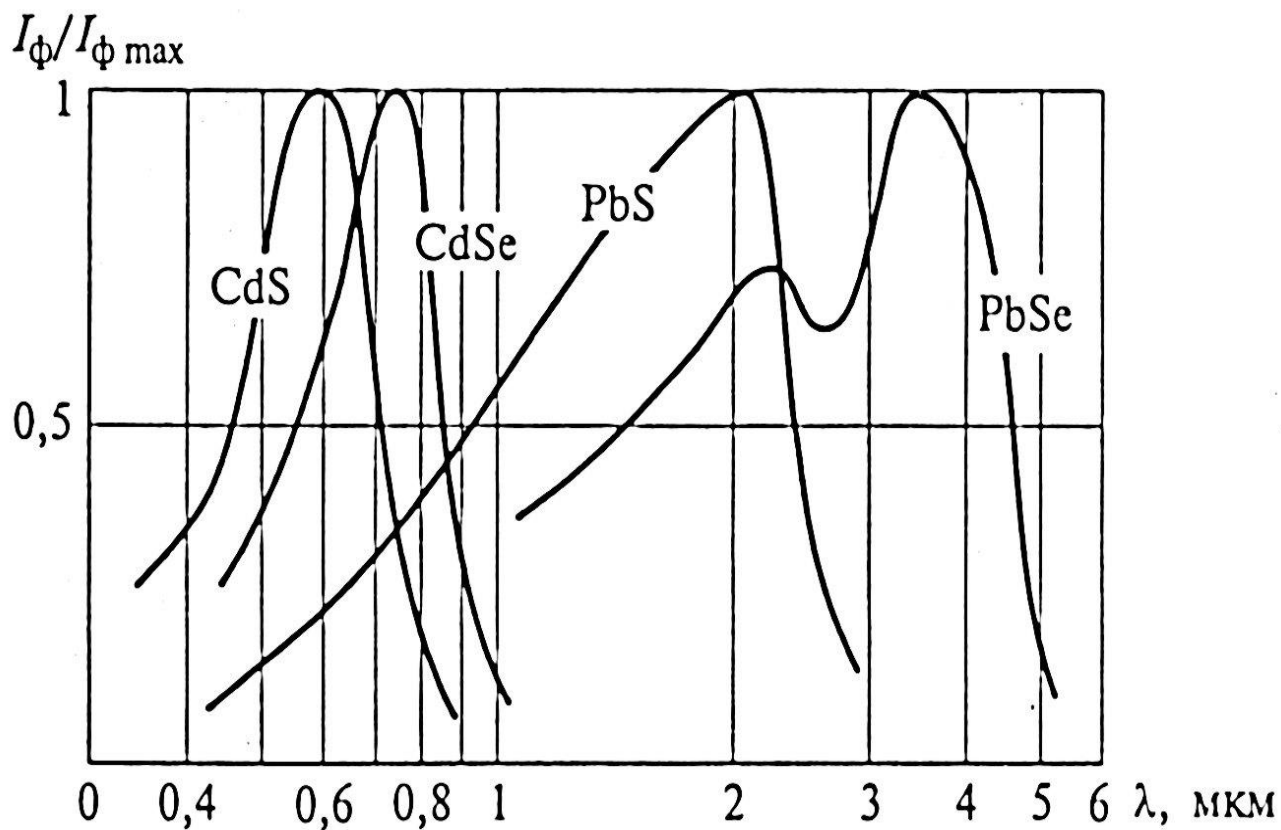
Література:

[1; 2; 5; 6; 7]

Додаткова інформація

а) Ширина забороненої зони деяких напівпровідникових матеріалів (300°K) наведена у Додатковій інформації до Лабораторної роботи 2.

Нормована спектральна характеристика фотоструму для деяких напівпровідників - фоторезисторів:



б) Питання для самоконтролю студентів

- 1. Що таке фотопровідність напівпровідників?*
- 2. Дайте визначення поняттю «рівноважні» та «не рівноважні» носії заряду.*
- 3. За яким законом змінюється концентрація не рівноважних носіїв заряду при включенні освітлення напівпровідника?*
- 4. Що таке «час життя не рівноважних носіїв заряду» ?*
- 5. Як коефіцієнт поглинання світла у напівпровіднику залежить від довжини хвилі світла?*
- 6. Який характер має спектральна характеристика фотопровідності напівпровідника?*
- 7. Що таке гранична довжина хвилі фотопровідності , як вона визначається?*
- 8. Як можна визначити ширину забороненої зони власного напівпровідника за допомогою спектральної характеристики його електропровідності?*
- 9. Чим пояснюється зменшення фотопровідності в діапазоні над-коротких довжин хвиль світла?*
- 10. Чим визначається довжина хвилі світлового випромінювання, що відповідає максимуму домішкового поглинання світлового випромінювання?*

Лабораторна робота № 4
Вивчення особливостей електропровідності
діелектричних матеріалів.

Мета роботи: визначення об'ємного та поверхневого питомого опору діелектричних матеріалів, дослідження температурної залежності електропровідності діелектричних матеріалів.

Теоретична частина

Густина струму (**J**), що протікає крізь діелектрик у результаті дії на нього електричного поля (**E**), складається з густини струму зміщення ($\frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}$) та густини струму електропровідності ($\gamma \mathbf{E}$):

$$\mathbf{J} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \gamma \mathbf{E}, \quad (4.1)$$

γ - питома об'ємна електропровідність, [См/м];

D - електрична індукція, [Кл/м²]; $\mathbf{D} = \epsilon \epsilon_0 \mathbf{E}$.

Якщо у діелектрику мають місце тільки швидкі види поляризації, то струм зміщення швидко зменшується до нуля і через діелектрик протікає тільки струм електропровідності. При цьому необхідно відрізнити об'ємну (визначається будовою матеріалу), та поверхневу (визначається будовою матеріалу та станом його поверхні) електропровідність.

У твердих діелектричних матеріалах об'ємна електропровідність може мати як іонний, так і електронний характер. Іонна електропровідність, має місце при відносно низьких температурах і пов'язана як з дефектами структури, так і з активацією власних іонів. Електронна електропровідність діелектричних матеріалів має місце, як правило, тільки при дуже високих температурах або високій

напруженості електричного поля.

Питома об'ємна електропровідність, яка визначається як відношення модулю густини струму до модулю напруженості

електричного поля $\gamma = \frac{\mathbf{j}}{\mathbf{E}}$, може бути записана через основні параметри носіїв заряду $\gamma = q n \mu$ (де q - заряд носія [Кл], n - концентрація носіїв [$\frac{1}{\text{м}^3}$], μ рухливість носіїв [$\frac{\text{м}^2}{\text{Вс}}$]).

Концентрація вільних носіїв заряду експоненціально залежить від температури:

$$n = n_0 \exp\left(-\frac{W}{2kT}\right), \quad (4.2)$$

де W – енергія активації носія заряду, k – константа Больцмана,

$k = 1,38 \cdot 10^{-23} \frac{\text{Дж}}{\text{К}}$; T – температура [К°].

Нехтуючи більш слабкою залежністю рухливості носіїв від температури, і враховуючи загальну форму запису для електропровідності: $\gamma = q n \mu$

отримаємо

$$\gamma = \gamma_0 \exp\left(-\frac{W}{kT}\right), \quad (4.3)$$

Якщо електропровідність зумовлена декількома типами носіїв заряду, то:

$$\gamma = \sum_{i=1}^n \gamma_i. \quad (4.4)$$

З виразу (4.3) видно, що при одному типі носіїв температурна залежність електропровідності побудована в координатах $\ln \gamma$ від $\frac{1}{T}$, має вигляд прямої лінії, нахил якої визначається енергією активації

цього типу носіїв (рис.4.1, а),

$$E_{ак} = \frac{4,6k \lg\left(\frac{\sigma_2}{\sigma_1}\right)}{\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2}} \quad (4.5)$$

Якщо ж типів носіїв декілька, то залежність буде мати вигляд ламаної, кожен з відрізків якої відноситься до певного типу носіїв (рис.4.1,б), хоча на практиці, для більшості діелектричних матеріалів вона згладжується через наявність численних домішок.

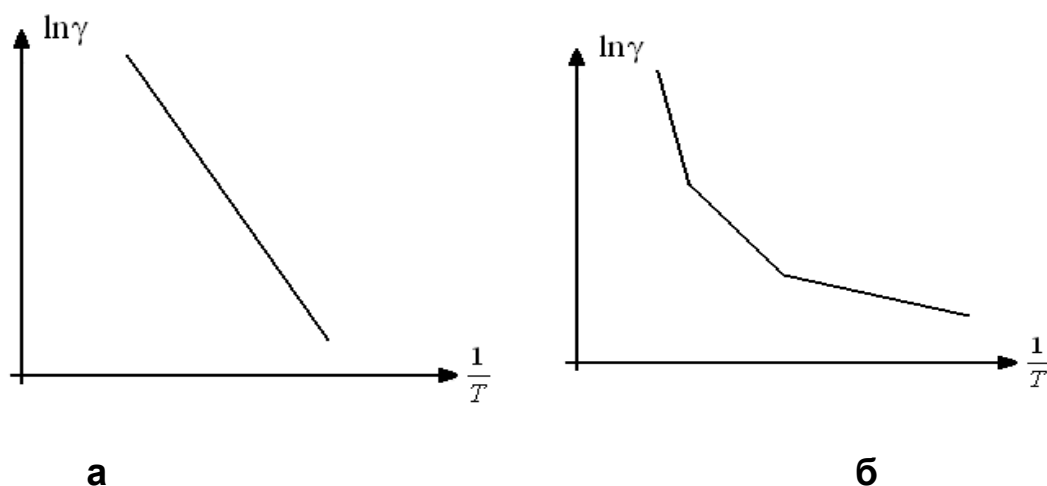


Рис.4-1.

Залежність електропровідності діелектрика від температури

Якщо питомий опір при об'ємній електропровідності визначається відомою формулою $\rho_v = \frac{RS}{\ell}$ (де **R** – об'ємний опір діелектричного зразка, **S**- площа електродів а ℓ - відстань між ними) і має розмірність [**Ом м**], то питомий поверхневий опір визначається за формулою $\rho_s = \frac{R_s d}{\ell}$ (відповідно до рис.4-2) і має розмірність [**Ом**] (в мікроелектронній техніці прийнято розмірність «Ом на квадрат» [$\frac{Ом}{\square}$], це зумовлено тим, що при $\ell = d$, поверхня має квадратну форму, і $\rho_s = R_s$, такий підхід спрощує розрахунок інтегральних резисторів).

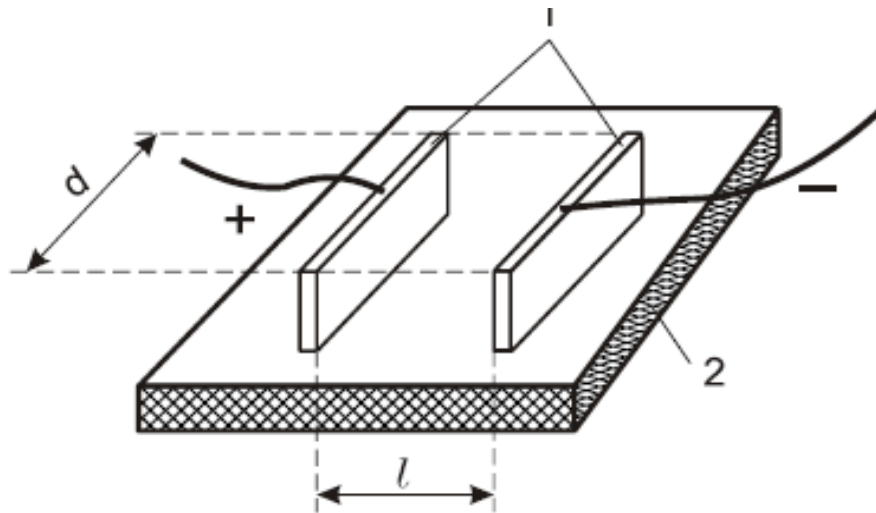


Рис.4-2.

Схема визначення поверхневого опору (1-електроди, 2- діелектричний зразок).

У діелектричних матеріалах із сегнетоелектричними властивостями об'ємна електропровідність різко зменшується при підвищенні температури поблизу фазового переходу, що пов'язано з перебудовою структури речовини. Такий ефект носить назву "позисторного ефекту", а матеріали, в яких він спостерігається – "позисторами".

Експериментальне обладнання та методика дослідження

Для дослідження електропровідності діелектричних матеріалів можуть використовуватись як спеціальні вимірювальні схеми з прямим або непрямым виміром електричного опору, так і установки для комплексного дослідження електропровідності. В залежності від величини опору діелектричних зразків та діапазонів вимірювання приладів для визначення опорів можуть використовуватись омметри типу Щ63, тераомметри типу Е6-13, сучасні прилади, такі як СА6545 , Keythley 6517В Electrometer/High Resistance Meter, або схеми, які дозволяють вимірювати струм, що протікає крізь діелектрик при заданій електричній напрузі (див. рис. 4-3).

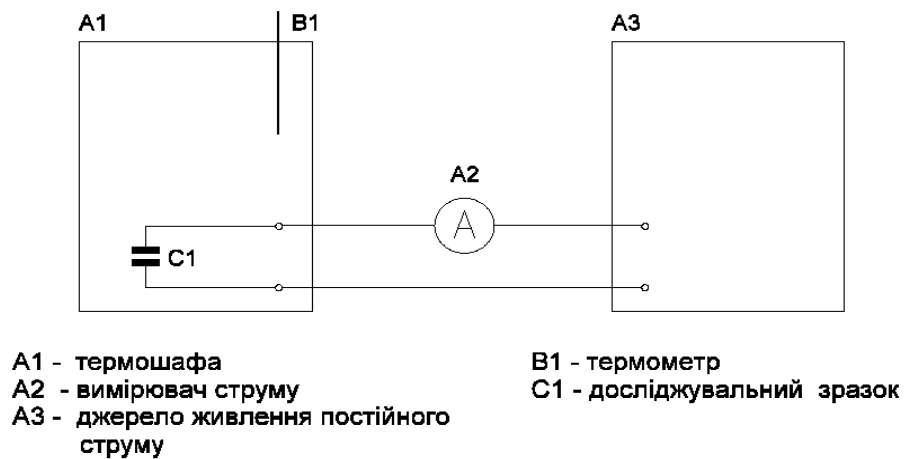


Рис.4-3. Схема вимірювань

Для виміру об'ємного та поверхневого опору твердих діелектриків зазвичай використовують трьохелектродну схему вимірювань, наведену на рис.4-4.

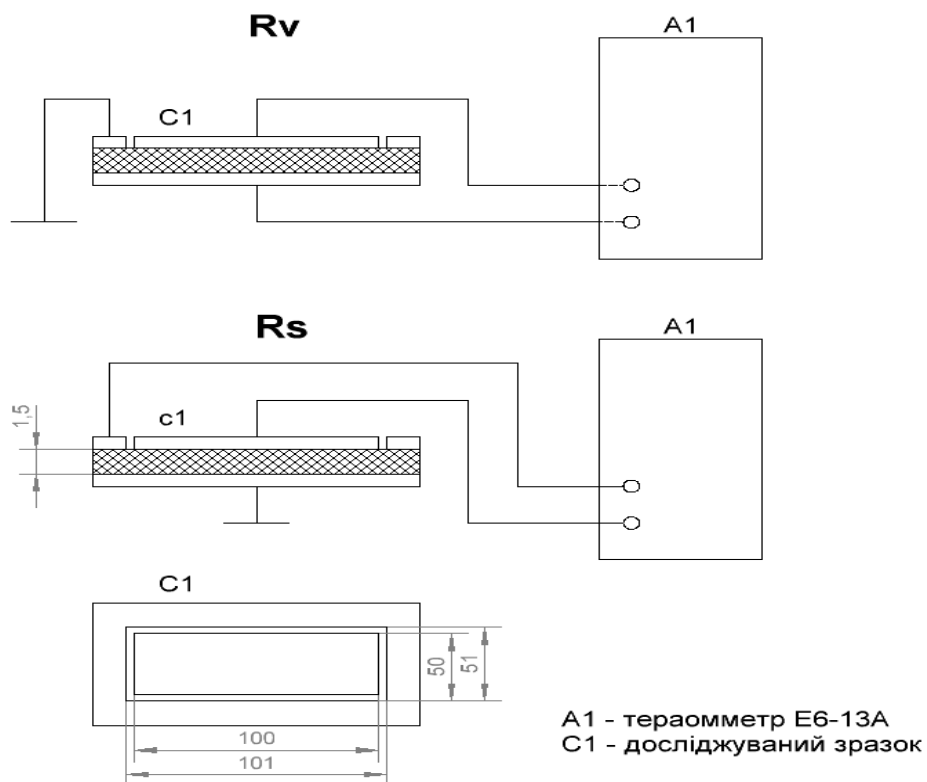


Рис.4-4.

Схема вимірювань

Опис схем, або установок для проведення дослідження конкретних зразків матеріалів, додаткові методичні вказівки щодо проведення дослідження студенти отримують від викладача безпосередньо на лабораторному занятті.

Завдання

1. Ознайомитися з устаткуванням та методикою експериментального дослідження.
2. Ознайомитися з дослідними зразками.
3. Заміряти об'ємний та поверхневий опір діелектричного зразку, обчислити питомий об'ємний та поверхневий опір матеріалу. Схема вимірювань на рис.4-4.
3. Дослідити залежності об'ємного опору зразків діелектричних матеріалів від температури у заданому діапазоні температур. Схема вимірювань на рис.4-3.
4. Обчислити за експериментальними даними та побудувати залежності питомого об'ємного опору матеріалів від температури.
5. Для вказаних викладачем зразків обчислити та побудувати температурні залежності питомої електропровідності матеріалів в координатах $\ln \gamma$ від $1/T$, та розрахувати енергію активації носіїв заряду (формула 4.5).
6. Зробити висновки по роботі.

Література

[1; 2; 8; 9; 10]

Додаткова інформація

а) Значення питомого поверхневого та об'ємного опору деяких діелектричних матеріалів:

Параметр	Матеріал				
	Полі-етилен	Поліхлор-вініл	Скло-текстоліт	Гетинакс	Конденсаторна кераміка
ρ_v [Ом м]	$\sim 10^{15}$	$> 10^{14}$	$> 10^7$	$> 10^6$	$> 10^8$
ρ_s [Ом]	$\sim 10^{15}$	$> 10^8$	$> 10^9$	$> 10^8$	$> 10^8$

б) Питання для самоконтролю студентів

1. Електропровідність матеріалів. Визначення.
2. Які струми протікають в діелектрику?
3. Природа струму зміщення та струму електропровідності у діелектрику.
4. Які основні носії заряду у діелектриках?
5. Які фактори, що впливають на електропровідність діелектриків?
6. Чим зумовлена поверхнева електропровідність діелектриків?
7. Яка розмірність об'ємного питомого опору діелектрика?
8. Яка розмірність поверхневого питомого опору діелектрика?
9. Чим обумовлено зростання електропровідності діелектриків при зростанні температури?
10. При яких умовах електронна складова електропровідності діелектриків стає суттєвою?

Лабораторна робота № 5
Вивчення діелектричної дисперсії в діапазоні
радіочастот

Мета роботи: експериментально дослідити частотну залежність відносної діелектричної проникності $\epsilon'(\omega)$, коефіцієнту діелектричних втрат $\epsilon''(\omega)$ та тангенсу кута діелектричних втрат $\text{tg}\delta(\omega)$ матеріалу, визначити вид діелектричної дисперсії та її параметри.

Теоретичний розділ

Дослідження діелектричних спектрів, тобто залежності комплексної діелектричної проникності $\epsilon^*(\omega) = \epsilon'(\omega) - i\epsilon''(\omega)$, є одним з основних методів вивчення властивостей діелектричних матеріалів. Це пов'язано з тим, що частотні залежності $\epsilon'(\omega)$, $\epsilon''(\omega)$, $\text{tg}\delta(\omega)$ дозволяють не тільки якісно оцінювати механізми поляризації та діелектричних витрат, але і отримувати інформацію про особливості будови речовини, визначати деякі мікроскопічні параметри.

Перш ніж розглянути теоретичні положення та співвідношення, згадаємо основні поняття та визначення.

Діелектрична дисперсія – явище зміни відносної діелектричної проникності (ϵ') при зміні частоти електричного поля.

Розрізняють два основних види діелектричної дисперсії.

Резонансна діелектрична дисперсія – діелектрична дисперсія, при якій у частотній характеристиці відносної діелектричної проникності мають місце як ділянки зниження, так і ділянки підвищення.

Релаксаційна діелектрична дисперсія – діелектрична дисперсія, при якій відносна діелектрична проникність монотонно знижується з підвищенням частоти.

Параметри діелектричної дисперсії:

- частота діелектричної дисперсії (ω_d) – частота діючого на діелектрик електричного поля, при якій абсолютне значення похідної відносної діелектричної проникності по частоті має максимальне значення;
- глибина діелектричної дисперсії ($\Delta\epsilon'$) – величина, яка дорівнює різниці значень відносної діелектричної проникності на частотах початку та закінчення діелектричної дисперсії;
- ширина діелектричної дисперсії ($\Delta\omega$) – величина, яка дорівнює різниці частот, при яких коефіцієнт діелектричних втрат ϵ'' дорівнює половині свого максимального значення.

На рис.5-1 зображені якісні залежності $\epsilon'(\omega)$, $\epsilon''(\omega)$ для резонансної (а) та релаксаційної (б) дисперсії і вказано їх параметри.

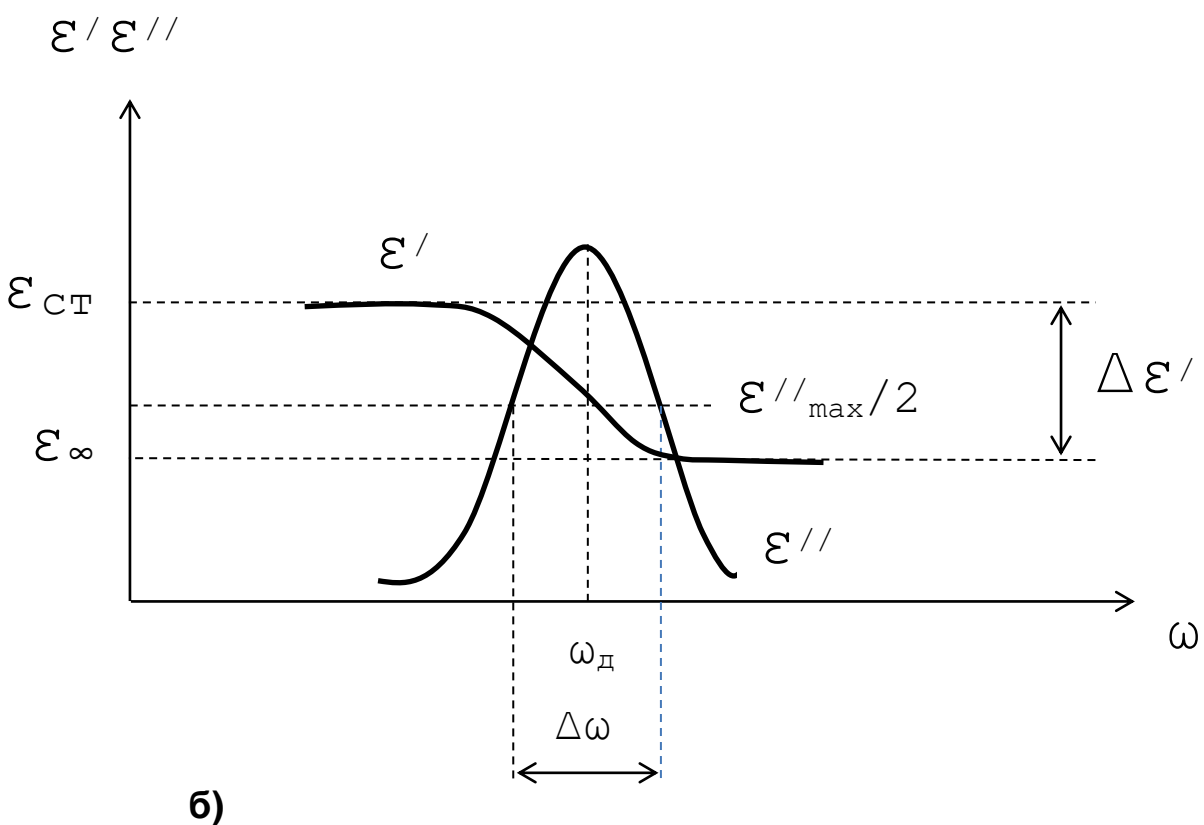
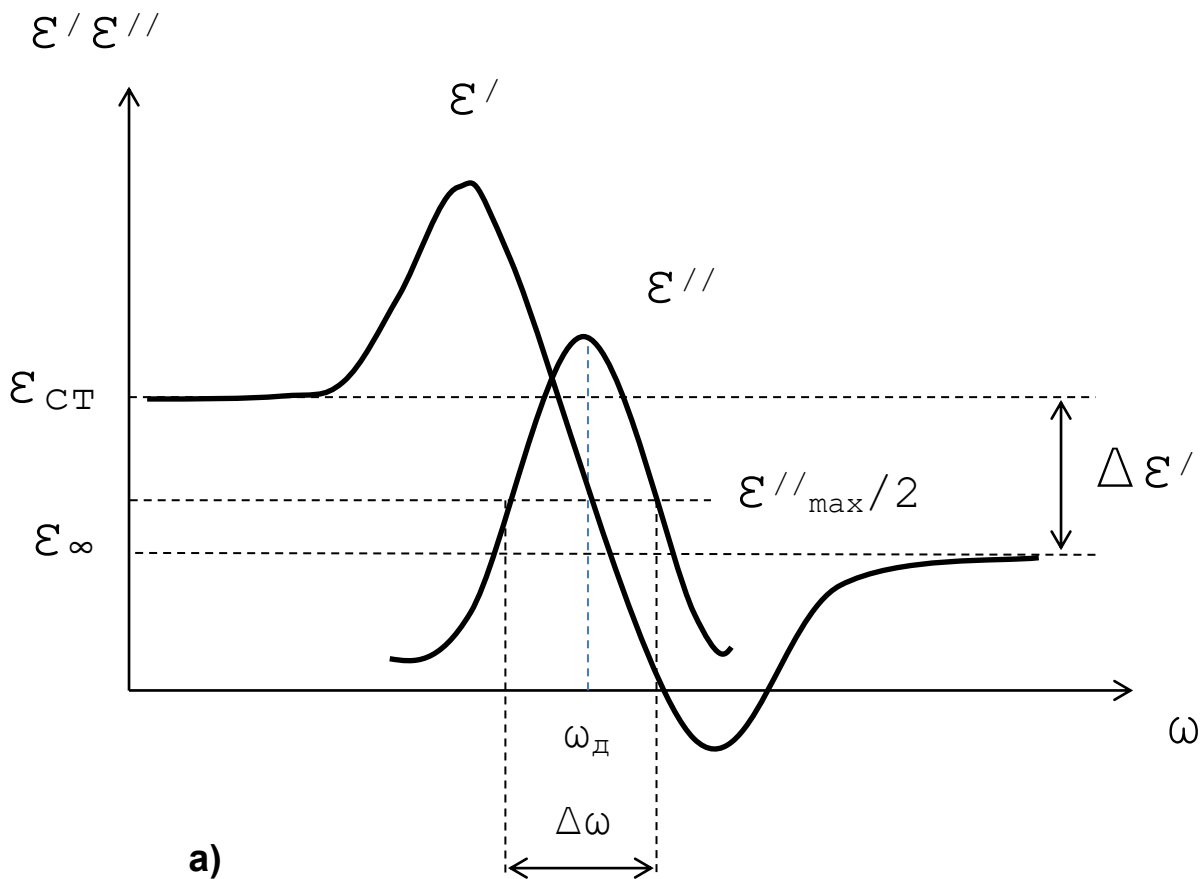


Рис.5-1.

Частотні залежності та параметри резонансної (а) та релаксаційної (б) діелектричної дисперсії.

Математичні вирази, які описують резонансну та релаксаційну дисперсію, отримують в результаті аналізу динамічних властивостей простих моделей для "сильно" та "слабко" зв'язаних частинок діелектрика.

Для резонансної дисперсії може бути отриманий такий математичний вираз (рівняння Друде – Лоренца):

$$\varepsilon^*(\omega) = \varepsilon_\infty + \frac{\varepsilon_{ст} - \varepsilon_\infty}{1 - (\omega/\omega_0)^2 + i\Gamma(\omega/\omega_0)}, \quad (5.1)$$

де ε_∞ - відносна діелектрична проникність, зумовлена більш швидкими видами поляризації;

$\varepsilon_{ст}$ - відносна діелектрична проникність на низькій частоті;

ω_0 - частота власних коливань «сильно» (пружно) зв'язаної частинки;

Γ - параметр, що характеризує відносне затухання коливань та пов'язаний з втратами енергії.

Враховуючи, що $\varepsilon^*(\omega) = \varepsilon'(\omega) - i\varepsilon''(\omega)$, маємо

$$\varepsilon'(\omega) = \varepsilon_\infty + \frac{(\varepsilon_{ст} - \varepsilon_\infty)(1 - \omega^2/\omega_0^2)}{(1 - \omega^2/\omega_0^2)^2 + \Gamma^2(\omega^2/\omega_0^2)} \quad (5.2)$$

$$\varepsilon''(\omega) = \frac{(\varepsilon_{ст} - \varepsilon_\infty)\Gamma\omega^2/\omega_0^2}{(1 - \omega^2/\omega_0^2)^2 + \Gamma^2(\omega^2/\omega_0^2)} \quad (5.3)$$

Аналіз частотної залежності $\varepsilon'(\omega)$ показує що вона відповідає визначенню резонансної діелектричної дисперсії.

Використовуючи модель "слабко" зв'язаної частинки можна отримати такий математичний вираз (дисперсійна формула Дебая) :

$$\varepsilon^*(\omega) = \varepsilon_\infty + \frac{\varepsilon_{ст} - \varepsilon_\infty}{1 + i\omega\tau}. \quad (5.4)$$

З виразу (5.4) можна отримати подальші формули для ε' , ε'' та $\text{tg}\delta$:

$$\varepsilon'(\omega) = \varepsilon_\infty + \frac{\varepsilon_{ст} - \varepsilon_\infty}{1 + \omega^2\tau^2}; \quad (5.5)$$

$$\varepsilon''(\omega) = \frac{(\varepsilon_{ст} - \varepsilon_\infty)\omega\tau}{1 + \omega^2\tau^2}; \quad (5.6)$$

$$\text{tg}\delta(\omega) = \frac{\varepsilon''}{\varepsilon'} = \frac{(\varepsilon_{ст} - \varepsilon_\infty)\omega\tau}{\varepsilon_{ст} + \varepsilon_\infty\omega^2\tau^2}. \quad (5.7)$$

Параметр τ в (5.4) - (5.7) має назву час релаксації і визначається висотою потенціального бар'єра релаксатора U та температурою T :

$$\tau = \frac{1}{2\nu} \exp\left(\frac{U}{kT}\right). \quad (5.8)$$

де ν - частота теплових коливань "слабко" зв'язаної частинки,

U - висота потенційного бар'єру,

k - константа Больцмана ($k = 1,38 \times 10^{-23} \frac{\text{Дж}}{\text{К}} = 8,6 \times 10^{-5} \frac{\text{еВ}}{\text{К}}$).

Аналіз частотної залежності $\varepsilon'(\omega)$ показує, що вона відповідає визначенню релаксаційної діелектричної дисперсії. При цьому, як впливає з формул 5.6 – 5.7, $\varepsilon''(\omega)$ досягає свого максимального

значення ($\varepsilon''_{\text{макс}}(\omega) = \frac{\varepsilon_{ст} - \varepsilon_\infty}{2}$) на частоті $\omega = \frac{1}{\tau}$. Відповідно

залежність $\text{tg}\delta(\omega)$ досягає свого максимального значення

$$\text{tg}\delta_{\text{макс}}(\omega) = \frac{\varepsilon_{ст} - \varepsilon_\infty}{2\sqrt{\varepsilon_{ст}\varepsilon_\infty}} \quad \text{на частоті} \quad \omega = \frac{1}{\tau} \sqrt{\frac{\varepsilon_{ст}}{\varepsilon_\infty}}.$$

Слід відзначити, що при наявності у діелектрику одного типу релаксаторів (і відповідно одного часу релаксації), зв'язок між ϵ' та ϵ'' встановлюється рівнянням:

$$\left(\epsilon' - \frac{\epsilon_{ст} + \epsilon_{\infty}}{2}\right)^2 + (\epsilon'')^2 = \left(\frac{\epsilon_{ст} - \epsilon_{\infty}}{2}\right)^2, \quad (5.9)$$

графічним зображенням якого є півколо з центром на осі ϵ' , як це показано на рис.5.2. (Діаграма Коул-Коул).

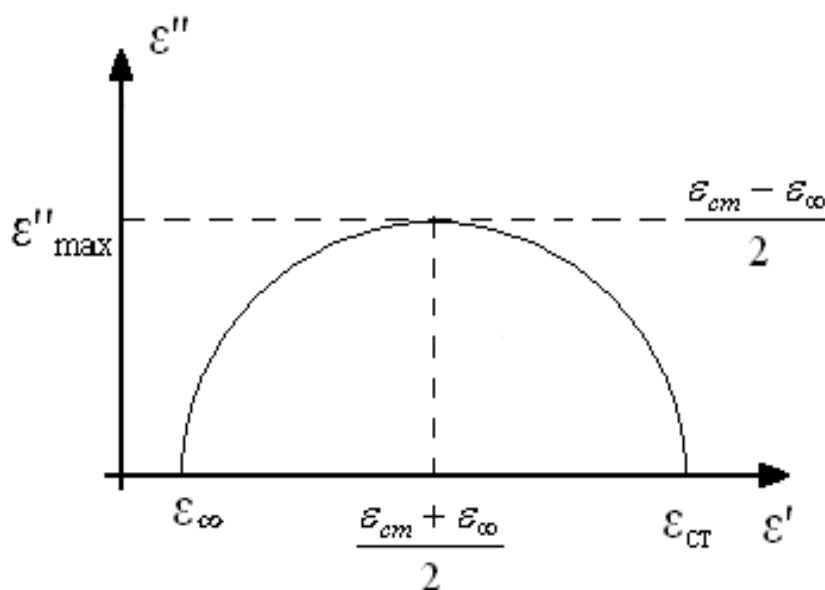
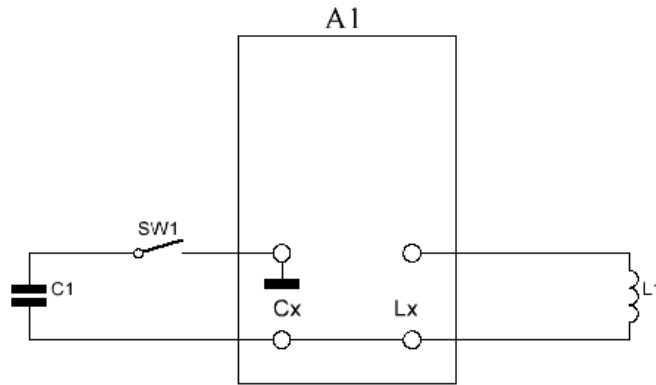


Рис.5-2
Діаграма Коул-Коул
для одного часу релаксації

Експериментальне обладнання та методика дослідження

Основною апаратурою для проведення дослідження в широкому діапазоні частот є резонансні вимірювачі добротності. В разі проведення дослідження вимірювачем добротності ВМ-560 слід мати на увазі наступне. Дослідження здебільшого проводиться на зразках ємністю менше за 425 пФ тому використовується наведена нижче схема підключення зразка до клем вимірювача (рис.5-3).



A1 - вимірювач добротності BM560 TESLA
 C1 - досліджуваний зразок
 L1 - катушка індуктивності, входить до складу приладу BM560 TESLA

Рис. 5-3.
 Схема вимірювань

Для вимірювання ємності досліджуваного зразка C_x (якщо вона менше за 425 pF) та його добротності Q_x рекомендується дотримуватись наступної послідовності дій:

1. Встановіть частоту, на якій потрібно проводити вимірювання.
2. З комплекту котушок індуктивності підберіть таку, яка відповідає вибраному діапазону частот, і підключіть її до клем L_x .
3. Налаштуйте вимірювальний контур в резонанс і запишіть отримані величини Q_1 і C_1 .
4. До клем C_x підключіть досліджуваний зразок, знову налаштуйтеся в резонанс і визначте нові значення Q_2 і C_2 .
5. Встановіть нову частоту вимірювання та виконайте п.2 – 5.

Розрахунок C_x , Q_x , $\text{tg}\delta$, ϵ' , ϵ'' для кожного значення частоти провадиться за наступними формулами:

$$C_x = C_1 - C_2;$$

$$Q_x = \frac{|C_1 - C_2| \cdot Q_1 \cdot Q_2}{(Q_1 - Q_2) \cdot (C_1 + C_0)},$$

де C_0 – власна ємність котушки індуктивності (для приладу ВМ560 вказана в інструкції до приладу і для котушки L1 $C_0=9$ пФ).

$$\text{tg}\delta = \frac{1}{Q_x},$$

$$\varepsilon'(f) = \frac{C_x \cdot d}{\varepsilon_0 \cdot S},$$

де d - товщина діелектрика, м; S - площа електродів, м² (цю інформацію студенти отримують у викладача безпосередньо на лабораторній роботі), $\varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\Phi}{\text{м}}$.

$$\varepsilon'' = \varepsilon' \cdot \text{tg}\delta.$$

Результати всіх вимірювань та розрахунків необхідно звести у єдину таблицю (можливий варіант такої таблиці наведено у Додатковій інформації до лабораторної роботи). У випадку необхідності дослідження зразків з ємністю більше за 425 пФ слід додатково скористатися методикою дослідження наведеною у Лабораторній роботі 6, або в інструкції на прилад ВМ560.

Завдання

1. Ознайомитися з устаткуванням, методикою експериментального дослідження та зібрати схему вимірювань (рис.5-3).
2. Ознайомитися з дослідними зразками.
3. Провести експериментальне дослідження та виконати розрахунки параметрів діелектричного матеріалу (ε' , ε'' , $\text{tg} \delta$) у заданому діапазоні частот.
4. Занести результати всіх вимірювань та розрахунків у таблицю.

5. За результатами розрахунків визначити вид діелектричної дисперсії.

5.1 Побудувати на одному графіку залежності $\varepsilon'(f)$ та $\varepsilon''(f)$ для випадку резонансної дисперсії.

5.2 Побудувати на одному графіку залежності $\varepsilon'(f)$, $\varepsilon''(f)$ та $\text{tg}\delta(f)$ для випадку релаксаційної дисперсії.

6. Визначити та вказати на графіках параметри діелектричної дисперсії .

7. У випадку релаксаційної дисперсії побудувати діаграму Коул - Коул.

8. Зробити висновки по роботі.

Література

[1; 8; 9; 10]

Додаткова інформація

а) Приклад таблиці для занесення експериментальних та розрахункових даних:

№	f, кГц	C ₁ , pF	Q ₁	C ₂ , pF	Q ₂	C _x =C ₁ -C ₂ , pF	$\varepsilon'(f)$	Q _x	tgδ(f)	$ \varepsilon''(f) $
1										
2										
...										
n										

б) Питання для самоконтролю студентів

- 1. Що таке діелектрична дисперсія ?*
- 2. Які види діелектричної дисперсії Ви знаєте? Дайте їм визначення.*
- 3. Якими параметрами характеризується діелектрична дисперсія?*
- 4. Який характер має частотна залежність коефіцієнту діелектричних втрат в області діелектричної дисперсії?*
- 5. Як визначається ширина діелектричної дисперсії?*
- 6. З яким механізмом поляризації пов'язана резонансна діелектрична дисперсія?*
- 7. Між якими параметрами діелектрика встановлює зв'язок діаграма Коул-Коул?*
- 8. Від чого залежить час релаксації?*
- 9. Яке максимальне значення ϵ'' і на якій частоті приймає коефіцієнт діелектричних втрат в області релаксаційної діелектричної дисперсії?*
- 10. Яке максимальне значення $\tan \delta$ і на якій частоті приймає тангенс кута діелектричних втрат в області релаксаційної діелектричної дисперсії?*

Лабораторна робота № 6

Вивчення основних механізмів діелектричних втрат

Мета роботи: експериментальне дослідження діелектричних втрат матеріалів за умов різних зовнішніх впливів (наприклад, частоти електричного поля, температури) та визначення основних механізмів діелектричних втрат.

Теоретичний розділ

Зовнішнє електричне поле прикладене до діелектрика виконує роботу по зміщенню (процес поляризації), або переміщенню (процес електропровідності) заряджених частинок діелектрика. Це означає, що в діелектрику відбувається процес поглинання енергії зовнішнього електричного поля. Цей процес є достатньо складним і суттєво залежить як від типу і кількості частинок, що зміщуються (переміщуються) електричним полем, так і від частоти поля, температури діелектрика, особливостей його будови. Але в будь якому випадку він призводить до того, що в діелектрику під дією електричного поля виділяється потужність, яку називають діелектричними втратами.

Для кількісної оцінки та порівняння величини діелектричних втрат в різних діелектричних матеріалах застосовують параметри «тангенс кута діелектричних втрат» $\text{tg}\delta$, та "коефіцієнт діелектричних втрат" (дорівнює добутку відносної діелектричної проникності на тангенс кута діелектричних втрат):

$$\varepsilon'' = \varepsilon' \cdot \text{tg}\delta \quad (6.1)$$

Кутом діелектричних втрат (δ) називають кут, який доповнює кут зсуву фаз (φ) між струмом та напругою на векторній діаграмі ємнісного ланцюжку до 90° (рис.6-1).

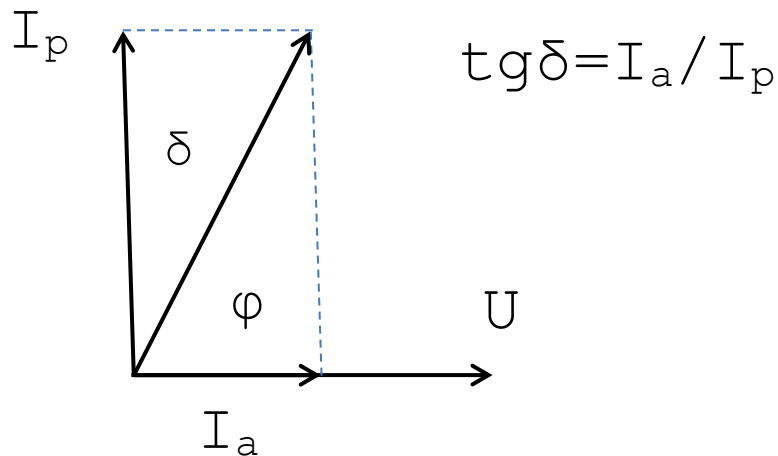


Рис.6-1.
Векторна діаграма

Якщо відштовхуватись від загальновідомого виразу для потужності в електричному колі:

$$P = U I \cos \varphi = U I_a \quad (6.2)$$

то, враховуючи, що $I_a = I_p \operatorname{tg} \delta = \frac{U}{\frac{1}{\omega C}} \operatorname{tg} \delta$, отримаємо:

$$P = U^2 \omega C \operatorname{tg} \delta \quad (6.3)$$

де C - ємність діелектрика, а ω - кругова частота.

Запишемо C , як ємність плаского конденсатора $C = \frac{\epsilon_0 \epsilon S}{d}$, тоді:

$$P = \frac{U^2 \omega \epsilon \epsilon_0 S \operatorname{tg} \delta}{d} = \frac{U^2 \omega \epsilon_0 S \epsilon''}{d} \quad (6.4)$$

Діелектричні втрати, які віднесені до одиниці об'єму діелектрика, називають питомими діелектричними втратами $P_{\text{пит}}$, які відповідно до (6.4) можуть бути записані як:

$$P_{\text{пит}} = E^2 2\pi f \epsilon_0 \epsilon'' \quad (6.5)$$

Діелектричні втрати можуть бути обумовлені різними механізмами, особливості проявлення яких залежать як від будови речовини, так і від зовнішніх умов (характеристик електричного поля,

температури, ...).

Прийнято розрізняти такі основні види діелектричних втрат:

- діелектричні втрати на електропровідність – частина діелектричних втрат обумовлена наскрізним струмом діелектрика;
- релаксаційні діелектричні втрати - частина діелектричних втрат, обумовлена релаксаційною діелектричною дисперсією.
- резонансні діелектричні втрати - частина діелектричних втрат, обумовлена резонансною діелектричною дисперсією.

Діелектричні втрати на електропровідність.

Густина активної складової струму може бути подана у вигляді $J_a = \gamma E$ (з-н Ома). Густина реактивної складової $J_p = \frac{U\omega C}{S}$. Тоді, для діелектрика у вигляді площинного конденсатора ($C = \frac{\epsilon\epsilon_0 S}{d}$), отримаємо

$$J_p = \epsilon\epsilon_0 \omega E. \quad (6.6)$$

З урахуванням цього:

$$\operatorname{tg}\delta = \frac{J_a}{J_p} = \frac{\gamma}{\epsilon\epsilon_0 \omega}; \quad (6.7)$$

$$\epsilon'' = \epsilon \operatorname{tg}\delta = \frac{\gamma}{\epsilon_0 \omega}. \quad (6.8)$$

З отриманих співвідношень випливає, що в діелектричних матеріалах, у яких головним видом діелектричних втрат є втрати на електропровідність, $\operatorname{tg}\delta$ та ϵ'' зменшується при зростанні частоти електричного поля. На рис.6.2 **а** та **б** показані залежності цих параметрів від частоти та температури. Зростання $\operatorname{tg}\delta$ та ϵ'' з температурою пояснюється відповідним зростанням

електропровідності.

Для діелектриків, у яких єдиним механізмом втрат є втрати на електропровідність, вираз (6.7), з урахуванням числових значень ϵ_0 та $\omega = 2\pi f$, використовується у вигляді:

$$\text{tg}\delta = \frac{1,8 \cdot 10^{10}}{\rho \cdot \epsilon' \cdot f}, \quad (6.9)$$

де ρ - питомий опір, [Ом·м], ϵ' - відносна діелектрична проникність матеріалу.

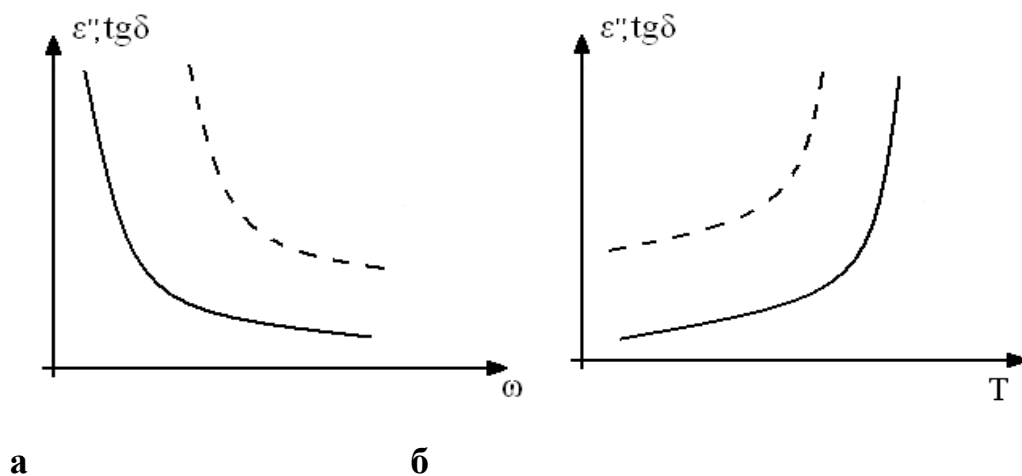


Рис. 6-2

Частотні та температурні залежності діелектричних втрат на електропровідність

Релаксаційні діелектричні втрати.

Релаксаційні діелектричні втрати суттєво залежать як від частоти електричного поля, так і від температури.

Аналіз виразу для $\text{tg}\delta$ з дисперсійної формули Дебая, а саме

$$\text{tg}\delta = \frac{(\epsilon_{\text{ст}} - \epsilon_{\infty})\omega\tau}{\epsilon_{\text{ст}} + \epsilon_{\infty} + \omega^2\tau^2},$$

показує, що залежність $\text{tg}\delta(\omega)$ являє собою

криву з максимумом на частоті $\omega_0 = \frac{1}{\tau} \sqrt{\frac{\epsilon_{ст}}{\epsilon_{\infty}}}$.

Через те, що час релаксації залежить від температури

$(\tau = \frac{1}{2\nu} \exp\left(\frac{U}{KT}\right))$, де ν – частота теплових коливань "слабко"

зв'язаної частинки, U – висота потенційного бар'єру, K – константа Больцмана), підвищення температури призводить до зміщення частотного максимуму в бік більш високих частот, а зниження температури в бік низьких частот (рис.6-3).

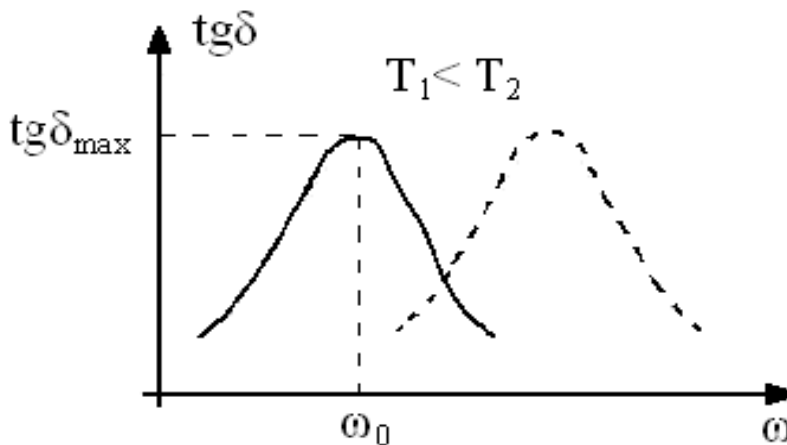


Рис.6-3

Частотна залежність $\text{tg}\delta$ релаксаційних діелектричних втрат при різних температурах.

Залежність релаксаційних діелектричних втрат від температури можна отримати з дисперсійної формули Дебая, якщо ввести до неї температуру в явному вигляді, враховуючи залежність від температури поляризуємості релаксаторів та часу релаксації :

$$\text{tg}\delta = \frac{A\omega \exp\frac{B}{T}}{T(\epsilon_{ст} + \epsilon_{\infty}\omega^2 \exp\frac{2B}{T})}$$

Для низьких частот або високих температур, тобто, коли

релаксаційна поляризація встигає встановлюватися ($\omega\tau < 1$), температурну залежність $\text{tg}\delta(T)$ можна спрощено представити у вигляді:

$$\text{tg}\delta \approx \frac{A}{T} \exp\left(\frac{B}{T}\right) \quad (6.10)$$

Для високих частот або низьких температур ($\omega\tau > 1$), тобто, коли релаксаційна поляризація не встигає встановлюватися.

$$\text{tg}\delta \approx \frac{A}{T} \exp\left(-\frac{B}{T}\right) \quad (6.11)$$

Відповідно, загальна залежність $\text{tg}\delta(T)$ буде мати вигляд, зображений на рис. 6-4. Залежність має максимум при температурі, яка забезпечує виконання співвідношення:

$$\omega\tau = \sqrt{\varepsilon_{ст} / \varepsilon_{\infty}}. \quad (6.12)$$

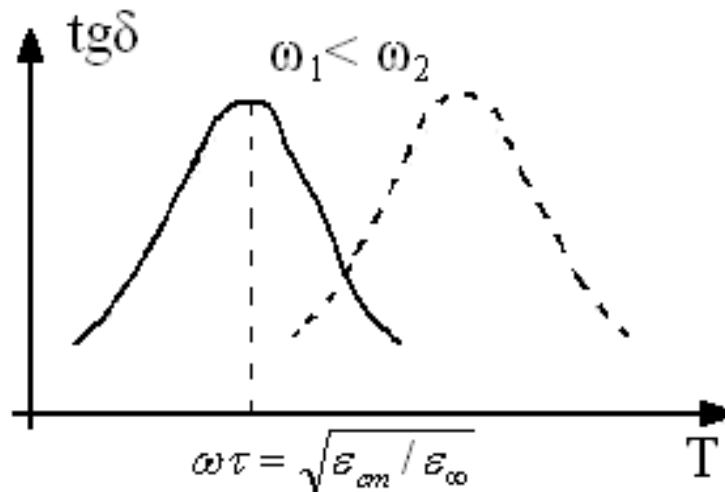


Рис. 6-4.

Температурна залежність $\text{tg}\delta(T)$ при релаксаційних діелектричних втратах для двох різних частот.

Таким чином положення максимуму залежності $\text{tg}\delta(T)$ буде визначатися частотою, на якій виконується дослідження, а саме – при

підвищенні частоти максимум буде зміщуватись у бік більш високих температур і навпаки, зменшення частоти призведе до того, що максимум зміститься в бік більш низьких температур.

Температурні залежності $\text{tg}\delta(T)$ отримані при різних частотах, можуть бути використані для визначення висоти потенційного бар'єру релаксаторів. Для цього необхідно виміряти температури T_1 та T_2 , при яких на частотах ω_1 та ω_2 мають місце максимуми $\text{tg}\delta(T)$. Висота потенціального бар'єра визначається формулою:

$$U = \frac{k T_1 T_2}{T_2 - T_1} \ln \frac{\omega_2}{\omega_1}, \quad (6.13)$$

де k - константа Больцмана.

Для діелектричних матеріалів, у яких досить сильно проявляються обидва механізми втрат (втрати на електропровідність та релаксаційні втрати), температурно-частотні залежності мають вигляд, зображений на рис. 6-5.

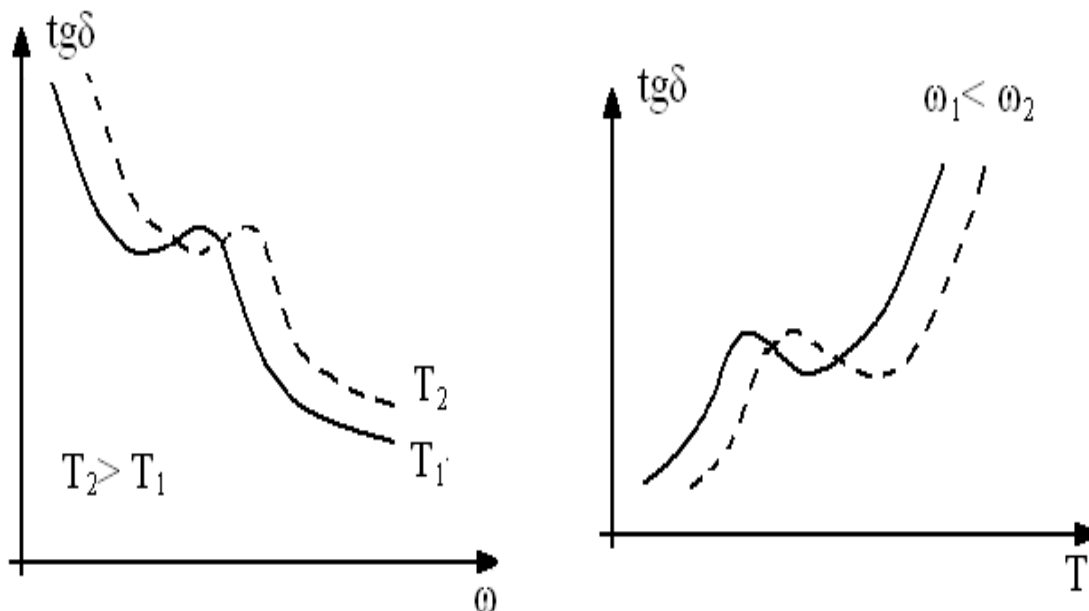


Рис. 6-5.

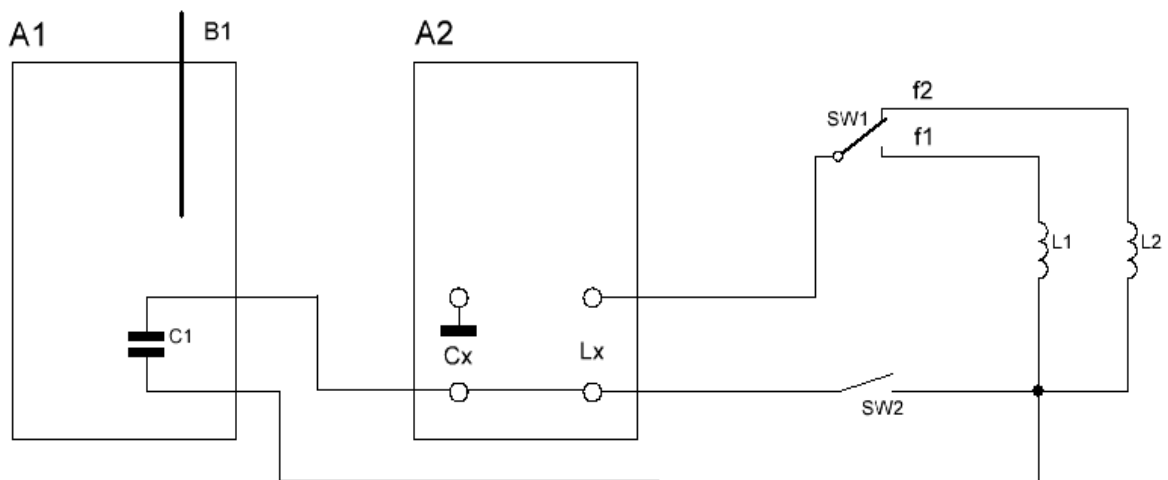
Температурно-частотні залежності $\text{tg}\delta(T)$ при наявності двох механізмів втрат (на електропровідність та релаксаційних).

Експериментальне обладнання та методика дослідження

Вимірювання діелектричних втрат у діапазоні частот (або температур) здійснюється з використанням вимірювальних мостів на фіксованих частотах, вимірювальних мостів разом з вимірювальним генератором у звуковому діапазоні частот, або вимірювачів добротності у широкому діапазоні частот, з використанням термостатів для розміщення експериментальних зразків матеріалів.

Інформація стосовно характеристик та похибок приладів знаходяться в технічній документації до них.

В разі проведення дослідження вимірювачем добротності BM560 слід мати на увазі наступне. Дослідження, як правило, проводиться на зразках ємністю більше за 425 пФ тому використовується наведена нижче схема підключення зразка до клем вимірювача (рис.6-6):



A1 - термошафа

A2 - вимірювач добротності BM560 TESLA

B1 - термометр

C1 - досліджуваний зразок

L1 - катушка індуктивності

L2 - катушка індуктивності

L1, L2 - входять до складу приладу BM560 TESLA

Рис.6-6.

Схема вимірювань.

При дослідженні залежностей $C(T)$ та $\text{tg}\delta(T)$ матеріалів у заданому температурному діапазоні для двох різних частот за допомогою вимірника добротності ВМ-560, слід мати на увазі наступне. Частоти, на яких проводиться вимірювання, як правило, вибираються на різних частотних діапазонах вимірника добротності ВМ-560. Це дозволяє достатньо швидко переходити з однією частоти на іншу натиснувши кнопку необхідного діапазону частоти та відповідно змінивши вимірювальну котушку індуктивності. Оскільки результати вимірювання C_1 та Q_1 (без зразка) не залежать від температури їх значення може бути визначено до проведення температурного дослідження. Таким чином, при виконанні лабораторної роботи рекомендується наступна послідовність дій (за умови, що ємність зразка C_x більше за 425 pF):

1. Встановіть першу частоту, на якій потрібно проводити вимірювання.
2. З комплекту котушок індуктивності підберіть таку, яка забезпечує проведення вимірювання на встановленій частоті і підключіть її до клем Lx.
3. Налаштуйте вимірювальний контур в резонанс і зафіксуйте отримані величини Q_1 і C_1 при першій частоті.
4. Встановіть другу частоту, на якій потрібно проводити вимірювання.
5. З комплекту котушок індуктивності підберіть таку, яка забезпечує проведення вимірювання на встановленій частоті і підключіть її до клем Lx.
6. Налаштуйте вимірювальний контур в резонанс і зафіксуйте отримані величини Q_1 і C_1 при другій частоті.
7. Підключіть термошафу до джерела живлення.
8. До клем Lx. підключіть досліджуваний зразок послідовно з відповідною котушкою індуктивності, налаштуйтеся в резонанс на першій частоті і визначте значення Q_2 і C_2 при заданій температурі.
9. Встановіть другу частоту вимірювання (переключивши вимірювач ВМ-560 на необхідний діапазон частот та вибравши відповідну котушку індуктивності).
10. Проведіть вимірювання відповідно до п.8 на другій частоті.

Розрахунок C_x , Q_x та $\text{tg}\delta$ для кожного значення температури провадиться за наступними формулами (відповідно до інструкції на прилад VM560):

$$C_x = \frac{C_1 C_2}{C_2 - C_1}; \quad Q_x = \frac{|C_1 - C_2| Q_1 \cdot Q_2}{C_1 Q_1 - C_2 Q_2}; \quad \text{tg}\delta = \frac{1}{Q_x}.$$

Результати вимірювання та розрахунків повинні бути зведені до єдиної таблиці (можливий варіант такої таблиці наведено у додатковій інформації до Лабораторної роботи).

У випадку необхідності дослідження зразків з ємністю менше 425 пФ слід додатково скористатися методикою дослідження, яка наведена у Лабораторній роботі 5, або відповідно до інструкції на прилад VM560.

Завдання

1. Ознайомитися з устаткуванням та методикою експериментального дослідження.
2. Ознайомитися з дослідними зразками
3. Дослідити залежність $C(T)$ та $\text{tg}\delta(T)$ матеріалів у заданому температурному діапазоні для двох різних частот.
4. Скласти таблицю, яка містить у собі всі експериментально виміряні та обчислені величини.
5. Побудувати на одному графіку залежності $C_x = \varphi(T)$ для двох різних частот.
6. Побудувати на одному графіку залежності $\text{tg}\delta = \varphi(T)$ для двох різних частот.
7. Визначити механізми діелектричних втрат у матеріалах.
8. Зробити висновки до роботи.

Література

[1; 8; 9; 10]

Додаткова інформація

а) Приклад таблиці для занесення експериментальних та розрахункових даних:

$t^{\circ}\text{C}$	$f_1=$		$C_1=$		$Q_1=$		$f_2=$		$C_1=$		$Q_1=$	
	C_2, pF	Q_2	C_x, pF	Q_x	$\text{tg}\delta$	C_2, pF	Q_2	C_x, pF	Q_x	$\text{tg}\delta$		
20												
25												
...

б) Питання для самоконтролю студентів

1. Що таке діелектричні втрати ?
2. Які види діелектричних втрат Ви знаєте?
3. Якими параметрами характеризуються діелектричні втрати?
4. Як пов'язані між собою відносна діелектрична проникність, коефіцієнт діелектричних втрат та тангенс кута діелектричних втрат?
5. Який характер має частотна залежність тангенса кута діелектричних втрат при втратах на електропровідність?
6. Який характер має температурна залежність тангенса кута діелектричних втрат при втратах на електропровідність?
7. Який характер має частотна залежність тангенса кута діелектричних втрат в області релаксаційної діелектричної дисперсії?
8. Який характер має температурна залежність тангенса кута діелектричних втрат в області релаксаційної діелектричної дисперсії?
9. Від чого залежить положення температурних максимумів релаксаційних діелектричних втрат?
10. Як можна розрахувати потужність діелектричних втрат?

Лабораторна робота № 7

Визначення ефективних параметрів неоднорідних діелектриків

Мета роботи: Дослідження температурних залежностей ε та $\operatorname{tg}\delta$ неоднорідних діелектриків, експериментальна перевірка розрахункових формул для визначення ефективних параметрів неоднорідних діелектриків.

Теоретичний розділ

До неоднорідних діелектриків відносять діелектричні матеріали, які являють собою композиції, що складаються з деякого числа компонент, які мають різні значення діелектричних параметрів (наприклад, ε , $\operatorname{tg}\delta$, ρ).

Неоднорідними діелектриками, як правило, є більшість технічних діелектриків. Основними параметрами таких діелектриків є так звані «ефективні» значення відносної діелектричної проникності та тангенсу кута діелектричних втрат ($\varepsilon_{\text{еф}}$, $\operatorname{tg}\delta_{\text{еф}}$).

Для більшості неоднорідних діелектриків характерна наявність міграційної поляризації, яка зумовлена в основному переміщенням та накопиченням зарядів на межі розподілу компонент, що складають неоднорідний діелектрик. Різноманітність видів «неоднорідностей», які містяться в технічних твердих діелектриках, не дозволяє розглянути особливості міграційної поляризації з мікроскопічної точки зору. Тому для оцінки впливу цього виду поляризації на параметри неоднорідних діелектриків і перш за все на частотні залежності ε та $\operatorname{tg}\delta$ використовують аналіз еквівалентної схеми заміщення неоднорідного діелектрика. Найпростішим варіантом такої еквівалентної схеми

заміщення є схема представлена на рис. 7-1, де C_∞ - характеризує ємність, яка виникає за рахунок швидких видів поляризації, C_a - ємність, що зумовлена міграційною поляризацією, r_a - характеризує втрати при міграційній поляризації, а R - втрати на електропровідність.

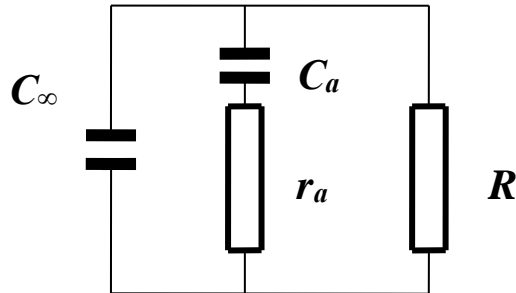


Рис. 7-1

Еквівалентна схема заміщення діелектрика з міграційною поляризацією та втратами на електропровідність

Запишемо загальний вираз для провідності такої еквівалентної схеми:

$$Y^* = Y_\infty + Y_a + 1/R \quad (7.1)$$

де $Y_\infty = j\omega C_\infty$, $Y_a = 1/Z_a = \frac{1}{r_a + \frac{1}{j\omega C_a}}$, тобто

$$Y^* = j\omega C_\infty + \frac{j\omega C_a}{r_a j\omega C_a + 1} + \frac{1}{R},$$

або, позначивши $r_a C_a = \tau$, отримаємо:

$$Y^* = j\omega C_\infty + \frac{j\omega C_a}{j\omega\tau + 1} + \frac{1}{R} \quad (7.2)$$

Розділивши окремо дійсну та уявну частину, запишемо останній вираз у вигляді:

$$Y^* = j\omega \left(C_\infty + \frac{C_a}{1 + \omega^2 \tau^2} \right) + \frac{\omega^2 C_a \tau}{1 + \omega^2 \tau^2} + \frac{1}{R} \quad (7.3)$$

З іншого боку, якщо неоднорідний діелектрик розглянути як плаский конденсатор с комплексною діелектричною проникністю

$\epsilon^* = \epsilon' - j\epsilon''$, то можна записати його провідність як:

$$Y^* = j\omega(\epsilon' - j\epsilon'')C_0 = j\omega\epsilon' C_0 + \epsilon'' \omega C_0 \quad (7.4)$$

де C_0 , так звана «геометрична ємність» конденсатора, $C_0 = \epsilon_0 S/d$.

Порівнявши вирази (7.3) та (7.4), оскільки вони з різних боків описують одну й ту ж фізичну сутність, отримаємо:

$$\epsilon' = \frac{C_\infty}{C_0} + \frac{\frac{C_a}{C_0}}{1 + \omega^2 \tau^2}, \quad \epsilon'' = \frac{\frac{C_a}{C_0} \omega \tau}{1 + \omega^2 \tau^2} + \frac{1}{R \omega C_0}. \quad (7.5)$$

Позначивши $\epsilon'_{\omega \rightarrow \infty}$ як $\epsilon_\infty = \frac{C_\infty}{C_0}$, а $\epsilon'_{\omega \rightarrow 0}$ як $\epsilon_{ст.} = \frac{C_\infty + C_a}{C_0}$,

отримаємо:

$$\epsilon' = \epsilon_\infty + \frac{\epsilon_{ст.} - \epsilon_\infty}{1 + \omega^2 \tau^2}; \quad \epsilon'' = \frac{(\epsilon_{ст.} - \epsilon_\infty) \omega \tau}{1 + \omega^2 \tau^2} + \frac{1}{R \omega C_0} \quad (7.6)$$

або з урахуванням виразу для C_0 , та $R = \frac{\rho d}{S}$:

$$\epsilon'' = \frac{(\epsilon_{ст.} - \epsilon_\infty) \omega \tau}{1 + \omega^2 \tau^2} + \frac{\sigma}{\epsilon_0 \omega} \quad (7.7)$$

Де σ – питома електропровідність діелектрика.

Характер частотних залежностей ϵ' та ϵ'' при міграційній поляризації та втратах на електропровідність, відповідно до отриманих виразів, представлено на рис.7-2.

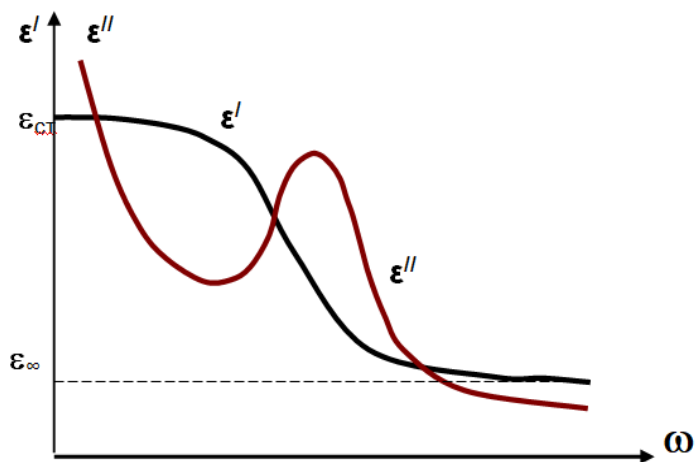


Рис.7-2.

Частотні залежності ϵ' та ϵ'' при міграційній поляризації та втратах на електропровідність

При розробці та виготовленні технічних діелектриків, які в більшості випадків є неоднорідними, практичне значення набуває питання визначення ефективних значень відносної діелектричної проникності та діелектричних втрат ($\epsilon_{\text{еф}}$ та $\text{tg}\delta_{\text{еф}}$), які будуть мати ці матеріали в залежності від параметрів та концентрації компонент, які їх утворюють.

Для прикладу розглянемо декілька найбільш простих ситуацій, які мають місце для шаруватих діелектриків, а саме випадок паралельного та послідовного з'єднання шарів, що характерно для достатньо великої кількості технічних діелектриків.

При паралельному поєднанні шарів двох різних діелектриків (див. рис.7-3а) їх сумарна ємність ($C_{\text{еф}}$), як відомо, дорівнюватиме сумі ємностей обох шарів і може бути представлена через деяку ефективну діелектричну проникність та геометричні розміри шарів (для спрощення математичних виразів будемо вважати, що товщина шарів однакова).

$$C_{\text{эф.}}=C_1+C_2 = \frac{\epsilon_1\epsilon_0S_1}{d} + \frac{\epsilon_2\epsilon_0S_2}{d} = \frac{\epsilon_{\text{еф}}\epsilon_0(S_1 + S_2)}{d}$$

звідки отримаємо:

$$\epsilon_{\text{еф}} = \frac{\epsilon_1S_1 + \epsilon_2S_2}{S_1 + S_2},$$

або через відносні об'ємні концентрації компонент X_1 та X_2 , де відповідно $X_1 = \frac{W_1}{W_\Sigma}$, $X_2 = \frac{W_2}{W_\Sigma}$ (відношення об'єму компонент W_1, W_2 до загального об'єму W_Σ).

$$\epsilon_{\text{еф}} = \epsilon_1X_1 + \epsilon_2X_2 \quad (7.8)$$

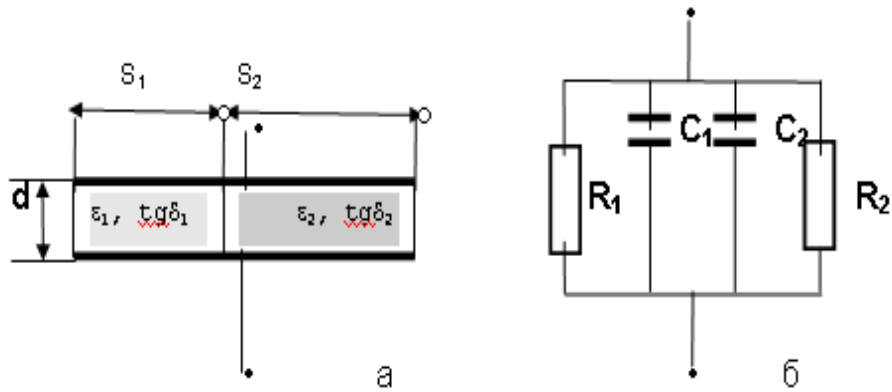


Рис.7-3

До розрахунку ефективних параметрів при паралельному включенні шарів.

Для визначення $\text{tg}\delta_{\text{еф}}$ використовують еквівалентну схему наведену на рис. 7-3 б. Відповідно до неї:

$$\text{tg}\delta_{\text{еф}} = \frac{I_{\text{ак}}}{I_{\text{реакт}}} = \frac{\frac{U}{R_1} + \frac{U}{R_2}}{U\omega C_1 + U\omega C_2},$$

або враховуючи, що при паралельній схемі заміщення $\text{tg}\delta = 1/R\omega C$, отримаємо:

$$\text{tg}\delta_{\text{еф}} = \frac{C_1 \text{tg}\delta_1 + C_2 \text{tg}\delta_2}{C_1 + C_2}$$

і відповідно через об'ємні концентрації компонент:

$$\text{tg}\delta_{\text{еф}} = \frac{\epsilon_1}{\epsilon_{\text{еф}}} x_1 \text{tg}\delta_1 + \frac{\epsilon_2}{\epsilon_{\text{еф}}} x_2 \text{tg}\delta_2. \quad (7.9)$$

При послідовному поєднанні шарів двох різних діелектриків (див. рис. 7-4а) їх сумарна ємність ($C_{\text{еф}}$), як відомо, може бути

представлена у вигляді $\frac{1}{C_{\text{еф}}} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2}$, тобто

$$C_{\text{еф}} = \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2} = \frac{\epsilon_{\text{еф}} \epsilon_0 S}{d_1 + d_2} \quad (7.10)$$

(для спрощення математичних виразів будемо вважати, що площа

шарів однакова і відповідно $C_1 = \frac{\epsilon_1 \epsilon_0 S}{d_1}$; $C_2 = \frac{\epsilon_2 \epsilon_0 S}{d_2}$).

Тоді, підставивши C_1 та C_2 в (7.10) і використовуючи поняття відносної об'ємної концентрації компонент (x_1 та x_2) можна отримати:

$$\varepsilon_{\text{еф}} = \frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{x_1 \varepsilon_2 + x_2 \varepsilon_1} \quad (7.11)$$

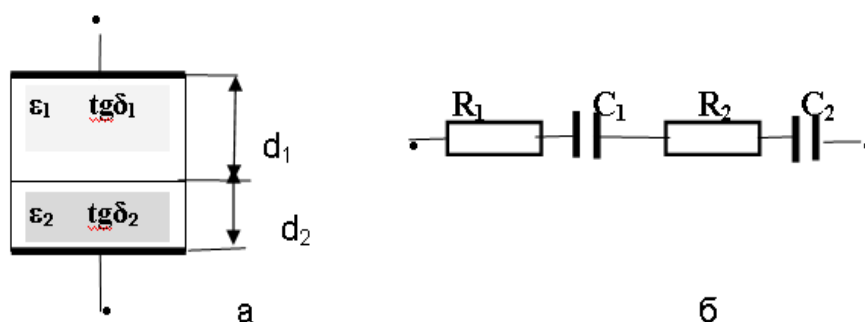


Рис.7-4

До розрахунку ефективних параметрів при паралельному включенні шарів.

Для розрахунку $\text{tg}\delta_{\text{еф}}$ використовують еквівалентну схему заміщення представлену на рис. 7-4б. У випадку якщо $\text{tg}\delta_1 \ll 1$ і $\text{tg}\delta_2 \ll 1$ (що справедливо для більшості практичних випадків)

отримаємо:
$$\text{tg}\delta_{\text{еф}} = \frac{\text{tg}\delta_2 C_1 + \text{tg}\delta_1 C_2}{C_1 + C_2},$$

або через об'ємні концентрації,

$$\text{tg}\delta_{\text{еф}} = \frac{x_2 \text{tg}\delta_2 \varepsilon_1 + x_1 \text{tg}\delta_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 x_2 + \varepsilon_2 x_1} \quad (7.12)$$

Ефективна діелектрична проникність шаруватих діелектриків при більшій кількості складових компонент може бути представлена наступним виразом:

$$\varepsilon_{\text{еф}}^{\beta} = \sum_{i=1}^n x_i \varepsilon_i^{\beta} \quad (7.13)$$

де $\beta = 1$ при паралельному з'єднанні шарів, та $\beta = -1$ при послідовному.

Для визначення $\epsilon_{\text{еф}}$ та $\text{tg}\delta_{\text{еф}}$ двокомпонентної суміші з хаотичним розташуванням компонент використовують логарифмічну формулу Ліхтенекера:

$$\lg \epsilon_{\text{еф}} = x_1 \lg \epsilon_1 + x_2 \lg \epsilon_2 \quad (7.14)$$

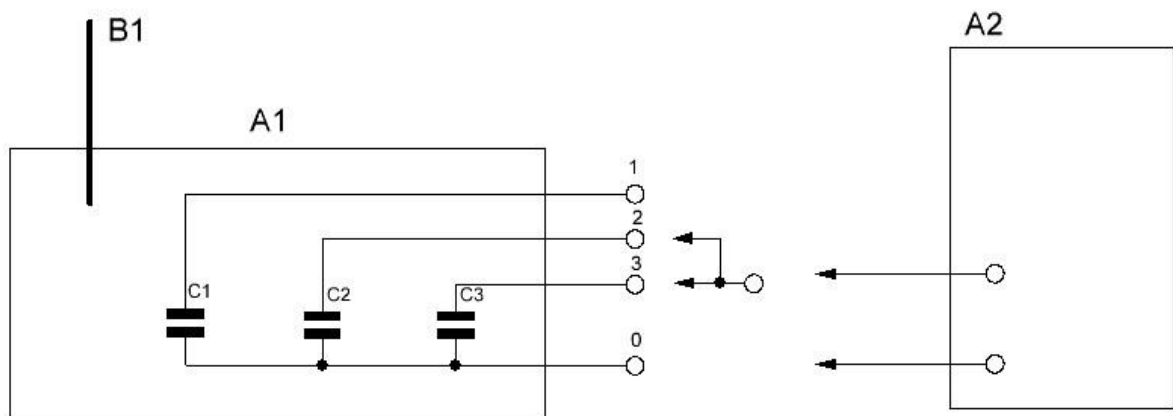
$$\lg(\text{tg}\delta_{\text{еф}}) = x_1 \lg(\text{tg}\delta_1) + x_2 \lg(\text{tg}\delta_2)$$

Якщо неоднорідний діелектрик являє собою матричну суміш, в якій відносна діелектрична проникність матричної основи становить $\epsilon_{\text{осн}}$, а домішку введеного в неї $\epsilon_{\text{дом}}$, то при об'ємній концентрації домішки (x), $\epsilon_{\text{еф}}$ можна визначити за допомогою формули Максвела – Вагнера:

$$\epsilon_{\text{еф}} = \epsilon_{\text{осн}} \frac{2\epsilon_{\text{осн}} + \epsilon_{\text{дом}} + 2x(\epsilon_{\text{осн}} - \epsilon_{\text{дом}})}{2\epsilon_{\text{осн}} + \epsilon_{\text{дом}} - x(\epsilon_{\text{осн}} - \epsilon_{\text{дом}})} \quad (7.15)$$

Експериментальне обладнання та методика дослідження

Основною апаратурою для проведення дослідження в заданому діапазоні частот є вимірювальні мости та резонансні вимірювачі добротності. Вся інформація, необхідна для правильного використання вимірювальної апаратури, знаходиться в технічній документації до обладнання, яка повинна використовуватись при проведенні роботи. Загальна схема вимірювання представлена на рис.7-5.



A1 - термошафа
A2 - міст змінного струму P589

B1 - термометр
C1, C2, C3 - досліджувані зразки діелектриків

Рис. 7-5.
Схема вимірювань

При проведенні дослідження в даній лабораторній роботі рекомендується така послідовність дій:

- провести вимірювання температурної залежності ємності і $\text{tg}\delta$ зразків 1; 2; 3 (C_1 ; C_2 ; C_3 ; $\text{tg}\delta_1$; $\text{tg}\delta_2$; $\text{tg}\delta_3$) та ємності C_{12} і $\text{tg}\delta_{12}$ для послідовного з'єднання зразків 1 і 2 (зразки з однаковою площею), а також ємності C_{23} і $\text{tg}\delta_{23}$ для паралельного з'єднання зразків 2 і 3 (зразки з однаковою товщиною,). Тобто при кожній температурі провести 5 вимірювань (при кожному вимірюванні фіксується два параметри, - ємність та $\text{tg}\delta$)
- розрахувати відповідно до геометричних розмірів зразків відносну діелектричну проникність ϵ_1 ; ϵ_2 ; ϵ_3 ; ϵ_{12} ; ϵ_{23} .

$$\left(\epsilon = \frac{C \cdot d}{\epsilon_0 \cdot S} \right), \text{ розміри товщини } d_1, d_2, d_3 \text{ та площини } S_1, S_2, S_3$$

досліджуваних зразків отримати у викладача на лабораторній роботі);

- розрахувати об'ємні концентрації компонент (x_1 та x_2) для випадку послідовного та паралельного з'єднань.
- використовуючи формули для $\epsilon_{\text{еф}}$ та $\text{tg}\delta_{\text{еф}}$ (при послідовному з'єднанні - 7.11; 7.12 , а при паралельному з'єднанні - 7.8; 7.9) відповідно до об'ємних концентрацій розрахувати температурні залежності $\epsilon_{12}^{\text{поз}}$; $\epsilon_{23}^{\text{поз}}$; $\text{tg}\delta_{12}^{\text{поз}}$; $\text{tg}\delta_{23}^{\text{поз}}$ (форми рекомендованих таблиць для занесення експериментальних та розрахункових даних наведені нижче в Додатковій інформації до Лабораторної роботи).

Завдання

1. Ознайомитися з устаткуванням та методикою експериментального дослідження.
2. Ознайомитися з дослідними зразками.
3. Заміряти значення C_1 ; C_2 ; C_3 ; $\text{tg}\delta_1$; $\text{tg}\delta_2$; $\text{tg}\delta_3$; C_{12} ; $\text{tg}\delta_{12}$; C_{23} ; $\text{tg}\delta_{23}$ при температурах вказаних викладачем.
4. Розрахувати ϵ зразків №1, №2, №3 при вказаних температурах .
5. Розрахувати ϵ_{12} при послідовному включенні зразків №1 та №2 для тих же температур ($\epsilon_{12} = \frac{C_{12} \cdot (d_1 + d_2)}{\epsilon_0 \cdot S}$).
6. Розрахувати ϵ_{23} при паралельному включенні зразків №2 та №3 для тих же температур ($\epsilon_{23} = \frac{C_{23} \cdot d}{\epsilon_0 \cdot (S_1 + S_2)}$).
7. Виходячи з даних отриманих у п.3-4 та об'ємної концентрації компонент розрахувати значення $\epsilon_{12}^{\text{поз}}$ і $\text{tg}\delta_{12}^{\text{поз}}$ для випадку послідовного включення зразків 1;2 (формули 7.11; 7.12).

8. Виходячи з даних отриманих у п.3-4 та об'ємної концентрації компонент розрахувати значення ϵ_{23}^{p03} і $tg\delta_{23}^{p03}$ для випадку паралельного включення зразків 2; 3 (формули 7.8; 7.9).
9. Побудувати на одному графіку температурні залежності ϵ_{12} та ϵ_{12}^{p03} , а на другому температурні залежності $tg\delta_{12}$ та $tg\delta_{12}^{p03}$.
10. Побудувати на одному графіку температурні залежності ϵ_{23} та ϵ_{23}^{p03} , а на другому температурні залежності $tg\delta_{23}$ та $tg\delta_{23}^{p03}$.
- 11.Зробити висновки стосовно характеру температурних залежностей та відповідності експериментальних та теоретичних результатів визначення ϵ_{ef} та $tg\delta_{ef}$ шаруватих діелектриків.

Література

[2; 8; 9; 10]

Додаткова інформація

а) Приклад Таблиць для занесення експериментальних та розрахункових даних.

t ⁰ C	C ₁	ε ₁	tgδ ₁	C ₂	ε ₂	tgδ ₂	C ₃	ε ₃	tgδ ₃	C ₁₂	ε ₁₂	tgδ ₁₂	C ₂₃	ε ₂₃	tgδ ₂₃
20															
...
...

t ⁰ C	ε ₁₂ ^{p03}	ε ₂₃ ^{p03}	tgδ ₁₂ ^{p03}	tgδ ₂₃ ^{p03}
20				
...

б) Питання для самоконтролю студентів:

- 1. Які матеріали належать до неоднорідних діелектриків?*
- 2. Що таке міграційна поляризація?*
- 3. Який характер має частотна залежність відносної діелектричної проникності при міграційній поляризації?*
- 4. Який характер має частотна залежність коефіцієнта діелектричних втрат при міграційній поляризації?*
- 5. Як розраховується об'ємна концентрація компонент неоднорідних діелектриків?*
- 6. Основні технічні параметри неоднорідних діелектриків.*
- 7. Яка відносна діелектрична проникність буде у хаотичній суміші двох компонент однакової об'ємної концентрації якщо $\epsilon_1=10$, а $\epsilon_2=1000$?*

Лабораторна робота № 8
Вивчення основних характеристик магнітом'яких
матеріалів

Мета роботи: дослідження магнітного гістерезису та основної кривої намагнічування; визначення частотної та температурної залежності відносної магнітної проникності різних магнітних матеріалів.

Теоретична частина

Всі матеріали за своїми магнітними властивостями розділяються на діамагнетики, парамагнетики, феромагнетики, антиферомагнетики та ферімагнетики. До матеріалів, які ми називаємо магнітними, відносять тільки матеріали з феромагнітними або ферімагнітними властивостями. Як відомо, у феромагнетиків магнітні моменти атомів (іонів) знаходяться у стані спонтанної упорядкованості, причому ця упорядкованість зберігається в деяких просторових межах, які називають магнітними доменами.

Зв'язок між основними магнітними величинами можна записати у такому вигляді:

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mu \mathbf{H} \quad (8.1)$$

\mathbf{B} – магнітна індукція величина, що характеризує магнітне поле та визначає силу, яка діє з боку магнітного поля на заряджену частинку, що рухається ($B[\text{Тл}] = [Bб/\text{м}^2] = [B^*c/\text{м}^2]$)

\mathbf{H} – напруженість магнітного поля [А/м];

μ_0 – магнітна стала, яка дорівнює $4,7 \times 10^{-7}$ [Гн/м];

μ – відносна магнітна проникність речовини.

При цьому, як відомо, відносна магнітна проникність діамагнетиків та парамагнетиків має значення близько 1, але у діамагнетиків <1 (наприклад, Си, Аg, Аu), а у парамагнетиків >1 (наприклад Сг, Мg, Аl). Для магнітних матеріалів μ суттєво >1 .

Процес намагнічування магнетиків складається з декількох стадій:

- у слабких полях спостерігається оборотне зміщення меж окремих доменів, при цьому домени, вектор намагніченості яких складає найменший кут з напрямом намагнічуючого поля, збільшують свої розміри за рахунок інших доменів;
- у середніх полях зміщення меж доменів перестає бути оборотнім;
- у сильних полях вектор намагніченості доменів повертається в напрямі зовнішнього магнітного поля;
- процес завершується, коли магнітні моменти всіх доменів зорієнтовані за напрямом зовнішнього поля.

На рис. 8-1 показана залежність, яка має місце при циклічній зміні напруженості магнітного поля, вона носить назву петлі магнітного гістерезису. Петля магнітного гістерезису по індукції – замкнена крива, що відображає залежність магнітної індукції матеріалу від амплітуди напруженості магнітного поля при повільній періодичній зміні останнього.

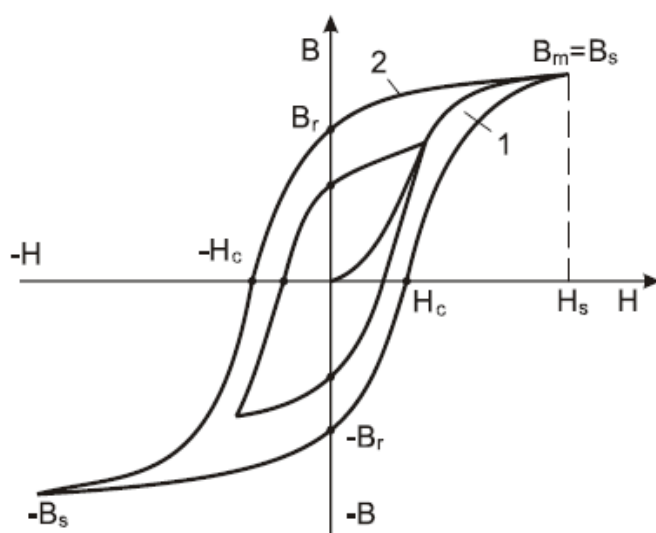


Рис.8-1

Петля магнітного гістерезису по індукції

B_s – індукція насичення, B_r – залишкова індукція, H_c – коерцитивна сила по індукції -величина, яка дорівнює напруженості магнітного поля, необхідного для змінення магнітної індукції від залишкової індукції до 0.

Величина коерцитивної сили є критерієм, за яким розрізняють «магнітом'які» матеріали ($H_c < 4 \text{кА/м}$) та «магнітотверді» ($H_c > 4 \text{кА/м}$). До магнітом'яких матеріалів відносять залізо, низько вуглецеві сталі, низько коерцитивні сплави, а також магнітодіелектрики та ферити (для ВЧ). Магнітом'які матеріали використовуються при необхідності забезпечити намагнічування та перемагнічування матеріалу (трансформатори, дроселі, реле).

До магнітотвердих матеріалів відносять спеціальні леговані сталі, ливарні високо коерцитивні сплави, магнітодіелектрики та ферити, які зазвичай використовуються для виготовлення постійних магнітів, елементів довготривалого збереження інформації.

Криву, що являє собою геометричне місце вершин симетричних петель магнітного гістерезису, які виникають при послідовно зростаючих максимальних значеннях напруженості магнітного поля називають **Основна крива намагнічування** (див. рис.8-1, 8-2).

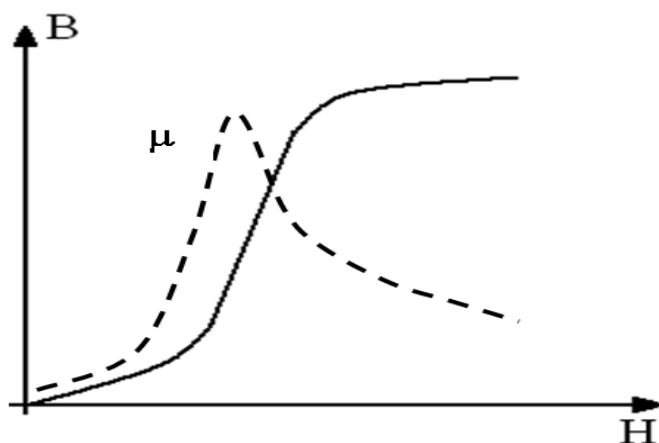


Рис. 8-2

Основна крива намагнічування, та залежність μ від напруженості магнітного поля (пунктирна крива), яка повністю визначається залежністю $B(H)$.

При цьому слід розрізняти:

$$\text{– початкову магнітну проникність } \mu_H = \frac{B_{0,1}}{\mu_0 H_{0,1}} \quad (8.2)$$

(визначається при напруженості магнітного поля $H < 0,1$ [A/m]);

$$\text{– максимальну магнітну проникність } \mu_{\max} = \frac{B_m}{\mu_0 H_m} \quad (8.3)$$

$$\text{– диференційну магнітну проникність } \mu_g = \frac{1}{\mu_0} \frac{dB}{dH} \quad (8.4)$$

(для будь-якої точки основної кривої намагніченості).

Типовий характер залежності відносної магнітної проникності матеріалів від частоти магнітного поля, а також від температури показано на рис. 8-3. Температурна залежність відносної магнітної проникності зазвичай характеризується температурним коефіцієнтом:

$$TK\mu = \frac{1}{\mu} \frac{d\mu}{dT} \quad (8.5)$$

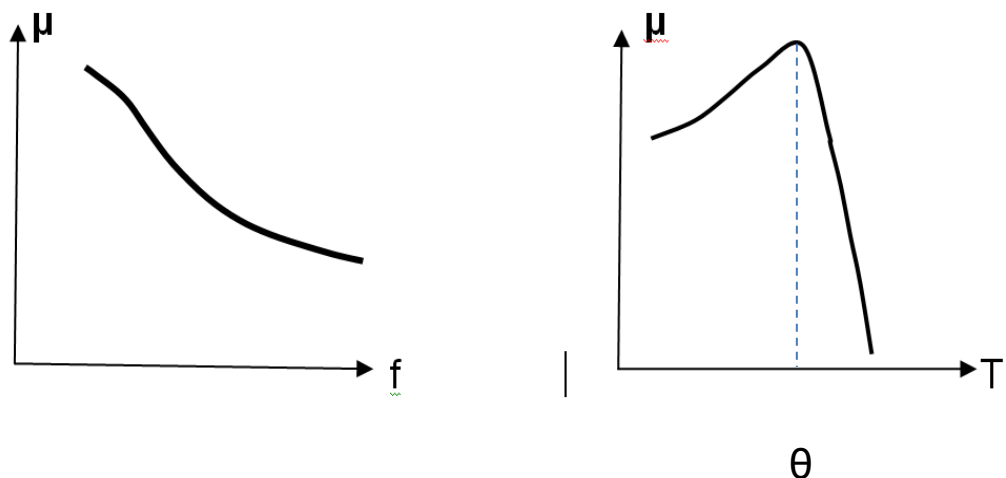


Рис. 8-3.

Типові залежності відносної магнітної проникності від частоти магнітного поля (f) та температури (T), де θ - точка Кюрі (температура, вище якої магнітний матеріал стає парамагнетиком).

Важливою характеристикою магнітних матеріалів є втрати потужності, пов'язані з процесами перемагнічування та вихровим струмом. Величина питомих втрат на гістерезис (перемагнічування)

визначається як:

$$P = \eta f (B_{\max})^n \quad (8.6)$$

величина питомих втрат на вихоровий струм

$$P = \zeta f^2 (B_{\max})^2 \quad (8.7)$$

де: η – константа матеріалу;

B_{\max} – максимальна індукція;

$n = (1,8..3,5)$;

f – частота магнітного поля;

ζ – коефіцієнт, який залежить від електричного опору магнітопроводу, $\zeta \sim 1/R$.

Для оцінювання магнітних втрат застосовують також поняття тангенсу кута магнітних втрат ($\text{tg}\delta_M$). Тангенс кута можна виразити через параметри еквівалентної схеми котушки індуктивності (L) із осердям з магнітного матеріалу (рис. 8-4). Активний опір R відображає всі види магнітних втрат (на гістерезис, на вихрові струми, магнітну післядію), втрати в обмотці та в електричній ізоляції.

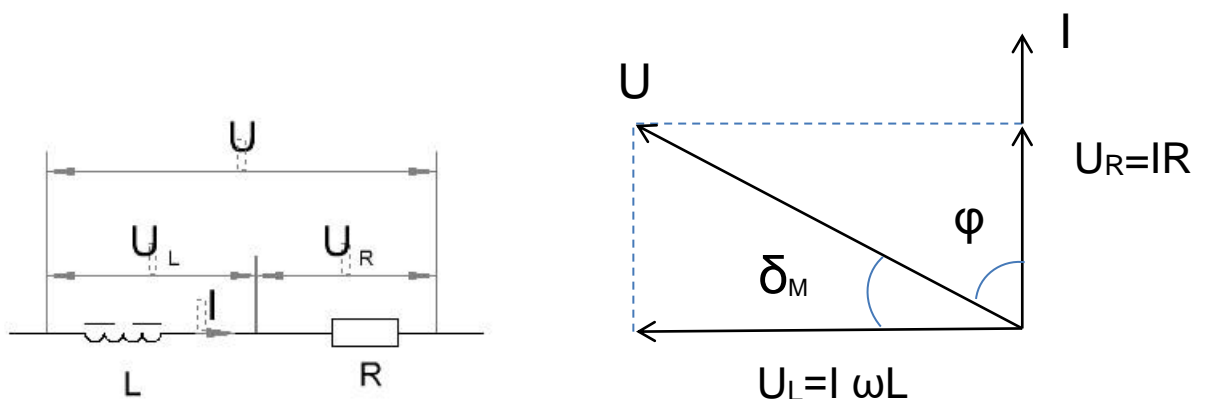


Рис. 8-4.

Еквівалентна схема заміщення індуктивної котушки із осердям з магнітного матеріалу та векторна діаграма

Якщо знехтувати активним опором індуктивної котушки та втратами в ізоляції, з векторної діаграми отримаємо:

$$\operatorname{tg}\delta_M = R/(\omega L) = 1/Q$$

де Q – добротність котушки із досліджуваним магнітним матеріалом;
 ω – кутова частота.

Тобто, тангенс кута магнітних втрат є величина, зворотна добротності котушки з досліджуваним магнітним матеріалом.

Експериментальне обладнання та методика дослідження

Для проведення дослідження петлі магнітного гістерезису, та отримання даних стосовно основної кривої намагнічування зазвичай використовується осцилографічний метод. Загальна схема лабораторного макету, призначена для проведення цього дослідження, наведена на рис. 8-5.

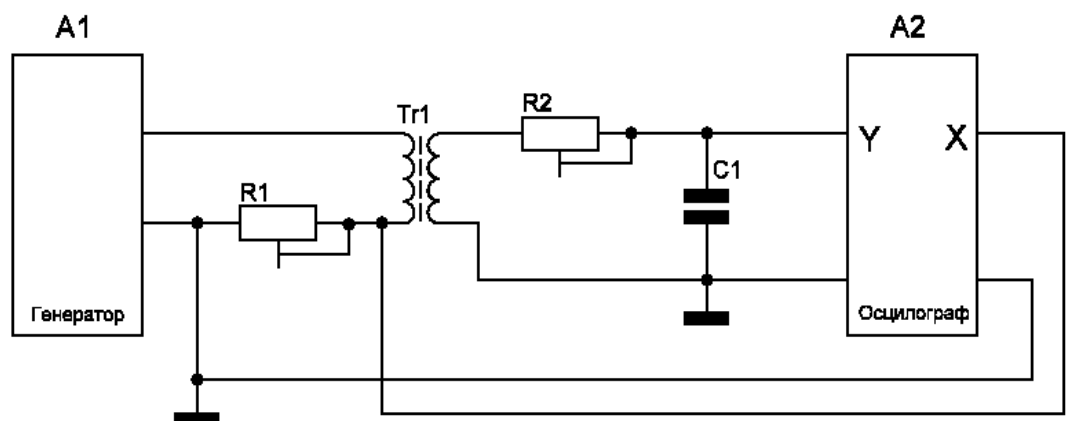


Рис. 8-5.

Схема дослідження петлі гістерезису.

A1 – генератор звукових коливань; A2 – осцилограф;

Tr1 – зразок магнітного матеріалу, виконаний у вигляді кільця з двома обмотками $W1$ та $W2$. (Всі необхідні відомості стосовно параметрів зразка надаються викладачем кожній бригаді окремо).

Напруженість магнітного поля у зразку пропорційна струму в обмотці, приєднаній до звукового генератора, і відповідно падінню напруги на резисторі R_1 , яке прикладається до входу X осцилографа. На вхід Y прикладається напруга, величина якої пропорційна електрорушійній силі у вторинній обмотці і відповідно магнітній індукції. Послідовно збільшуючи величину напруги від звукового генератора можна отримати усі необхідні цикли петлі гістерезису, включаючи граничну петлю.

При проведенні дослідження осцилографом вимірюється напруга U_x та U_y (у вольтах). Обчислення магнітної індукції (B) та напруженості магнітного поля (H) провадиться за формулами:

$$B = \frac{U_y}{2\pi f W_2 S} \quad [\text{Тл}]; \quad (8.8)$$

$$H = \frac{W_1 U_x}{\pi d_c R_1} \quad [\text{А/м}]; \quad (8.9)$$

f – частота коливань звукового генератора [Гц];

W_1, W_2 – кількість витків в обмотках;

S – площа поперечного перерізу магнітного кільця [м²];

d_c – середній діаметр кільця [м].

Для дослідження частотної та температурної залежності відносної магнітної проникності також використовуються зразки магнітних матеріалів у формі кілець, але з однією обмоткою. При цьому, за допомогою ручного (наприклад, Р-5066) або автоматичного вимірювального мосту (наприклад, Р5016, Р 589) вимірюється індуктивність зразків. За виміряним на різних частотах (або відповідно при різних температурах) значенням індуктивності зразків, та їх параметрами (геометричні розміри, число витків), виходячи з виразу для індуктивності зразка з кільцевим осердям (8.10), розраховується

відносна магнітна проникність μ :

$$L = 10^{-3} \mu h W^2 \ln \frac{d_3}{d_B} \quad (8.10)$$

де L – індуктивність зразка [мкГн];

h - висота кільцевого осердя [см];

W - число витків;

d_3 та d_B – відповідно зовнішній та внутрішній діаметри кільцевого осердя [см].

Значення всіх величин, необхідних для проведення обчислень, видаються кожній бригаді окремо.

Завдання

1. Ознайомитися з установкою для проведення дослідження.
2. Ознайомитися зі зразками матеріалів.
3. Для зразків різних матеріалів виміряти їх індуктивність (автоматичний міст, частота 1000Гц) та розрахувати їх відносну магнітну проникність (вираз 8.10). Визначити, які з цих зразків відносяться до магнітних матеріалів.
4. Для магнітних матеріалів дослідити за допомогою вимірювальних мостів (та проведених розрахунків, формула (8.10) температурну залежність відносної магнітної проникності та тангенсу кута магнітних втрат матеріалів. Побудувати залежності відносної магнітної проникності та тангенсу кута магнітних втрат від температури.
5. Для магнітних матеріалів дослідити за допомогою вимірювальних мостів (та проведених розрахунків, формула 8.10) частотну залежність відносної магнітної проникності та тангенсу кута магнітних втрат матеріалів. Побудувати залежності відносної магнітної проникності та тангенсу кута магнітних втрат від частоти.
6. Зняти осцилографічним методом цикли петель магнітного

гістерезису. Побудувати їх в координатах (B) від (H) , використовуючи формули (8.8), (8.9). Визначити величину максимальної магнітної індукції та коерцитивну силу. Побудувати основну криву намагнічування.

7. Зробити висновки по роботі.

Література.

[1; 2; 11; 12]

Додаткова інформація

а) Основні параметри деяких магнітом'яких матеріалів

Матеріал	μ_n	$\mu_{\text{макс}}$	$B_{\text{макс}}$ Тл	H_c А/м	ρ мкОм м
Технічне залізо	400	4000	2,2	50-100	0,1
Електролітичне залізо	600	15000	2,2	30	0,1
Карбонільне залізо	3000	20000	2,2	6,4	0,1
Електротехнічна сталь	200-600	3000-8000	2,0	10-65	0,25-0,6
Низьконікелєві пермалої	4000	$(15-60) \times 10^3$	1-1,6	5-30	0,45-0,9
Високонікелєві пермалої	$7 \times 10^3 - 10^5$	$10^4 - 3 \times 10^5$	0,65-1,05	0,65-5	0,16-0,85
Альсифер 5,6%Al, 9,5%Si, Fe	35400	117000	-	1,8	0,8

Марка фериту*	μ_n	$\mu_{\text{макс}}$	B Тл	H_c А/м	ρ Ом м	$\Theta_{\text{Кюри}}$ °С	$f_{\text{кр}}$ МГц $\text{tg} = 0,1$
1000НМ	1000	1800	0,35	20	10	>200	1,0
4000НМ	4000	7000	0,37	8	0,5	>125	0,1
20000НМ	20000	35000	0,35	4	0,01	>110	0.005
400 НН	400	1100	0,25	64	10^4	>120	3,0
1000 НН	1000	3000	0,27	20	10^4	>110	0,4
100 ВЧ	100	280	0,36	480	10^5	>300	35

*Магнітом'які ферити - матеріали, що отримують спіканням по керамічній технології дрібнодисперсних порошків, оксиду заліза та деяких, найчастіше двохвалентних, металів ($\text{MeO} \cdot \text{Fe}_2\text{O}_3$).
 За електричними властивостям ферити є діелектриками, або ж напівпровідниками ($\rho = 0,01 \dots 10^{10}$ Ом м).
 Нікель цинкові – $m(\text{NiO} \cdot \text{Fe}_2\text{O}_3) + n(\text{ZnO} \cdot \text{Fe}_2\text{O}_3) + p(\text{FeO} \cdot \text{Fe}_2\text{O}_3)$ – марки НН
 Марганець цинкові $m(\text{MnO} \cdot \text{Fe}_2\text{O}_3) + n(\text{ZnO} \cdot \text{Fe}_2\text{O}_3) + p(\text{FeO} \cdot \text{Fe}_2\text{O}_3)$ – марки НМ

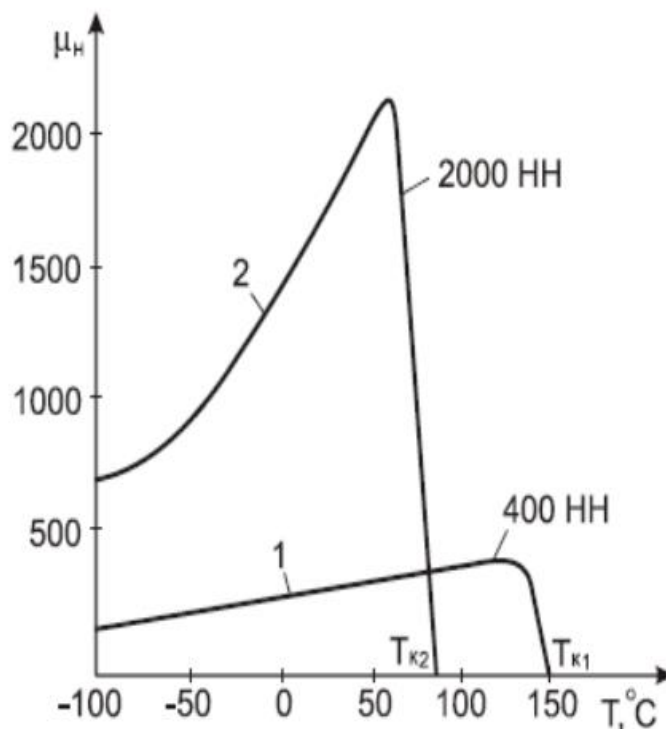


Рис. 8-6.

Температурна залежність початкової відносної магнітної проникності нікель – цинкових феритів.

б) Питання для самоконтролю студентів.

- 1. Які матеріали відносяться до магнітних?*
- 2. З яких стадій складається процес намагнічення магнетиків?*
- 3. Що таке петля магнітного гістерезису?*
- 4. Що таке коерцитивна сила, в яких одиницях вона вимірюється?*
- 4. Дайте визначення поняттю «основна крива намагнічення».*
- 5. Що таке магнітом'які матеріали та де вони використовуються?*
- 6. Які магнітом'які матеріали ви знаєте?*
- 7. Що таке магнітотверді матеріали та де вони використовуються?*
- 8. При якій напруженості магнітного поля визначають початкову відносну магнітну проникність?*
- 9. Які види магнітних втрат енергії ви знаєте? Чим вони обумовлені?*
- 10. Як відносна магнітна проникність залежить від частоти магнітного поля?*
- 11. Як відносна магнітна проникність залежить від температури ?*

Література

1. Пасынков В.В., Сорокин В.С. Материалы электронной техники: Учебник. 6-е изд., стер. – СПб.: ЛАНЬ, 2004.- 368 с.
2. Справочник по электротехническим материалам. Под ред. Ю.В. Корицкого, В.В. Пасынкова, Б.М. Тареева. Т.3.- Л.: Энергоатомиздат, 1988.- 728 с.
3. ДСТУ 2843-94. Електротехніка. Основні поняття. Терміни та визначення/ Нац. Стандарт України.- Вид.офіц.- [чинний від 1996-01-01].-К.: ДП «УкрНДНЦ», 1996.- 69 с.
4. ГОСТ 22265-76. Материалы проводниковые. Термины и определения/ Межгосударственный стандарт.- Изд.офіц.-[действ. с 1978-01-01].- М.: Издательство стандартов,1978.- 179 с.
5. Дубок В.А., Котенко О.С., Хімія і фізика напівпровідників. К.: Вища школа, 1973.- 304 с.
6. Матеріалознавство радіоелектронної апаратури. Текст лекцій, розділ «Напівпровідники» [Електронний ресурс]: навч. посіб. для студ. спеціальності 172 «Телекомунікації та радіотехніка/ КПІ ім. Ігоря Сікорського ; авт.: А.П. Мірошніченко. – Київ : КПІ ім. Ігоря Сікорського, 2017.– 70с.- Режим доступу: <https://campus.kpi.ua/>.
7. ГОСТ 22622-77. Материалы полупроводниковые. Термины и определения основных электрофизических параметров/ Межгосударственный стандарт.- Изд.офіц.- [действ. с 1978-07-01].- М.- Издательство стандартов, 1978.-188 с.
8. Поплавко Ю.М. Фізика діелектриків: підручник; за заг. ред. акад. НАН України Ю. І. Якименка . - К.: НТУУ «КПІ», 2015.-572 с.
9. Матеріалознавство радіоелектронної апаратури. Текст лекцій, розділ «Діелектрики» [Електронний ресурс]: навч. посіб. для студ. спеціальності 172 «Телекомунікації та радіотехніка/ КПІ ім. Ігоря Сікорського ; уклад.: А.П. Мірошніченко. – Київ : КПІ ім. Ігоря Сікорського, 2018. – 99 с.- Режим доступу: <https://campus.kpi.ua/>.

10. ГОСТ 21515–76. Материалы диэлектрические. Термины и определения / Межгосударственный стандарт.- Изд.офиц.-[действ. с 1977-01-01].- М.: Издательство стандартов,1977.- 148 с.

11. Преображенский А.А., Бишард Е.Г. Магнитные материалы и элементы.- М.: Высш. школа, 1986.- 352 с.

12. ДСТУ 2725-94. Матеріали магнітні. Терміни та визначення / Нац. Стандарт України.- Вид.офіц.- [чинний від 1995-07-01].-К.: ДП «УкрНДНЦ», 1995.- 64 с.