

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

МАТЕРІАЛОЗНАВСТВО РАДІОЕЛЕКТРОННОЇ АПАРАТУРИ ЛАБОРАТОРНИЙ ПРАКТИКУМ

Частина 2

*Рекомендовано Методичною радою КПІ ім. Ігоря Сікорського
як навчальний посібник для здобувачів ступеня бакалавра
за освітньою програмою
«Інформаційно-обчислювальні засоби радіоелектронних систем»
спеціальності 172 «Телекомунікації та радіотехніка»*

Київ
КПІ ім. Ігоря Сікорського
2020

Матеріалознавство радіоелектронної апаратури: Лабораторний практикум (Частина 2) [Електронний ресурс]: навч. посіб. для студ. спеціальності 172 «Телекомунікація та радіотехніка»/ КПІ ім. Ігоря Сікорського ; укладачі: А.П. Мірошніченко, Г.В.Іваннік. – Електронні текстові данні (1 файл: 2,65 Мбайт). – Київ : КПІ ім. Ігоря Сікорського, 2020. – 93 с.

Гриф надано Методичною радою КПІ ім. Ігоря Сікорського (протокол №10 від 18.06.2020 р.) за поданням Вченої ради Факультету електроніки (протокол №05/2020 від 25.05.2020 р.)

Електронне мережне навчальне видання

МАТЕРІАЛОЗНАВСТВО

РАДІОЕЛЕКТРОННОЇ АПАРАТУРИ

ЛАБОРАТОРНИЙ ПРАКТИКУМ

Частина 2

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.,
кафедра мікроелектроніки факультету електроніки
КПІ ім. Ігоря Сікорського

Лабораторний практикум включає в себе теоретичну інформацію стосовно електрофізичних властивостей провідникових, 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
1. Лабораторна робота 2-1. Вивчення особливостей електропровідності металевих провідникових матеріалів.....	7
2. Лабораторна робота 2-2. Вивчення електропровідності напівпровідникових матеріалів	16
3. Лабораторна робота 2-3. Вивчення фотопровідності напівпровідникових матеріалів	28
4. Лабораторна робота 2-4. Гальваномагнітні явища у напівпровідникових матеріалах. Ефект Холла.	39
5. Лабораторна робота 2-5. Дослідження вольт-амперної характеристики контакту двох напівпровідників з різним типом електропровідності.....	49
6. Лабораторна робота 2-6. Дослідження бар'єрної ємності контакту двох напівпровідників з різним типом електропровідності.....	61
7. Лабораторна робота 2-7. Дослідження напівпровідникових матеріалів. Визначення часу життя неосновних носіїв заряду.....	67
8. Лабораторна робота 2-8. Вивчення ефекту поля у напівпровідниках.....	74
9. Лабораторна робота 2-9. Вивчення основних характеристик магнітом'яких матеріалів.....	83
Література	93

Вступ

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

Лабораторний цикл кредитного модуля "Матеріалознавство радіоелектронної апаратури - 2" повинен навчити студентів встановлювати зв'язок між властивостями матеріалів та параметрами і характеристиками компонентів радіоелектронної апаратури. При цьому основна увага у циклі лабораторних робіт приділяється напівпровідниковим та частково провідниковим та магнітним матеріалам.

При виконанні експериментальних досліджень студентам необхідно перш за все розібратися у фізичній суті явищ, що вивчаються, ознайомитись з методикою проведення дослідження та експериментальним устаткуванням. Отримані результати повинні бути всебічно проаналізовані на відповідність теоретичним положенням та нормативним і довідниковим значенням.

Кількість лабораторних робіт, які повинні виконати студенти у цьому лабораторному циклі, та завдання до них можуть бути скореговані викладачем залежно від кількості годин, відведених у робочому навчальному плані та розкладі занять.

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, 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) 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 інформацію про виконання пунктів 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 дослідження, підготував повний звіт по роботі та захистив його.

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

Лабораторна робота № 2-1

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 має вигляд

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

(де q - заряд носія [Кл], n – його концентрація [$1/\text{м}^3$], а μ – рухливість носіїв заряду [$\text{м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$]) і є справедливим для всіх матеріалів.

При цьому питома електрична провідність визначається як величина, що характеризує електропровідність речовини, скалярна для ізотропної речовини – що дорівнює відношенню модуля густини струму j [А/м^2] до модуля напруженості електричного поля E [В/м], та тензорна для анізотропної речовини. (Тобто $\sigma = \frac{j}{E}$).

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, n - концентрація електронів, λ - довжина вільного пробігу електрона, m – ефективна маса електрона, V_{τ} – середня теплова швидкість електрона).

Або, якщо врахувати, що відношення довжини вільного пробігу (λ) до швидкості 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

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

заряду

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 $[m^2/V \cdot s]$, 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. Маттіссен 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

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

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 і не залежить від температури.

Відповідно до цього температурна залежність питомого опору металевих провідників повинна мати вигляд від представлений на Рис.1-1.

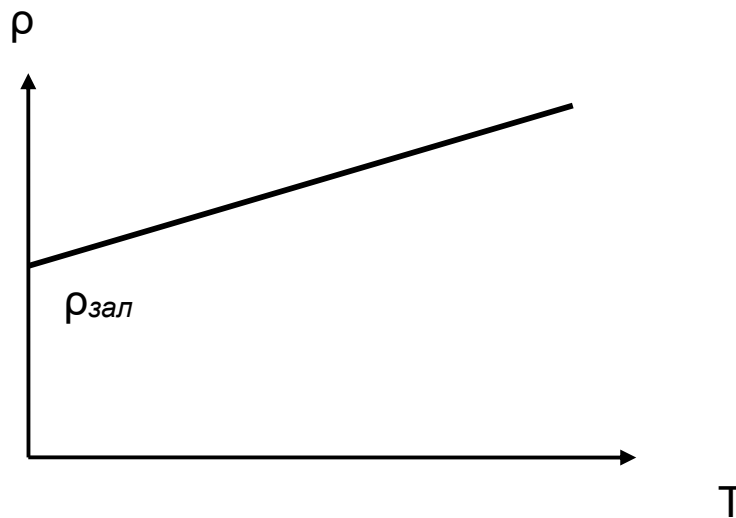


Рис.1-1

Залежність питомого опору металевого провідника від температури

Величина $\rho_{\text{зал}}$ характеризує ступінь чистоти та досконалості структури матеріалу. $\rho_{\text{зал}}$ визначається при температурі 4,2°K, (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 Маттиссена використовують у вигляді:

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

де $\alpha_p = \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dT}$ температурний коефіцієнт питомого опору (ТКР),

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), $\alpha_p \approx 4 \times 10^{-3} \text{ 1/K}$.
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 $[\frac{\text{Вт}}{\text{мК}}]$, а L_0 це 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 $= 1,38 \times 10^{-23} \frac{\text{Дж}}{\text{К}} = 8,6 \times 10^{-5} \frac{\text{еВ}}{\text{К}}$) .

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» $\text{Cu} - \text{Ni}$ від концентрації компонент.

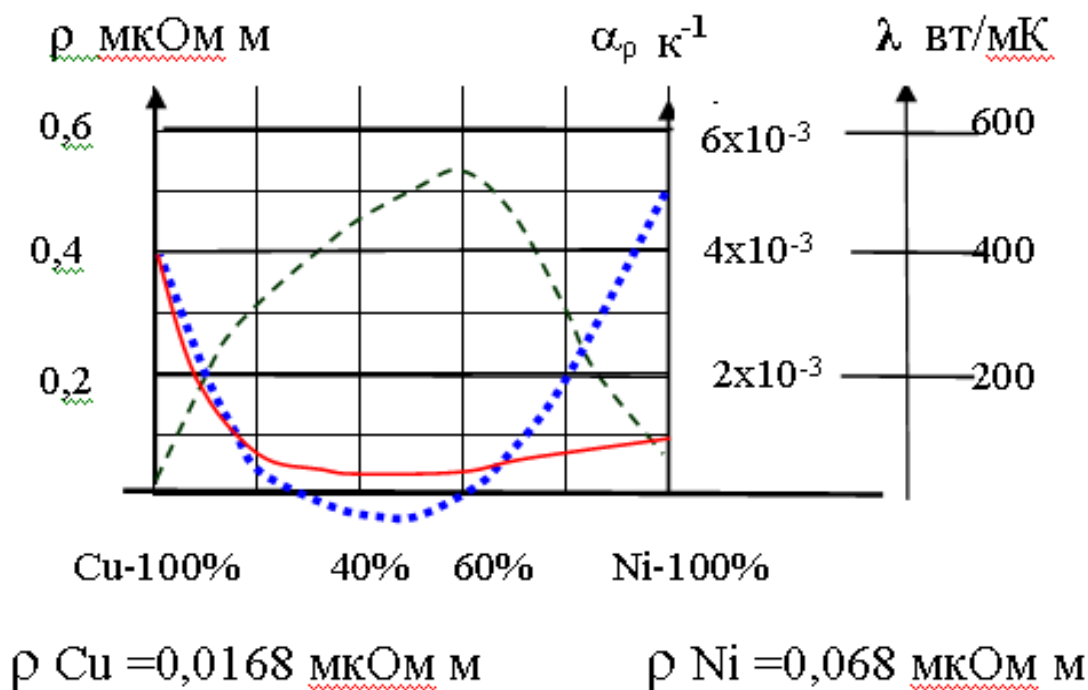
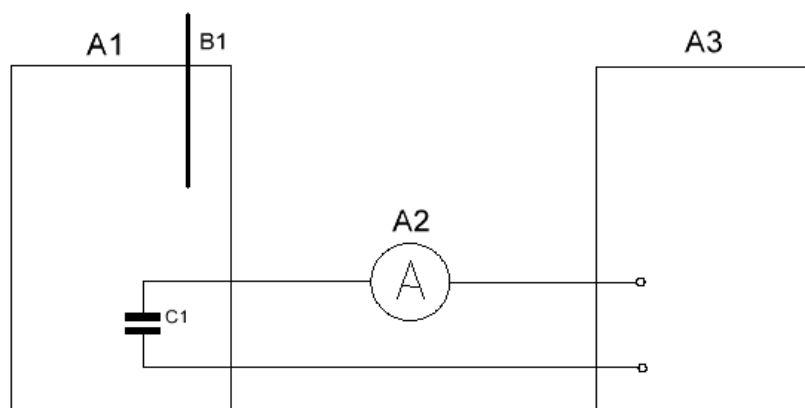


Рис.1-2

Залежність основних параметрів сплаву Cu – Ni від концентрації компонент – — ρ α_ρ — 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.



A1 - термошафа

A2 - вимірювач струму

A3 - джерело живлення постійного струму

B1 - термометр

C1 - досліджуваний зразок

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_p 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] с. 27-45; 56-74..
 - [2] с.128-155.
 - [3] с. 181-194; 197-283.
- ДСТУ 2845-94

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
$TK_{\rho} \cdot 10^3$ [K ⁻¹]	4,1	4,33	6,25	4,1	0,005-0,03	-(0,002-0,025)	0,1- 0,2
λ [$\frac{Вт}{мК}$]	218	406	73,3	453	-	21	16,8
$\alpha \cdot 10^6$ [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 № 2-2
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 та ін.

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 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 .

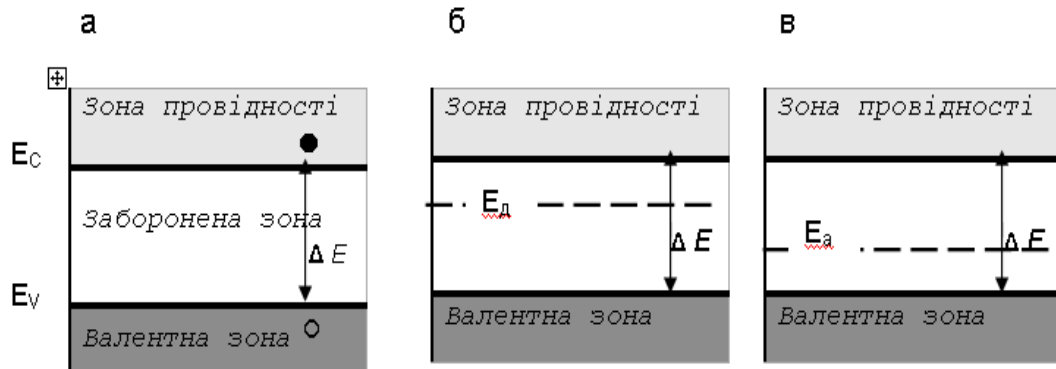


Рис.2-1

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 [$1/m^3$];

p_i – концентрація дірок провідності у валентній зоні власного напівпровідника [$1/m^3$];

ΔE – ширина забороненої зони (енергія активації власних носіїв заряду) [$e \cdot V$];

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

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

Оскільки питома електропровідність у загальному випадку визначається як $\sigma = qn\mu$ (див. ф-лу 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.

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 за для зручності від натурального логарифму до

десятичного, отримаємо

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

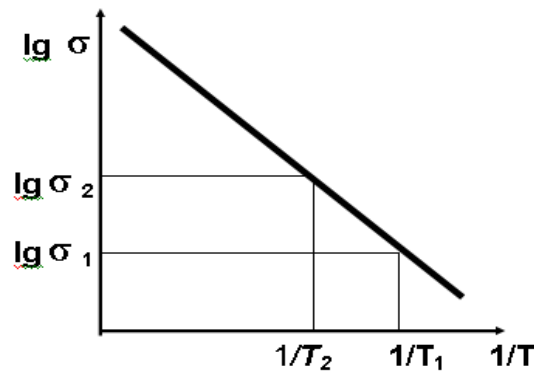


Рис.2-2
Температурна залежність питомої електропровідності
власного напівпровідника.

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 «донарний» домішок, кількість валентних електронів у якого більша ніж у власного напівпровідника, то такі рівні розташовані вище середини забороненої зони (E_d – Рис. 2-1б) , і перехід електронів з них до зони провідності відбувається при значно меншому енергетичному збудженні, ніж перехід "зона–зона".

Концентрація електронів у зоні провідності в такому випадку значно перевищує концентрацію дірок у валентній зоні, $n \gg p$ і 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 $p \gg n$ (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:

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

або

$$p_p = (N_a N_c)^{\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{E_a}{2kT}\right) \text{ при акцепторному домішку} \quad (2.6)$$

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 (ф-ла 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.

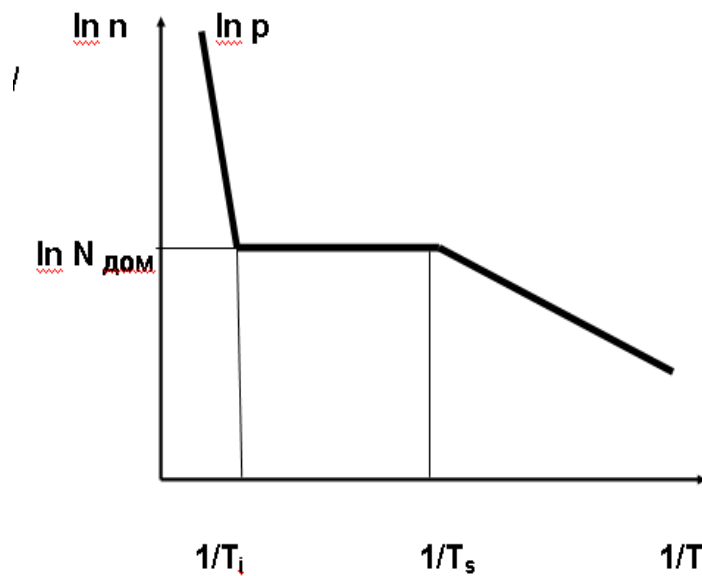


Рис. 2-3
Температурна
залежність концентрації
вільних носіїв заряду у
домішковому
напівпровіднику.

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 , дивись Рис. 2-4).

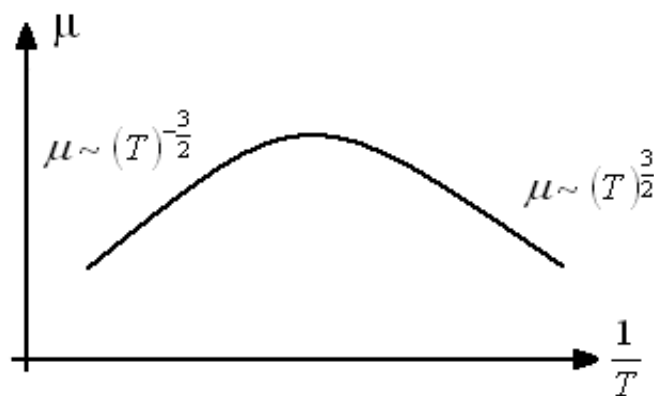


Рис. 2-4

*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 2.6). 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):

$$E_{ак} = \frac{4,6 k \lg \left(\frac{\sigma_2}{\sigma_1} \right)}{\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2}} \quad (2.7)$$

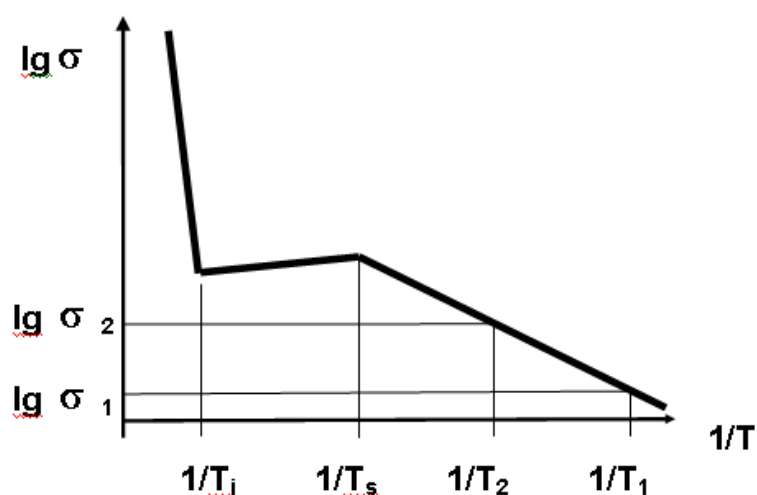


Рис.2-5.

*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).

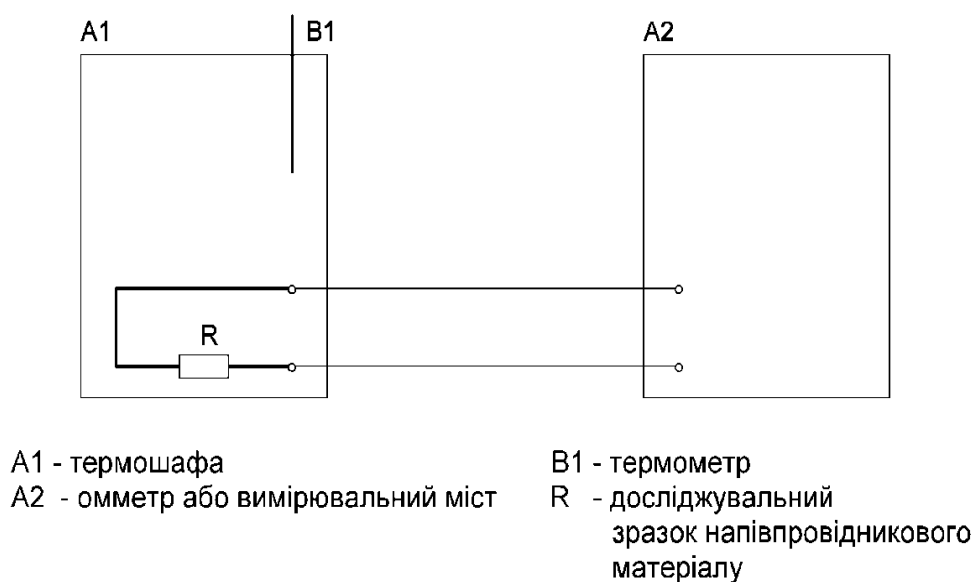


Рис.2-6. Схема вимірювань

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

$t^{\circ}\text{C}$	$T^{\circ}\text{K}$	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
$$\Delta E = \frac{4,6 \cdot k \cdot \lg \left(\frac{\sigma_2}{\sigma_1} \right)}{\left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right)} \quad (\text{см. 2.4}).$$

7. Зробити висновки по роботі.

Література:

- [1] с. 91-106.
- [2] с. 73—85; 92-127.
- [4] с. 99-11.
- [5] с. 21-54.
- [6] с. 103-116.
- ГОСТ 22622-77.

Додаткова інформація

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

Напівпровідник		Густина [г/см³]	Температура плавлення °C	Ширина забороненої зони [eV]	Рухливість [см²/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 № 2-3
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 2-2. 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).

Фотопровідність 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 (Δn ; Δp).

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

*** не рівноважні 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 2-2).

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, а σ_ϕ , - фотопровідність напівпровідника.

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

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

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

для електронів, та відповідно

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

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

Параметр τ , як впливає 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». 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).

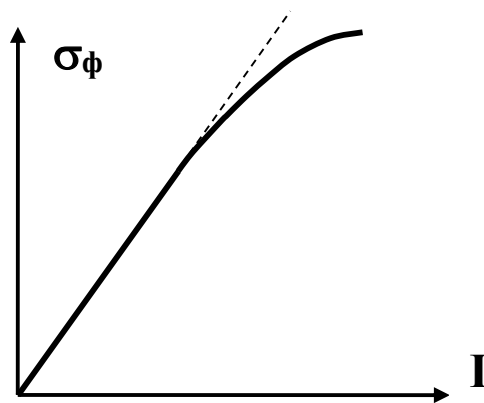


Рис. 3-1
Залежність
фотопровідності
напівпровідника від рівня
освітленості

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).

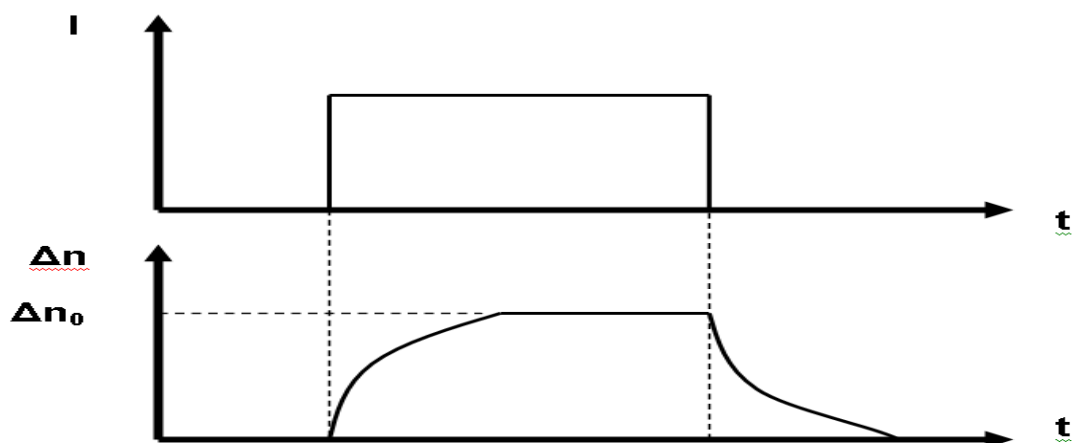


Рис. 3-2

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 випромінення, то це розглядається як поглинання світла напівпровідником. Для характеристики цього явища вводять параметр коефіцієнт поглинання світла напівпровідником (α). Якщо не враховувати випромінення відбитого поверхнею напівпровідника, то інтенсивність світлового випромінення, 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).

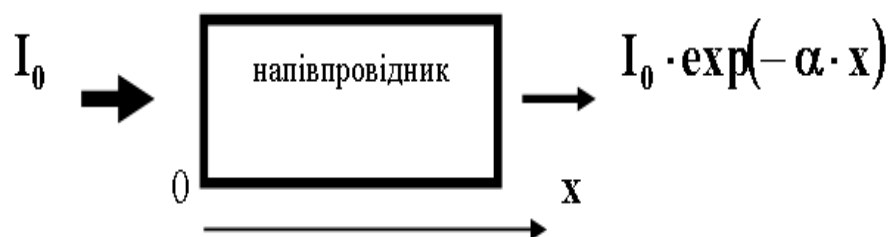


Рис.3-3

Коефіцієнт поглинання світла напівпровідником (α).

Оскільки поглинання світлового випромінення 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 випромінення, як відомо, залежить від частоти і відповідно від довжини хвилі випромінювання то і коефіцієнт поглинання світла напівпровідником повинен залежати від довжини хвилі випромінення. Ця залежність називається спектром поглинання і для власного напівпровідника має вигляд представлений на Рис.3-4.

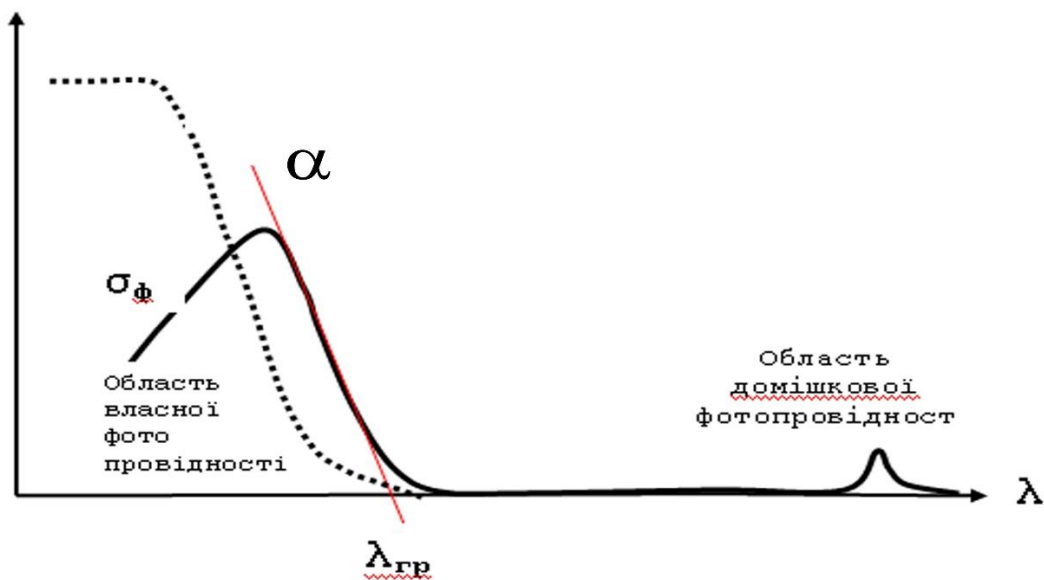


Рис.3-4

*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} і відповідно обчислити енергію активації власних носіїв заряду (тобто ширину забороненої зони ΔE):

$$\Delta E = \frac{1,23}{\lambda_k}; \quad (3.6)$$

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

Зменшення фотопровідності напівпровідників в діапазони малих значень λ пояснюється тим, що таке світлове випромінення 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 випромінення 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 випромінення 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°K, коли більшість атомів домішок не іонізована тепловим рухом.

Довжину хвилі випромінення, що відповідає максимуму домішкового поглинання світлового випромінення (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 домішків 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 випромінення з довжиною хвиль відповідно 0,6 - 1,0 та 1,0 – 1,8 мкм. Тонкі шари PbS, PbSe, PbTe чутливі до довгих хвиль випромінення аж до 4 мкм.

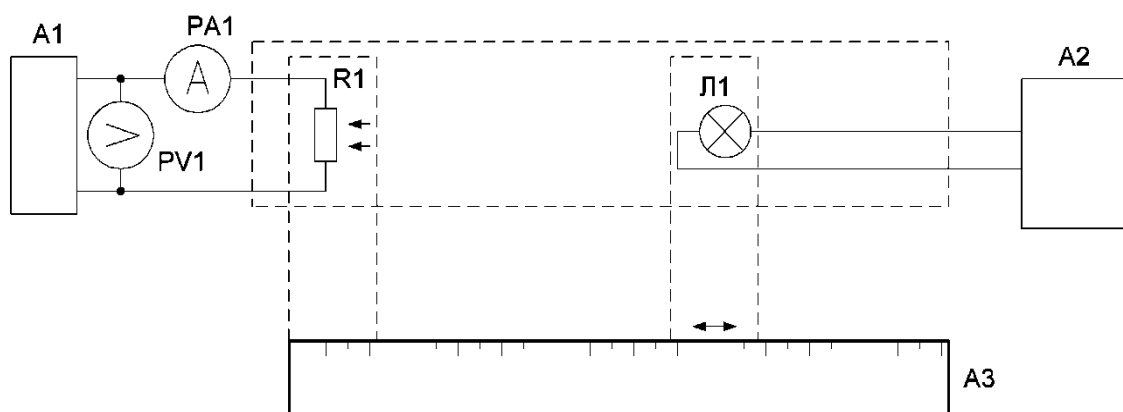
Експериментальне обладнання та методика дослідження

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 (довжина хвиль надається викладачем).



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

Рис.3-5. Схема вимірювань

Приклад таблиці для занесення експериментальних та розрахункових даних:

Зразок № _____ , напруга на зразку _____

№	r, мм	E, лк	I _ф , мкА	Y 1/ Ом
1				
2				
3				
.....				

r – відстань до джерела світла;

E – освітленість.

I_ф – фотострум.

Y – провідність зразка, $Y = I_{\phi} / U$

Завдання

1. Ознайомитися зі зразками напівпровідникових матеріалів.
2. Ознайомитися з експериментальним обладнанням та методиками дослідження.
3. Зняти сімейство світлових характеристик напівпровідника (залежність фотоструму від рівня освітленості) при різних значеннях електричної напруги на напівпровідникові (конкретні значення надаються викладачем).
4. Звести експериментальні та розрахункові данні по п.3 та 4 до Таблиці.
5. Побудувати градувальник графік освітленості від відстані.
6. Побудувати графіки залежності фотопровідності напівпровідників від рівня освітленості (фотопровідність визначається як відношення фотоструму напівпровідника до величини прикладеної до нього напруги).
7. Зняти спектральну характеристику фотопровідності, побудувати її та визначити енергію активації носіїв заряду.
8. Зробити висновки по роботі.

Література:

[1] с. 111-122.

[6] с. 126-131.

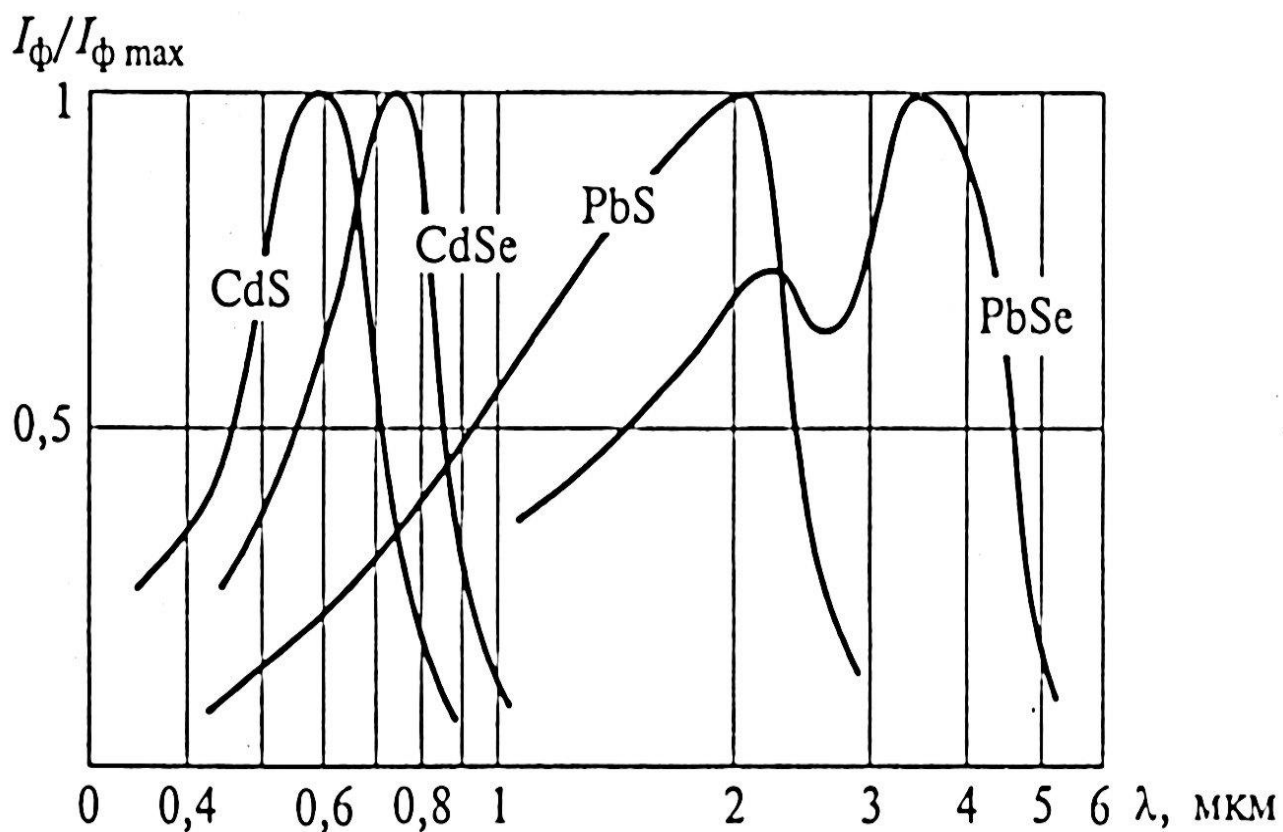
[9] .

ГОСТ 22622 – 77.

Додаткова інформація

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

-Нормована спектральна характеристика фотоструму для деяких
напівпровідників - фото резисторів



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 № 2-4
Гальваномагнітні явища у напівпровідникових
матеріалах. Ефект Холла.

Мета роботи: Вивчення гальваномагнітних явищ у напівпровідниках. Дослідження ефекту Холла у напівпровідникових матеріалах.

Теоретична частина

Напівпровідник, згідно визначення, речовина, електропровідність якої суттєво залежить від зовнішніх впливів. Це стосується не тільки впливів температури та світлового випромінення (див. Лаб.2-2 та 2-3), але і впливу магнітного поля. Зміна електричних властивостей напівпровідника у магнітному полі зумовлена дією на рухомі електричні заряди так званої сили Лоренца. Величина сили Лоренца, яка діє на носії заряду, що рухаються з швидкістю $\mathbf{v}$ спрямованою під кутом φ до напрямку магнітного поля з індукцією $\mathbf{B}$ становить:

$$\mathbf{F}_L = e\mathbf{vB} \sin \varphi \quad (4.1)$$

де e – заряд електрона.

Найбільше значення F_L досягає при умові, що магнітне поле перпендикулярне до напрямку руху частинки (саме таку ситуацію ми і будемо в подальшому розглядати). Напрямок сили Лоренца визначається, як відомо, за правилом «лівої руки».

У напівпровіднику, по якому протікає електричний струм, в результаті дії магнітного поля виникає ряд явищ, які носять загальну назву, - «гальваномагнітні». Перш за все вони полягають у зменшенні електропровідності та теплопровідності. Крім того, у напрямку перпендикулярному до магнітного поля і струму, виникає різниця електричних потенціалів та температур.

Вплив магнітного поля на поведінку носіїв заряду і відповідно

електропровідність напівпровідників найбільш чітко простежується при дослідженні ефекту Холла.

Згідно визначення, ефект Холла це «виникнення поперечного електричного поля при протіканні електричного струму крізь напівпровідник, що знаходиться у магнітному полі». Розглянемо цю ситуацію дещо детальніше, вважаючи, що електронний напівпровідник (домішковий напівпровідник n – типу) знаходиться у магнітному полі індукцією $\mathbf{B}$ направленому перпендикулярно напрямку електричного струму (Рис 4-1). Тоді сила Лоренца (згідно 4.1) буде дорівнювати:

$$\mathbf{F}_L = e\mathbf{v}\mathbf{B} \quad (4.2)$$

Сила Лоренца, яка діє на носії заряду, що рухаються під дією зовнішнього електричного поля $\mathbf{E}$, буде відхиляти їх до дальньої бокової грані (що відповідає напрямку дії сили Лоренца, - «правило лівої руки»). Це призведе до їх накопичення біля цієї грані. Оскільки ми розглядаємо електронний напівпровідник, де концентрація електронів («основних» носіїв заряду) на багато порядків переважає концентрацію дірок («неосновних» носіїв заряду) то дальня бокова грань бути мати від'ємний негативний потенціал по відношенню до передньої бокової грані.

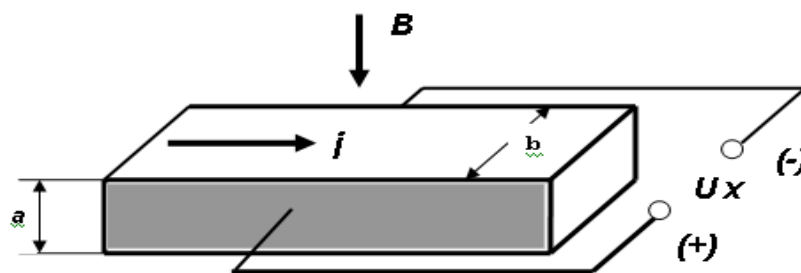


Рис.4-1.

Схематичне представлення виникнення ефекту Холла у електронному напівпровіднику

Різниця потенціалів між боковими гранями і становить напругу Холла, знак якої буде визначатися, як напрямком струму у

напівпровіднику, так і напрямком магнітного поля (які визначають напрям дії сили Лоренца). Крім того, цей знак безумовно буде визначатися також типом «основних» носіїв заряду домішкового напівпровідника.

Величину напруги Холла (U_x) можна визначити з наступних міркувань. В стані рівноваги сила Лоренца буде врівноважена силою електричного поля Холла ($F_L = F_x$). Тобто маємо:

$$F_L = e v B ,$$

$$F_x = e \cdot E_x = \frac{e \cdot U_x}{b}$$

і прирівнявши ці сили отримаємо вираз для напруги Холла:

$$U_x = b \cdot v \cdot B \quad (4.3)$$

Запишемо загальний вираз для густини струму через середню швидкість направленої руху носіїв заряду: $\mathbf{J} = e \cdot \mathbf{n} \cdot \mathbf{v}$, звідки

$$v = \frac{J}{e \cdot n}$$

Підставивши цей вираз для швидкості в (4.3) отримаємо:

$$U_x = \frac{b \cdot J \cdot B}{e \cdot n} ,$$

або розписавши густину струму, як струм поділений на площу перерізу ($a \cdot b$), маємо:

$$U_x = \frac{1}{e \cdot n} \cdot \frac{I \cdot B}{a} \quad (4.4)$$

Величину $1/en$ позначають R_x і називають константа Холла.

Таким чином, знаючи константу Холла та електропровідність домішкового напівпровідника ($\sigma = e n \mu$), можна визначити рухливість

основних носіїв заряду : $\mu_n = R_x \cdot \sigma$.

Якщо на електрон, що рухається у напівпровіднику, одночасно діє сила зовнішнього електричного поля ($eE_{зоб}$) та сила Лоренца ($e\mathbf{v}B$), то напрям руху електрона буде визначатися напрямом дії сумарної сили, тобто буде відхилятися на деякий кут θ від напрямку дії зовнішнього поля (див. Рис.4-2). Цей кут називають кутом Холла.

Неважко пересвідчитись, що $\operatorname{tg} \theta = \frac{e\mathbf{v}B}{eE_{зоб}} = \mu_n B$

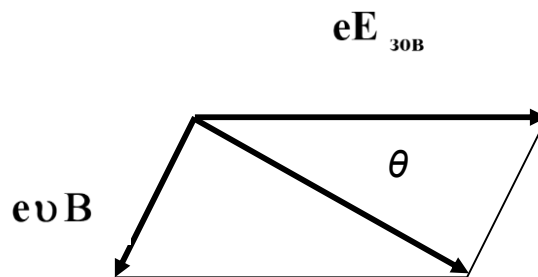


Рис.4-2. Кут Холла

Якщо концентрація електронів та дірок провідності у напівпровіднику близькі одна до одної, то константа Холла визначається наступним виразом:

$$R_x = \frac{A}{e} \cdot \frac{n \cdot U_n^2 - p \cdot U_p^2}{(n \cdot U_n + p \cdot U_p)^2} \quad (4.5)$$

- де A величина, що залежить від механізму розсіювання носіїв заряду і її значення лежать в межах (0,99 – 1,93).

Виходячи з останнього виразу впливає, що у власному напівпровідникові ($n = p$) ефект Холла має місце лише за рахунок різниці рухливостей електронів та дірок:

$$R_x = \frac{A}{en} \cdot \frac{(U_n - U_p)}{(U_n + U_p)} . \quad (4.6)$$

Датчики Холла знайшли широке використання як елементи автоматики, радіоелектроніки та вимірювальної техніки. Вони являють собою тонку, здебільшого прямокутну пластину (площею – декілька мм²), або плівку, напівпровідника (Si, Ge, InSb, InAs), на якій розташовано чотири електроди, два для задачі струму і два для знімання напруги Холла. Мінімальна товщина шару напівпровідника забезпечує максимальне значення напруги Холла (див. вираз 4.4) . За допомогою таких датчиків проводять виміри магнітних полів, а також будь які фізичні величини пов'язані з магнітним полем, наприклад, сила струму, лінійні та кутові переміщення і таке інше...

Дія магнітного поля на напівпровідник, по якому протікає електричний струм, призводить до виникнення ще ряду гальваномагнітних ефектів, які практично супроводжують ефект Холла. Мова йде про магніторезистивний ефект, поперечний, та поздовжній термогальваномагнітні ефекти.

Магніторезистивний ефект полягає в тому, що відхилення напрямку руху носія зарядів від напрямку дії зовнішнього електричного поля (кут Холла) викликає зменшення його ефективної рухливості і відповідно зменшення питомої електропровідності, тобто збільшення питомого опору.

Сила Лоренца, як було відмічено вище (4.2), визначається швидкістю руху електронів провідності, при цьому не враховувався статистичний розподіл електронів по енергії і відповідно по швидкості. Таким чином, сила поля Холла врівноважує силу Лоренца лише для носіїв заряду, що рухаються з деякою середньою швидкістю.

Вочевидь, що електрони які, рухаються зі швидкістю більшою за

середню, будуть відхилятися в напрямку дії сили Лоренца, а більш «повільні», ті, що рухаються з швидкістю менше середньої, в протилежному напрямку. Вирівнюючи свою енергію з енергією кристалічної ґратки «швидкі» електрони будуть віддавати їй частину своєї енергії, завдяки чому відповідна грань буде нагріватися. «Повільні» ж електрони будуть відбирати енергію від кристалічної ґратки у зв'язку з чим протилежна грань буде охолоджуватись.

Виникнення у зразку напівпровідника різниці температур у напрямку перпендикулярному до напрямку магнітного поля та напрямку електричного струму і називають «поперечним термогальваномагнітним ефектом».

Розподіл електронів по енергіям призводить і до так званого «повздовжнього термогальваномагнітного ефекту». Він виникає за рахунок того, хоча всі електрони, швидкість яких більша за середню, і будуть відхилятися силою Лоренца в один бік, але рухатимуться по різних траєкторіях, в залежності від енергетичного розподілу. Це призведе до того, що більш швидкі електрони будуть більше нагрівати напівпровідник з одного кінця, ніж більш повільні з другого кінця. Це і викличе різницю температур вздовж зразка напівпровідника.

Експериментальне обладнання та методика дослідження

Лабораторна установка по дослідженню гальваномагнітних ефектів, зокрема ефекту Холла, умовно зображена на Рис.4-3. До складу лабораторної установки входять:

1. Блок управління та вимірювання – містить вмикач, ЖКІ, ручку регулювання сили струму Φ .

2. Плата зонд – містить датчик Холла для вимірювання магнітної індукції у вигляді мікросхеми SS95A, досліджуваний зразок напівпровідника.
3. Шлейф, що з'єднує плату зонд і блок управління та вимірювання.
4. Лабораторний електромагніт.
5. Джерело живлення блоку управління та вимірювання.
6. Джерело живлення електромагніту.

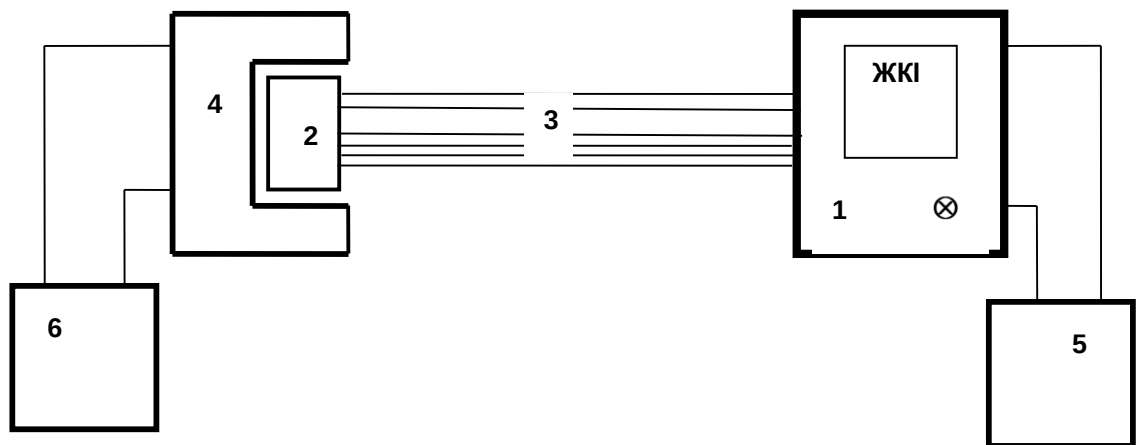


Рис.4-3.

Схема лабораторної установки для дослідження ефекту Холла

Діапазони допустимих значень:

- Струм через досліджуваний зразок : $I = 0 \div 15$ мА.
- Напруга Хола на досліджуваному зразку : $U = -500 \div 500$ мВ.
- Індукція магнітного поля через досліджуваний зразок:
 $B = -700 \div 700$ мкТл ($-70 \div 70$ Гс).

Значення, що виводяться на дисплей лабораторної установки:

- **B** – [мкТл] – індукція магнітного поля, через досліджуваний зразок.

- I – [мА] – величина струму через досліджуваний зразок.
- U – [мВ] – величина напруги Холла в досліджуваному зразку.

Порядок проведення вимірів:

- 1) Перевести вмикач основного блоку в верхнє положення (Ввімкнено).
- 2) Дочекатися, появи на екрані значення вимірювальних величин.
- 3) За допомогою джерела живлення електромагніту встановлюється необхідний напрям (+В чи –В) та значення індукції магнітного поля (прийнятні значення індукції магнітного поля можна забезпечити, змінюючи напругу джерела живлення електромагніту від 0,1 до 0,9 В).
- 4) За допомогою регулятора сили струму встановлюється необхідне значення струму через зразок напівпровідника (значення струму задаються викладачем).
- 5) Записати значення напруги Холла на зразку через 3 секунди після встановлення ручок у відповідні положення.
- 6) Для вимірювання електричного опору напівпровідника в залежності від індукції магнітного поля (тобто для дослідження магніторезистивного ефекту) напівпровідниковий зразок розміщується між полюсами того ж електромагніту, а його опір вимірюється стандартним лабораторним обладнанням, наприклад Омметром Щ-64, або універсальним вольтметром (необхідні значення магнітної індукції та напрямку магнітного поля встановлюються відповідно до п.3).

Завдання

1. Ознайомитися зі зразками напівпровідникових матеріалів.
2. Ознайомитися з експериментальним обладнанням та методиками дослідження.
3. Зняти залежність напруги Холла від величини та напрямку

магнітного поля при трьох заданих викладачем величинах струму.

4. Зняти залежність напруги Холла від величини струму, що протікає крізь напівпровідник при чотирьох заданих викладачем величинах індукції магнітного поля (по дві для кожного напрямку магнітного поля).
5. Побудувати графіки залежностей отриманих у п.3 та 4.
6. Зняти залежність електричного опору напівпровідника від величини магнітного поля (конкретні значення надаються викладачем) та побудувати графік залежності опору напівпровідника від величини індукції магнітного поля.
7. Зробити висновки по роботі.

Література:

- [1] с. 122 - 126.
 [4] с. 133 – 147.
 [6] с. 136- 141.

Додаткова інформація

а) Основні параметри деяких напівпровідникових матеріалів, які використовуються для датчиків Холла.

Матеріал	Температура плавлення °С	Ширина забороненої зони, е-В	Питомий опір $\rho \times 10^2$ Ом м	Константа Холла $R \times 10^6$ м³/Кл	Рухливість основних носіїв см²/В с
InSb	536	0,18	0,01	-500	60000
InAs	943	0,35	0,25	-900	30000
Ge	936	0,72	17	-10 ⁵	3800
HgSe	690	0,3	0,002	-10	5000
HgTe	670	0,2	0,001	-30	10000

б) Питання для самоконтролю студентів

- 1. Чим зумовлено вплив магнітного поля на електричні властивості напівпровідників?*
- 2. В чому полягає правило «лівої руки»?*
- 3. Дайте визначення поняттю «ефект Холла».*
- 4. Від чого залежить знак напруги Холла?*
- 5. Які параметри напівпровідника можуть бути визначені за допомогою ефекту Холла.*
- 6. Що таке кут Холла і чим він визначається ?.*
- 7. Чи має місце ефект Холла у власних напівпровідниках?*
- 8. Чим обумовлений магніторезистивний ефект у напівпровідниках?*
- 9. Які термогальваномагнітні ефекти Ви знаєте і чим вони зумовлені?*
- 10. Які фізичні величини можливо визначити за рахунок ефекту Холла?*

Лабораторна робота № 2-5

Дослідження вольт-амперної характеристики контакту двох напівпровідників з різним типом електропровідності.

Мета роботи: дослідити ВАХ контакту двох напівпровідників різним типом електропровідності, та порівняти її з теоретичною.

Теоретична частина

Розглянемо процеси, які відбуваються при контактуванні двох напівпровідників з різним типом електропровідності, тобто контакт діркового (**p**-типу) та електронного (**n**-типу) напівпровідників. При цьому слід мати на увазі, що такі контакти (або як їх називають **p-n** переходи) можуть бути утворені різними технологічними методами, при різній концентрації домішків у контактуючих напівпровідниках і навіть між напівпровідниками з різною шириною забороненої зони. В даному випадку ми розглянемо спрощену модель такого переходу, маючи на меті з'ясувати лише причину виникнення його випрямляючих властивостей.

Отже будемо вважати:

1. Концентрації домішків у **p** та **n** напівпровідниках однакові $N_A = N_D$ (такий перехід прийнято називати симетричним).
2. Напівпровідники знаходяться при температурі повної іонізації домішків і відповідно концентрація основних носіїв дорівнює концентрації домішків $p_p = N_A$, $n_n = N_D$.
3. Концентрація домішків при переході від одного типу напівпровідника до іншого змінюється стрибком (такий перехід прийнято називати різким, див. Рис.5-1а).

Наявність градієнтів концентрації носіїв заряду вздовж **p - n** переходу викличе дифузійні струми дірок з **p** в **n** область та електронів

з **n** в **p** область. Зустрічні потоки електронів та дірок призведуть до інтенсивних процесів рекомбінації на границі розподілу електронного та діркового напівпровідника і появи поблизу контакту нерухомого об'ємного заряду іонізованих атомів домішок (від'ємного в **p** області та додатного в **n** області). Саме цю область нерухомого об'ємного заряду і називають електронно – дірковим переходом чи то **p** - **n** переходом. Виходячи з того, що в області нерухомого об'ємного заряду концентрація основних носіїв значно менша за їх концентрацію в **p** та **n** областях **p** - **n** перехід іноді визначають як шар напівпровідника, розташований по обидва боки від контакту електронного та діркового напівпровідника, який збіднений основними носіями заряду. Розподіл нерухомого об'ємного заряду вздовж переходу приведено на Рис. 5-1б, де умовно позначена і «товщина» переходу (**d**).

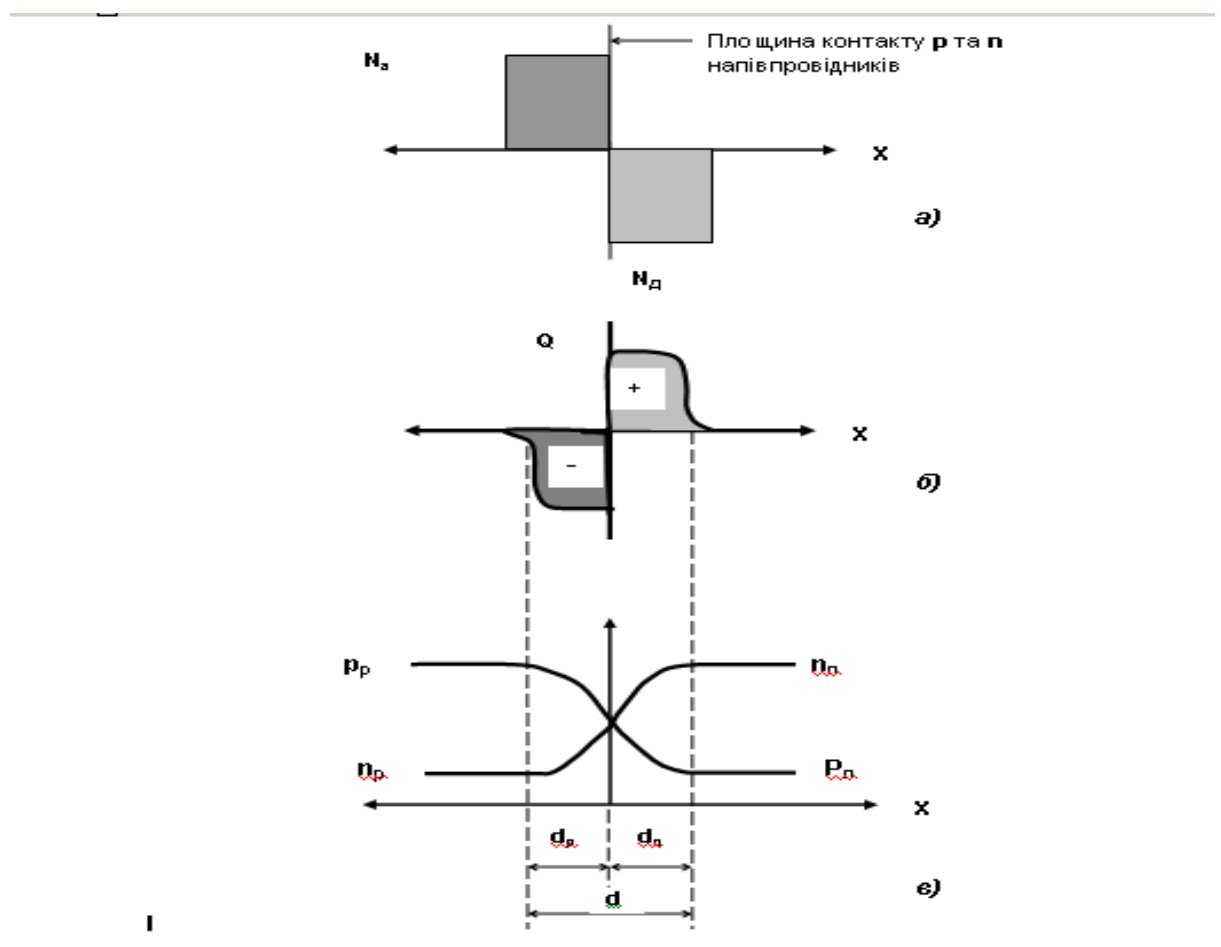


Рис.5-1

Зміна концентрації атомів домішків (а), нерухомого об'ємного заряду(б) та концентрації носіїв заряду (в) вздовж електронно – діркового переходу.

Оскільки електрони та дірки є вільними носіями заряду, їх концентрація не може змінюватись стрибком від n_n до n_p і відповідно від p_p до p_n як змінюється концентрація атомів домішки, ці зміни відбувається в деякій вузькій області (див.Рис.5-1в).

Наявність розділених нерухомих об'ємних зарядів призводить до виникнення між ними контактної різниці потенціалів U_k , яка викликає появу в області переходу потенційного бар'єру $\phi_0 = e \cdot U_k$. На Рис.5-2а наведена енергетична зонна діаграма електронно – діркового переходу в стані термодинамічної рівноваги, коли при відсутності зовнішнього електричного поля ($U_{зовн} = 0$) рівень Фермі буде мати одне й теж значення, як в p області так і в n області. Контактна різниця потенціалів U_k діє лише в межах $p - n$ переходу. Тобто поза переходом на носії зарядів як в p області так і в n області ніяке електричне поле не діє. Це означає, що носії заряду за межами переходу перебувають у стані хаотичного теплового руху і відповідно неосновні носії заряду (електрони, які знаходяться в p -області, та дірки, які знаходяться в n -області), можуть потрапити за рахунок хаотичного теплового руху в сферу дії внутрішнього електричного поля і будуть перекинуті силами цього поля через перехід. У результаті виникає дрейфовий струм неосновних носіїв заряду: електронів з області p в область n , та дірок з області n в область p . Основні носії заряду, що перебувають поза межами переходу також перебувають у стані хаотичного теплового руху і можуть потрапити до області $p - n$ переходу, але для подолання його їм треба мати достатню енергію (імовірність частинці подолати потенційний бар'єр висотою ϕ за рахунок теплової енергії визначається за Більцманом $\exp(-\frac{\phi}{kT})$). Таким чином, основні та

неосновні носії заряду долаючи **p – n** перехід утворюють відповідно дифузійну та дрейфову складові струму крізь перехід.

При відсутності зовнішнього електричного поля дифузійний та дрейфовий струм врівноважують один одного і сумарний струм через **p – n** перехід дорівнює нулю. Це дає змогу визначити величину потенціального бар'єру симетричного переходу:

$$\varphi_0 = kT \ln \left(\frac{N_A N_D}{n_i^2} \right) \quad (5.1) *$$

де n_i - концентрація носіїв заряду власного напівпровідника;

$N_A = N_D$ - концентрації відповідно акцепторного та донорного домішків.

Зовнішня електрична напруга призводить до зміщення рівнів Фермі у **p** та **n** областях (негативний потенціал підвищує рівень Фермі, позитивний знижує його), що викликає зміну висоти потенційного бар'єру $\varphi = \varphi_0 \pm eU_{\text{зовн}}$ (див. Рис. 5-2 б,в) і відповідно зміну дрейфового струму. Зовнішня електрична напруга, яка зменшує потенційний бар'єр переходу, зазвичай називається прямою (пряме включення переходу, тобто (+) на **p** області (-) на **n** області). Напруга, яка збільшує потенційний бар'єр переходу, зазвичай називається зворотною (зворотне включення переходу, тобто (-) на **p** області (+) на **n** області). Зміна висоти потенціального бар'єру суттєво впливає на дифузійний струм (збільшує його при прямому включенні переходу та зменшує при зворотному).

* Вивід цього виразу наведено у Додатковій інформації до цієї Лабораторної роботи

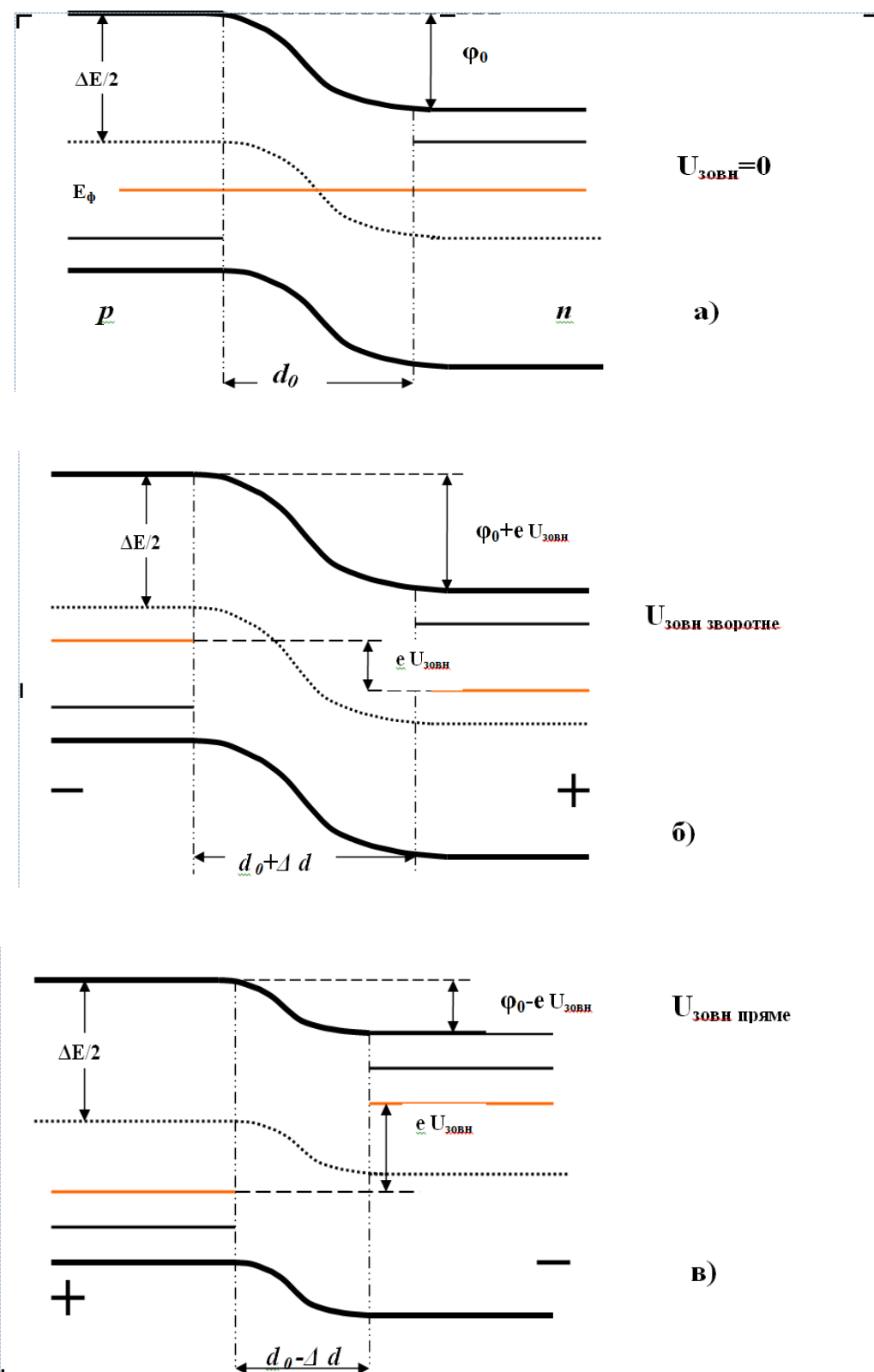


Рис.5-2
Зонні діаграми $p - n$ переходу.

Враховуючи, вплив зовнішньої напруги та висоту потенційного бар'єру і відповідно величину дифузійного струму, загальний вираз для струму через **p – n** перехід може бути представлений у вигляді: *

$$j_{p-n} = j_s \cdot \left[\exp\left(\frac{e \cdot U_{зовн}}{k \cdot T}\right) - 1 \right] \quad (5.2)$$

де $U_{зовн}$ – зовнішня напруга, яка приймається позитивною при прямому включенні переходу та від'ємною при зворотному;
 j_s – сума складових струму крізь перехід, які не залежать від зовнішньої напруги $U_{зовн}$.

Якщо проаналізувати останній вираз враховуючи, що $eU_{зовн}$ суттєво менше за kT , то стає зрозумілим, що при прямому включенні переходу струм експоненційно зростає з ростом зовнішньої напруги, а при зворотному включенні практично не змінюється, і при прямому включенні струм через перехід значно більше ніж при зворотному включенні (див. Рис. 5-3).

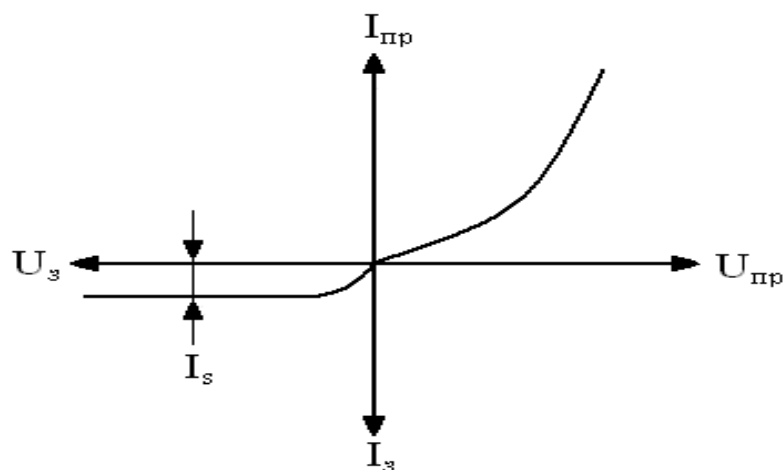


Рис.5-3
 Загальний вигляд вольт – амперної характеристики (ВАХ) **p - n** переходу.

* Вивід цього виразу наведено у Додатковій інформації до цієї роботи.

Експериментальне обладнання та методика дослідження

Залежно від конкретних типів електронно - діркових переходів, які є об'єктами лабораторного дослідження, може використовуватись різна методика та обладнання. На практиці використовуються як електричні схеми, що включають цілий ряд електронних приладів (джерела живлення, амперметри, вольтметри і т.і.) так і уніфіковані прилади, наприклад Л2-54. Це пов'язано з тим, що для дослідження характеристик електронно – діркових переходів у Лабораторній роботі в якості експериментальних зразків використовуються конкретні діодні структури. Інформація, стосовно експериментального обладнання та особливості методики дослідження необхідна для виконання Лабораторної роботи видається викладачем кожній студентській бригаді окремо. Зокрема при використанні уніфікованого приладу Л2-54 студенти повинні користуватися відповідною інструкцією («Л2-54 Испытатель маломощных транзисторов и диодов». Техническое описание и инструкция по эксплуатации), яка містить всю необхідну інформацію стосовно проведення вимірів. (При дослідженні та побудові вольт – амперних характеристик зразків рекомендується орієнтуватися на Рис.5.4; 5.5 наведені у розділі *Додаткова інформація* цієї Лабораторної роботи).

Завдання:

1. Ознайомитися з експериментальним обладнанням та методикою дослідження.
2. Ознайомитися з об'єктами дослідження.
3. Дослідити вольт – амперну характеристику при зворотному включені **p - n** переходу.

4. Дослідити вольт – амперну характеристику зразків при прямому. включені **p - n** переходу.
5. Побудувати вольт – амперні характеристики досліджених зразків.
6. Зробити висновки по роботі.

Література :

[5] с. 58 - 82.

[4] с. 158-168.

[9].

Додаткова інформація

а) Як було сказано в теоретичній частині даної лабораторної роботи контактна різниця потенціалів (**U_к**) діє лише в межах **p-n** переходу, тому на вільні носії заряду, які знаходяться за межами переходу ніяке електричне поле не діє (звісно ж при відсутності зовнішньої електричної напруги). Це означає, що ці носії перебувають виключено в стані хаотичного теплового руху.

З теорії Максвелла випливає, що кількість частинок, яка при хаотичному тепловому русі в одиницю часу стикається з довільною площиною **S** визначається виразом:

$$N_s = \frac{1}{4} \cdot N \cdot \langle V \rangle \cdot S, \quad (5.3)$$

де **N** – кількість частинок, яка приймає участь у хаотичному тепловому русі;

$\langle V \rangle$ - середня теплова швидкість частинок.

Розглянемо поведінку неосновних тв. основних носіїв заряду поза межами переходу, відповідно до одиничного об'єму напівпровідника. Кількість електронів в **p** області (тобто неосновних носіїв заряду), які за рахунок теплового хаотичного руху будуть стикатись з площиною переходу можна записати як:

$$n_{n \rightarrow p} = \frac{1}{4} \cdot n_p \cdot \langle V \rangle \cdot S \quad (5.4)$$

Відповідно до знаку контактної різниці потенціалу всі вони будуть переноситись до **n** області, тобто виникне потік неосновних носіїв заряду, електронів з **p** області в **n** область, якому буде відповідати електронна складова густини струму, що дорівнюватиме:

$$j_{ns} = \frac{1}{4} \cdot n_p \cdot \langle V \rangle \cdot e \quad (5.5)$$

Відповідним чином будуть вести себе і дірки що знаходяться в **n** області де вони є неосновними носіями заряду. Тобто виникне діркова складова густини струму:

$$j_{ps} = \frac{1}{4} \cdot p_n \cdot \langle V \rangle \cdot e \quad (5.6)$$

Густину струму зумовлену переходом неосновних носіїв заряду прийнято називати дрейфовою.

Для основних носіїв заряду, електронів, що за рахунок хаотичного теплового руху будуть стикатися з площиною S з боку n області, потенційний бар'єр φ_0 утворений контактною різницею потенціалів буде заважати їх переходу у p область. Подолати цей потенційний бар'єр зможуть лише електрони з достатньо великою тепловою енергією. Ймовірність подолання потенційного бар'єру φ_0 (згідно з Больцманом) визначається $\exp(-\varphi_0/kT)$.

Таким чином, густина електронної складової струму викликаного переходом основних носіїв заряду, - електронів з n області у p область, та аналогічно густина діркової складової струму викликаного переходом основних носіїв заряду, - дірок з p області у n область може бути представлена у вигляді:

$$\begin{aligned} j_n &= \frac{1}{4} \cdot n_n \cdot \langle V \rangle \cdot e \cdot \exp\left(-\frac{\varphi_0}{k \cdot T}\right) \\ j_p &= \frac{1}{4} \cdot p_p \cdot \langle V \rangle \cdot e \cdot \exp\left(-\frac{\varphi_0}{k \cdot T}\right) \end{aligned} \quad (5.7)$$

Густину струму зумовлену переходом основних носіїв заряду через перехід прийнято називати дифузійною.

При відсутності зовнішнього електричного поля ($U_{\text{зовн}} = 0$) ніякий струм крізь перехід не протікає і відповідно:

$$j_n = j_{ns}, \quad j_p = j_{ps} \quad (5.8)$$

Тобто з урахуванням (5.5), (5.6), та (5.7) отримаємо:

$$\begin{aligned} \frac{1}{4} \cdot n_p \cdot \langle V \rangle \cdot e &= \frac{1}{4} \cdot n_n \cdot \langle V \rangle \cdot e \cdot \exp\left(-\frac{\varphi_0}{k \cdot T}\right) \\ \frac{1}{4} \cdot p_n \cdot \langle V \rangle \cdot e &= \frac{1}{4} \cdot p_p \cdot \langle V \rangle \cdot e \cdot \exp\left(-\frac{\varphi_0}{k \cdot T}\right) \end{aligned} \quad (5.9)$$

Виходячи з останніх рівнянь можна легко визначити висоту потенційного бар'єру електронно – діркового переходу:

$$\varphi_0 = kT \ln\left(\frac{p_p}{n_n}\right) \quad (5.10)$$

або з урахуванням закону діючих мас, при температурі повної іонізації домішок

$$\varphi_0 = kT \ln\left(\frac{N_A N_D}{n_i^2}\right) \quad (5.11)$$

де n_i – концентрація носіїв заряду власного напівпровідника

Зміна величини потенціального бар'єру не вплине на струми зумовлені неосновними носіями зарядів (див. (5.5), (5.6)). Величини ж струмів обумовлених основними носіями зміняться через їх залежність від висоти потенційного бар'єру і становитимуть (з урахуванням 5.5-5.8) для зворотного включення:

Зовнішнє електричне поле, як це було показано в Теоретичній частині до цієї Лабораторної роботи, змінює висоту потенціального бар'єру переходу відповідно до

$\varphi = \varphi_0 + eU_{\text{зовн}}$ при зворотному включенні, і до $\varphi = \varphi_0 - eU_{\text{зовн}}$ при прямому.

$$\begin{aligned} j_n &= \frac{1}{4} \cdot n_n \cdot \langle V \rangle \cdot e \cdot \exp\left(-\frac{\varphi_0 + e \cdot U_{\text{зовн}}}{k \cdot T}\right) = j_{nS} \exp\left(-\frac{eU_{\text{зовн}}}{kT}\right) \\ j_p &= \frac{1}{4} \cdot p_p \cdot \langle V \rangle \cdot e \cdot \exp\left(-\frac{\varphi_0 + e \cdot U_{\text{зовн}}}{k \cdot T}\right) = j_{pS} \exp\left(-\frac{eU_{\text{зовн}}}{kT}\right) \end{aligned} \quad (5.12)$$

Тоді загальну електронну та діркову складові густини струму через електронно – дірковий перехід можна представити у вигляді:

$$\begin{aligned} j_{\text{эл}} &= j_n - j_{nS} = j_{nS} \cdot \left[\exp\left(\frac{-e \cdot U_{\text{зовн}}}{k \cdot T}\right) - 1 \right] \\ j_{\text{дip}} &= j_p - j_{pS} = j_{pS} \cdot \left[\exp\left(\frac{-e \cdot U_{\text{зовн}}}{k \cdot T}\right) - 1 \right] \end{aligned} \quad (5.13)$$

Таким чином густина струму через перехід при зворотному включенні буде складати величину

$$j_{\text{звор}} = j_{\text{эл}} + j_{\text{дip}} = j_s \cdot \left[\exp\left(\frac{-e \cdot U_{\text{зовн}}}{k \cdot T}\right) - 1 \right] \quad (5.14)$$

де до j_s зведено всі величини які не залежать $U_{\text{зовн}}$.

Якщо має місце пряме включення переходу, то це призведе до зменшення висоти потенціального бар'єру і тоді по аналогії з (5.12-5.14) отримаємо:

$$\begin{aligned} j_{\text{эл}} &= j_n - j_{nS} = j_{nS} \cdot \left[\exp\left(\frac{e \cdot U_{\text{зовн}}}{k \cdot T}\right) - 1 \right] \\ j_{\text{дip}} &= j_p - j_{pS} = j_{pS} \cdot \left[\exp\left(\frac{e \cdot U_{\text{зовн}}}{k \cdot T}\right) - 1 \right] \\ j_{\text{пряме}} &= j_{\text{эл}} + j_{\text{дip}} = j_s \cdot \left[\exp\left(\frac{e \cdot U_{\text{зовн}}}{k \cdot T}\right) - 1 \right] \end{aligned}$$

Порівнявши вирази для прямого та зворотного струму можна записати загальний вираз густини струму через електронно – дірковий перехід, вважаючи, що при прямому включенні зовнішня напруга є додатною, а при зворотному, - від'ємною:

$$j_{p-n} = \text{const}_s \cdot \left[\exp\left(\frac{e \cdot U_{\text{зобн}}}{k \cdot T}\right) - 1 \right] = j_s \cdot \left[\exp\left(\frac{e \cdot U_{\text{зобн}}}{k \cdot T}\right) - 1 \right] \quad (5.15)$$

Таким чином ми отримали вираз (5.2) наведений в Теоретичній частині цієї роботи.

Нижче наведені реальні вольт – амперні характеристики германієвого та кремнієвого електронно – діркових переходів які є основою германієвого та кремнієвого випрямляючих діодів.

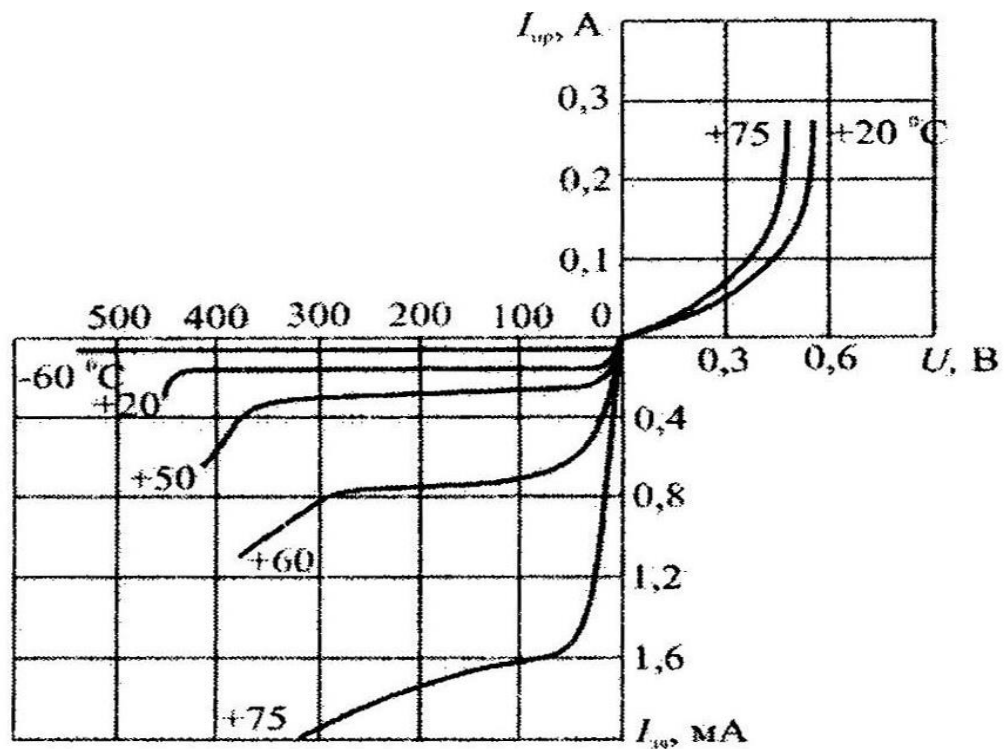


Рис.5-4
ВАХ германієвого випрямляючого діода при різних температурах навколишнього середовища

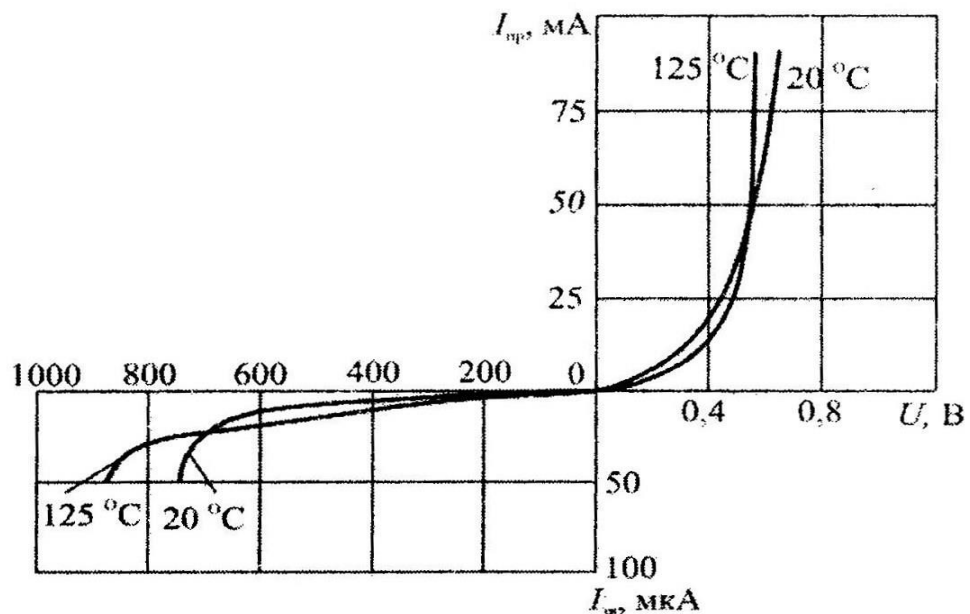


Рис.5-5
ВАХ кремнієвого випрямляючого діода при різних температурах навколишнього середовища

б) Питання для самоконтролю студентів

1. Що прийнято називати електронно – дірковим переходом?
2. Який електронно – дірковий перехід називають симетричним?
3. Який процес призводить до виникнення електронно – діркового переходу?
4. Які носії (основні, чи неосновні) переносяться контактною різницею потенціалів через перехід?
5. Чим визначається висота потенційного бар'єру $p-n$ переходу?
6. Як залежить висота бар'єру від зовнішньої електричної напруги?
7. Яка полярність зовнішньої електричної напруги повинна бути при прямому зміщенні $p-n$ переходу?
8. Який знак зовнішньої напруги повинен бути у формулі (5.2) ВАХ $p-n$ переходу при прямому включенні та при зворотному?
9. Чому дорівнює відношення прямого струму $p-n$ переходу до зворотного при однаковій величині зовнішньої напруги?
10. Які фізичні процеси обумовлюють дрейфовий та дифузійний струми крізь $p-n$ перехід?
11. Яке співвідношення між дрейфовим та дифузійним струмами крізь $p-n$ перехід при відсутності зовнішньої електричної напруги?

Лабораторна робота № 2-6

Дослідження бар'єрної ємності контакту двох напівпровідників з різним типом електропровідності.

Мета роботи: визначити ємність, яка виникає при контакті двох напівпровідників з різним типом електропровідності, дослідити залежність ємності такого контакту при зворотному включенні переходу, та порівняти її з теоретичною, визначити тип контакту (різкий, плавний) та контактну різницю потенціалів.

Теоретична частина

Процеси та явища, які виникають при контакті двох напівпровідників з різним типом електропровідності розглянуті, у Теоретичній частині до Лабораторної роботи 2-5. При цьому будемо перш за все виходити з того, що **p – n** перехід, який виникає при такому контакті являє собою область нерухомого об'ємного заряду, утвореного іонізованими домішками, акцепторами в **p** напівпровіднику (від'ємний заряд) та донорами в **n** напівпровіднику (додатній заряд). Наявність розділених зарядів різного знаку, як відомо, утворює ємність. Величина цієї ємності визначається як характером розподілу зарядів (різкий або плавний перехід), так і відстанню між ними, тобто товщиною переходу.

Товщина **p – n** переходу може бути визначена за рахунок використання рівняння Пуассона, яке дає наступні результати:

$$d_{0p} = \left(\frac{2\varepsilon\varepsilon_0\varphi_0}{e^2} \frac{N_d + N_a}{N_d N_a} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (6.1)$$

для різкого переходу, та

$$d_{0n} = \left(\frac{12\varepsilon\varepsilon_0\varphi_0}{e^2 g} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (6.2)$$

для плавного переходу,

де ϵ - відносна діелектрична проникність напівпровідника, ϵ_0 - електрична стала, ϕ_0 - висота потенційного бар'єру переходу, e – заряд електрону, N_d та N_a концентрації донорного та акцепторного домішків, а g – градієнт концентрації домішку в переході (для плавного переходу).

Оскільки при зворотному зміщенні переходу висота його потенційного бар'єру збільшується ($\phi = \phi_0 + eU_{\text{звор}}$), його ємність, відповідно до загальної формули ємності $C = \frac{\epsilon \epsilon_0 S}{d}$, повинна зменшуватись через збільшення товщини (d) переходу (таку ємність називають бар'єрною ємністю переходу). Відповідно до цього залежність бар'єрної ємності **p – n** переходу від зворотного зміщення може бути представлена у наступному вигляді (маючи на увазі, що $\phi_0 = eU_{\text{контактне}}$, а зворотна напруга є від'ємною) :

$$C = S \sqrt[3]{\frac{(\epsilon \epsilon_0)^2 e g}{12(U_k - U)}}, \quad (6.3)$$

- для плавних **p – n** переходів (виготовлених, наприклад, за дифузійною технологією),

$$C = S \sqrt{\frac{\epsilon \epsilon_0 e N_a N_D}{2(N_a + N_D)(U_k - U)}}, \quad (6.4)$$

- для різких переходів (виготовлених, наприклад, за сплавною технологією).

Аналіз виразу (6.3) показує, що залежність $C^{-3} = f(U)$ для плавного переходу являє собою пряму, яка при екстраполяції перетинає абсцису при умові $U = U_k$. Аналогічно, виходячи з (6.4) видно, що при різкому

переході $C^{-2} = f(U)$ теж являє собою пряму, яка при екстраполяції перетинає абсцису при умові $U = U_k$ (див. Рис. 6-2).

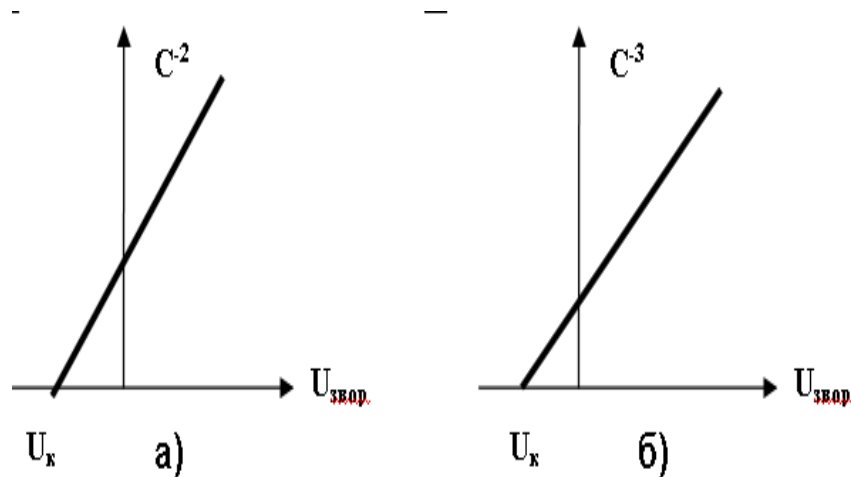


Рис.6-2

Теоретичні залежності бар'єрної ємності від зворотної напруги для різкого а) та плавного б) р-п переходів.

Слід мати на увазі, що поняття «різкий» та «плавний» перехід є модельними і тому експериментальні залежності можуть лише наближуватись до теоретичних.

Суттєва залежність бар'єрної ємності **р - п** переходів від величини зворотної напруги дозволяє використовувати їх як керовану ємність. Діоди спеціально розроблені для реалізації таких керованих ємностей називають «варикапами».

У випадку прямої зовнішньої напруги, через так звані процеси «інжекції», біля області переходу накопичуються неосновні носії заряду (дірки у **п** області та електрони у **р** області), які суттєво збільшують ємність переходу, яку у цьому випадку називають «дифузійною». На Рис.6-3 умовно зображено залежність «бар'єрної» та «дифузійної» ємності електронно – діркового переходу від прикладеної до нього

електричної напруги.

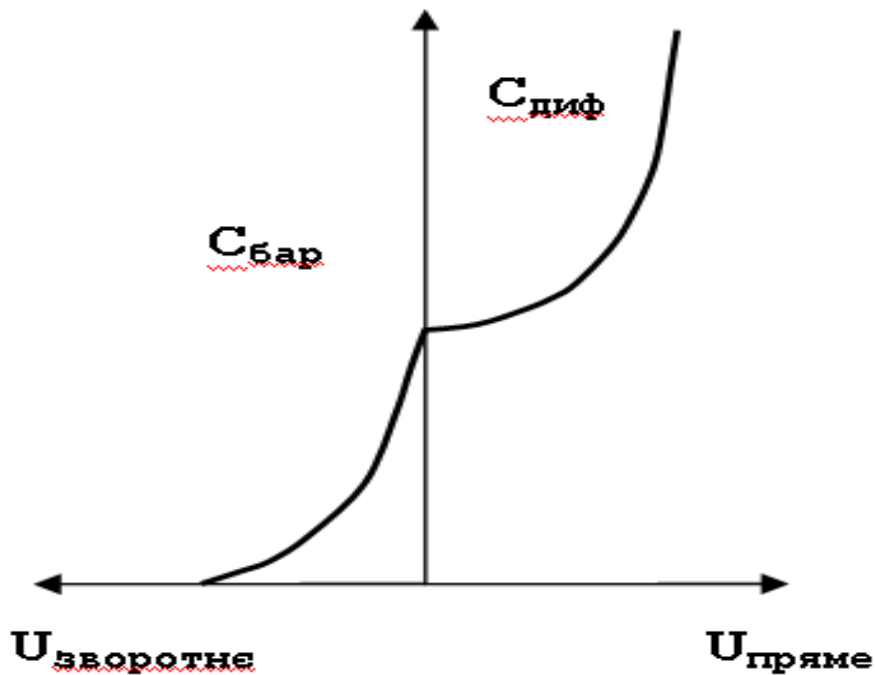


Рис.6-3

Загальний вигляд залежності ємності p - n переходу від зовнішньої напруги.

Експериментальне обладнання та методика дослідження

Дослідження може проводитись як за допомогою спеціальних схем, які складаються з окремих приладів (наприклад, Q-метра, вольтметра, джерела постійної напруги, як це приведено на Рис. 6-4), так і за допомогою уніфікованих приладів (наприклад, Л2- 28). Схема дослідження та опис приладів і апаратури видається викладачем кожній студентській бригаді окремо. Зокрема при використанні уніфікованого приладу Л2-28 студенти повинні користуватися відповідною інструкцією («Л2-28. Измеритель емкости маломощных транзисторов». Техническое описание и инструкция по эксплуатации), яка містить всю необхідну інформацію стосовно проведення необхідних вимірів.

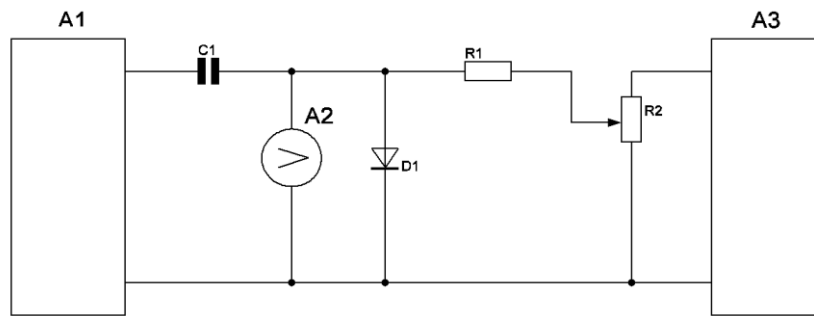


Рис. 6-4

Схема дослідження ємності р-п переходу

A1- Q-метр, A2- вольтметр, A3 – джерело живлення, C1- розділова ємність, D1- об'єкт дослідження, R1- резистор, R2- потенціометр

Завдання:

1. Ознайомитися зі схемою та апаратурою для дослідження.
2. Ознайомитися а об'єктами дослідження.
3. Дослідити залежність ємності р-п переходів від зворотної напруги.
4. Побудувати залежності $C_\delta = f(U)$ для всіх зразків.
5. Обчислили та побудувати залежності $C^{-2} = f(U)$ та $C^{-3} = f(U)$ для всіх зразків.
6. Встановити тип переходів (різкий, плавний), та контактну різницю потенціалів для кожного зразка.
7. Зробити висновки по роботі.

Література :

- [5] с. 58 - 77.
 [7] с. 267- 271.
 [9].

Додаткова інформація

а) Приклад таблиці для занесення експериментальних та розрахункових даних при використанні приладу Л2-28:

Зразок № ____

U, В									
C _б , пФ									
C _б ⁻²									
C _б ⁻³									

б) Питання для самоконтролю студентів

1. Якими зарядами утворюється ємність **p-n** переходу?
2. Як ємність **p-n** переходу залежить від його товщини?
3. Як товщина **p-n** переходу залежить від полярності зовнішньої напруги?
4. Як товщина **p-n** переходу залежить від концентрації домішків для різкого переходу?
5. Яку ємність переходу називають бар'єрною, а яку дифузійною?
6. Яким чином по залежності $C_{бар}(U_{звор})$ можна визначити тип **p-n** переходу (різкий, чи плавний)?
7. Що таке «варикап»?
8. Яка з ємностей **p-n** переходу(бар'єрна чи дифузійна) має практичне використання?
9. Яка з ємностей **p-n** переходу(бар'єрна чи дифузійна) має більше значення?
10. Лінійну чи нелінійну залежність від напруги має ємність **p-n** переходу?

Лабораторна робота № 2-7
Дослідження напівпровідникових матеріалів.
Визначення часу
життя неосновних носіїв заряду.

Мета роботи: вивчення поведінки неосновних (надлишкових) носіїв заряду, визначення часу життя неосновних носіїв заряду у напівпровідниках методом модуляції електропровідності.

Теоретичний розділ

У стані теплової рівноваги, при відсутності впливу на напівпровідник інших джерел енергії, концентрація електронів та дірок є рівноважною і швидкості генерації та рекомбінації носіїв заряду дорівнюють одна одній. Якщо за допомогою зовнішнього збудження вивести напівпровідник зі стану теплової рівноваги, концентрація носіїв заряду зростає і стає нерівноважною.

При постійній інтенсивності зовнішнього збудження, яке діє на протязі достатнього часу, нерівноважна концентрація носіїв заряду зростає з часом і досягає стаціонарної величини, яка відповідає балансу між процесами генерації та рекомбінації носіїв заряду.

При припиненні зовнішнього збудження нерівноважна концентрація носіїв заряду зменшується до рівноважної.

Таким чином, нерівноважна концентрація n, p дорівнює сумі концентрацій рівноважних n_0, p_0 та надлишкових носіїв заряду

$$n = n_0 + \Delta n, \quad p = p_0 + \Delta p \quad (7.1)$$

Після припинення дії зовнішнього збудження концентрація надлишкових носіїв заряду за рахунок процесів рекомбінації зменшується до нуля і таким чином концентрація носіїв заряду у

напівпровіднику знову стає рівноважною.

При низькому рівні збудження, коли має місце лінійний закон рекомбінації, закон зменшення надлишкової концентрації можна записати у вигляді

$$\Delta n = \Delta n(0)e^{t/\tau} \quad (7.2)$$

де $\Delta n(0)$ – стаціонарна надлишкова концентрація яка встановилася за час дії зовнішнього збудження;

τ – час життя нерівноважних носіїв заряду. (Час життя дорівнює інтервалу часу t , за який стаціонарна надлишкова концентрація зменшується в $e=2,71$ разів з моменту припинення дії зовнішнього збудження).

Нерівноважна концентрація носіїв заряду у напівпровіднику може бути отримана не лише за рахунок такого зовнішнього впливу як ,наприклад, світлове опромінення (див. Лаб. роботу 2-3), але і при інжекції* носіїв заряду крізь електронно – дірковий перехід. При цьому слід мати на увазі, що інжекція відбувається при прямому включенні переходу, коли дірки з **p** області переходять в **n** область, де вони є неосновними носіями заряду (або відповідно електрони переходять крізь перехід у **p** область). Таким чином, надлишкова концентрація неосновних носіїв зарядів, які виникають в результаті інжекції, також змінюється відповідно до (7.2). Це дає змогу за рахунок достатньо простого лабораторного дослідження визначати час життя неосновних носіїв заряду, величина якого суттєво впливає на характеристики напівпровідникових приладів.

* Трохи детальніше, стосовно процесу інжекції дивись у Додатковій інформації до цієї лабораторної роботи.

Експериментальне обладнання та методика дослідження

Одним з методів визначення часу життя неосновних носіїв заряду є метод модуляції електропровідності напівпровідника, який і використовується в даній лабораторній роботі. Суть методу полягає в тому, що інжекція неосновних носіїв заряду через перехід при його прямому включенні призводить до надлишкової концентрації носіїв заряду і відповідного зростання електропровідності лабораторного зразка, в якості якого використовується напівпровідниковий діод.

Після припинення дії «інжектуючого» імпульсу ця концентрація з плином часу буде зменшуватись, а опір зразка буде зростати. Вимірюючи характер зміни падіння напруги на зразку від часу після закінчення «інжектуючого» імпульсу можна встановити час життя неосновних носіїв заряду. Для цього після закінчення дії «інжектуючого» імпульсу на зразок подаються короткі «зондуючі» імпульси з регульованою затримкою у часі, та вимірюється падіння напруги на зразку. Різниця між максимальним падінням напруги на зразку (яке має місце при відсутності надлишкової концентрації неосновних носіїв заряду) та падінням напруги, яке має місце через певні проміжки часу після закінчення дії «інжектуючого» імпульсу може бути записана у вигляді (див. Рис.7-1а):

$$U_t = U_{\max} - U(t_3) = \text{const} \cdot e^{\left(-\frac{t}{\tau}\right)} \quad (7.3)$$

Тоді очевидно, що залежність $\ln(U_t)$ являє собою пряму лінію, тангенс кута нахилу якої дорівнює $\frac{1}{\tau}$ (рис. 7.1б).

Таким чином, за експериментальними даними визначається час життя неосновних носіїв заряду:

$$\tau = \frac{t_2 - t_1}{\ln U_{t1} - \ln U_{t2}} = 0,43 \frac{t_2 - t_1}{\lg \left(\frac{U_{t1}}{U_{t2}} \right)} \quad (7.4)$$

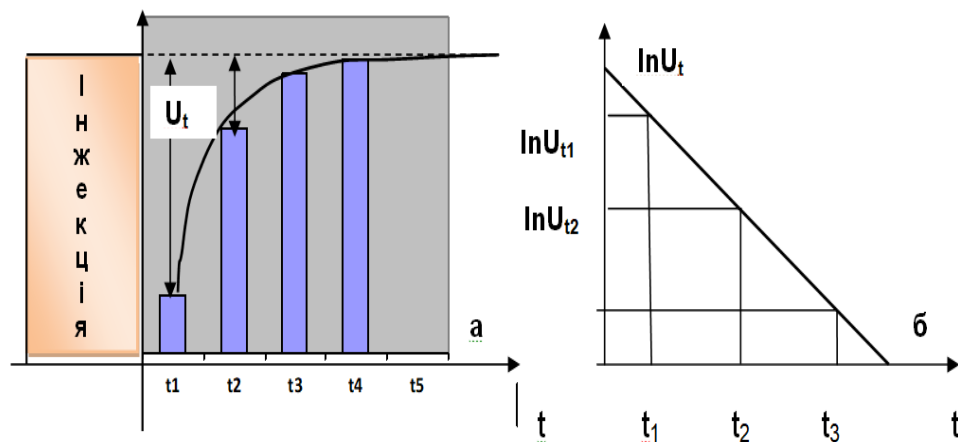


Рис. 7.1.

Експериментальні та розрахункові залежності для визначення часу життя неосновних носіїв заряду.

Спрощена схема лабораторного макету для визначення часу життя неосновних; носіїв заряду в напівпровіднику методом модуляції електропровідності показана на рис. 7.2.

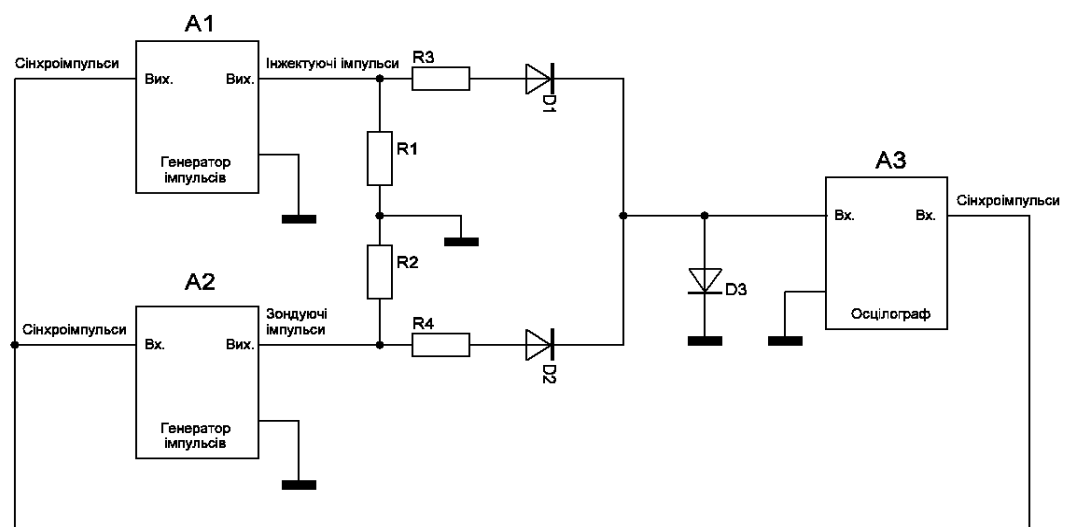


Рис. 7.2.

Схема дослідження

Генератор імпульсів інжекції (A1) формує прямокутні імпульси позитивної полярності (тривалістю ≈ 10 мкс та амплітудою ≈ 30 В), які поступають на діод D3 та інжектують в нього надлишкові неосновні носії заряду. Крім того, генератор (A1) формує імпульси синхронізації, які запускають генератор зондуючих імпульсів (A2) та розгортку осцилографа (A3). На виході генератора (A2) формуються короткочасні прямокутні імпульси позитивної полярності, (тривалістю $\approx 0,1$ мкс та амплітудою ≈ 30 В) затримка яких, відносно імпульсів інжекції може змінюватись у досить широких межах. Зондуючі імпульси теж поступають на діод D3. Резистори R_1 и R_2 є узгоджуючим навантаженням для генераторів (A1) і (A2), а діоди D1 та D2 забезпечують розв'язку генераторів та формування на діоді D3 сумарного сигналу.

Завдання:

1. Ознайомитися з експериментальним устаткуванням та методикою проведення вимірів.
2. Встановити на екрані осцилографа зображення імпульсу інжекції та зондуючого імпульсу.
3. Виміряти амплітуду зондуючого імпульсу залежно від часу затримки при двох різних значеннях величини та тривалості імпульсу інжекції (задається викладачем).
4. За отриманими експериментальними результатами провести обчислення і побудувати залежність $\ln U_t = f(t_3)$.
5. Встановити час життя неосновних носіїв.
6. Зробити висновки по роботі.

Література:

[6] с. 168-170.

[7] с. 271-274.

Додаткова інформація

а) При прикладенні прямої напруги до електронно – діркового переходу в наслідок зниження висоти потенційного бар'єру потік електронів з **n** області до **p** області збільшиться, так само як і потік дірок з **p** області до **n** області (див. лабораторну роботу 2-5.- пряме включення електронно – діркового переходу). Це призведе до того, що поблизу переходу концентрація неосновних носіїв заряду (електронів в **p** області та дірок в **n** області) стане більшою за рівноважну. Збільшення концентрації неосновних носіїв заряду при прямому включенні переходу називається «інжекція» (на відміну від зменшення цієї концентрації, що має місце при зворотному включенні і називається «екстракція»).

В разі симетричного переходу ($N_d = N_A$) надлишкові концентрації неосновних носіїв заряду будуть однакові ($\Delta n = \Delta p$). В більшості практичних випадків **p – n** переходи є суттєво несиметричними, тобто, або $N_d \gg N_A$, або навпаки. Розрахунки показують, що в цьому випадку $\Delta n / \Delta p = N_d / N_A$. Це означає, що інжекція буде мати практично односторонню направленість з низькоомного (високолегованого) напівпровідника у високоомний (слабо легований). Низькоомний (високолегований) шар називають «емітером», а високоомний (слабо легований),- «база»).

Для ефективної роботи більшості напівпровідникових приладів необхідно, щоб струм крізь **p – n** перехід при прямому включенні визначався в основному носіями одного типу (або дірками, або електронами). Це і досягається використанням суто не симетричних переходів. Так, наприклад, у звичайному **p – n – p** транзисторі концентрація акцепторного домішку (N_A) в емітерній **p** області на два, три порядки перевищує концентрацію донорного домішку (N_d) в **n** базі. Саме тому практично весь прямий струм через емітерний перехід (перехід емітер – база) являє собою струм дірок, що інжектуються з емітера у базу транзистора.

б) Питання для самоконтролю студентів.

- 1. Що таке рівноважні та нерівноважні носії заряду?*
- 2. Що таке основні та неосновні носії заряду?*
- 3. Що таке інжекція неосновних носіїв заряду та при якому включенні $p - n$ переходу вона відбувається?*
- 4. Що таке одностороння інжекція і коли вона відбувається?*
- 5. Якими процесами зумовлене зменшення концентрації неосновних носіїв заряду при припиненні процесу інжекції?*
- 6. Що таке час життя неосновних носіїв заряду і чим він визначається?*
- 7. В чому полягає суть метода модуляції електропровідності при визначенні часу життя неосновних носіїв заряду?*
- 8. Що таке стан теплової рівноваги?*
- 9. Дайте визначення симетричного та не симетричного $p-n$ переходу.*
- 10. Дайте визначення процесам генерації та рекомбінації носіїв заряду у напівпровідниках.*

Лабораторна робота № 2-8

Вивчення ефекту поля у напівпровідниках.

Мета роботи: дослідження впливу електричного поля на електропровідність поверхневого шару напівпровідника.

Теоретична частина

Згідно з визначенням, ефект поля в напівпровідниках - це зміна електропровідності поверхневого шару напівпровідника під впливом електричного поля (ГОСТ 22622-77).

Слід відзначити, що поверхня напівпровідника являє собою досить складну та специфічну область напівпровідника, що зумовлено як наявністю самої вільної поверхні (обрив ковалентних зв'язків), так і наявністю на цій поверхні різноманітних атомів та іонів абсорбованих з навколишнього середовища (що призводить до виникнення у забороненій зоні поверхневого шару напівпровідника локальних енергетичних рівнів, так званих рівнів Тамма). Стан поверхні напівпровідника суттєво впливає на технічні характеристики напівпровідникових приладів. Оскільки питання фізики поверхні напівпровідників лежить поза меж цього курсу, розглянемо ефект поля. так би мовити, у чистому вигляді, нехтуючи викладеними вище обставинами. А саме, розглянемо ситуацію, коли на поверхні наприклад електронного напівпровідника (n-типу), з якоїсь причини виникає електричний заряд того чи іншого знаку (Рис.8-1).

Виникнення на поверхні напівпровідника негативного електричного заряду призводить до вигину енергетичних рівнів у при поверхневому шарі напівпровідника таким чином, що електрони провідності будуть покидати цей шар і зміщуватись вглиб напівпровідника (Рис.8-1а). При цьому, рівень Фермі (E_F) як у поверхневому шарі, так і в об'ємі напівпровідника залишиться незмінним (властивість єдиної термодинамічної системи в стані

рівноваги).

Вигин енергетичних зон буде тим більше, чим більше величина заряду на поверхні напівпровідника. При цьому можливе виникнення ситуації, коли рівень Фермі у поверхневому шарі опиниться нижче середини забороненої зони (Рис.8-1б), що, як відомо, притаманне діркового напівпровіднику. Це буде означати, що основними носіями заряду у при поверхневому шарі стануть дірки провідності, тобто поверхневий шар напівпровідника змінить тип своєї електропровідності з електронного на дірковий.

Вочевидь, що позитивний електричний заряд на поверхні напівпровідника змінить вигин енергетичних зон на протилежний і електрони провідності будуть зміщуватись до поверхні напівпровідника збільшуючи свою концентрацію у поверхневому шарі (Рис.8-1 в).

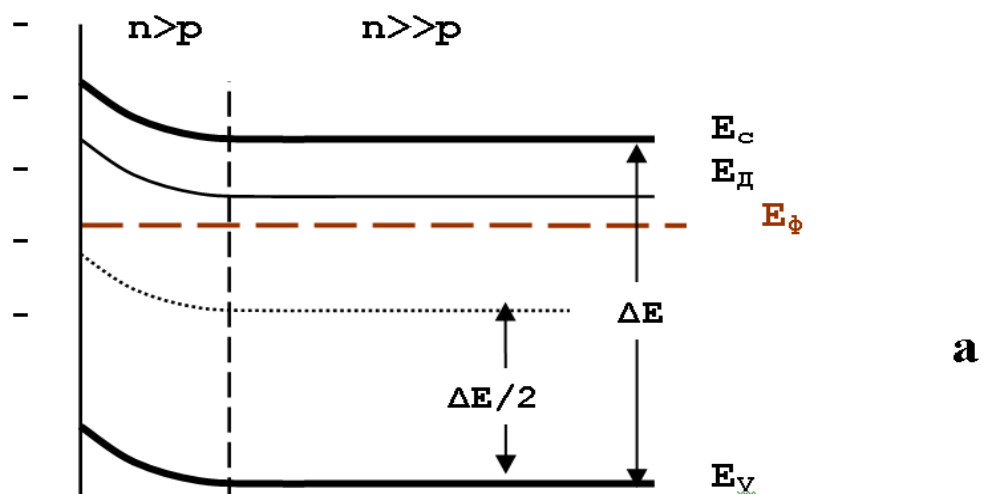
Таким чином, ситуації, які виникають у при поверхневому шарі напівпровідника, можна звести до наступних варіантів:

1. «Режим збіднення». Якщо знак заряду на поверхні напівпровідника збігається з знаком заряду основних носіїв, то їх концентрація у поверхневому шарі зменшується (Рис. 8-1 а).

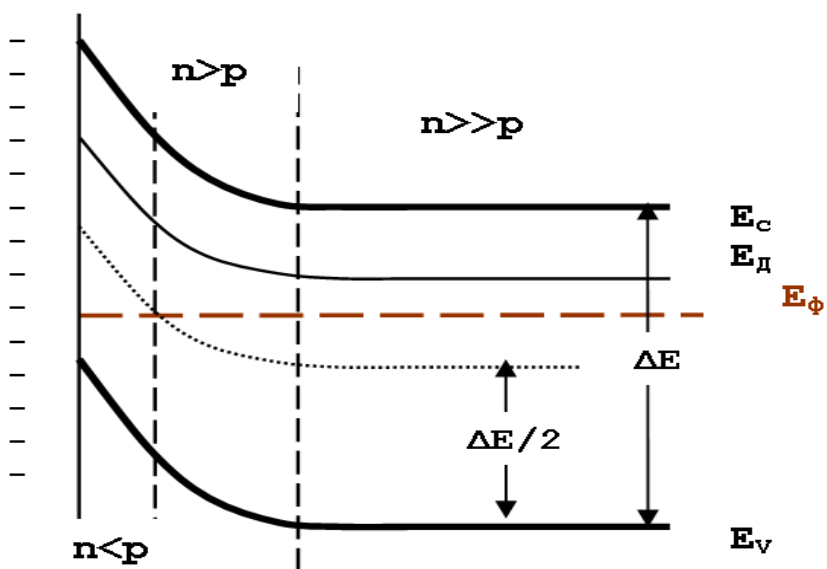
2. «Режим інверсії». Якщо знак заряду на поверхні напівпровідника збігається з знаком заряду основних носіїв і його щільність достатньо значна, то тип електропровідності поверхневого шару змінюється на протилежний (Рис.8-1б).

3. «Режим збагачення». Якщо знак заряду на поверхні напівпровідника протилежний знаку заряду основних носіїв, то їх концентрація у поверхневому шарі зростає (Рис. 8-1в).

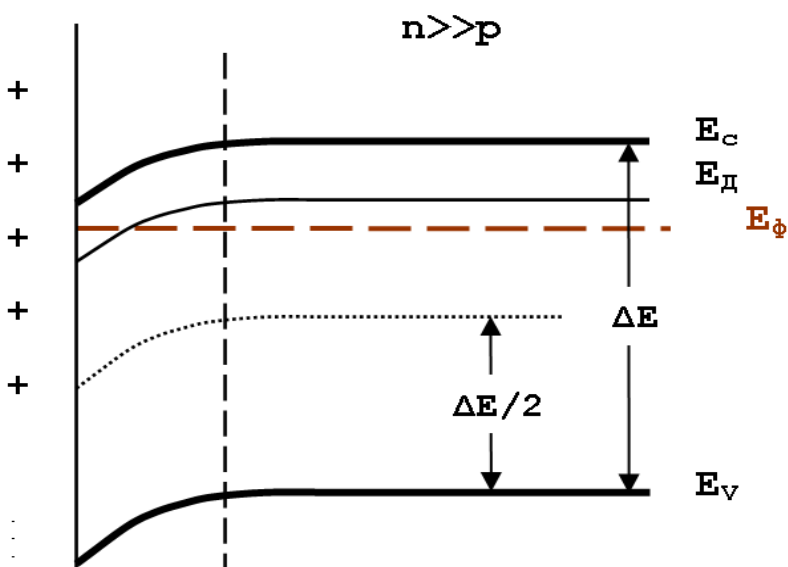
Відповідно на Рис. 8-2 наведені зонні діаграми, які ілюструють виникнення режимів «збіднення», «інверсії» та «збагачення» для діркового напівпровідників.



а



б



в

Рис.8-1

Режими «збіднення» (а), «інверсії» (б) та «збагачення» (в) в електронному напівпровіднику

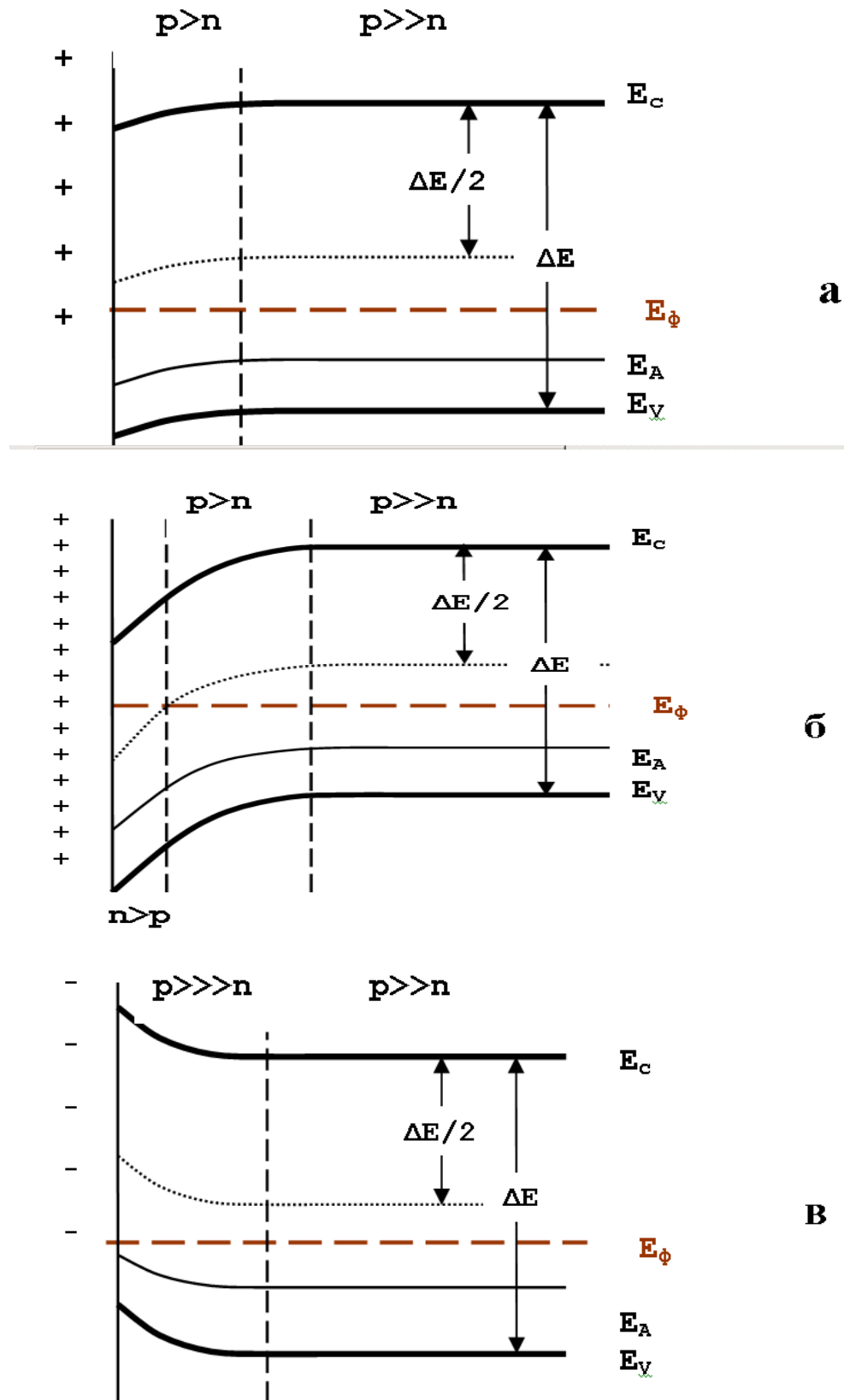


Рис.8-2

Режими «збіднення» (а), «інверсії» (б) та «збагачення»(в) у дірковому напівпровіднику

Експериментальне обладнання та методика дослідження

На практиці ефект поля реалізується, як правило, у так званих МДН – структурах (структура метал - діелектрик – напівпровідник), де заряд на поверхні напівпровідника виникає за рахунок поляризації діелектричного шару під дією зовнішнього електричного поля. На використанні ефекту поля заснований принцип дії так званих польових транзисторів зі структурою метал-діелектрик-напівпровідник (МДН), які є основою елементної бази оперативної пам'яті сучасних комп'ютерів. Вони знаходять також широке застосування в потужних ключових схемах. МДН транзистори реалізуються як на базі електронних так і на базі діркових напівпровідників, при цьому конструктивно виконуються як з вбудованим, так і з індукованим каналом.

Структура МДН – транзистора з індукованим каналом, а саме така конструкція використовується в якості лабораторного зразка, умовно зображена на Рис.8-3.

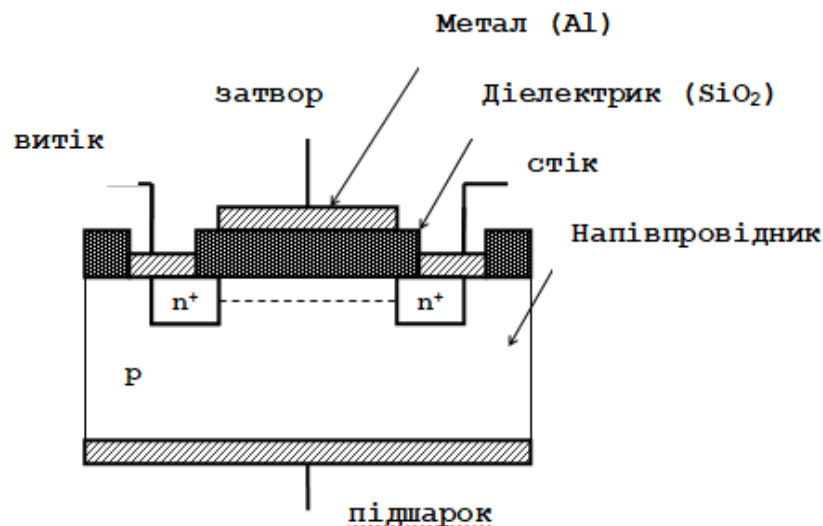


Рис.8-3.
Структура МДН – транзистора з індукованим каналом

До інверсії опір між витком і стоком визначається опором зворотно зміщеного переходу. Це пояснюється тим, що до інверсії має місце структура $n^+ - p - n^+$ (n^+ - означає збільшену концентрацію основних носіїв, - електронів, тобто високу концентрацію донорного домішки) і при відсутності напруги на затворі при будь - якій полярності напруги між витком та стоком один з $p - n$ переходів буде зміщений у зворотному напрямку. Після інверсії утворюється канал n -провідності і структура стає $n^+ - n - n^+$. При цьому опір між витком та стоком різко зменшується. Змінюючи напругу на затворі, можна змінювати ширину каналу, тобто управляти струмом стоку. Якщо взяти напівпровідник n -типу, то можна побудувати МДН - транзистор з індукованим p -каналом, який управляється від'ємною напругою на затворі. Графічні зображення польових МДН-транзисторів з індукованим n -каналом та p - каналом на рис.8-4.

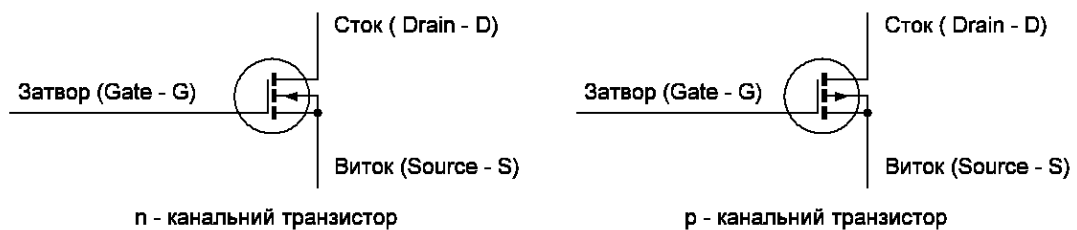


Рис.8-4

*Графічні зображення польових МДН-транзисторів
з індукованим каналом*

Таким чином, ефект поля можна виявити, вимірюючи опір «виток – стік», або струм, що протікає між ними при різних значеннях напруги на затворі. Крім того, якщо при відсутності інверсії ємність між електродами затвору та підшарку визначається практично достатньо значною ємністю підзатворного діелектрика, то при виникненні

збідненого шару до неї послідовно під'єднується його ємність, яка зменшується з ростом електричної напруги і досягає свого мінімального значення при виникненні інверсії. Отже, дослідження залежності ємності «затвор – підшарок» від напруги на затворі дає змогу визначити напругу електричного поля, при якій в даній структурі за рахунок ефекту поля виникне інверсійний шар (Див додаткову інформацію до лабораторної роботи Рис.8-6).

Залежно від конкретних лабораторних зразків, можуть використовуватись різні методики та обладнання. Спрощені схеми вимірювань наведені на Рис. 8-5.

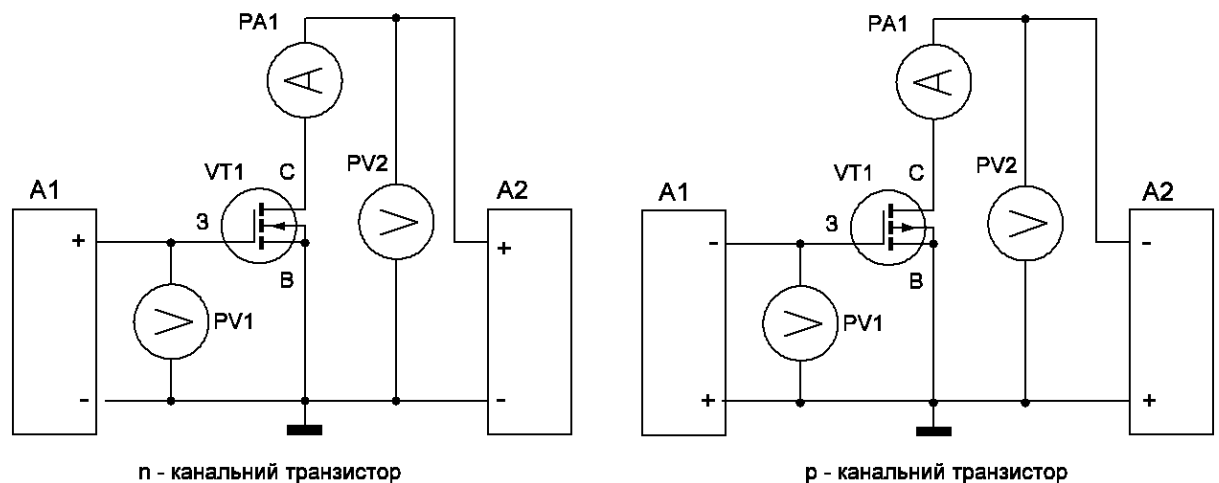


Рис.8-5

Схеми вимірювань для МДН-транзисторів з індукованим каналом:

A1, A2 – джерела живлення постійного струму; PA1 – амперметр; PV1, PV2 – вольтметри

Крім того можуть використовуватись уніфіковані вимірювальні прилади за допомогою яких проводиться весь комплекс досліджень (наприклад, Л2-34 «Измеритель емкостей полевых транзисторов»). Інформація, що необхідна для проведення дослідження, видається викладачем кожній студентській бригаді окремо.

Завдання

1. Ознайомитися з установкою для проведення дослідження.
2. Ознайомитися зі зразками для лабораторного дослідження.
3. Заміряти електричний опір «витік - стік» в залежності від напруги на «затворі», побудувати залежність, визначити напругу виникнення інверсії та тип провідності каналу.
4. Заміряти струм «витік - стік» в залежності від напруги на «затворі», побудувати залежність, визначити напругу виникнення інверсії та тип провідності каналу.
5. Заміряти величину ємності «затвор – підшарок» в залежності від напруги на «затворі», побудувати залежність, визначити напругу виникнення інверсії та тип провідності каналу.
6. Зробити висновки по роботі.

Література :

[5] с. 54-58;

[7] с. 319-329

Додаткова інформація

а) Ємність МДН структури

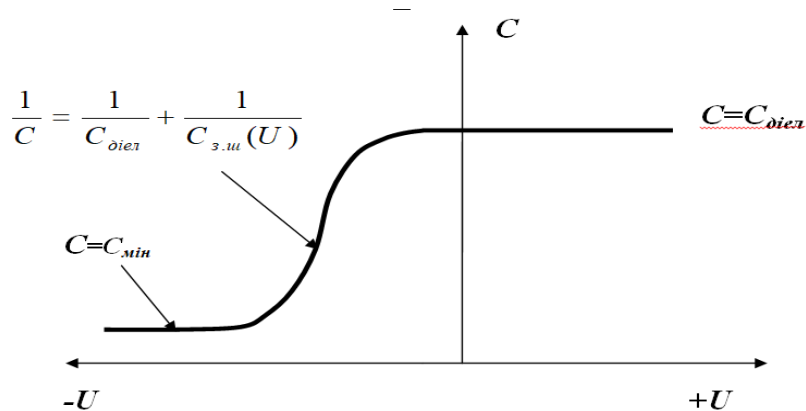


Рис.8-6

Залежність ємності МДН структури на основі електронного напівпровідника від напруги на затворі

б) Питання для самоконтролю студентів

- 1. Що таке режим інверсії у поверхневому шарі напівпровідника?*
- 2. За рахунок чого виникає заряд на поверхні напівпровідника в МДН структурі?*
- 3. Який знак напруги на затворі викликає зменшення концентрації основних носіїв заряду у поверхневому шарі діркового напівпровідника ? Намалюйте відповідну зонну діаграму.*
- 4. Який знак напруги на затворі викликає інверсію у поверхневому шарі електронного напівпровідника ? Намалюйте відповідну зонну діаграму.*
- 5. Який знак заряду на поверхні діркового напівпровідника призводить до режиму «збагачення» ? Намалюйте відповідну зонну діаграму.*
- 6. Коли опір «виток – стік» різко зменшується?*
- 7. Чим зумовлена залежність ємності «затвор – підшарок» МДН структури?*
- 8. Дайте опис конструкції МДН – транзистора з індукованим каналом.*
- 9. Який принцип дії польових МДН-транзисторів з індукованим каналом?*
- 10. Які полярності напруг живлення польових МДН-транзисторів з різними типами індукованих каналів?*

Лабораторна робота № 2-9

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:

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mu \mathbf{H} \quad (9.1)$$

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

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

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

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. 9-1 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.

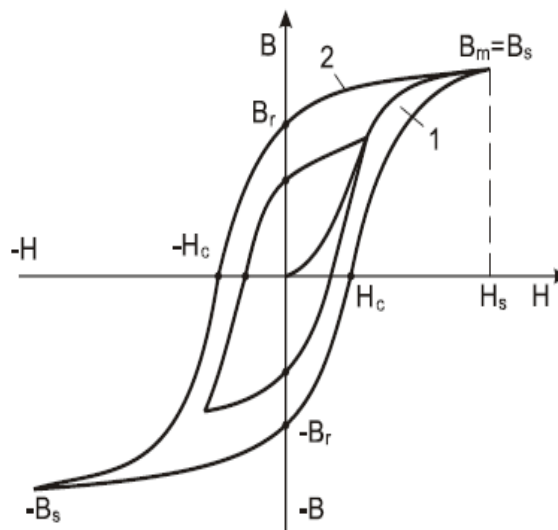


Рис.9-1

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.9-2).

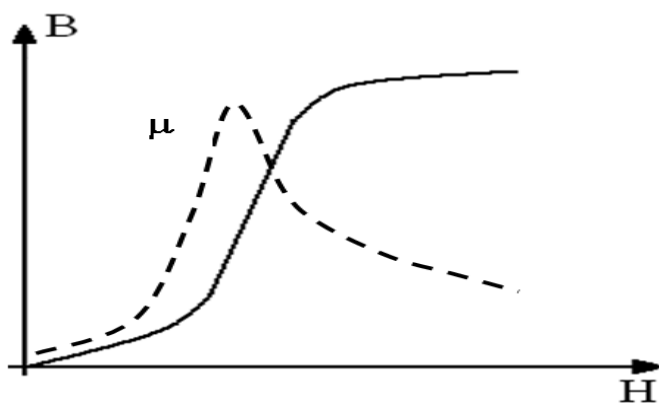


Рис. 9-2

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

При цьому слід розрізняти:

– початкову магнітну проникність $\mu_H = \frac{B_{0,1}}{\mu_0 H_{0,1}}$ (9.2)

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

– максимальну магнітну проникність $\mu_{\max} = \frac{B_m}{\mu_0 H_m}$ (9.3)

– диференційну магнітну проникність $\mu_g = \frac{1}{\mu_0} \frac{dB}{dH}$ (9.4)

(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. 9-3. Температурна залежність відносної магнітної проникності зазвичай характеризується температурним коефіцієнтом

$$TK\mu = \frac{1}{\mu} \frac{d\mu}{dT} \quad (9.5)$$

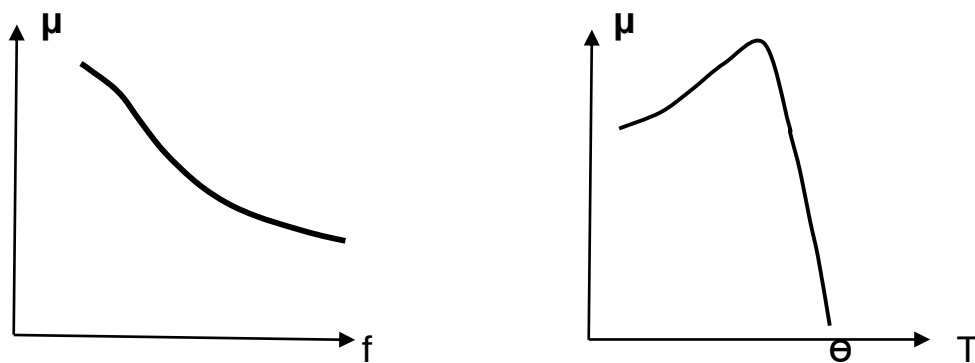


Рис. 9-3.

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)

$$P = \eta f (B_{\max})^n, \quad (9.6)$$

величина питомих втрат на вихоровий струм

$$P = \zeta f^2 (B_{\max})^2, \quad (9.7)$$

де: η – константа матеріалу;

$B_{\max}$ – максимальна індукція;

$n=1,6...2$;

f – частота поля;

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

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 9-4.

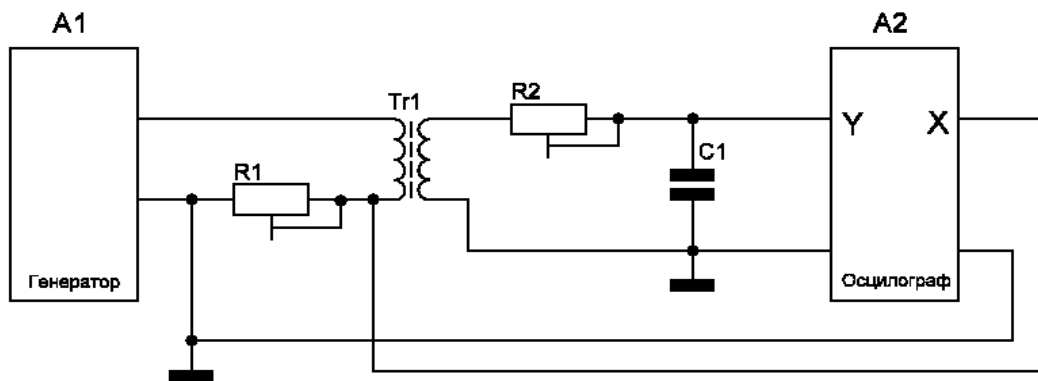


Рис. 9-4.

Схема дослідження петлі гістерезису.

*A1 – генератор звукових коливань; A2 – осцилограф;
Tr1 – зразок магнітного матеріалу, виконаний у вигляді кільця
з двома обмотками W_1 та W_2 . (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:

$$B = \frac{U_y}{2\pi f W_2 S} \quad [\text{Тл}]; \quad (9.8)$$

$$H = \frac{W_1 U_x}{\pi d_c R_1} \quad [\text{А/м}]; \quad (9.9)$$

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, Р5066) або автоматичного вимірювального мосту (наприклад, Р5016, Р589) вимірюється індуктивність зразків. За виміряним на різних частотах (або відповідно при різних температурах) значенням індукції зразків, та їх параметрами (геометричні розміри, число витків), виходячи з виразу для індуктивності зразка з кільцевим осердям (9.10), розраховується відносна магнітна проникність μ .

$$L = 10^{-3} \mu h W^2 \ln (d_z / d_v) \quad (9.10)$$

де L – індуктивність зразка [мкГн];

h - висота кільцевого осердя [см];

W - число витків;

d_z та d_v – 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 9.10). Визначити, які з цих зразків відносяться до магнітних матеріалів.
4. Для магнітних матеріалів дослідити за допомогою вимірювальних мостів (та проведених розрахунків, формула 9.10) 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 9.10) 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 (9.8), (9.9). Визначити величину максимальної магнітної індукції та коерцитивну силу. Побудувати основну криву намагнічування.
7. Зробити висновки по роботі.

Література :

- [1] с. 304-316; 325-344;
- [3] с.14- 54. ;
- [8] с.118 - 167;
- ДСТУ 2725-94.

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	$\Theta_{\text{Кюри}}$ °C	$f_{\text{кр}}$ МГц $tg = 0,1$
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

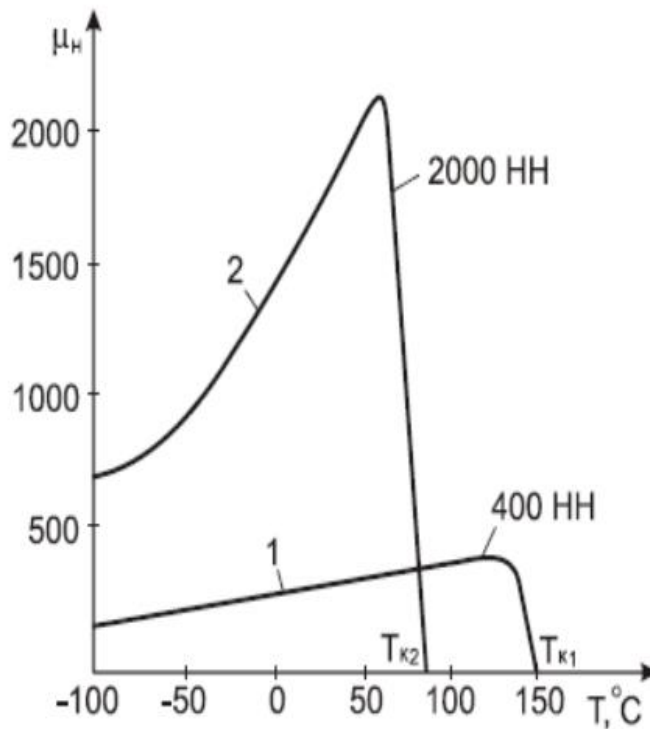


Рис. 9-5.

Температурна залежність початкової відносної магнітної проникості 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. – СПб.: «Лань», 2003.
 2. Материалы микроэлектронной техники. Под ред. В.М. Андреева.-М.; Радио и связь, 1989.
 3. Справочник по электротехническим материалам. Под ред. Ю.В. Корицкого, В.В. Пасынкова, Б.М. Тареева Т.3.,- Л.: Энергоатомиздат, 1988.
 4. Поплавко Ю.М., Ильченко В.І., Воронов С.О., Якименко Ю.І. Фізичне матеріалознавство. Частина 4. Напівпровідники. – К.: НТУУ «КПІ», 2011.
 5. Митрофанов О.В.,Симонов Б.М., Коледов Л.А. Физические основы функционирования изделий микроэлектроники.- М.: Высш. школа, 1987.
 6. Дубок В.А., Котенко О.С., Хімія і фізика напівпровідників. К.,: Вища школа, 1973.
 7. Епифанов Г.И. Физические основы микроэлектроники.- М.: Сов. радио, 1971.
 8. Преображенский А.А., Бишард Е.Г. Магнитные материалы и элементы.- М., Высш. Школа, 1986.
 - 9.Текст лекцій з дисципліни “Матеріалознавство радіоелектронної апаратури”. Розділ «Напівпровідники». Пр.№05/2017 від 29.05. 2017, ФЕЛ.
- ДСТУ 2725-94. Матеріали магнітні. Терміни та визначення.
- ДСТУ 2845-94. Електротехніка. Основні поняття. Терміни та визначення.
- ГОСТ 22622-77. Материалы полупроводниковые. Термины и Определения основных электрофизических параметров.