

**ВОЛИНСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ
ІМЕНІ ЛЕСІ УКРАЇНКИ**

ФІЗИКА НАПІВПРОВІДНИКІВ

**Методичні вказівки
до виконання лабораторних робіт**

Луцьк 2024

ББК 22.37
УДК 539.2
К-33

Рекомендовано до друку науково-методичною радою Волинського національного університету імені Лесі Українки

Рецензенти:

Сахнюк В.Є. – к. ф.-м. н., доцент кафедри теоретичної та комп'ютерної фізики імені А.В. Свідзинського ВНУ імені Лесі Українки

Пастернак Я.М. – д. ф.-м. н., професор кафедри комп'ютерних наук та кібербезпеки ВНУ імені Лесі Українки

Мирончук Г.Л., Галян В.В., Третяк А.П.

К-33 Фізика напівпровідників : методичні рекомендації до виконання лабораторних робіт / Галина Леонідівна Мирончук, Володимир Володимирович Галян, Аліна Петрівна Третяк. – Луцьк : ПП Іванюк В.П., 2024. – 56 с.

Методичні рекомендації складено відповідно до діючого силабуси освітнього компонента «Фізика напівпровідників». Рекомендовано здобувачам освіти при виконанні лабораторних робіт, а також магістерському проектуванні.

ББК 22.37
УДК 539.2
© Мирончук Г.Л., Галян В.В., Третяк А.П.
2024
© Волинський національний
університет імені Лесі Українки, 2024

ЗМІСТ

Інструкція з охорони праці при виконанні лабораторних робіт	4
Методика проведення лабораторних робіт	5
Лабораторна робота №1	8
Дослідження залежності електропровідності напівпровідників від температури та визначення енергії активації	
Лабораторна робота №2	13
Методи вимірювання питомого опору напівпровідників	
Лабораторна робота №3.	21
Вивчення оптичного поглинання у напівпровідниках	
Лабораторна робота №4.	33
Дослідження фотопровідності напівпровідникових матеріалів	
Лабораторна робота №5.	39
Визначення релаксаційного часу життя носіїв заряду методом спаду фотопровідності	
Лабораторна робота №6.	45
ІЧ-спектроскопія неорганічних напівпровідників	
Лабораторна робота №7.	52
Визначення концентрації носіїв струму в напівпровідниках	

ІНСТРУКЦІЯ З ОХОРОНИ ПРАЦІ ПРИ ВИКОНАННІ ЛАБОРАТОРНИХ РОБІТ

1. Загальні положення

1.1 До роботи в лабораторії допускаються:

- співробітники кафедри, які знають свої функціональні обов'язки та мають допуск до самостійної роботи;
- студенти, що вивчили та засвоїли правила поведіння в лабораторії, знають методику проведення лабораторних робіт, пройшли відповідний інструктаж.

1.2 Інструктаж для студентів проводить співробітник кафедри. Кожен студент у журналі «Інструктаж студентів з питань охорони праці» зобов'язаний особистим підписом підтвердити знання інструктажу.

1.3 Допуск студентів до роботи здійснює керівник занять після того, як він з'ясував рівень знань студентів методики проведення лабораторних робіт.

2. Вимоги безпеки перед початком роботи

2.1 Для виконання робіт використовують тільки придатні для роботи прилади та інструменти.

2.2 Перед виконанням роботи керівник повинен особисто перевірити справність приладів і дати дозвіл на виконання роботи.

2.3 Особи, що не беруть участі у виконанні лабораторної роботи, в лабораторію не допускаються.

3. Вимоги безпеки під час виконання робіт

3.1 Забороняється вмикати або вимикати джерела електричної та світлової енергії без дозволу керівника робіт.

3.2 Забороняється крутити будь-які гвинти, рукоятки, натискувати кнопки, вимикачі, призначення яких для студента невідоме.

3.3 Про усі не недоліки в роботі приладів та обладнання студент повинен негайно повідомити викладача.

4. Вимоги безпеки після закінчення роботи

4.1 Перед закінчення роботи послідовно вимкнути всі споживачі електроенергії.

4.2 Візуально перевірити справність стенду, установки. Слід пам'ятати, що за зламани прилади студент несе відповідальність.

5. Вимоги безпеки в аварійних ситуаціях

5.1 Виконавець робіт зобов'язаний:

- зупинити роботу;
- вимкнути прилади та обладнання з електричної мережі;
- сповістити керівника робіт про те, що сталося в лабораторії;

5.2 На випадок пожежі приступити до гасіння пожежі наявними засобами пожежогасіння. Діяти згідно розпорядженням свого керівника або особи, що керує гасінням пожежі.

5.3 Керівник робіт сповіщає по тел. 9-101.

МЕТОДИКА ПРОВЕДЕННЯ ЛАБОРАТОРНИХ РОБІТ

Виконання лабораторної роботи складається з трьох етапів: самостійної підготовки до виконання, саме виконання роботи та захисту.

Підготовка до виконання роботи (виконується студентом самостійно до початку лабораторного заняття) і включає такі елементи:

- самостійне опрацювання теоретичної частини лабораторної роботи;
- опрацювання порядку виконання роботи та методики обробки результатів;

- підготовка таблиць для занесення результатів вимірювань;

Виконання роботи включає такі елементи:

- отримання допуску (студент має знати відповіді на контрольні питання, мету роботи, описати обладнання, порядок виконання роботи та обробки результатів вимірювань);

- виконання відповідних вимірювань на лабораторній установці;

- надання результатів вимірювань викладачу для перевірки;

- обробка результатів вимірювань (розрахунок відповідних фізичних величин за експериментальними результатами, побудова графіків, розрахунок похибок тощо);

- оформлення звіту.

Захист роботи включає такі елементи:

- студент повинен знати сутність методу вимірювань, що використовується у роботі;

- студент повинен знати фізичні закони, на яких ґрунтується метод вимірювання, використаний у роботі;

- студент повинен знати основні функціональні елементи та принцип дії лабораторної установки, що використовувалась у відповідній лабораторній роботі;

- студент повинен вміти безпосередньо вимірювати фізичні величини з використанням лабораторної установки, розраховувати значення фізичних величин за допомогою законів, що описують досліджуване фізичне явище, будувати графіки залежностей фізичних величин, аналізувати отримані залежності, проводити статистичну обробку результатів.

Лабораторна робота

Дослідження залежності електропровідності напівпровідників від температури та визначення енергії активації

Мета роботи: вивчити природу впливу температури на електропровідність напівпровідників

Теоретичні відомості

В загальному випадку електропровідність напівпровідників визначається:

$$\sigma = en\mu_n + ep\mu_p, \quad (1)$$

де n – концентрація електронів провідності; p – концентрація дірок провідності; μ_n і μ_p – рухливості електронів і дірок відповідно; e – заряд електрона за модулем.

Власний напівпровідник

Це напівпровідник з ідеальною кристалічною ґраткою, яка не містить ні домішок, ні ніяких дефектів. Енергетична діаграма такого напівпровідника приведена на рис. 1. При температурі $T \neq 0$ носії заряду: електрони в зоні провідності (ЗП) і дірки у валентній зоні (ВЗ) появляются внаслідок «переходу» електронів із ВЗ в ЗП (процеси 1 на рис. 1 – процеси генерації).

Одночасно мають місце і зворотні процеси – процеси рекомбінації електронів провідності і дірок (процеси 2 на рис. 1). При сталій температурі між процесами 1 і 2 встановлюється рівновага.

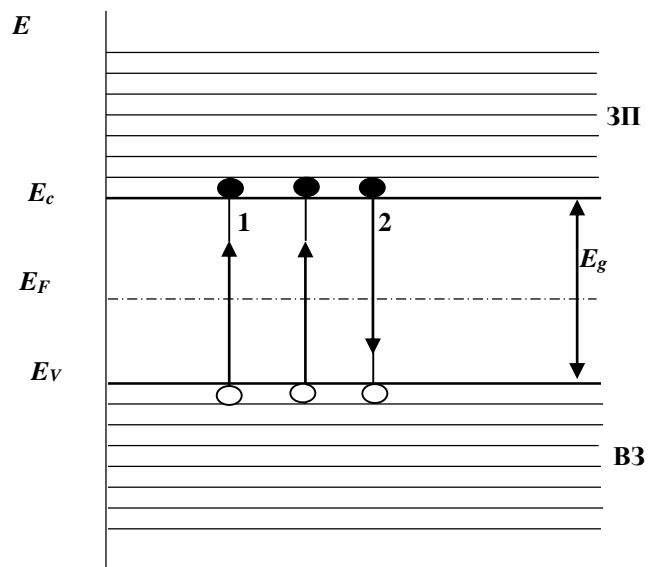


Рис. 1. Енергетична діаграма власного напівпровідника. Світлі кружечки – дірки, темні – електрони; ЗП – зона провідності; E_c – енергія дна зони провідності; ВЗ – валентна зона; E_v – енергія стелі валентної зони; E_F – енергія рівня Фермі; $E_g = E_c - E_v$ – ширина забороненої зони

Таким чином з'являється рівноважна концентрація електронів провідності n_i і дірок провідності p_i , які однакові між собою.

Тому формула (1) для власного напівпровідника може бути записана так:

$$\sigma = en_i(\mu_n + \mu_p), \quad (2)$$

де

$$n_i = \sqrt{N_C N_V} \exp\left\{-\frac{E_g}{2kT}\right\}. \quad (3)$$

У формулі (3) E_g – ширина забороненої зони напівпровідника, k – стала Больцмана, N_C , N_V – ефективні густини станів біля дна ЗП і біля стелі ВЗ, відповідно. Вони визначаються формулами:

$$N_C = \frac{2}{h^3} (2\pi m_n^* kT)^{3/2}, \quad (4)$$

$$N_V = \frac{2}{h^3} (2\pi m_p^* kT)^{3/2}, \quad (5)$$

де h – стала Планка, k – стала Больцмана, m_n^* і m_p^* – ефективні маси електронів в ЗП і дірок у ВЗ, відповідно.

Рухливості μ_n і μ_p різні за величиною внаслідок різниці ефективних мас m_n^* і m_p^* і часу вільного пробігу електрона і дірки, які залежать від механізмів розсіювання електронів і дірок в кристалічній ґратці.

Можна виділити декілька основних механізмів розсіювання носіїв заряду:

- 1) на теплових коливаннях структурних елементів кристалічної ґратки;
- 2) на іонізованих домішках (іони домішки);
- 3) на нейтральних домішках (атом домішки);
- 4) на дефектах кристалічної ґратки;
- 5) на носіях заряду.

Четвертим і п'ятим видами розсіювання в теорії напівпровідників, як правило, нехтують. При високих температурах (кімнатній і вищій) перший вид розсіювання відіграє основну роль. Оскільки абсолютно чистих з ідеальною кристалічною ґраткою напівпровідників не існує, то на відміну від металів, рухливості

$$\mu_n \sim T^{-3/2} \text{ і } \mu_p \sim T^{-3/2}. \quad (6)$$

Тоді формула (2) із урахуванням (4), (5) і (6) перепишеться так:

$$\sigma_i = \sigma_{0i} \exp\left\{-\frac{E_g}{2kT}\right\}, \quad (7)$$

де $\sigma_{0i} = e\sqrt{N_C N_V} (\mu_n + \mu_p)$ – стала, яка слабо залежить від температури.

Якщо формулу (7) прологарифмувати, то

$$\ln \sigma_i = \ln \sigma_{0i} - \frac{E_g}{2k} \cdot \frac{1}{T}. \quad (8)$$

Тобто залежність $\ln \sigma_i$ від оберненої температури ($1/T$) є лінійною, що дає можливість визначити коефіцієнт $E_g/(2k)$, який містить такий важливий

параметр напівпровідника, як ширина забороненої зони E_g .

Домішковий напівпровідник

Енергетична діаграма домішкового напівпровідника показана на рис. 2.

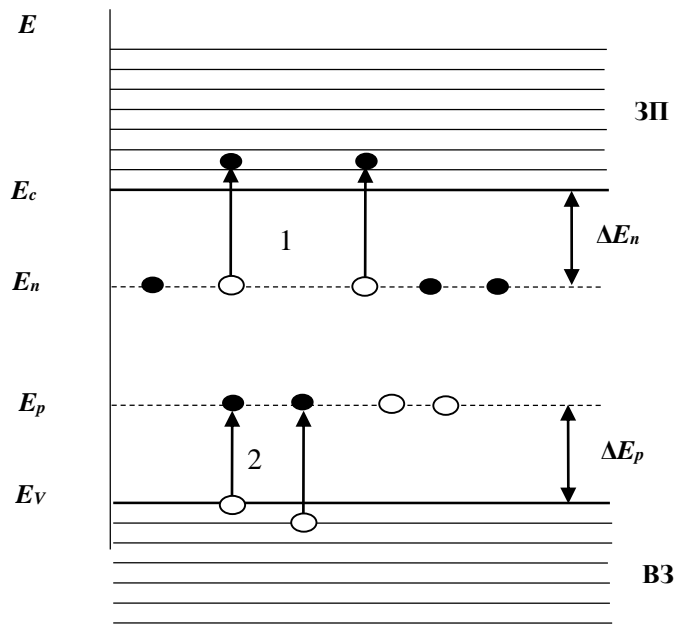


Рис. 2. Енергетична діаграма домішкового напівпровідника для низьких температур. Світлі кружечки – дірки, темні – електрони. E_n – енергія донорного рівня, E_p – енергія акцепторного рівня. ΔE_n і ΔE_p – енергія активації донорів і акцепторів, відповідно.

Для області низьких температур ($kT < \Delta E_n, kT < \Delta E_p$) утворення власних носіїв заряду (рис. 1, процеси 1) мало ймовірно. Тому електрони в ЗП появляються внаслідок іонізації донорів (процеси 1, рис. 2), а дірки у ВЗ появляються внаслідок іонізації акцепторів (процеси 2, рис. 2). Звичайно мають місце і зворотні процеси (процеси рекомбінації). Тому в стані рівноваги концентрація електронів в ЗП буде:

$$n = \sqrt{\frac{N_c N_d}{2}} \exp\left\{-\frac{\Delta E_n}{2kT}\right\}, \quad (9)$$

а дірок у ВЗ

$$p = \sqrt{\frac{N_v N_a}{2}} \exp\left\{-\frac{\Delta E_p}{2kT}\right\}, \quad (10)$$

де N_d і N_a – концентрації донорних і акцепторних атомів, відповідно. На практиці частіше всього зустрічаються напівпровідники з одним типом домішок або донорні, або акцепторні. Тому і є два типи напівпровідників: напівпровідники n -типу з електронною провідністю і напівпровідники p -типу з дірковою провідністю.

Для напівпровідника n -типу для області низьких температур провідність буде така:

$$\sigma_n = \sigma_{0n} \exp\left\{-\frac{\Delta E_n}{2kT}\right\}, \quad (11)$$

де $\sigma_{0n} = e \sqrt{\frac{N_c N_d}{2}} \mu_n$ – деяка стала, що слабо залежить від температури.

Якщо формулу (11) прологарифмувати, то

$$\ln \sigma_n = \ln \sigma_{0n} - \frac{\Delta E_n}{2k} \cdot \frac{1}{T}. \quad (12)$$

Тобто $\ln \sigma_n$ лінійно залежить від оберненої температури $1/T$. Це дає змогу визначити коефіцієнт лінійної залежності $\frac{\Delta E_n}{2k}$ і таким чином визначити енергію активації домішки.

В загальному випадку електропровідність напівпровідника n -типу буде:

$$\sigma = \sigma_{oi} \exp\left\{-\frac{E_g}{2kT}\right\} + \sigma_{0n} \exp\left\{-\frac{\Delta E_n}{2kT}\right\}, \quad (13)$$

де перший доданок власна провідність в області високих температур, а другий доданок домішкова провідність в області низьких температур.

Аналогічно для p -типу

$$\sigma = \sigma_{oi} \exp\left\{-\frac{E_g}{2kT}\right\} + \sigma_{0p} \exp\left\{-\frac{\Delta E_p}{2kT}\right\}. \quad (14)$$

На рис. 3 приведена схематична залежність $\ln \sigma$ від оберненої температури $1/T$ для домішкового напівпровідника.

Оскільки $\Delta E_n < E_g$, то домішкова та власна провідності, як правило, реалізуються при різних температурах, так як електрони використовують енергію теплового руху. Домішкова провідність реалізується при більш низьких температурах, при яких енергія руху кристалічної ґратки вже достатня для генерації домішкових носіїв, але ще не достатня для активної генерації власних носіїв, а тому власною провідністю (перша складова у формулі (13)) можна знехтувати.

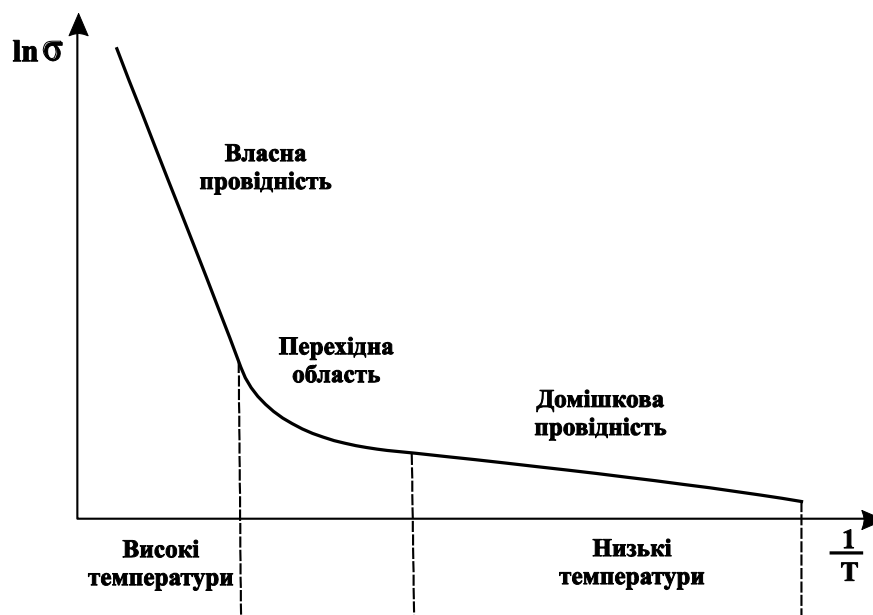


Рис.3. Схематична залежність питомої темної електропровідності від

Навпаки, при більш високій температурі, коли домішкові центри вже себе вичерпали (повністю іонізовані), починає діяти механізм генерації власних носіїв. Оскільки власних атомів завжди більше, ніж домішкових ($10^6 : 1$), то при більш високих температурах власних носіїв утворюється значно більше, ніж домішкових, і тепер можна знехтувати домішковою провідністю (друга складова у формулі (13)). При проміжних температурах можуть працювати обидва механізми провідності (рис.3).

Методика визначення ширини забороненої зони та енергії активації домішок

Ширина забороненої зони та енергія активації домішок можуть бути визначені за допомогою співвідношень (7)(13) і (14) на основі експериментальних даних залежності питомої електропровідності напівпровідника від температури.

Питому провідність σ зразка розраховують за даними вимірювання його опору R та відомими значеннями довжини зразка і площі його поперечного перерізу, використовуючи формулу

$$\sigma = \frac{L}{R \cdot S} \quad (15)$$

де R – опір зразка напівпровідника, σ – його провідність, l – довжина зразка, S – його площа поперечного перерізу.

Досліджуваний зразок має форму паралелепіпеда довжиною $L = 3$ мм та площею поперечного перерізу $S = 0,1$ мм².

В загальному випадку, для висококомпенсованих напівпровідників

$$\sigma = \sigma_0 e^{\frac{E}{kT}} \quad (16)$$

де E – енергія активації провідності; k – стала Больцмана; σ_0 залежить від механізму провідності.

Залежність (16) можна подати так:

$$\sigma_1 = \sigma_0 e^{\frac{E}{kT_1}} \quad \sigma_2 = \sigma_0 e^{\frac{E}{kT_2}}$$

Прологарифмувавши обидва рівняння отримаємо:

$$\ln(\sigma_1) = \ln(\sigma_0) - \frac{E}{kT_1} \quad \ln(\sigma_2) = \ln(\sigma_0) - \frac{E}{kT_2}$$

Віднявши останніх два рівняння будемо мати:

$$\ln(\sigma_1) - \ln(\sigma_2) = \frac{E}{k} \left(\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1} \right).$$

Звідси

$$E = \frac{k(\ln(\sigma_1) - \ln(\sigma_2))}{\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1}} \quad (17)$$

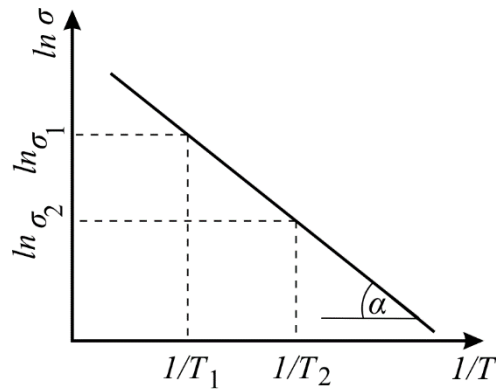


Рис. 4. Визначення енергії активації темної електропровідності

Формула (17) описує пряму $\ln \sigma = f\left(\frac{1}{T}\right)$ (рис.4), тангенс кута нахилу якої до осі абсцис дорівнює: $\operatorname{tg} \alpha = \frac{E}{k}$; $\ln \sigma_1$ і $\ln \sigma_2$ – значення ординати прямої $\ln \sigma = f\left(\frac{1}{T}\right)$ у відповідних точках $\frac{1}{T_1}$ і $\frac{1}{T_2}$ її абсциси (рис4).

Хід роботи

1. Провести вимірювання опору досліджуваного зразка при різних значеннях температури. Нагрівання здійснювати до температури, яку вкаже викладач. Крок вимірювань 1 градус.
2. За отриманими значеннями опору напівпровідникового зразка розрахувати величину його питомої провідності σ і $\ln \sigma$ для різних температур, використовуючи співвідношення (15).
3. Дані занести в таблицю 1.

Таблиця 1

t, °C	T, К	1/T, К ⁻¹	R, Ом	σ, Ом ⁻¹ ·м ⁻¹	ln σ	E, eВ

4. Побудувати графік залежності $\ln \sigma = f\left(\frac{1}{T}\right)$. Вибрати на графіку ділянку, де найбільше проявляється пряма лінія, і для довільно вибраних значень $\frac{1}{T_1}$ і $\frac{1}{T_2}$ знайти відповідні значення $\ln \sigma_1$ та $\ln \sigma_2$.
5. Обчислити енергію активації темної питомої електропровідності E за формулою (17).
6. Проаналізувати отримані результати та зробити висновки.

Контрольні питання

1. Поясніть поділ твердих тіл на метали, напівпровідники та діелектрики з точки зору заповнення енергетичних зон електронами.
2. Що таке «дірка»?
3. Які напівпровідники називаються власними?
4. Які напівпровідники називають домішковими?
5. Як залежить від температури концентрація вільних носіїв заряду у власному напівпровіднику?
6. Як утворюються донорні і акцепторні напівпровідники?
7. Як визначити ширину забороненої зони власного напівпровідника за температурною залежністю електропровідності?
8. Як визначити енергію активації домішкового напівпровідника за температурною залежністю електропровідності?
9. Як залежить положення рівня Фермі від температури у власному напівпровіднику?
10. Як залежить положення рівня Фермі від температури у домішковому напівпровіднику?

Лабораторна робота

Методи вимірювання питомого опору напівпровідників

Мета роботи: експериментальне визначення питомого опору напівпровідників дво- та чотиризондовим методами.

Теоретичні відомості

При дослідженні електричних властивостей напівпровідників та виготовленні напівпровідникових приладів, синтезі напівпровідникових матеріалів і структур виникає необхідність вимірювання питомого опору зразків різної геометричної форми: зливків, пластин, дифузійних, епітаксіальних та іонно-легованих шарів. Вибір методу вимірювання здійснюється із врахуванням одержання необхідної інформації, особливостей досліджуваного матеріалу, можливості виготовлення контактів, геометричних розмірів і форми зразка.

Методи вимірювання питомого опору поділяються на зондові (контактні) та безконтактні. При використанні зондових методів необхідний безпосередній контакт з напівпровідниковим зразком. Тому ці методи приводять до руйнування поверхні зразка. Найбільш широко відомими методами вимірювання питомого опору є дво- та чотиризондові, метод опору розтікання точкового контакту, а також метод Ван-дер-Пау. Вказані методи дозволяють проводити вимірювання як на однорідних, так і на неоднорідних зразках, дифузійних, іонно-легованих шарах, а також досліджувати просторовий розподіл питомого опору.

Для зондових методів силові лінії напруженості електричного поля непаралельні і розподілені неоднорідно по перерізу зразка. Це означає, що потрібно насамперед теоретично розрахувати розподіл електричного потенціалу в зразку, а надалі знаходити взаємозв'язок між питомим опором і вимірюваними величинами – струмом та напругою.

Двзондовий метод

Для дослідження зразків правильної геометричної форми використовується двозондовий метод. Він ґрунтується на вимірюванні різниці потенціалів на деякій ділянці зразка, через який протікає електричний струм. На бокових гранях зразка виготовляються омичні контакти (рис.1).

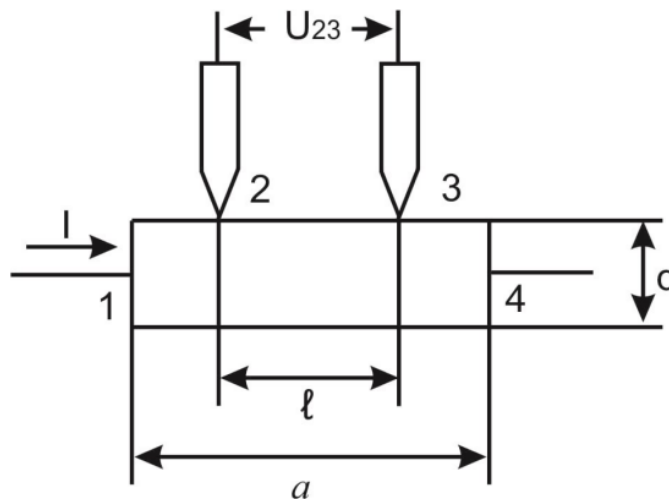


Рис. 1. Схема вимірювання питомого опору двозондовим методом: 1, 4 – омичні контакти; 2, 3 – потенціальні зонди; d - товщина зразка; I – сила струму через зразок; U_{23} - різниця потенціалів між зондами; l – віддаль між зондами; a – довжина зразка.

Через ці контакти вздовж зразка пропускається електричний струм I . На одній із поверхонь зразка вздовж лінії струму встановлюються вимірні або потенціальні металічні зонди. Металічні зонди повинні мати малу площу дотику з поверхнею зразка. У випадку однорідного зразка з постійним поперечним перерізом S його питомий опір визначається як (в Ом см)

$$\rho = \frac{U_{23} \times S}{I \times l}$$

де I – величина струму, який протікає через напівпровідник (А); U_{23} – різниця потенціалів між потенціальними зондами (В); S – площа поперечного перерізу (см²); l – віддаль між зондами (см).

Неточне дотримання геометричних розмірів зразка приводить до відхилення форми екіпотенціальних поверхонь від плоских поверхонь, паралельних до бокових граней зразка, і виникненню систематичної похибки. Спотворення форми екіпотенціальної поверхні і одномірного просторового розподілу ліній струму має місце у зразку правильної геометричної форми поблизу омичних контактів, якщо вони неоднорідні за площею.

При використанні точкових струмових контактів цю похибку можна не враховувати при таких геометричних розмірах зразка: $a \gg 3b$; $l \leq a/2$; $b/2 \leq d \leq b$, де a , b , d – довжина, ширина і товщина зразка. Крім того, потенціальні зони необхідно розміщувати на відстані L від торцевих граней, яка більша за $3b$.

Чотиризондовий метод

Найбільш поширеним є чотиризондовий метод визначення питомого опору напівпровідникових матеріалів. У даному методі немає необхідності

виготовляти для зразків омичні контакти, що часто теж може бути проблематичним. Вимірювання питомого опору можна проводити на зразках довільної геометричної форми і розмірів, включаючи і тонкі шари напівпровідникових структур. Єдина вимога – наявність невеликої плоскої поверхні зразка, лінійні розміри якої перевищують лінійні розміри системи зондів.

Коротко розглянемо теоретичні основи чотиризондового методу. На плоскій поверхні зразка вздовж прямої лінії розміщують 4 зонди з малою площею дотику, відстані між якими l_1, l_2, l_3 (рис.2). Через два зовнішні зонди 1 і 4 пропускається струм I_{14} , а на двох внутрішніх зондах вимірюється різниця потенціалів.

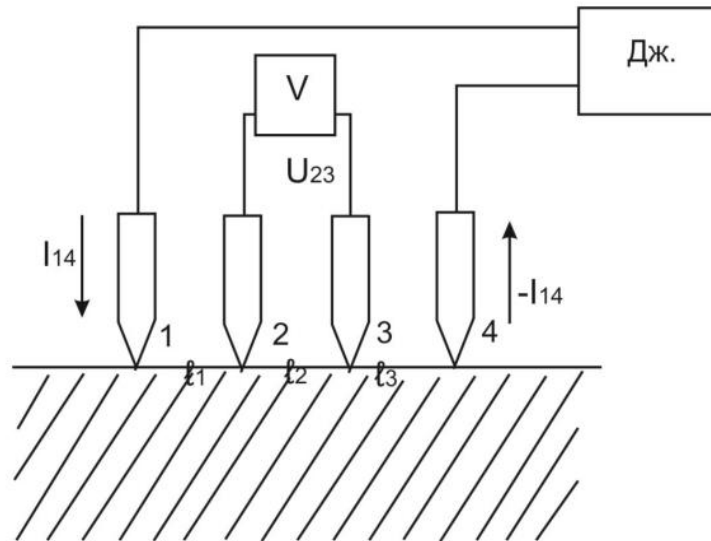


Рис.2. Електрична схема вимірювання питомого опору чотиризондовим методом: Дж - джерело постійної напруги; V – цифровий мілівольтметр; 1, 4 – зовнішні зонди, через які проходить струм; 2, 3 – внутрішні зонди; l_1, l_2, l_3 – відстані між зондами.

Щоб знайти аналітичний зв'язок між питомим опором ρ , струмом I_{14} та напругою U_{23} , потрібно розв'язати більш просту задачу, пов'язану із протіканням струму через один окремий металічний зонд, що знаходиться в контакті із плоскою поверхнею зразка напівнескінченного об'єму. Просторовий розподіл електричного потенціалу $U(r)$ у зразку має сферичну симетрію. Для його визначення необхідно розв'язати рівняння Лапласа у сферичній системі координат залишивши лише член, який залежить від r :

$$\Delta U(r) = \frac{1}{r^2} \times \frac{d}{dr} \left(r^2 \times \frac{dU}{dr} \right) = 0,$$

при умові, що потенціал U в точці $r=0$ є додатнім і прямує до 0 при великих r . Розв'язок цього рівняння буде наступним:

$$U(r) = -\frac{c}{r}.$$

Константу інтегрування знаходимо із умови для напруженості електричного поля E при значенні $r = r_0$:

$$E(r_0) = -\frac{dU(r)}{dr}\Big|_{r=r_0}.$$

Густина струму, який протікає через на півсферу радіуса r_0 , дорівнює:

$$j = \frac{I}{2\pi r_0^2},$$

$$j = \frac{E}{\rho}$$

Тоді, використавши закон Ома $j = \frac{E}{\rho}$, одержимо

$$E(r_0) = \frac{I \times \rho}{2\pi r_0}.$$

Отже,

$$U(r) = \frac{I \times \rho}{2\pi r}.$$

Якщо радіус контакту r , то напруга на зразку дорівнює потенціалу зонда:

$$U(r_1) = \frac{I \times \rho}{2\pi r_1}.$$

Із порівняння напруги у приконтактному шарі товщиною $r_2 - r_1$, яка дорівнює

$$U(r_1) - U(r_2) = \frac{I \times \rho (r_2 - r_1)}{2\pi r_1 r_2},$$

і напруги на зразку, впливає, що основна зміна потенціалу проходить поблизу зонда. Наприклад, при $r_2 = 10r_1$ напруга на зразку перевищує напругу у шарі товщиною $r_2 - r_1$ всього на 10%.

Це свідчить про те, що значення протікаючого струму через зонд визначається, головним чином, опором приконтактної області. Протяжність цієї області тим менша, чим менший радіус контакту.

Лінійне розміщення зондів використовується тоді, коли: а) зонди розміщуються на плоскій поверхні однорідного ізотропного зразка напівнескінченного об'єму; б) інжекція неосновних носіїв заряду в об'єм напівпровідника відсутня. Із принципу суперпозиції впливає, що у будь-якій точці зразка потенціал рівний сумі потенціалів, які створюють у цій точці струми кожного зонда. Якщо зонди розміщені так, як це показано на рис.1.2, тоді потенціали вимірних зондів 2 і 3 будуть рівними:

$$U_2 = \frac{l_{14}\rho}{2\pi} \left(\frac{1}{l_1} - \frac{1}{l_2 + l_3} \right),$$

$$U_3 = \frac{l_{14}\rho}{2\pi} \left(\frac{1}{l_1 + l_2} - \frac{1}{l_3} \right),$$

$$U_2 - U_3 = U_{23} = \frac{I_{14} \times \rho}{2\pi r} \left(\frac{1}{l_1} - \frac{1}{l_2 + l_3} - \frac{1}{l_1 + l_2} + \frac{1}{l_3} \right).$$

Звідси випливає, що

$$\rho = \frac{U_{23}}{I_{14}} \times \frac{2\pi}{\frac{1}{l_1} - \frac{1}{l_2 + l_3} - \frac{1}{l_1 + l_2} + \frac{1}{l_3}}.$$

При умові $l_1 = l_2 = l_3$ останню формулу можна переписати у вигляді:

$$\rho = 2\pi \times \frac{U_{23}}{I_{14}} \times l.$$

Використовуючи інші комбінації вмикання струмових та потенціальних зондів, можна одержати аналогічні співвідношення для питомого опору, що відрізняються від останнього виразу значеннями числових коефіцієнтів, які наведено в таблиці 1

Таблиця 1.

Значення числових коефіцієнтів для різних комбінацій вмикання струмових та потенціальних зондів

№	Зонди	I	Зонди	U	Коефіцієнт
1	1-4	I_{14}	2-3	U_{23}	2π
2	1-3	I_{13}	2-4	U_{24}	3π
3	1-2	I_{12}	3-4	U_{34}	6π
4	2-3	I_{23}	1-4	U_{14}	2π
5	2-4	I_{24}	1-3	U_{13}	3π
6	3-4	I_{34}	1-2	U_{12}	6π

Лінійне розміщення зондів на поверхні напівпровідникового зразка не завжди є можливим. Тому часто використовується система чотирьох зондів, які розміщені по вершинах квадрата. У цьому випадку струм пропускають через пару зондів на одній стороні квадрата, а спад напруги вимірюється через другу пару зондів. При такому розміщенні зондів питомий опір буде рівний

$$\rho = \frac{2\pi \times l}{2 - 1.414} \times \frac{U_{34}}{I_{12}}.$$

Розміщення зондів на вершинах квадрата забезпечує зменшення випадкових похибок у два рази. Це досягається тим, що струм пропускається послідовно через кожну пару зондів, а спад напруги вимірюється через іншу пару. Змінюючи полярність прикладеної напруги, за результатами восьми вимірювань знаходять середнє значення питомого опору.

Похибка при визначення питомого опору чотиризондовим методом складається із систематичної похибки визначення сили струму та напруги і зумовлена такими факторами як розмір контактної площі зонда, опір контактів, термоелектрорушійна сила, освітленість зразка, інжекція носіїв заряду, а також нестабільність температури зразка. Різниця у відстанях між зондами веде до відносної похибки:

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = \frac{1}{4l}(3\Delta x_1 - 5\Delta x_2 + 5\Delta x_3 - 3\Delta x_4),$$

якщо кожний зонд зміщений відносно свого номінального положення на Δx_i . Система чотирьох зондів виготовляється у вигляді чотиризондової вимірної головки. Відстань між зондами строго фіксована, кут загострювання вістря зонда повинен складати 45-50°. Зонди незалежно притискаються до поверхні зразка із силою 2Н. Матеріал зонда – тверді метали або сплави.

Кінцеві розміри контактної площі вносять систематичну похибку у результат вимірювань. Дана похибка залежить від $(r_0/l)^2$. Вона є різною для струмових і потенціальних контактів. Нею можна знехтувати при виконанні умови $(r_0/l)^2 < 0.05$. Похибка може виникати внаслідок протікання струмів витоку через контакти і виникнення спаду напруги на контактних опорах. Для того, щоб її уникнути, необхідно використовувати прилади для вимірювання струму та напруги, вхідний опір яких в 10^5 разів більший за опір зразка.

У матеріалах з великим питомим опором джерелом похибки може бути фотопровідність, яка виникає внаслідок освітлення зразка. При протіканні струму через напівпровідник має місце як локальний його нагрів поблизу контактів, так і нагрівання всього напівпровідника. Це пояснюється тим, що напівпровідники мають відносно високий температурний коефіцієнт опору. Для зменшення нагрівання зразка необхідно вибирати мінімальний робочий струм, а температуру зразка підтримувати постійною. Зменшення робочого струму одночасно зменшує модуляцію провідності зразка, яка виникає внаслідок інжекції носіїв заряду. Для зменшення інжекції носіїв заряду перед нанесенням контактів необхідна попередня механічна обробка поверхні зразка (шліфування та полірування). Високий опір контакту є однією з причин того, що чотиризондовий метод не можна використовувати для визначення питомого опору широкозонних напівпровідників типу A^3B^5 і A^2B^6 .

Експериментальна установка та методика вимірювання

Спад напруги на напівпровідниковому зразку, через який протікає постійний струм, завжди містить невідому величину контактного потенціалу метал-напівпровідник. Для того, щоб контактні опори потенціальних зондів 2 і 3 не впливали на результати вимірювань, різницю потенціалів потрібно фіксувати у відсутності струму через них. Тому вимірювання проводять компенсаційним методом за допомогою напівавтоматичних потенціометрів. Електрична схема для вимірювання питомого опору наведена на рис. 3.

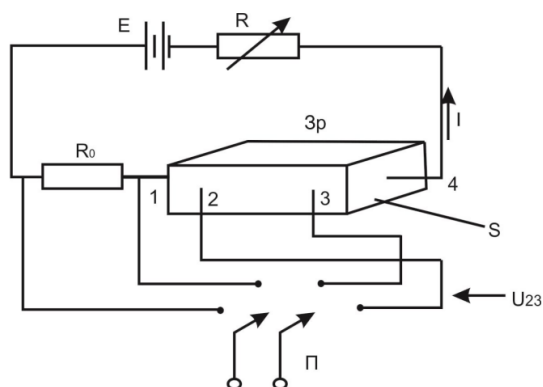


Рис. 3. Схема експериментальної установки: E – джерело живлення; R – резистор для регулювання сили струму; R_0 – еталонний резистор; Z_p – зразок; 2, 3 – зонди для вимірювання напруги; Π – перемикач; 1, 4 – потенціальні зонди.

Величина струму знаходиться шляхом вимірювання спаду напруги на еталонному резисторі R_0 , який вмикається послідовно у коло 1-го та 4-го зондів. Вимірявши спад напруги на зразку U_{23} та на еталонному опорі U_0 , за допомогою співвідношення

$$\frac{U_0}{R_0} = \frac{U_{23}}{R_{23}}$$

знаходимо величину опору зразка між зондами 2 і 3

$$R_{23} = R_0 \frac{U_{23}}{U_0}.$$

Врахувавши, що відстань між зондами 2 і 3 дорівнює l , площа поперечного перерізу зразка – S , можна визначити величину питомого опору зразка

$$\rho = R_0 \frac{U_{23} \times S}{U_0 \times l}.$$

Спад напруги між потенціальними зондами можна виміряти також і за допомогою електронних цифрових мілівольтметрів з великим вхідним опором. У такому випадку струм через вимірювальні зонди дуже малий, що дає змогу відмовитися від компенсаційного методу вимірювання.

Описана методика дозволяє вимірювати питомий опір напівпровідників від 0.1 до 1000 Ом см. Вимірювання проводяться на плоских поверхнях, які

мають “шорсткуватість” не більше 2.5 мкм, при фіксованій температурі ($20 \pm 2^\circ\text{C}$) за допомогою чотиризондової головки з 4-ма лінійно розміщеними зондами із карбіду вольфраму. Міжзондова відстань складає (1.50 ± 0.01) мм при максимальному лінійному розмірі робочої площадки зонда не більше 60 мкм і при прикладеній силі до зонда не більше 2Н.

При дотриманні всіх вимог, які ставляться до зразка, системи зондів, а також до засобів вимірювання (відносна похибка вимірювання сили струму складає 0.5%, електричної напруги $< 1\%$), інтервал, в якому знаходиться відносна похибка вимірювання ρ , складає $\pm 5\%$ при довірчій ймовірності $\alpha = 0.95$.

Хід роботи

1. Зібрати схему, наведену на рис.3.
2. Провести вимірювання питомого опору зразків компенсаційним методом, використовуючи два та чотири зонди.
3. Розрахувати питомий опір як середньоарифметичне значення, одержане із десяти вимірювань при двох різних напрямках протікання струму.
4. Провести вимірювання питомого опору, використовуючи цифровий мілівольтметр.
5. Залишивши один зонд нерухомим і змінюючи відносне положення іншого зонда, дослідити електричну однорідність зразка.
6. Побудувати графік розподілу потенціалу вздовж зразка $U=f(l)$.
7. Зробити аналіз одержаних результатів і навести висновки.

Контрольні запитання

1. Яка відмінність між фізичними властивостями металів, діелектриків і напівпровідників?
2. Пояснити механізми власної та домішкової електропровідності напівпровідників.
3. Які переваги та недоліки має двозондовий метод?
4. Які вимоги накладаються на геометричні розміри зразка при вимірюванні питомого опору дво- та чотиризондовим методами?
5. Які фактори обумовлюють похибку вимірювання питомого опору чотиризондовим методом?
6. Назвіть основні переваги розміщення зондів у вершинах квадрата.
7. Як зменшити вплив інжекції носіїв заряду та термоелектрорушійної сили на вимірювану величину питомого опору?
8. Які вимоги ставляться до вимірних приладів?
9. Чи залежить питомий опір провідник від зміни сили струму та напруги?
10. Пояснити сутність та переваги компенсаційного методу вимірювання питомого електричного опору.

Лабораторна робота

Вивчення оптичного поглинання у напівпровідниках

Мета роботи: вивчити особливості поглинання світла напівпровідниками та його пояснення на основі зонної теорії.

Теоретичні відомості

1. Основні оптичні характеристики напівпровідників

Нехай на напівпровідникову пластинку товщиною d падає пучок монохроматичного випромінювання інтенсивністю I_0 , який частково відбивається і частково поглинається (рис. 1).

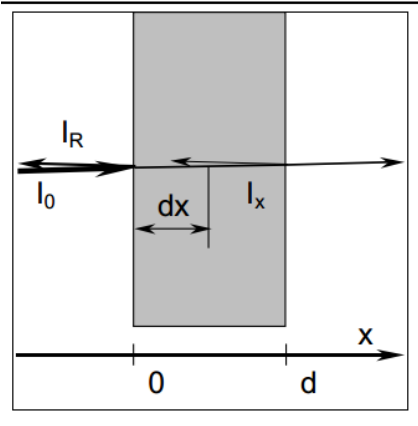


Рис. 1. До виведення закону Бугера – Ламберта

Якщо I_R – інтенсивність відбитого світла, то частка відбитого випромінювання характеризується коефіцієнтом відбивання:

$$R = \frac{I_R}{I_0}. \quad (1)$$

Частка інтенсивності світла $I(x)$, яка залишається після проходження відстані x в напівпровіднику, можна визначити наступним чином: нехай dI – кількість світлової енергії, яка поглинається шаром товщиною dx з одиничною площею. Тоді можна записати:

$$-dI = dI(x) \cdot \alpha \cdot dx, \quad (2)$$

де α – коефіцієнт пропорційності, а знак „-” означає, що поглинання веде до зменшення інтенсивності I .

Відповідно,

$$I_x = I_0 \cdot e^{-\alpha x}, \quad (3)$$

де I_0 – інтенсивність світла на границі пластинки ($x = 0$). При $x = 1/\alpha$

$$I_x = \frac{I_0}{e}. \quad (4)$$

Таким чином, коефіцієнт пропорційності α чисельно рівний оберненій товщині шару напівпровідника, в якому інтенсивність світла зменшується в e раз. Коефіцієнт α – важлива оптична характеристика напівпровідникових матеріалів і називається коефіцієнтом поглинання.

Так як $I(0) = I_0 - I_R$, то з врахуванням відбивання з формул (1) і (3) слідує

$$I_x = I_0 \cdot (1 - R) \cdot e^{-\alpha x}. \quad (5)$$

Формула (5) називається законом Бугера – Ламберта.

При падінні світлового пучка інтенсивністю I_0 на поверхню шару напівпровідника товщиною d частина його RI_0 відбивається від границі поділу повітря/напівпровідник (R – коефіцієнт відбивання), частина, що залишилась $(1 - R)I_0$ проходить всередину напівпровідника. По мірі

розповсюдження всередині шару інтенсивність світла згідно закону Бугера-Ламберта експоненційно зменшується і після часткового відбивання світла на другій границі поділу напівпровідник/повітря із шару виходить світловий потік з інтенсивністю, яка визначається наступним чином: $I_T = I_0(1-R)^2 \exp(-D)$, де $D = \alpha d$ – оптична густина шару товщиною d , α – коефіцієнт поглинання напівпровідника.

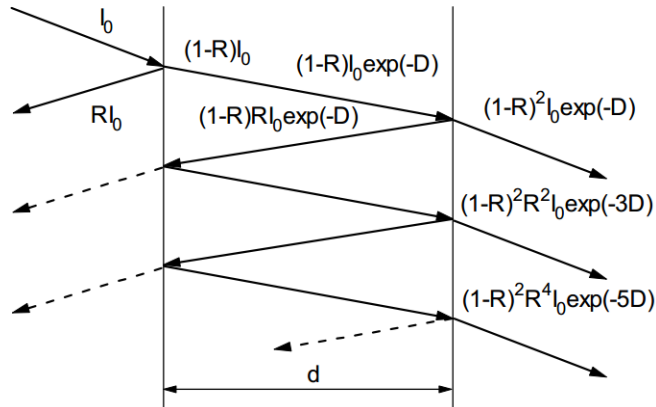


Рис. 2. Зміна інтенсивності світлового пучка при його проходженні через шар напівпровідника

Для обчислення коефіцієнта поглинання напівпровідника α при нормальному падінні нехтуючи інтерференцією вихідних променів можна використати два вирази.

В випадку, коли оптична густина зразка $D < 1$, інтенсивність світлового потоку, що пройшов через зразок буде сумою інтенсивностей всіх складових його компонентів і пропускання можна оцінити як

$$T = \frac{I}{I_0} = \frac{(1-R)^2 I_0 \exp(-D) + (1-R)^2 R^2 I_0 \exp(-3D) + \dots}{I_0} = \frac{(1-R)^2 \exp(-D)}{1 - R^2 \exp(-2D)} \quad (6)$$

В випадку, коли $D > 1$, справедливим стає вираз $T = (1-R)^2 \exp(-D)$.

Величина α в напівпровідни кових матеріалах змінюється в широких межах: від 10^{-2} до 10^5 см^{-1} . Тому при зміні коефіцієнта поглинання зазвичай підбирається така товщина зразка, щоб його оптична густина $D = \alpha d$ була порядку 1. В цьому випадку можна з допустимую похибкою використовувати вираз, який дає можливість за зміною значення R, T і d визначити коефіцієнт поглинання:

$$\alpha = \frac{1}{d} \ln \frac{(1-R)^2}{T}$$

В відповідності з законом збереження енергії для непоглинаючих середовищ $R+T=1$.

2. Механізми поглинання світла в напівпровідниках

Механізми взаємодії світла з напівпровідником в залежності від енергії падаючого випромінювання E і відповідно від довжини хвилі λ можна розділити на декілька груп. В області фотонів високих енергій (найбільш короткі довжини хвиль) особливості спектрів поглинання обумовлені збудженням електронів з валентної зони і зон які знаходяться глибше в зону провідності. При дещо меншій енергії світла поглинання супроводжується переходами електронів з валентної зони в зону провідності. При подальшому збільшенні λ енергія електромагнітного випромінювання E зменшується, і поглинання світла в кристалі відбувається за рахунок декількох механізмів, в тому числі шляхом взаємодії квантів світла з вільними носіями і з домішковими рівнями. В області найдовших довжин хвиль світло поглинається на опричних коливаннях кристалічної решітки (рис. 3).

В ультрафіолетовому діапазоні (100 – 400 нм) в оптичних переходах приймають участь електрони валентної зони і зон, що лежать глибше, які характеризуються високою густиною енергетичних станів, тому коефіцієнт поглинання світла (який залежить від ймовірності переходів і густини збуджених електронних станів) при цьому механізмі дуже великий.

Поглинання світла, яке призводить до збудження електронів з валентної зони в зону провідності, називається власним. Для збудження власних переходів необхідно, щоб енергія світлового кванта була більша або рівна E_g : $h\nu \geq E_g$.

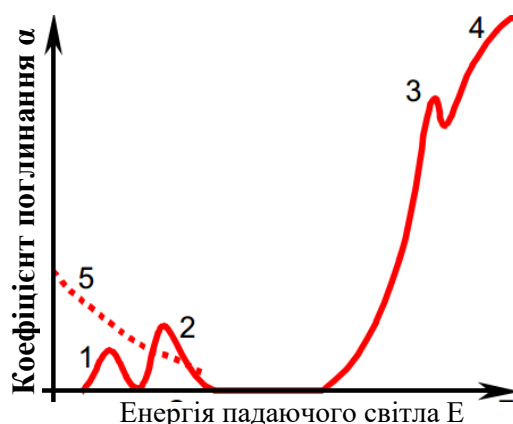


Рис. 3. Спектральна залежність коефіцієнта поглинання: 1 – коливання на оптичних коливаннях решітки; 2 – іонізація домішкових атомів; 3 – екситонне поглинання; 4 – власне поглинання; 5 – поглинання вільними носіями.

Найменша енергія, яка необхідна для таких переходів, визначає червону межу смуги власного поглинання – $\lambda_{кр}$ (або $\nu_{кр}$).

Вид спектральної залежності для власного поглинання визначається зонною структурою і буде різним в прямозонних і непрямозонних напівпровідниках.

При оптичних переходах повинні виконуватись закони збереження енергії і імпульсу в системі:

$$E_{e2} = E_{e1} + E_{\phi}, \quad (7)$$

$$\vec{p}_{e2} = \vec{p}_{e1} + \vec{p}_\phi, \quad (8)$$

де E_{e1} , E_{e2} – початкова і кінцева енергії електрона, який взаємодіє з квантом світла з енергією $E_\phi = h\nu$; \vec{p}_{e1} , \vec{p}_{e2} – початковий і кінцевий імпульс електрона, який взаємодіє з фотоном, імпульс якого

$$p_\phi = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda}. \quad (9)$$

В межах першої зони Брілюєна проекції імпульса електрона на кристалографічні осі лежать в межах від $-h\nu/a$ до $h\nu/a$, де a – параметр решітки кристала. Тому величина імпульсу електрона $p_e \approx h/a$ ($a \sim 10^{-7} \div 10^{-8}$ м), в той час як величина імпульсу фотона $p_\phi \approx h/\lambda$ ($\lambda \sim 10^{-3} \div 10^{-5}$ м). Відповідно, p_ϕ на 3÷4 порядки менше p_e і в виразі (8) імпульсом фотона можна знехтувати, тобто $p_{e2} \approx p_{e1}$.

Таким чином, дозволені лише ті оптичні переходи, для яких величина і напрямок імпульсу електрона, який здійснює перехід, залишаються незмінними. Оскільки в області екстремумів енергетичних зон $\vec{p} = \hbar \vec{k}$, то дозволеними оптичними переходами є переходи без зміни хвильового вектора: $\vec{k}_{e2} \approx \vec{k}_{e1}$.

Такі переходи називаються прямими або вертикальними. Вони характерні для прямозонних напівпровідників, в яких мінімум зони провідності і максимум валентної зони знаходяться при одному і тому ж значенні хвильового вектора (рис. 4). Такими напівпровідниками є ZnSe, CdS, GaAs, AgIn₅S₈.

Співвідношення (7) та (8) називають правилом відбору для прямих переходів. Величина коефіцієнта поглинання α в прямозонних напівпровідниках складає величину порядку 10^3 - 10^4 см⁻¹. Для прямозонних напівпровідників енергія оптичного переходу співпадає з енергією теплового збудження.

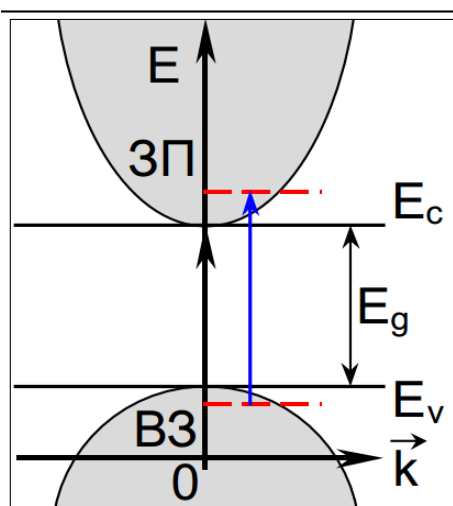


Рис. 4. Оптичні переходи при власному поглинанні в прямозонних напівпровідниках

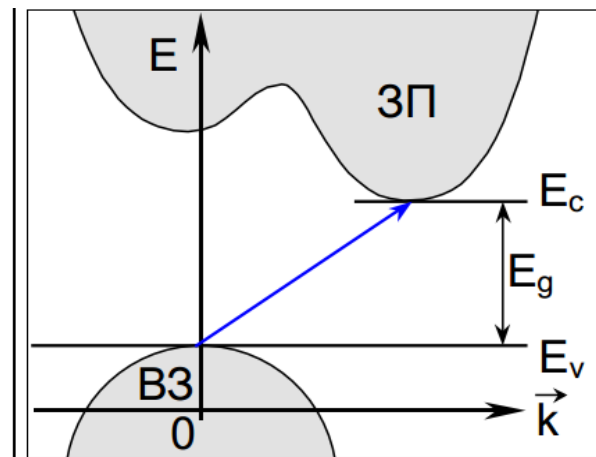


Рис. 5. Оптичні переходи при власному поглинанні в непрямозонних напівпровідниках.

У непрямозонних напівпровідниках (Si, Ge, GaP, CdP₂, In₂S₃) екстремуми валентної зони і зони провідності розміщені при різних значеннях хвильового вектора \vec{k} . Для них прямі переходи малоімовірні, так як енергетично не вигідні, тому для здійснення переходу необхідна зміна імпульса (рис. 5).

Оптичний перехід, при якому змінюються як енергія, так і імпульс електрона, може відбуватися лише за участі третього тіла так, як час взаємодії електрона з фотоном дуже малий і електрон не встигає змінити за цей час свій імпульс. В цьому випадку закон збереження імпульсу виконується внаслідок взаємодії електронів не лише з фотонами, але й з квантами пружних теплових коливань кристалічної решітки кристала – фононами. Імпульс фонона співрозмірний ($p_{\text{фон}} \sim h/a$) з імпульсом електрона, тому він може компенсувати різницю значень $\vec{p}_{e2} - \vec{p}_{e1} = \vec{p}_{\text{фон}}$ при непрямому переході. Із всієї сукупності фононів, які існують при даній температурі в кристалі, в оптичних переходах приймають участь лише ті, які забезпечують необхідну зміну імпульса. Таким чином, при збудженні електрона шляхом непрямого переходу електрон отримує енергію від фотона, а імпульс від фонона. При цьому фонон або поглинається, або випромінюється.

Правила відбору для непрямих переходів записуються в вигляді:

$$E_{e2} = E_{e1} + h\nu \pm E_{\text{фон}}, \quad (10)$$

$$\vec{p}_{e2} = \vec{p}_{e1} + \vec{p}_{\text{фот}} \pm \vec{p}_{\text{фон}}. \quad (11)$$

Знак „+” відноситься до процесів, які протікають з поглинанням фонона, знак „-” – до процесів з випусканням фонона. В випадку непрямих переходів можливі переходи електронів з будь-якого зайнятого стану валентної зони в будь-який вільний стан зони провідності. Так як ймовірність взаємодії трьох частинок з узгодженими параметрами набагато менша ймовірності взаємодії двох частинок, то ймовірність непрямих переходів значно менша ніж прямих. Відповідно і коефіцієнт поглинання для них суттєво менший: $\alpha = 10^{-1} - 10^{-3} \text{ см}^{-1}$.

Екситонне поглинання

В чистих напівпровідниках з малим вмістом дефектів при низьких температурах можливий такий збуджений стан електрона валентної зони, при якому він не переходить в зону провідності, а утворює з діркою звязану квазічастинку з нульовим спіном, яка називається екситоном. При цьому електрон, не покидаючи свого атома, переходить в збуджений стан. Екситон може переміщуватись по кристалу. Однак це не рух пари електрон-дірка, а переміщення збудженого стану атома кристалу, яке передається від атома до атома за допомогою квантово-механічного резонансу: електрон, який знаходиться в збудженому стані, при взаємодії з фотоном або фононом повертається в нормальний стан, а енергія яка вивільнилась при цьому передається електрону сусіднього атома, який переходить на той же рівень. Так як екситон утворений парою електрон-дірка, то рух екситонів не створює

електричного струму.

Згідно закону збереження імпульсу при народженні електронно-діркової пари електрон і дірка повинні рухатись в протилежних напрямках. При цьому величина швидкості прямо пропорційна хвильовому вектору початкового стану ($\vec{p} = m\vec{v} = \hbar\vec{k}$). В випадку екситона електрон і дірка зв'язані і рухаються разом.

Одночасно задовільнити цим двом умовам можна лише поклавши $\vec{k} \approx 0$, тобто можуть утворюватись лише нерухомі екситони.

Взаємодія електрона і дірки можна уявити як кулонівську взаємодію двох точкових зарядів, послаблену в ϵ раз. При цьому пара електрон-дірка разом обертається навколо загального центра тяжіння. Тому задача про екситон зводиться до задачі про просту водневоподібну систему. Відповідно енергетичний спектр екситонних станів аналогічний водневоподібному спектру, і при прямих оптичних переходах екситон буде характеризуватись водневоподібною серією ліній поглинання, які задовільняють співвідношення:

$$\hbar\omega = E_g - E_{ex}^n = E_g - E_{ex}^1 \approx E_g - \frac{13.6}{2 \cdot \epsilon^2 \cdot n^2},$$

де $n=1, 2, \dots$

В основному стані ($n=1$) енергія зв'язку екситона співпадає з глибиною домішкового рівня донорної домішки (рис. 6).

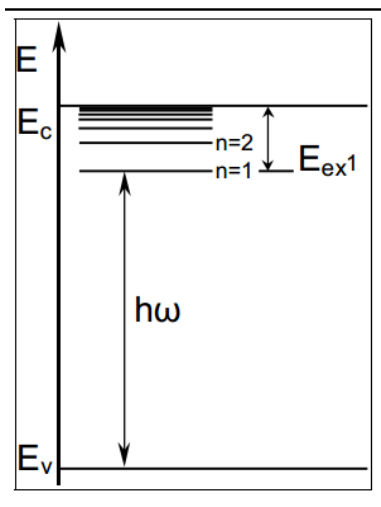


Рис. 6. Енергетичний спектр екситонних станів

В прямозонних напівпровідниках екситонному поглинанню відповідає вузький пік на краю власного поглинання (рис. 7а), який розширюється з збільшенням температури.

В випадку непрямих переходів екситони утворюються з поглинанням або з випусканням фононів. Відповідно в непрямозонних напівпровідниках утворення екситона проявляється в виникненні на краю смуги власного поглинання сходинки (рис. 7б)

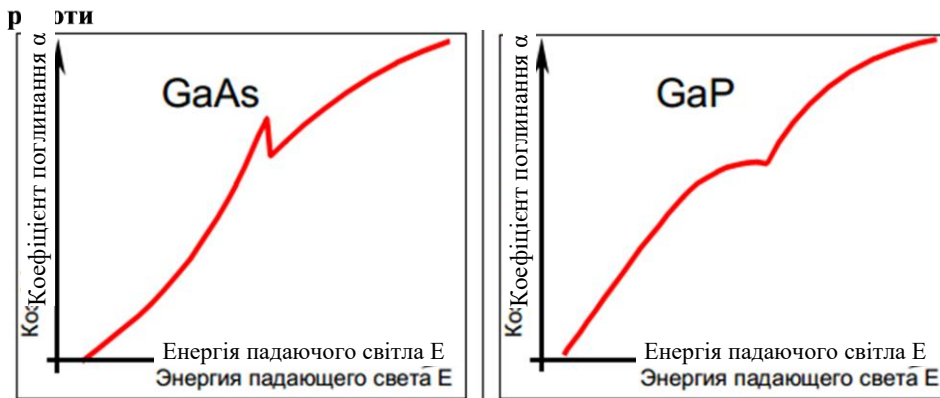


Рис. 7. Екситонне поглинання в прямозонних (а) і непрямозонних (б) напівпровідниках

Утворення екситонів і, відповідно, екситонне поглинання спостерігається при низьких температурах; при більш високих температурах зв'язок між електроном і діркою розривається і утворюється пара вільних носіїв. Дисоціація екситонів з утворенням вільних електронів і дірок може також відбуватися при їх взаємодії з фотонами, які мають достатню енергію.

Домішкове поглинання

В домішкових напівпровідниках атоми домішки під дією світла можуть іонізуватися. В залежності від виду домішки спостерігаються переходи електронів з донорних рівнів в зону провідності або з валентної зони на акцепторний рівень (рис. 8).

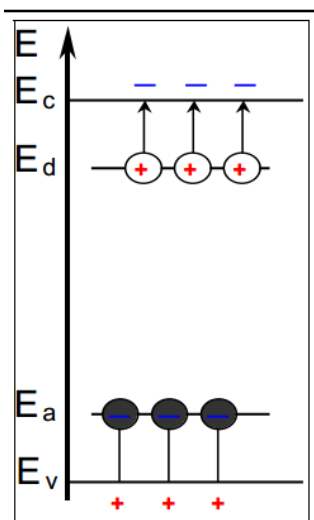


Рис. 8. Оптичні переходи при домішковому поглинанні

Так як при високих температурах атоми домішки вже іонізовані, то домішкове поглинання можливе лише при низьких температурах.

В залежності від енергії фотона перенесення електрона може здійснюватися не лише на дно зони, але і на будь-який рівень в глибині зони. Тому переходи між домішковим рівнем і зоною проявляються не в вигляді піків, а в вигляді сходинок.

Величина коефіцієнта поглинання визначається концентрацією домішки і значно менша, ніж для власного поглинання ($\alpha \sim 10^2 \text{ см}^{-1}$), так як густина домішкових станів значно менша густини квантових станів в зонах. Можуть також спостерігатись непрямі переходи домішковий рівень – зона з випромінюванням або поглинанням фонона.

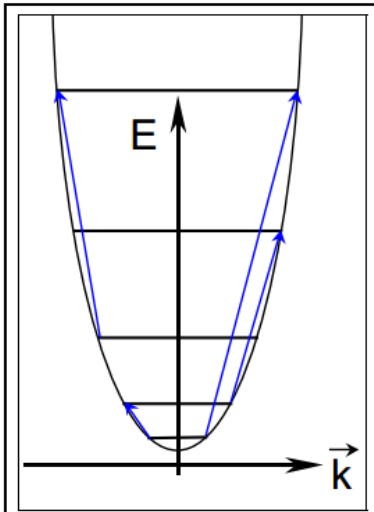


Рис. 9. Оптичні переходи при поглинанні світла вільними носіями

Поглинання світла вільними носіями заряду

При поглинанні фотона вільні носії заряду можуть переходити з одного рівня на інший в межах однієї зони (рис. 9).

Такі переходи відбуваються з зміною хвильового вектора \vec{k} і для виконання закону збереження імпульса необхідна участь фонона (тобто взаємодія з решіткою або з іонами домішок). В твердому тілі електрон, який коливається зазнає зіткнень з дефектами решітки. Якщо частота цих зіткнень буде вище частоти електромагнітних коливань, тобто якщо період електромагнітної хвилі буде більше часу релаксації електронів, то електрон встигне передати енергію поля при зіткненні з фононами решітки або з іоном домішки. Відповідно, енергія світлової хвилі при цьому виді поглинання

переходить в тепло. Ймовірність поглинання вільними носіями збільшується зі зростанням довжини хвилі падаючого випромінювання і залежить від ступеня легованості напівпровідників. Відповідно $\alpha \sim \frac{n \cdot \lambda^2}{\mu}$, де n – концентрація вільних носіїв, λ – довжина хвилі падаючого випромінювання, μ – рухливість носіїв (характеризує процеси розсіяння).

Звідси видно, що процес поглинання вільними носіями буде суттєво проявлятися лише в домішкових напівпровідниках.

Поглинання оптичними коливаннями решітки

Решіткове поглинання випромінювання виникає в тих випадках, коли при русі атомів, які утворюють решітку, виникає електричний дипольний момент, який взаємодіє з електричним полем випромінювання.

В ковалентних кристалах типу кремнію та германію електричний момент виникає в результаті деформації електронних оболонок атомів при їх тепловому русі.

В напівпровідникових сполуках, які утворені із атомів різного типу, сам хімічний зв'язок має іонну складову. Тому в кристалах електричні диполі присутні від самого початку. Елементарну комірку таких кристалів можна уявити як таку, що складається з декількох вкладених одна в одну підрешіток. Якщо при тепловому збудженні сусідні атоми підрешіток коливаються в протифазі то це веде до виникнення змінного дипольного моменту і, як наслідок, до випромінювання світла визначеної частоти. Такі коливання кристалічної решітки називаються оптичними.

В свою чергу, якщо світло тої ж частоти попадає на кристал, то воно збуджує оптичні коливання і поглинається. Спектр поглинання оптичних коливань лежить в інфрачервоній області спектра і носить резонансний

характер, тобто спостерігається лише при визначених значеннях енергії фотона.

3. Експериментальне визначення ширини забороненої зони напівпровідників

Взаємодія світла з напівпровідником визначається процесами відбивання, поглинання і пропускання. Відбивання характеризується коефіцієнтом відбивання R , пропускання – коефіцієнтом пропускання T , а інтенсивність поглинання описується коефіцієнтом поглинання α . Експериментально вимірюваними характеристиками напівпровідника є коефіцієнт пропускання T і відбивання R .

Якщо дослідження оптичних властивостей напівпровідника проводиться при кімнатній температурі, то основним механізмом поглинання є власне (фундаментальне) поглинання, при якому енергія квантів світла йде на збудження електронів з валентної зони в зону провідності. Такі переходи валентних електронів можливі лише при умові, якщо енергія падаючого випромінювання E перевищує ширину забороненої зони E_g . Так як енергія фотонів $E = h\nu = hc/\lambda$ зменшується при збільшенні довжини хвилі випромінювання. Досліджуючи спектральні залежності, можна визначити граничне значення $\lambda = \lambda_{кр}$, відповідні енергії фотонів $E = hc/\lambda_{кр} = E_g$, які визначають довгохвильову границю власного поглинання. Енергії фотонів з довжинами хвиль більшими, ніж $\lambda_{кр}$ (тобто які мають енергію меншу, ніж значення ширини забороненої зони), не достатньо для переведення електронів в зону провідності. Відповідно в цьому діапазоні довжин хвиль повинно спостерігатись зменшення величини коефіцієнта поглинання α і зростання коефіцієнта пропускання T .

Дослідження зміни спектральної залежності $T(\lambda)$ проводять в області, яка включає $\lambda_{кр}$.

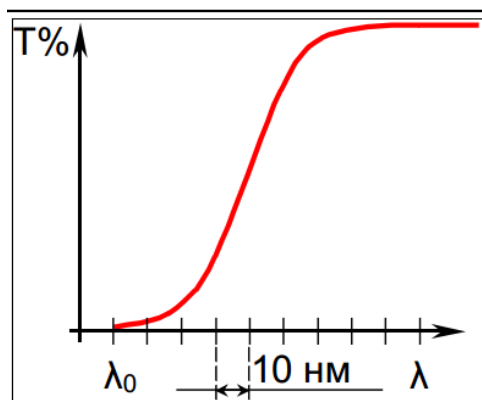


Рис. 10. Залежність коефіцієнта пропускання T від довжини хвилі падаючого випромінювання λ

При відсутності інтерференції з врахуванням багатократного відбивання світла в напівпровідниковій пластинці коефіцієнт пропускання визначається за формулою 6. Виразимо з цього рівняння коефіцієнт поглинання, можна

отримати наступний вираз:

$$\alpha = \frac{1}{d} \ln \left\{ \frac{1-R^2}{2T} + \left[\left(\frac{(1-R)^2}{2T} \right)^2 + R^2 \right]^{\frac{1}{2}} \right\}. \quad (12)$$

Розмірність α визначається товщиною зразка d . Зазвичай α виражають в см^{-1} . Для більшості напівпровідників в досліджуваному діапазоні α коефіцієнт R змінюється незначно і його можна прийняти сталим. Отримавши залежність $\alpha(\lambda)$, можна знайти значення $\alpha(E)$ і визначити ширину забороненої зони напівпровідника E_g . Енергію фотона E при цьому зручно виразити в електронвольтах з допомогою формули $E(\text{eV}) = 1,24 / \lambda (\text{мкм})$.

Теоретичні розрахунки для випадку прямих міжзонних переходів дають наступну залежність

$$\alpha(E) = A^* \cdot (E - E_g)^{\frac{1}{2}}, \quad (13)$$

де A^* – константа, E_g – ширина забороненої зони в еВ.

Побудувавши спектральну залежність $\alpha(E)$ в координатах $\alpha^2 = f(E)$, можна отримати лінійну ділянку цієї залежності. Перетин продовження прямолінійної ділянки з віссю абсцис дозволяє визначити ширину забороненої зони прямозонного напівпровідника (рис. 11а).

Для випадку непрямозонних напівпровідників розрахунки дають залежність

$$\alpha(E) = A^* \cdot (E - E_g \pm E_{\text{фон}})^2. \quad (14)$$

Як видно з рис. 11, графік залежності λ від E має дві прямолінійні ділянки, одна з яких характеризує міжзонні переходи електронів з поглинанням фононів, а друга (при великих значеннях E) описує процеси випромінювання фононів (рис. 11б).

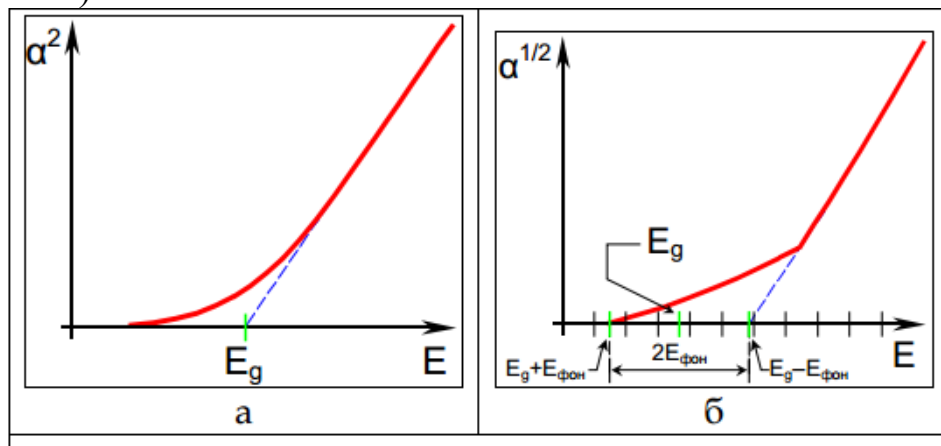


Рис. 11. Визначення ширини забороненої зони в прямо- (а) і непрямозонних (б) напівпровідниках

Перетин першої ділянки з віссю абсцис дає значення $E_g - E_{\text{фон}}$, а другої

$E_g + E_{\text{фон}}$. Довжина відрізка між точками перетину обох прямих з віссю енергії рівна подвоєній енергії взаємодіючих з електроном фононів $2E_{\text{фон}}$. Середина цього відрізка відповідає енергії світла, яка рівна ширині забороненої зони непрямозонного напівпровідника E_g .

Відповідно, в непрямозонних напівпровідниках дослідження спектральної залежності $\alpha(E)$ дозволяє визначити спектр фононів досліджуваної кристалічної решітки, які приймають участь в оптичних переходах при даній температурі.

Хід роботи

1. За допомогою фотометра КФК-3 виміряти коефіцієнт пропускання. Для цього необхідно:

- 1.1. Ввімкнути фотометр КФК-3 (тумблер "сеть").
- 1.2. Прогріти прилад протягом 10 хв.
- 1.3. Встановити режим вимірювання (кнопка "Г" на клавіатурі приладу).
- 1.4. Встановити пластинку з отвором



на столик всередині фотометра.

- 1.5. Закрити кришку приладу.
- 1.6. На індикаторі «А» фіксувати довжину хвилі, на індикаторі «Режим вимірювань» фіксувати інтенсивність світла. Пройти спектральний діапазон 400 – 900 нм з кроком 10 нм.
- 1.7. Встановити пластинку з зразком. Пройти спектральний діапазон 350 – 700 нм з кроком 10 нм.
- 1.8. Побудувати спектральну залежність коефіцієнта пропускання $T = T(\lambda)$, використовуючи співвідношення $T = I_3/I_0$, де I_3 – інтенсивність світла, що пройшло через зразок, I_0 – інтенсивність світла без зразка, що падає на фотоприймач.

2. За краєм поглинання на спектральній залежності $T(\lambda)$ оцініть ширину забороненої зони напівпровідника.

3. Використовуючи спектральну залежність відбивання $R(\lambda)$ (додаток 1) і пропускання $T(\lambda)$ знайти спектральну залежність коефіцієнта поглинання $\alpha(\lambda)$ в діапазоні довжин хвиль 350 – 700 нм з формули (14)

4. Побудувати залежність $\alpha^2(\lambda) = f(h\nu)$.

5. Оцінити наявність лінійної ділянки і міжзонного оптичного переходу. Екстраполюючи лінійну залежність на вісь абсцис ($\alpha^2(\lambda) = 0$) визначити ширину забороненої зони напівпровідника.

Розрахункова таблиця:

λ , нм	I_0	I	$T(\lambda)$	$h\nu$, eV	$R(\lambda)$	α , см ⁻¹	α^2 , см ²
350					15,06		
360					27,72		

370					31,08		
380					32,45		
390					32,93		
400					33,25		
410					33,45		
420					33,64		
430					33,69		
440					33,96		
450					34,34		
460					34,54		
470					34,70		
480					34,93		
490					35,17		
500					35,44		
510					35,67		
520					35,90		
530					36,14		
540					37,45		
550					38,46		
560					39,33		
570					40,11		
580					40,82		
590					41,41		
600					41,84		
610					41,79		
620					42,35		
630					43,06		
640					43,31		
650					43,41		
660					43,48		
670					43,49		
680					43,49		
690					43,46		
700					43,42		

Контрольні питання

1. Дати визначення коефіцієнтів поглинання, пропускання і відбивання.
2. Пояснити в рамках зонної теорії спектральну залежність коефіцієнта поглинання.
3. Які процеси відбуваються в напівпровідниках при поглинанні світла?
4. Що таке власний напівпровідник?
5. Чому поглинання світла власним напівпровідником має пороговий характер?
6. Що визначає ширина забороненої зони в напівпровідниках?

7. Які напівпровідники називають прямо зонними?
8. Які напівпровідники називають непрямозонними?
9. Нелегований напівпровідник має ширину забороненої зони 4 еВ. Якого кольору буде пластинка з цього напівпровідника?
10. Нелегований напівпровідник має ширину забороненої зони 2 еВ. Якого кольору буде пластинка з цього напівпровідника?
11. Як отримують напівпровідник n – чи p – типу?
12. Як розміщуються на зонній схемі домішкові рівні донорів і акцепторів?
13. В домішкових напівпровідниках з'являються нові смуги поглинання. Як пояснити їх походження?
14. Як визначається коефіцієнт поглинання світла в кристалах?
15. Що таке екситонне поглинання ?
16. Що таке власне і домішкове поглинання?
17. Що таке поглинання світла вільними носіями заряду?
18. Що таке поглинання оптичними коливаннями решітки?
19. Як впливає на точність вимірювань товщина пластинки кристалу? Чи існує оптимальна товщина пластинки?
20. Чи можна на використовуваному в роботі приладі дослідити край смуги власного поглинання напівпровідника з шириною забороненої зони 3,5 еВ та більше? Чому?

Лабораторна робота

Дослідження фотопровідності напівпровідникових матеріалів

Мета роботи: вивчити явище фотопровідності твердих тіл

Теоретичні відомості

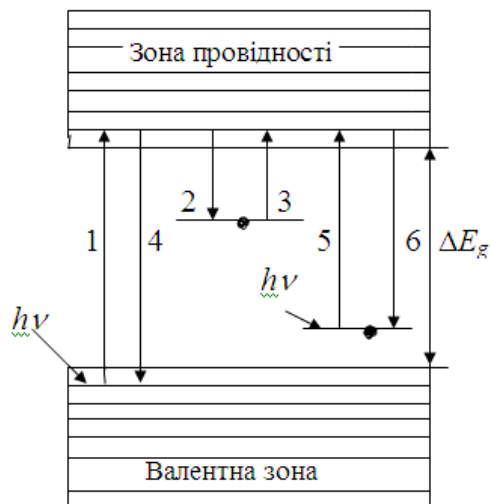
Явище фотопровідності спостерігається в напівпровідниках та діелектриках при поглинанні світла і заключається в тому, що змінюється їх електропровідність. Як правило, електропровідність значно збільшується. В окремих випадках електропровідність збільшується в 10^6 раз і навіть більше. У явищі фотопровідності, тобто зміні опору матеріалу під впливом світла, розрізняють нормальну й аномальну фотопровідність. При нормальній фотопровідності опір матеріалу зменшується при освітленні, при аномальній – зростає.

Збільшення електропровідності твердого тіла при поглинанні світла в рамках зонної теорії пояснюється тим, що при цьому зростає концентрація вільних носіїв заряду. Досить часто це явище називають **внутрішнім фотоефектом**. Для пояснення фотопровідності використаємо спрощену енергетичну діаграму напівпровідника, яка показана на рис.1. Стрілками з номерами позначені можливі енергетичні переходи електронів. Якщо стрілка спрямована вгору, то такий перехід називається **генерацією** і супроводжується поглинанням електроном енергії, а зворотній перехід (**рекомбінація**) – виділенням енергії.

Є три шляхи збільшення концентрації вільних носіїв заряду під дією світла:

- 1) квант світла вириває електрон із валентної зони і переводить його в зону провідності. При цьому одночасно зростає концентрація як електронів у зоні провідності, так і дірок у валентній зоні (власна провідність);
- 2) квант світла вириває електрон із заповнених енергетичних рівнів у забороненій зоні і переводить його в зону провідності (домішкова електронна провідність);
- 3) електрон виривається з валентної зони і переводиться на вільні домішкові рівні в забороненій зоні (домішкова діркова фотопровідність).

Якщо енергія фотона не менше ширини забороненої зони (тобто $h\nu \geq \Delta E_g$), то валентний електрон, поглинаючи такий фотон, має можливість зробити перехід 1. Внаслідок цього у валентній зоні утворюється вільна дірка, а в зоні провідності – вільний електрон. Енергетичний перехід 1 в просторовому розумінні означає, що валентний електрон залишає свій атом і вільно переміщується по всьому об'єму кристала. Переміщуючись у кристалі вільний електрон може потрапити до електронної пастки (перехід 2) і буде там знаходитись деякий час.



Якщо глибина пастки, тобто відстань цього локального енергетичного стану від дна зони провідності $\gg kT$, то цей час буде досить тривалим (десятки секунд і навіть годин). Звільнення електронів з пастки відбувається, або за рахунок теплових коливань ґратки, або при поглинанні довгохвильового випромінювання (перехід 3). Вільно “блукаючий” електрон може зустріти на своєму шляху також вільну дірку і тоді відбувається процес рекомбінації, внаслідок якого зменшується число вільних носіїв заряду на один електрон і на одну дірку (перехід 4).

Процес збільшення кількості вільних носіїв заряду при поглинанні світла називається *генерацією вільних носіїв заряду*, а їх зникнення – *рекомбінацією*.

Темпом оптичної генерації носіїв заряду G називається кількість носіїв заряду, що з’явилась в одиниці об’єму напівпровідника за одиницю часу внаслідок поглинання світла. Темп оптичної генерації пов’язаний з коефіцієнтом поглинання світла $G(h\nu) = \beta(h\nu) \cdot \alpha(h\nu) \cdot I$ (де $\beta(h\nu)$ – квантовий вихід фотоефекту, а I – інтенсивність світлової хвилі).

Позначимо швидкість генерації через G . Це число пар електронів та дірок, які утворюються в одиниці об’єму за одну секунду. А через R позначимо число пар, що рекомбінують в одиниці об’єму за 1 сек. Тоді при досить тривалому сталому освітленні напівпровідника встановлюється динамічна рівновага і буде виконуватись рівність $R = G$. Якщо в деяку мить освітлення напівпровідника припинити, то $G = 0$ і внаслідок рекомбінації концентрація вільних носіїв буде поступово зменшуватись і разом з тим буде зменшуватись електропровідність. Через тривалий час встановиться так звана *темнова електропровідність*, при якій концентрація вільних носіїв буде термодинамічно рівноважною. Ця концентрація визначається температурою і шириною забороненої зони або енергетичним станом донорних та акцепторних домішок.

Якщо позначимо через n_0 – концентрацію вільних рівноважних електронів, а через p_0 – концентрацію вільних рівноважних дірок, то при поглинанні світла будемо мати:

$$n = n_0 + \Delta n; \quad p = p_0 + \Delta p,$$

де Δn і Δp збільшення відповідної концентрації за рахунок поглинання світла. Δn і Δp – концентрація нерівноважних вільних носіїв зарядів. Очевидно, що величини Δn і Δp залежать від інтенсивності світла, що поглинається напівпровідником.

Поглинання світла, що супроводжується електронним переходом 1, називається **фундаментальним**, а виникаючу фотопровідність – **власною фотопровідністю**. Часто фотопровідність виникає при поглинанні світла домішковими атомами, чи іншими дефектами кристалічної ґратки. В цьому випадку енергія фотона $h\nu$ буде меншою від ширини забороненої зони ΔE_g , а фотопровідність буде або тільки електронною, або дірковою. Утворення вільних електронів при домішковому поглинанні показано на рис. 1. переходом 5, а перехід 6 – це їх рекомбінація. У фотопровідниках енергія рекомбінації перетворюється в теплові коливання. В деяких матеріалах процес рекомбінації нерівноважних носіїв заряду супроводжується випромінюванням світла. Таке явище називається **люмінесценцією**, а матеріали **люмінофорами** (кристалофосфорами, чи просто фосфорами).

Питома електропровідність матеріалу (σ), у випадку, коли вільними носіями заряду є електрони і дірки, визначається формулою:

$$\sigma = en\mu_n + ep\mu_p, \quad (1)$$

де n , p – концентрації носіїв заряду в зонах; μ_n , μ_p – їх рухливості.

При освітленні матеріалу провідність може змінюватись як за рахунок зростання концентрації носіїв, так і зміни їх рухливості. Тому при освітленні σ визначатиметься формулою:

$$\sigma_c = en_c\mu_{nc} + ep_c\mu_{pc}. \quad (2)$$

де n_c , μ_{nc} , p_c , μ_{pc} – концентрації і рухливості електронів і дірок у зонах в освітленому матеріалі.

Під фотопровідністю матеріалу розуміють внесок збуджених світлом носіїв у провідність кристалу. Фотопровідність як фізична величина визначається різницею між провідністю кристала на світлі (σ_c) і в темряві (σ):

$$\Delta\sigma = \sigma_c - \sigma \quad (3)$$

Враховуючи формули (1) і (2), одержимо:

$$\Delta\sigma = e(n_c\mu_{nc} - n\mu_n) + e(p_c\mu_{pc} - p\mu_p) \quad (4)$$

Вимірювання концентрації і рухливості носіїв заряду на світлі і в темряві показало, що в більшості випадків фотопровідність обумовлена зміною концентрації вільних носіїв заряду, а не їх рухливості. В такому випадку формула (4) матиме вигляд:

$$\Delta\sigma \approx e\Delta n\mu_n + e\Delta p\mu_p \quad (5)$$

Однак слід зазначити, що рухливість також може залежати від освітлення кристала, оскільки вона визначається розсіюванням носіїв заряду на дефектах кристалічної решітки, які можуть змінювати свій зарядовий стан під дією світлового збудження.

Явище фотопровідності має практичне застосування. Із напівпровідників виготовляють фоторезистори, які застосовуються для реєстрації світлових сигналів (часом досить слабих). **Фоторезистор** в електротехнічному розумінні – це опір, величина якого зменшується при освітленні видимим, або невидимим світлом. Для виготовлення фоторезисторів застосовуються: сульфід кадмію (CdS), селенід кадмію ($CdSe$), сульфід свинцю (PbS), селенід свинцю ($PbSe$), антимонід індію ($InSb$), арсенід галію ($GaAs$) та інші напівпровідникові сполуки. Застосовуються також елементарні напівпровідники кремній (Si) та германій (Ge). Кожен матеріал має свої властивості, які надають фоторезистору чутливість до конкретного спектрального діапазону.

Спектральний розподіл фотопровідності тісно пов'язаний зі спектральним розподілом поглинання світла в напівпровіднику (рис. 2). Всю спектральну криву поглинання можна поділити на дві частини:

- область власного поглинання (зонно-зонне збудження);
- область домішкового поглинання.

Області власного поглинання $h\nu \geq E_g$ відповідає область власної фотопровідності.

Слід відзначити різницю між кривими поглинання і фотопровідності в області I. Зі збільшенням енергії квантів коефіцієнт поглинання світла зростає і може досягти в прямозонних напівпровідниках дуже великих значень **Ошибка! Объект не может быть создан из кодов полей редактирования..** На відміну від коефіцієнта поглинання власна фотопровідність набуває деякої максимальної величини і при подальшому зростанні енергії квантів світла (тобто зменшенні довжини хвилі λ) зменшується. Таку особливість поведінки власної фотопровідності можна пояснити, коли врахувати, що поглинання світла в зразку описується законом Бугера: $I = I_0 e^{-\alpha x}$

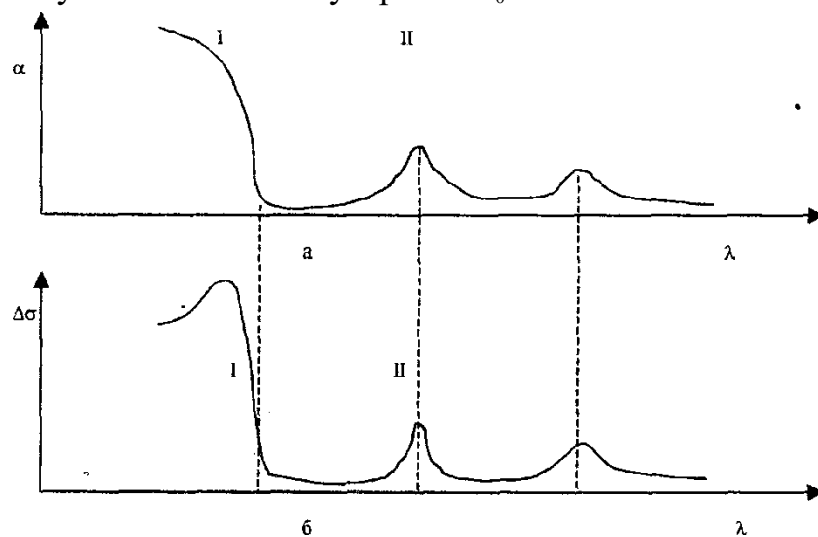


Рис. 2. Спектральний розподіл поглинання світла (а) і фотопровідності (б) в напівпровіднику: I - смуга власного поглинання (міжзонні переходи); II - домішкове поглинання, обумовлене йонізацією домішкових центрів

З цього закону виходить, що світло, в основному, поглинається і збуджує нерівноважні носії заряду в шарі кристала товщиною $\Delta x \cong \frac{1}{\alpha}$. При зростанні енергії квантів (і відповідно збільшенні значення α) товщина приповерхневого шару, відповідального за фотопровідність, зменшується. При цьому все більшу роль у рекомбінаційних процесах починають відігравати рекомбінаційні приповерхневі центри, якими багата поверхня зразка. Внаслідок цього зменшується час життя нерівноважних носіїв заряду і, відповідно, фотопровідність кристала.

Області домішкового поглинання світла Π відповідає домішкова фотопровідність. Домішкова фотопровідність обумовлена йонізацією домішкових центрів. Як правило, домішкова фотопровідність значно менша за власну фотопровідність. Зі спектрального розподілу фотопровідності можна оцінити ширину забороненої зони напівпровідника й енергетичне положення домішкових центрів у забороненій зоні.

На фотопровідність фотопровідника значний вплив має температура. Із зниженням температури зменшується число темнових носіїв струму. Це призводить до збільшення, по-перше: відносної ролі фотопровідності в загальній провідності напівпровідника; по-друге, до збільшення абсолютної величини фотопровідності, оскільки із зменшенням концентрації темнових носіїв струму зменшується ймовірність рекомбінації фотоносіїв.

Хід роботи

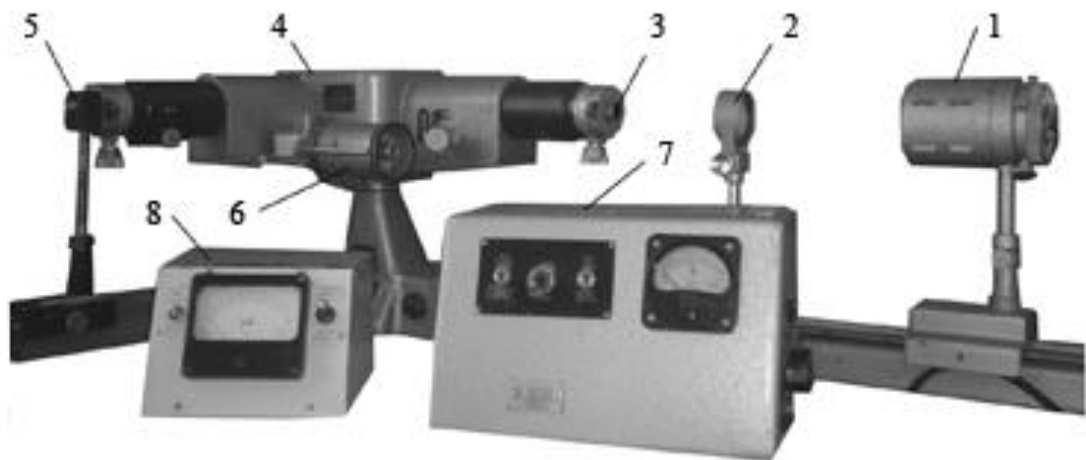


Рис. 3. Експериментальна установка : 1 – джерело світла, яке розміщене в захисному кожусі; 2 – конденсорна лінза; 3 – вхідна щілина монохроматора; 4 – монохроматор; 5 – напівпровідниковий кристал; 6 – барабан довжин хвиль монохроматора; 7 – джерело живлення лампочки розжарення; 8 – мікроамперметр.

1. Встановити конденсорну лінзу 2 в рейтер, що знаходиться на оптичній лаві, так, щоб оптичний центр лінзи збігався з оптичною віссю монохроматора. Пучок світла від лампи розжарювання направити на лінзу.

2. Пересуваючи рейтер з лінзою 2 по оптичній лаві, добитися чіткого зображення нитки розжарення лампи джерела світла на вхідній щілині монохроматора.

3. *Регулювання максимальної чутливості фотоелемента* 5. Встановити перемикач вибору меж вимірювання мікроамперметра 8 в положення $\times 1$. Обертаючи барабан 6 довжин хвиль в межах $n = 700\text{--}3200$ відносних одиниць шкали барабана 6 спостерігати за стрілкою мікроамперметра максимум фотоструму $I_{\phi_0}(\lambda)$. При цьому, відхилення стрілки мікроамперметра повинно становити не менше 40 поділок його шкали. При меншій чутливості мікроамперметра *регулюванням положення кристала відносно щілини монохроматора та ширини щілини монохроматора* усунути виявлений недолік в чутливості.

4. Вимкнути блок 7 (лампу) та визначити темнове значення струму зразка (I_T).

5. Ввімкнути лампу і зняти спектральну характеристику зразка. Для цього обертаючи барабан 6 в межах $n = 700\text{--}3200$ через кожні 100 відносних одиниць шкали довжин хвиль визначати за показами мікроамперметра значення фотоструму $I_C(\lambda)$. Результати вимірювання записувати в таблицю 1.

6. За допомогою кривої градування монохроматора, наведеної на робочому місці, встановити відповідність між показами n шкали барабана монохроматора та відповідними довжинами хвиль λ . Результати записати в таблицю 1.

Таблиця 1

n , відн.од.	$I_C(\lambda)$, мкА	λ , Å	$I_{\phi} = I_C - I_T$

7. Для кожного значення поділок шкали барабана визначити $I_{\phi} = I_C - I_T$

8. Побудувати графік спектральної залежності фотоструму від довжини хвилі.

9. Обчислити кратність зміни провідності в області довжин хвиль, які відповідають максимальній чутливості зразка.

10. Оцінити ширину забороненої зони (E_g) (або енергетичне положення домішкових центрів у забороненій зоні) напівпровідника, який використовується як робочий матеріал зразка.

11. Зробити відповідні висновки.

Контрольні питання

1. Що називають фотопровідністю?
2. Що таке фотогенерація?
3. Які існують напівпровідникові прилади принцип дії яких ґрунтується на явищі фотогенерації?

4. Використовуючи енергетичну (зонну) діаграму напівпровідника, пояснити власну фотопровідність.
5. Використовуючи енергетичну (зонну) діаграму напівпровідника, пояснити домішкову фотопровідність.
6. Яким чином з'являються нерівноважні носії заряду в напівпровідниках?
7. Як змінюється провідність напівпровідників в залежності від довжини хвилі падаючого світла і чому?
8. Як за спектральною характеристикою фотопровідності визначити енергію оптичного збудження носіїв?
9. Яка роль поверхневої рекомбінації в явищі фотопровідності?
10. Як впливає температура на фотопровідність напівпровідника?
11. Як впливає інтенсивність освітлення на фотопровідність напівпровідника?
12. Поясніть механізми власної та домішкової фотопровідностей.

Лабораторна робота

Визначення релаксаційного часу життя носіїв заряду методом спаду фотопровідності

Мета роботи: вивчити кінетику фотопровідності твердих тіл

Теоретичні відомості

Виникнення вільних носіїв заряду потребує затрат енергії. В звичайних умовах ця енергія береться із енергії теплового коливального руху кристалічної ґратки напівпровідника завдяки існуванню взаємодії між електронами та атомами (іонами). В результаті виникає *генерація* вільних електронів провідності, тобто «закидання» електронів у зону провідності із валентної зони або із донорних рівнів. Одночасно відбувається зворотній процес – *рекомбінація*. В умовах термодинамічної рівноваги, коли температура не змінюється і постійна по всьому об'єму напівпровідника, між процесами генерації та рекомбінації встановлюється динамічна рівновага, якій відповідає певна *рівноважна концентрація* електронів провідності n_0 .

Таким же чином відбувається генерація вільних дірок і встановлюється їх рівноважна концентрація p_0 . Тому вільні електрони та дірки, які утворені під впливом енергії теплового руху кристалічної ґратки в умовах термодинамічної рівноваги між електронним «газом» та ґраткою, будемо називати рівноважними, а їх концентрації (n_0 та p_0) – рівноважними концентраціями.

Однак енергію електронам можна надати не тільки через тепловий рух кристалічної ґратки, а й безпосередньо, наприклад, опромінюючи квантами електромагнітного випромінювання або іншими частинками. Якщо надана таким чином енергія достатня для генерації вільних носіїв заряду, тоді виникнуть додаткові *нерівноважні* носії заряду, які характеризуються додатковою концентрацією електронів Δn та дірок Δp . Повні нерівноважні концентрації вільних електронів та дірок будуть відповідно дорівнювати:

$$n = n_0 + \Delta n, \quad p = p_0 + \Delta p.$$

Нерівноважними ці додаткові носії (концентрації) називаються тому, що енергія електромагнітних квантів сприймається переважно електронами, в той час як середня тепла енергія кристалічної ґратки при цьому практично не змінюється. Тому між електронним «газом» та кристалічною ґраткою порушується термодинамічна рівновага.

Таким чином, нерівноважними вільними носіями заряду (нерівноважними концентраціями носіїв) будемо називати носії (концентрації), утворені внаслідок підведеної до електронів енергії будь-яким іншим способом, крім енергії кристалічної ґратки в умовах термодинамічної рівноваги.

Розглянемо однорідний напівпровідник, який рівномірно освітлюється. Вважатимемо, що світло рівномірно поглинається по всьому об'єму кристала. Як і раніше, темп генерації електронно-діркових пар позначатимемо через R (кількість електронно-діркових пар, які утворюються світлом в одиниці об'єму

за одиницю часу).

Через деякий проміжок часу після початку фотозбудження фотострум у кристалі досягає стаціонарного значення (незмінного з часом). Це може бути пояснено тим, що поряд з процесом утворення вільних носіїв заряду в кристалі існує процес їх рекомбінації, в стаціонарному випадку величина фотоструму визначається рівновагою між темпом генерації електронно-діркових пар і темпом їх рекомбінації. При цьому, очевидно, виконується співвідношення:

$$R = \frac{\Delta n}{\tau_n}, \quad (1)$$

$$R = \frac{\Delta p}{\tau_p}, \quad (2)$$

$$\Delta n = R\tau_n, \quad (3)$$

$$\Delta p = R\tau_p, \quad (4)$$

де τ_n і τ_p дістали назву стаціонарного часу життя вільних електронів і дірок.

З урахуванням рівнянь (3) і (4) зміну провідності можна записати:

$$\Delta\sigma = eR(\mu_n\tau_n + \mu_p\tau_p). \quad (5)$$

Час життя вільних носіїв заряду є важливим параметром теорії фотопровідності.

Необхідно розрізнити ряд значень терміна “час життя”.

1. Час життя вільного нерівноважного носія заряду. Це час, протягом якого вільний нерівноважний носій заряду вносить вклад у фотопровідність, тобто це час, протягом якого збуджений електрон знаходиться в зоні провідності, а збуджена дірка – у валентній зоні. Величини τ_n і τ_p у формулі (5) мають саме такий зміст. Якщо в кристалі відсутні пастки (центри прилипання), які захоплюють із зон носії зарядів, утримують їх деякий час, а потім назад викидають у зони, то час життя вільного носія визначається середнім проміжком часу між актами його збудження й рекомбінації.

2. Час життя збудженого носія. Це весь проміжок часу між актами збудження й рекомбінації, тобто час, протягом якого носій залишається в збудженому стані. Час життя збудженого носія включає в себе і той час, протягом якого носій знаходиться на центрі прилипання. Тому в кристалах з пастками він більший від часу життя вільних носіїв заряду.

3. Час життя електронно-діркової пари. Час життя пари – це час, протягом якого існує електронно-діркова пара, збуджена квантом світла або іншим способом.

4. Час життя неосновних носіїв заряду. Це час, протягом якого неосновний носій є вільним і вносить вклад у провідність, створену неосновними носіями: електронами в кристалах з провідністю р- типу і дірками в напівпровіднику n-типу. Як правило, час життя пари визначається часом життя неосновних носіїв заряду.

5. Час життя основних носіїв. Під часом життя основних нерівноважних носіїв заряду розуміють час перебування їх у вільному стані,

тобто електронів у речовині з провідністю n -типу і дірок в p -типі. Якщо концентрація вільних носіїв у речовині значно більша за концентрацію центрів рекомбінації (що має місце в добре очищених напівпровідниках), то час життя основних носіїв практично дорівнює часу життя неосновних носіїв заряду.

Але якщо концентрація вільних носіїв заряду значно менша за концентрацію центрів рекомбінації (що часто реалізується в широкозонних напівпровідниках або ізоляторах), то час життя основних носіїв може бути значно більшим за час життя неосновних носіїв. Тому для підвищення фоточутливості, обумовленої великим часом життя основних носіїв заряду, в кристал вводять центри рекомбінації, які характеризуються великою ймовірністю захоплення неосновних носіїв заряду і значно меншою ймовірністю захоплення основних носіїв.

Так, наприклад, у нечутливих до світла зразках CdS часи життя основних і неосновних носіїв заряду майже однакові і становлять величину 10^{-6} с. У фоточутливих монокристалах CdS час життя основних носіїв зростає до величини 10^{-3} с, тоді як час життя неосновних носіїв зменшується до 10^{-8} с.

При освітленні у напівпровіднику утворюються електронно-діркові пари, які внаслідок рекомбінації через деякий час взаємно нейтралізуються, зникають (анігілюють). Стала інтенсивність освітлення зразка забезпечує встановлення у ньому деякої стаціонарної концентрації нерівноважних електронів n_0 , дірок p_0 і, через те, фотоструму I_ϕ . До того ж при наданні ступінчастого імпульсу світла на зразок всі ці значення встановлюються не миттєво, а зростають за експоненціальним законом. Так, для концентрації електронів ця залежність наступна:

$$n(t) = n_0 \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}} \right) \quad (6)$$

для фотоструму

$$I_\phi(t) = I_0 \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}} \right) \quad (7)$$

де $\tau = \tau_g$ – характерний час генерації нерівноважних пар (електрон+дірка).

На рис. 1 експоненціальне зростання фотоструму показано на фоні ступінчатої форми світлового імпульсу суцільною лінією.

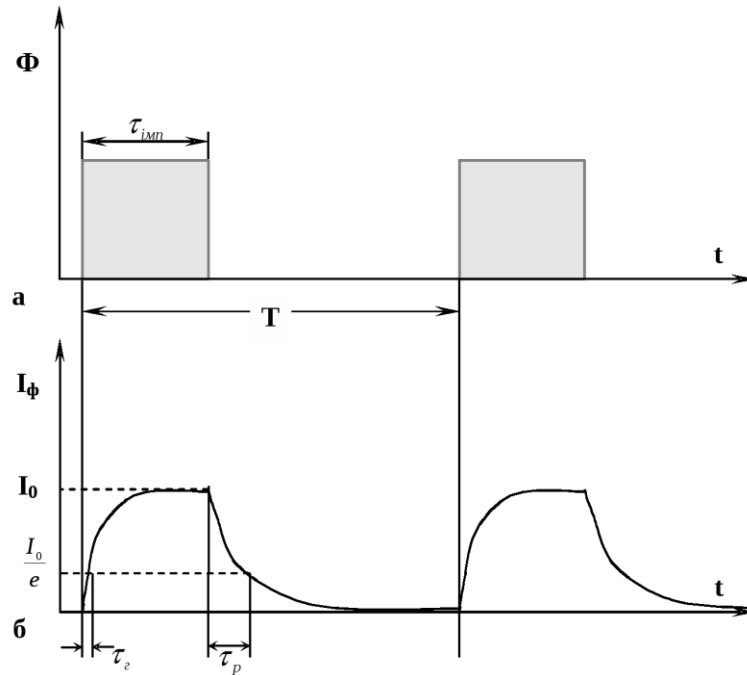


Рис.1. Сигнал фотоструму

Під час різкого ступінчастого припинення освітлення зразка фотострум зникає так само не миттєво, а за експоненціальним законом :

$$I_{\phi} = I_0 e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (8)$$

адже

$$n = n_0 e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (9)$$

де $\tau = \tau_p$ – характерний час релаксації, який характеризує середній час життя нерівноважних носіїв.

Характер зміни фотоструму під час освітлення і затемнення зразку показано на рис. 2.

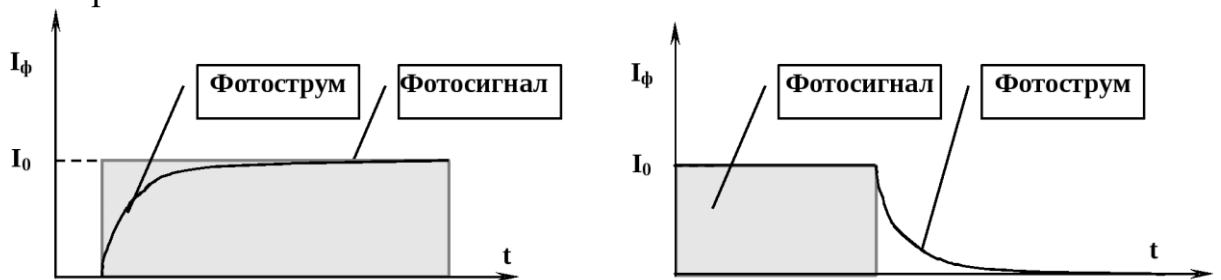


Рис.2. Характер зміни фотоструму

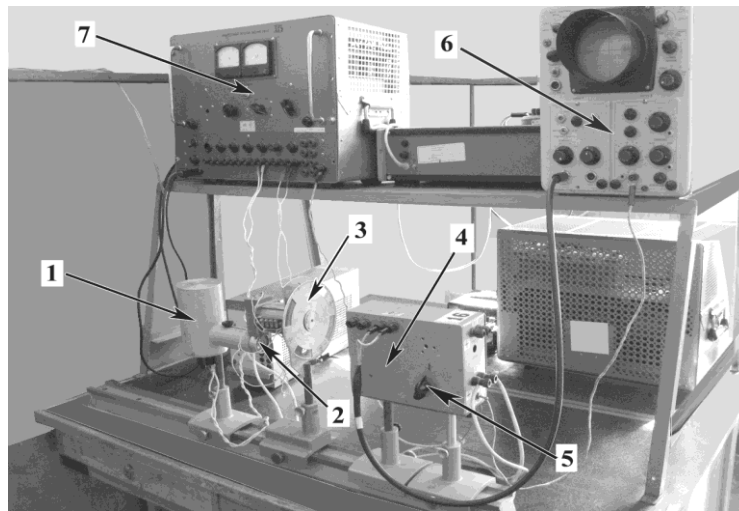
Розглянемо криву зростання фотоструму, що описується виразом (7). За час $t = \tau_2$, фотострум збільшується в разів, де $e = 2.718$ (основа натурального логарифма). Тому для визначення часу життя нерівноважних носіїв заряду в напівпровідниковому фотоелементі необхідно визначити час, за який фотострум збільшується в e разів. Це можна зробити за допомогою

осцилографу.

Аналогічно, розглянемо криву спаду фотоструму, що описується виразом (8). За час $t = \tau_p$, фотострум зменшується в e разів, де (основа натурального логарифма). Тому для визначення часу життя нерівноважних носіїв заряду в напівпровідниковому фотоелементі необхідно визначити час, за який фотострум зменшується в e разів.

Опис експериментальної установки та методика вимірювання

Для дослідження в даній лабораторній роботі використовується метод експоненти. Його суть полягає в безпосередній реєстрації кінетики зміни фотоструму через напівпровідниковий зразок під впливом дії на останній П-подібними світловими імпульсами. На рис.3 зображена принципова схема установки.



1. джерело світла; 2. збираюча лінза; 3. модулятор світла;
4. напівпровідниковий зразок (в корпусі); 5. навантажувальний опір R (в корпусі); 5. осцилограф; 6. блок живлення.

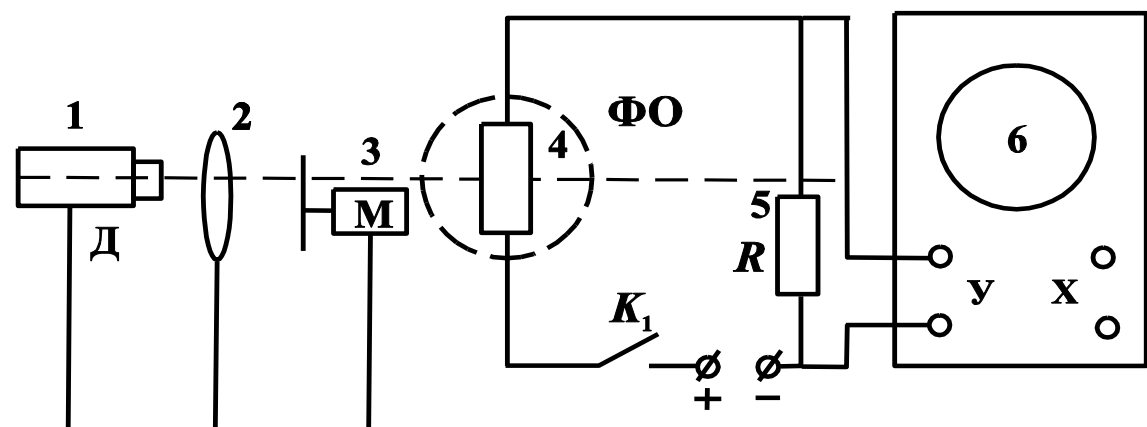


Рис.3. Схема установки для вимірювання часу життя методом експоненти

Світло від джерела (1) за допомогою збиральної лінзи (2) фокусується на напівпровідниковий зразок (4). Крім того, на шляху світлового променя

ставиться модулятор світла (3), тобто диск із отворами, який приводиться в обертальний рух за допомогою електродвигуна (М). На зразок попадають П-подібні світлові імпульси, які викликають відповідну зміну провідності σ та фотоструму I_ϕ через зразок. За реєструючий прилад використовується осцилограф (6), конструкція якого дозволяє на екрані створювати мітки часу. Оскільки осцилограф реєструє напругу, то в коло фотоопору, крім джерела живлення, включений навантажувальний опір R (5), з якого і подається досліджуваній сигнал на вхід осцилографа.

Спад напруги на R дорівнює $U = I_\phi R$ і змінюється за таким же законом, як і фотострум, наприклад для моменту, коли припинено освітлення:

$$U(t) = U_0 \exp\{-t/\tau\}, \quad (10)$$

де U_0 – напруга на R в момент часу $t = 0$.

Таким чином, визначення часу життя нерівноважних носіїв зводиться до виміру часу релаксації τ напруги на опорі R .

Для цього безпосередньо по шкалі на екрані осцилографа вимірюється напруга $U(t)$ для кількох моментів часу в умовних одиницях, а відповідні моменти часу визначаються за допомогою часових міток, інтервали між якими точно відомі і можуть змінюватися.

За вимірними значеннями можна побудувати графік $U = f(t)$, який є (за вибраною методикою) точною копією графіка $\Delta n = f(t)$, а отже на відрізку спаду можна визначити час життя τ , використовуючи співвідношення (8).

Хід роботи

1. Ознайомитися із лабораторною установкою, призначенням та роботою окремих вузлів і приладів.

2. Підготувати лабораторну установку до роботи:

– увімкнути джерело світла, модулятор, осцилограф;

– увімкнути живлення фотоопору;

– одержати на екрані осцилографа стійке зображення процесу виникнення та зникнення фотопровідності.

3. Для кожної часової мітки (t_1, t_2, \dots, t_n) по шкалі на екрані осцилографа зафіксувати відповідні значення напруги (U_1, U_2, \dots, U_n) в умовних одиницях.

За одержаними даними побудувати графік $U = f(t)$ для ділянки наростання та спадання провідності.

4. Визначити характерний час генерації нерівноважних пар (τ_g) за співвідношенням 7.

5. Визначити характерний час рекомбінації нерівноважних пар (τ_p) за співвідношенням 8.

6. Повторити вимірювання для різних частот повторення імпульсів та різних напруг на зразку.

7. Проаналізувати одержані результати та зробити висновки.

Контрольні питання

1. Які носії заряду називаються рівноважними?

2. Які носії заряду називаються нерівноважними?
3. Що називають часом життя вільного нерівноважного носія заряду?
4. Що називають часом життя збудженого носія?
5. Що називають часом життя електронно-діркової пари?
6. Що називають часом життя неосновних носіїв заряду?
7. Що називають часом життя основних носіїв заряду?
8. Що називають стаціонарною концентрацією нерівноважних носіїв заряду?
9. Як визначається характерний час генерації нерівноважних носіїв заряду?
10. Як визначається характерний час рекомбінації нерівноважних носіїв заряду?
11. Поясніть механізм провідності напівпровідників.
12. Яким чином в напівпровіднику можна генерувати нерівноважні носії заряду?
13. У чому суть експериментальної методики визначення часу життя нерівноважних носіїв?
14. Який зв'язок між зміною напруги на навантажувальному опорі в колі та зміною концентрації нерівноважних носіїв?
15. Яким чином практично визначається час життя нерівноважних носіїв заряду?

Лабораторна робота

ІЧ-спектроскопія неорганічних напівпровідників

Мета: вивчити призначення, принцип дії, конструкцію основних вузлів та технічні дані Фур'є-спектрометра, виміряти за його допомогою спектри пропускання та домішкові смуги поглинання неорганічних напівпровідників

Теоретичні відомості

Фур'є-ІЧ-спектроскопія - це широко відома і перевірена технологія аналізу для ідентифікації невідомих хімічних речовин. Метод заснований на мікроскопічній взаємодії інфрачервоного світла з хімічною речовиною за допомогою процесу поглинання і в результаті дає набір діапазонів. Цей спектр діапазонів унікальний для хімічної речовини і служить «молекулярним відбитком», таким же унікальним, як і відбиток пальця.

Крім того, що Фур'є-ІЧС - це широкозастосовний метод, в ній використовується аналіз властивих властивостей хімічної речовини. Завдяки цьому Фур'є-ІЧС підходить для зіставлення з спектральною бібліотекою. За допомогою великої бази даних підхід зіставлення з спектральною бібліотекою дає можливість швидко ідентифікувати тисячі хімічних речовин на підставі їх унікального «молекулярного відбитка».

Інфрачервона спектроскопія (коливальна спектроскопія, середня інфрачервона спектроскопія, ІЧ-спектроскопія) – різновид молекулярної оптичної спектроскопії з довжиною хвиль від 0,5 до 1000 мкм, заснований на взаємодії речовини з електромагнітним випромінюванням в ІЧ діапазоні: між червоним краєм видимого спектра (хвильове число 14000 см^{-1}) і початком короткохвильового радіодіапазону (20 см^{-1}). Основні області ІЧ-спектроскопії:

- $4000\text{--}2500\text{ см}^{-1}$. Область валентних коливань простих зв'язків: O–H, N–H, C–H, S–H;
- $2500\text{--}1500\text{ см}^{-1}$. Область валентних коливань кратних зв'язків: C=C, C=O, C=N, C≡C, C≡N;
- $1500\text{--}500\text{ см}^{-1}$. Область валентних коливань простих зв'язків: C–C, C–N, C–O і деформаційних коливань простих зв'язків: C–H, O–H, N–H. Інтенсивність ліній поглинання в цьому діапазоні індивідуальні для кожної конкретної сполуки.

Інфрачервоні спектри утворюються при поглинанні ІЧ променів з частотами, що співпадають з власними коливальними і обертальними частотами молекул або з частотами коливань кристалічної ґратки. Коливальні рухи та хімічні зв'язки в молекулах взаємопов'язані. Подібно до електронів у молекулах, коливальна енергія молекул має квантову природу, тому поглинаюча енергія змінюється не непереривно, а стрибком. Таким чином, поглинута енергія витрачається на збудження коливальних рівнів або перетворюється у кінетичну енергію молекули. У результаті ІЧ-спектр молекули являє собою низку піків або смуг поглинання, які описують

відповідні коливальні енергетичні переходи

Висновки, щодо складу та будови речовини за її ІЧ-спектром базуються на характеристичних коливаннях. Коливання атомів та груп атомів у реальній молекулі ковалентно зв'язані між собою взаємним впливом, тому спектри сполук являють собою набори різних коливань, кожне з яких проявляє в певному інтервалі частот. Відповідні таким коливанням смуги поглинання називаються характеристичними смугами, а частоти їх максимумів – характеристичними частотами. Наявність характеристичних смуг в ІЧ-спектрі зумовлено індивідуальними особливостями структури молекул досліджуваної речовини. Аналіз ІЧ-спектрів досліджуваної речовини зводиться до пошуку характеристичних смуг поглинання та їх співставлення до відповідних структурних елементів з врахуванням значень частот максимумів поглинання, форми та інтенсивності смуг. Інтенсивність смуг зображають, як поглинання (J) або пропускання (R) світла у відсотках (%). Смуги поглинання порівнюють між собою і групують на сильні, середні та слабкі.

Застосування ІЧ-спектроскопії

1. Дослідження будови – встановлення функціональних груп.
2. Встановлення ідентичності, наприклад, досліджуваної речовини з відомим зразком, які повинні мати тотожні спектри.
3. Визначення чистоти: наявність "сторонніх" піків свідчить про домішки.
4. Кількісний аналіз: інтенсивність поглинання в певних частинах спектру пропорційна концентрації речовини.
5. Вивчення внутрішніх і міжмолекулярних взаємодій.

Фур'є-спектрометр – це спектральний прилад, в якому оптичний спектр одержують у два етапи: спочатку реєструється інтерферограма досліджуваного випромінювання після чого через її фур'є-перетворення обчислюють шуканий спектр (рис. 1). Сукупність спектральних методів, здійснюваних за допомогою фур'є-спектрометра, називають фур'є-спектроскопією.

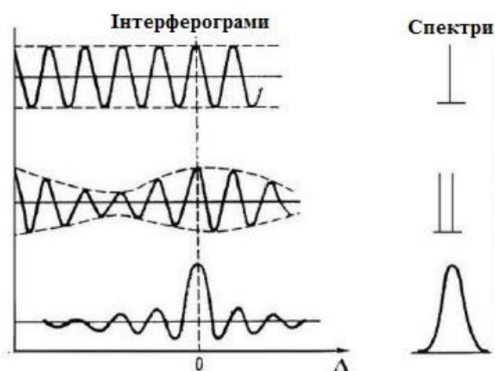


Рис. 1. Приклади спектрів та відповідних їм інтерферограф

Основна частина оптичного фур'є-спектрометра (рис. 2) – інтерферометр Майкельсона – містить взаємно перпендикулярні нерухоме 4 і рухоме 2

дзеркала і напівпрозору світлоподіляючу пластину 3, розташовану в місці перетину падаючих пучків випромінювання і пучків, відбитих від обох дзеркал. Оптичне випромінювання від джерела 1, потрапляючи на світлодільник 3, поділяється на два пучки. Один із них прямує на нерухоме дзеркало, другий – на рухоме; потім обидва пучка, відбившись від дзеркал, виходять через світлоподіляючу пластину з інтерферометра в тому самому напрямку. Далі випромінювання фокусується на зразку 5 і надходить на фотодетектор 6.

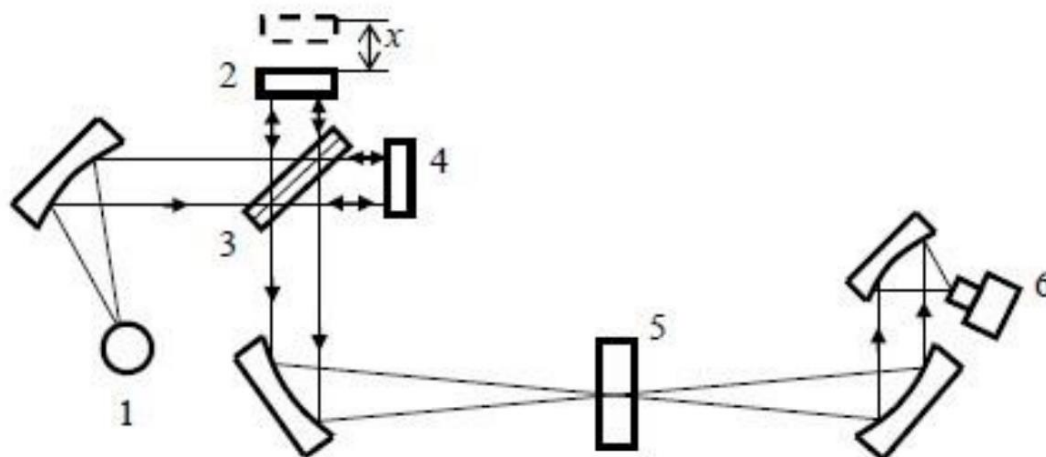


Рис. 2. Спрощена оптична схема фур'є-спектрометра

Два пучки відрізняються один від одного оптичною різницею ходу, величина якої залежить від положення рухомого дзеркала. За рахунок інтерференції пучків інтенсивність результуючого потоку періодично змінюється. Частота модуляції залежить від частоти падаючого випромінювання та від величини зміщення рухомого дзеркала. У результуючій інтерферограмі виділяється точка нульової різниці ходу (точка білого світла), у якій всім частот спостерігається максимум, тому від неї ведуть відлік зміщення рухомого дзеркала.

Якщо зразок поглинає випромінювання з частотою, то інтенсивність інтерферограми, що відповідає цій частоті, зменшується. У результаті після фур'є-перетворення, що здійснюється на комп'ютері, в отриманому діапазоні спостерігається смуга поглинання зразка.

За допомогою Фур'є аналізу просторова або часова функція розбивається на синусоїдальні складові, кожна з яких має свою частоту, амплітуду та фазу. Зрештою формується амплітудний спектр поглинання, що відповідає досліджуваному зразку. Інтегральна інтенсивність світлового потоку $I(\delta)$, що виходить з ідеального інтерферометра, описується виразом:

$$I(\delta) = 0,5 \int V(\sigma) d\sigma + 0,5 \int V(\sigma) \cos(2\pi\sigma\delta) d\sigma, \quad (1)$$

де (σ) – спектральна щільність випромінювання, що входить в інтерферометр (від джерела S); δ – величина переміщення рухомого дзеркала інтерферометра. Фур'є-перетворення змінної частини функції $I(\delta)$ (інтерферограми) дозволяє отримати досліджуваний спектр:

$$V(\sigma) = 2 \int I'(\delta) \cos(2\pi\sigma\delta) d\delta. \quad (2)$$

Ідеальна інтерферограма передбачається нескінченно протяжною, при цьому роздільна здатність фур'є-спектрометра була б нескінченно велика. Проте деякі чинники обмежують роздільну здатність: кінцеві межі механічного переміщення дзеркала, можливості цифрової реєстрації та обробки інтерферограми, неідеальність оптичної системи та ін.

У фур'є-спектрометрі реалізуються два основні принципи сканування інтерферограми: покрокове та безперервне (швидке). У швидкоскануючому фур'є-спектрометрі рухомий відбивач рухається постійною швидкістю v . На виході інтерферометра кожна спектральна складова досліджуваного сигналу синусоїдально модулюється з частотою $\nu = 2\nu\sigma$ і основне інтегральне співвідношення фур'є-спектроскопії набуває вигляду

$$I(t) = 1/\nu \int B(\nu) \cos 2\pi \nu t d\nu. \quad (3)$$

У цьому випадку інтерферометр модулює власний сигнал. Якщо спектральний сигнал, що досліджується, лежить в інтервалі від σ_1 до σ_2 , діапазон частот ν модуляції інтерференційного сигналу змінюється в межах $2\nu\sigma_1 < \nu$. Цей діапазон можна змінювати, варіюючи швидкість v та підбираючи фотоприймачі з різними частотними характеристиками.

Фур'є-спектрометри, що випускаються різними виробниками, дозволяють працювати в широкому спектральному інтервалі від 5 до $5 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$, тобто від субміліметрового до УФ-діапазону, хоча найбільш поширені прилади, що працюють в ІЧ-області, де переваги фур'є-спектрометрів найбільші. Спектральна роздільна здатність сучасних приладів змінюється у межах: від кількох десятків до 10^{-4} см^{-1} .

Час реєстрації інтерферограми одержуваних спектрів у більшості фур'є-спектрометрів становить від частини секунди до декількох хвилин. Прилади з високими швидкостями зміни оптичної різниці ходу мають часову роздільну здатність до 2...3 мс при спектральній роздільній здатності до $0,1 \text{ см}^{-1}$. У приладах з кроковим скануванням досягається часової роздільної здатності порядку десятків секунд при дослідженні сигналів, що періодично повторюються.

Переваги фур'є-спектрометрів

1. Виграш Жакіно. Тілесні кути джерела і приймача можуть досягати значних величин, таким чином через прилад проходить більше світлового потоку, отже, відбувається повніше використання аналізованого випромінювання.

2. Виграш Фелжетта. У кожний момент часу реєструється весь спектр, тому у фур'є-спектрометрах більш високе співвідношення сигнал/шум, ніж у дифракційних чи призмових приладах.

3. Відсутність обмежень для спектральної роздільної здатності, що обумовлено кінцевими розмірами оптичних елементів. Роздільна здатність сучасних фур'є-спектрометрів досягає $0,002 \text{ см}^{-1}$.

4. Зниження вимог до допустимих аберацій оптичних елементів приладу. З цієї причини стає можливим створення оптичних схем з великим відношенням діаметра об'єктива до його фокусу (відносним отвором), зазвичай

1:3, що робить такі фур'є-спектрометри компактнішими порівняно з щілинними дисперсійними.

5. Висока швидкість реєстрації спектрів за наявності швидкодіючих цифрових фур'є-процесорів.

6. Велике відношення сигнал/шум у порівнянні з дисперсійними приладами, що особливо помітно в ІЧ-діапазоні.

Фур'є-спектрометрія заснована на законі Бугера-Ламберта. Експериментально було встановлено, що зменшення потоку випромінювання при його поглинанні в середовищі товщиною dl пропорційно величині пройденого шляху та потоку падаючого випромінювання:

$$d\Phi = -\beta\lambda\Phi dl, \quad (4)$$

де $\beta\lambda$ – коефіцієнт поглинання (не плутати з величиною спектрального поглинання, яка є відношенням потоку випромінювання, поглиненого тілом, до потоку випромінювання, що впав на це тіло). Розділяючи змінні та інтегруючи, приходимо до відомого закону Бугера-Ламберта. Інтенсивність паралельного монохроматичного пучка світла при поширенні його в поглинаючому середовищі зменшується згідно з виразом

$$I(l) = I_0 \exp(-\beta\lambda l), \quad (5)$$

де $I(l)$ – інтенсивність паралельного монохроматичного пучка світла, що виходить; I_0 – інтенсивність вхідного пучка; l – товщина шару речовини, якою проходить світло.

Коефіцієнт поглинання – величина, зворотна відстані, у якому паралельний монохроматичний оптичний пучок послаблюється рахунок поглинання речовині в e разів (натуральний коефіцієнт поглинання) або в 10 разів (десятковий коефіцієнт поглинання). Вимірюється см^{-1} або м^{-1} .

Опис лабораторної установки

Зовнішній вигляд лабораторної установки наведено на рис. 3. У роботі використовується фур'є-спектрометр SHIMADZU IRAffinity-1S. Досліджуваний зразок розміщують на оптичній осі між блоками випромінювача і реєстратора спектрометра. Спектрометр з'єднаний з комп'ютером, на моніторі якого спостерігають результати вимірювань.



Рис. 3. Зовнішній вигляд фур'є-спектрометра SHIMADZU IRAffinity-1S

Програмне забезпечення Lab Solutions IR, що додається до приладу, працює в середовищі Windows та забезпечує вимірювання спектрів, тестування спектрометра, роботу з базою даних спектрів речовин. Для обробки, аналізу та відображення спектрів передбачений широкий набір операцій та функцій. Програма має інтуїтивно зрозумілий інтерфейс англійською мовою. Є пакети програм на вирішення прикладних завдань: багатокомпонентний кількісний аналіз, факторний аналіз, ідентифікація спектрів по заданій бібліотеці та ін.



Рис. 4. Вікно програми Lab Solutions IR

Головне меню програми містить практично всі команди управління та дозволяє задати та налаштувати роботу з файлами, взаємодію зі спектрометром, параметри графіки, обчислень та ін.

Хід роботи

1. Увімкнути Фур'є-спектрометр (кнопка в нижній частині зовнішньої панелі приладу).
 2. Запустити програму Lab Solutions IR з робочого стола ПК (послідовність дій: Lab Solutions IR → Ok → Spectrum).
 3. У діалоговому вікні програми Lab Solutions IR вибрати закладку Instrument → Connect. (до 1 хв триватиме з'єднання та узгодження роботи приладу з ПК).
 4. Приготувати порожню кювету для вимірювання спектру. Відкривши захисний кожух відділення для вимірювання зразків, встановити кювету на шляху проходження променя. Закрити захисний кожух.
 5. Увімкнути сканування опорного сигналу (кнопка VKG Scan → Ok).
- Увага! Під час сканування забороняється вмикати/вимикати будь-які кнопки на приладі та в діалоговому вікні програми Lab Solutions IR.

6. У відділення для вимірювання зразків встановити кювету із досліджуваною рідиною (твердотільний зразок) на шляху проходження променя. Закрити захисний кожух.
 7. У діалоговому вікні програми Lab Solutions IR вибрати закладку Measurement.
 8. Увімкнути сканування сигналу з досліджуваною рідиною (твердотільним зразком) (кнопка Sample Scan).
- Увага! Під час сканування забороняється вмикати/вимикати будь-які кнопки на приладі та в діалоговому вікні програми Lab Solutions IR.
9. Зберегти отримані результати на диску ПК: File → Save as ... Для збереження у форматі txt: File → Export ...
 10. Завершення роботи з Фур'є-спектрометром проводять у такій послідовності:
 - а) вибрати закладку Instrument → Disconnect;
 - б) закрити програму Lab Solutions IR;
 - в) вимкнути прилад (кнопка в нижній частині зовнішньої панелі приладу).

Контрольні запитання та завдання

1. Перерахуйте відомі вам принципово різні методи оптичної спектроскопії?
2. Назвіть основну ідею фур'є-спектроскопії.
3. Поясніть фізичну сутність процесу отримання спектру оптичного випромінювання при перетворенні Фур'є.
4. Перерахуйте переваги фур'є-спектроскопії (вказіть не менше трьох переваг).
5. Намалюйте схему та поясніть конструкцію фур'є-спектрометра.
6. Сформулюйте закон Бугера-Ламберта і поясніть його фізичну сутність.

Рекомендована література

1. Попик Ю.В. Фізика напівпровідників. Ужгород: ТОВ «ІВА», 2014. 820 с.
2. Фізика процесів у напівпровідниках та елементах електроніки : курс лекцій : [навчальний посібник] / [Д. М. Фреїк, В. М. Чобанюк, З. Ю. Готра та ін. ; за заг. ред. заслуженого діяча науки і техніки України, доктора хімічних наук, проф. Д. М. Фреїка]. – Івано-Франківськ : Видавництво Прикарпатського національного університету імені Василя Стефаника, 2010. – 263 с.
3. Основи фізики напівпровідників: Підручник: У 2 т. – К.: Видавничо-поліграфічний центр "Київський університет", 2007. – Т. 1. – 338 с.
4. Коперльос Б.М., Студеняк І.П., Сусліков Л.М. Напівпровідникова і фізична електроніка. Лабораторний практикум: навчальний посібник. Ужгород. Видавництво УжНУ «Говерла», 2019. 136 с.
5. Фізика напівпровідників. Частина 1. Основи фізики напівпровідників : навч. посіб. для студентів ЗВО / О. В. Глухов, О. О. Кравчук, Є. В. Левченко, О. В. Грицунов, В. В. Ануфрієв ; М-во освіти і науки України, Харків. нац. ун-т радіоелектроніки. – Харків : ХНУРЕ, 2023. – 110 с.

Лабораторна робота

Визначення концентрації носіїв струму в напівпровідниках

Мета роботи: дослідити виникнення ефекту Холла, навчитись визначати параметри якими описується дане явище в напівпровідниках. Обчислити концентрацію носіїв струму в конкретному зразку.

Теоретичні відомості та опис установки

Ефект Холла

Нехай по напівпровіднику, який має форму прямокутної пластинки, протікає електричний струм (рис. 1). Різниця потенціалів за відсутності магнітного поля між точками А і Б, які лежать на одній з еквіпотенціальних поверхонь, дорівнює нулю. Якщо зразок помістити в магнітне поле, перпендикулярне напрямку струму, то між точками А і Б виникне різниця потенціалів. Це явище називається ефектом Холла, а поперечна різниця потенціалів – напругою Холла.

Експериментальні дослідження показують, що поперечна (холлівська) різниця потенціалів пропорційна напруженості магнітного поля B , силі струму I , який протікає через пластинку, і оберненопропорційна її товщині b :

$$U_x = R \frac{IB}{b} \quad (1)$$

Коефіцієнт пропорційності R , який залежить від виду речовини, називається постійною Холла.

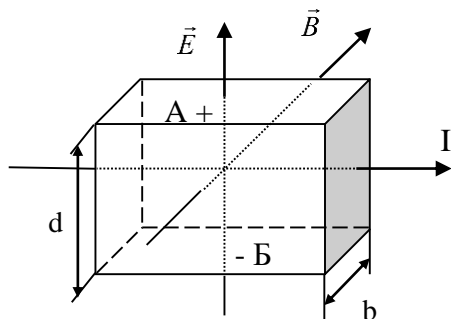


Рис. 1.

Розглянемо механізм появи поперечної різниці потенціалів. Як відомо, на рухомий зі швидкістю v заряд e в магнітному полі B діє сила Лоренца. Ця сила перпендикулярна напрямку руху заряду e і магнітному полю B і дорівнює:

$$F = e[\vec{v}\vec{B}]$$

(2)

Під дією сили Лоренца носії струму будуть зміщуватись так, що на межах пластинки з'являються заряди різного знаку і всередині пластинки виникає поперечне електричне поле E . Напрямок поперечного поля, як видно з рис. 2, залежить від знака носіїв.

Відхилення носіїв струму буде продовжуватись до тих пір, поки викликане ними поперечне електричне поле E не зрівноважить відхиляючу дію магнітного поля. При цьому

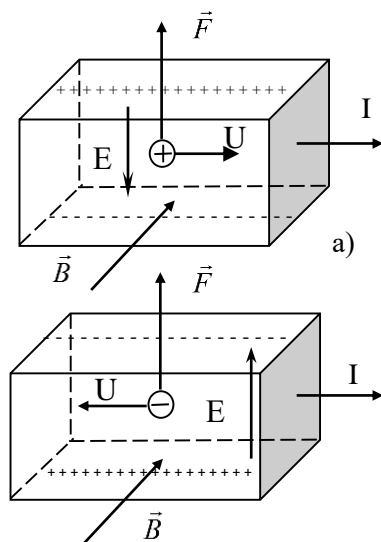


Рис.2

сила, яка діє на заряд з боку електричного поля стане рівною силі Лоренца:

$$Ee = evB \quad (3)$$

Помноживши обидві частини рівності на число електронів n в 1см^3 , отримаємо:

$$Een = nevB \quad (4)$$

Але nev – густина струму j . З іншого боку, густина струму рівна $j = I/bd$, де b – товщина, а d – ширина зразка. Тому

$$E = \frac{1}{ne} \cdot \frac{IB}{bd} \quad (5)$$

В той же час напруженість поперечного електричного поля можна визначити з співвідношення:

$$E = \frac{U_x}{d} \quad (6)$$

Звідси поперечна різниця потенціалів дорівнюватиме:

$$U_x = \frac{1}{ne} \cdot \frac{IB}{b} \quad (7)$$

Якщо врахувати статистичний характер розподілу швидкостей носіїв зарядів, то в праву частину формули (12) увійде множник f . Цей множник різний в залежності від температури зразка. Для високих температур $f = 3\pi/8$, для низьких температур $f = 1,93$. Для тих температур, при яких звичайно проводяться виміри сталої Холла, можна вважати, що $f = 3\pi/8$. Порівнюючи рівняння (6) і (12), знайдемо, що стала Холла дорівнює:

$$R = \frac{3\pi}{8} \cdot \frac{1}{ne} \quad (8)$$

Знак поперечної різниці потенціалів U_x залежить від знака вільних носіїв струму. Для даного електронного напівпровідника $R < 0$, а для діркового $R > 0$. Таким чином, за знаком сталої Холла можна визначити знак носіїв струму.

Знаючи сталу Холла можна обчислити n – концентрацію носіїв струму. Концентрація носіїв в напівпровідниках набагато менша ніж в металах. Тому стала Холла для напівпровідників буде на кілька порядків вищою, ніж для металів.

Знаючи для одного і того ж зразка сталу Холла R і його електропровідність σ , можна знайти рухливість μ носіїв струму в даному зразку напівпровідника. В цьому випадку:

$$\mu = \frac{8}{3\pi} R\sigma \quad (9)$$

До цих пір ми припускали, що в переносі струму беруть участь лише заряди одного знаку. Для напівпровідників змішаного типу провідності вираз для постійної Холла буде мати наступний вигляд:

$$R = \frac{3\pi}{8e} \cdot \frac{p\mu_p^2 - n\mu_n^2}{(p\mu_p + n\mu_n)^2} \quad (10)$$

де p і n – концентрації дірок і електронів відповідно, μ_p і μ_n – їх рухливості.

Для власного напівпровідника концентрація електронів і дірок дорівнює:

$$R = \frac{3\pi}{8e} \cdot \frac{1}{ne} \frac{\mu_p - \mu_n}{\mu_p + \mu_n} \quad (11)$$

Значення коефіцієнта Холла визначається властивістю домішкового зразка, він обернено пропорційний концентрації носіїв заряду і його знак співпадає зі знаком носіїв заряду (10), (11). В електронних напівпровідниках R від'ємний, у діркових – додатний. Визначивши знак R , можна тим самим знайти знак носіїв заряду або тип провідності. Знак визначається по знаку ЕРС Холла.

Опис установки

В описуваній установці магнітне поле створюється в повітряному прошарку між полюсними наконечниками постійного магніта.

Для зручності і вірної установки досліджуваного зразка германію в прошарку магніта використовується рамка, виготовлена з електроізоляційного матеріалу. В рамці є дві пари електродів, одна з яких служить для проведення струму через зразок, інша – в якості зонда для вимірювання поперечної різниці потенціалів U_x (рис.3).

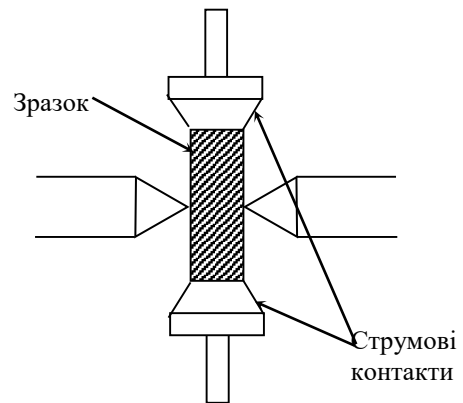


Рис. 3

Електрична схема установки представлена на рис.4. В робочій схемі перемикач Π_1 дозволяє подавати на потенціометр або безпосередньо різницю потенціалів між зондами, або ж спад напруги на опорі $R_{ет}$ при вимірюванні струму I , який протікає через зразок. З допомогою перемикача Π_3 можна змінювати напрям струму в зразку. Здвоєний перемикач Π_2 необхідний для зміни напрямку струму при одночасному збереженні потрібної полярності на зажимах X потенціометра. Потрібно пам'ятати, що зміна положення перемикача Π_3 від досліду до досліду свідчить про зміну знака вимірюваної електрорушійної сили.

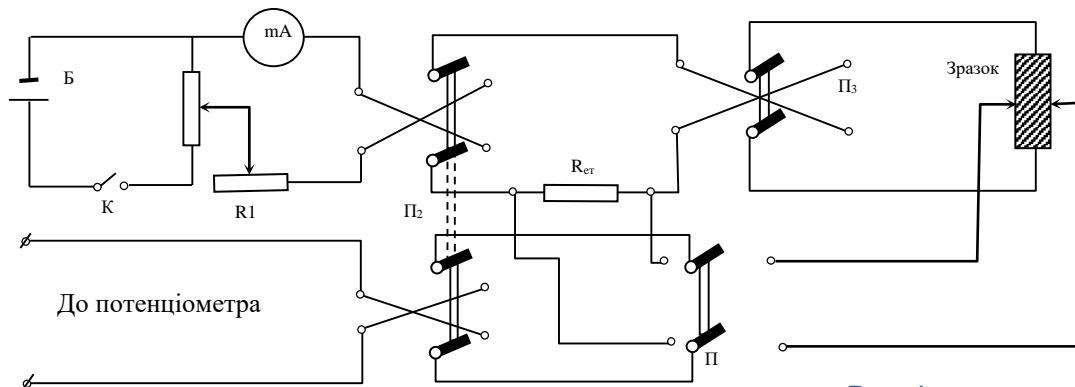


Рис.4

Зміна холлівської ЕРС і струму I , який протікає через зразок, проводиться за допомогою потенціометра ППТВ.

В якості відомого опору $R_{\text{ет}}$ включено прецезійний магніновий резистор 10 Ом.

Вимірювання напруженості магнітного поля B проводиться приладом ИМИ-1 (див. інструкцію для роботи з приладом).

Хід роботи

1. Ознайомитись із установкою для дослідження ефекту Холла.
2. Під'єднати зразок до джерела живлення.
3. Встановити рамку зі зразком в прошарок магніту.
4. Виміряти поперечну різницю потенціалів U_x за допомогою вольтметра.

Через несиметрію у положенні електродів у зразку є деяка різниця потенціалів U_0 за відсутності магнітного поля. Ця різниця потенціалів виникає через омичний спад напруги вздовж зразка і не залежить від напрямку магнітного поля. Для виключення U_0 вимірювання поперечної різниці потенціалів необхідно провести 2 рази при різних напрямках магнітного поля. При цьому необхідно розрізняти два випадки: 1 – коли величина залишкової різниці потенціалів U_0 більша за поперечну різницю потенціалів $|U_0| > |U_x|$; 2 – коли $|U_0| < |U_x|$.

Виміряні відповідно для двох протилежних напрямів поля напруги U_1 і U_2 можна записати:

Для першого випадку:

$$\left. \begin{aligned} U_1 &= U_x + U_0 \\ -U_2 &= -U_x + U_0 \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

для другого випадку:

$$\left. \begin{aligned} U_1 &= U_x + U_0 \\ U_2 &= -U_x + U_0 \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

Таким чином,

$$U_x = \frac{U_1 + U_2}{2}, \text{ якщо } |U_0| > |U_x| \quad (14)$$

$$U_x = \frac{U_1 - U_2}{2}, \text{ якщо } |U_0| < |U_x| \quad (15)$$

Для вимірів напрямку магнітного поля по відношенню до зразка зручніше всього змінити напрямок проходження струму в електромагніті.

5. Виміряти струм через зразок за допомогою амперметра.
6. Визначити індукцію магнітного поля за градуовальною таблицею 1.

Таблиця 1.

+	-
---	---

Індукція, x10 ⁻⁴ Тл	Поділки	Струм, x10 ⁻³ А	Індукція, x10 ⁻⁴ Тл	Поділки	Струм, x10 ⁻³ А
1000	16,5	165	1000	15,5	155
2000	33,5	335	2000	32,0	320
3000	49,5	495	3000	50,0	500
4000	60,0	660	4000	65,0	650
5000	80,0	800	5000	82,5	825
6000	103,5	1035	6000	103,0	1030
7000	131,0	1310	7000	131,0	1310
7200	138,5	1380	7200	136,0	1360

7. Знайти залежність ЕРС Холла від індукції магнітного поля при постійному значенні струму, що проходить через зразок (струм в котушці електромагніта встановити від 0 до 1,2 А з кроком 0,1 А).

8. Визначити питомий опір зразка, розміри якого 2x3x4 мм, при напрузі 4,5; 3 В.

9. Визначити знак носіїв заряду, якщо зразок виготовлений з домішкового напівпровідника.

10. Побудувати графік залежності ЕРС Холла від величини індукції магнітного поля.

11. Обчислити сталу Холла, концентрацію і рухливість носіїв заряду в зразку. При обчисленнях цих величин необхідно дотримуватись однієї системи одиниць.

Результати вимірювань занести до таблиці 2:

I	U_1	U_2	$U_x = \frac{U_1 \pm U_2}{2}$	R	n	μ

Контрольні запитання

1. Поясніть характер руху носіїв заряду при наявності електричного та магнітного полів.

2. Яке магнітне поле називають слабким, а яке сильним?

3. Поясніть явище і знак ЕРС Холла в залежності від типу носіїв заряду в напівпровідниках.

4. Які фізичні властивості напівпровідників впливають на значення ЕРС Холла?

