

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
Національний університет «Запорізька політехніка»

МЕТОДИЧНІ ВКАЗІВКИ

до лабораторного практикуму з дисципліни

„ФІЗИКА НАПІВПРОВІДНИКІВ“

для студентів спеціальності

153 „Мікро- та наносистемна техніка“

(освітня програма

„Мікро- та наноелектронні прилади та пристрої“)

денної й заочної форм навчання

Методичні вказівки до лабораторного практикуму з дисципліни „Фізика напівпровідників“ для студентів спеціальностей 153 „Мікро- та наносистемна техніка“ (освітня програма „Мікро- та наноелектронні прилади та пристрої“) денної й заочної форм навчання / Укл.: А. В. Коротун, Н. А. Смирнова. – Запоріжжя: НУ «Запорізька політехніка», 2020. – 107 с.

Укладачі: А. В. Коротун, доц., канд. фіз.-мат. наук,
Н. А. Смирнова, ст. викладач

Рецензент: В. В. Погосов, проф., д-р фіз.-мат. наук

Відповідальний за випуск: А. В. Коротун, доц., канд. фіз.-мат. наук

Затверджено
на засіданні кафедри
мікро- та наноелектроніки

Протокол №7
від “ 22 ” січня 2020 р.

Рекомендовано до видання
НМК ФРЕТ
Протокол №6
від “ 23 ” січня 2020 р.

ЗМІСТ

Підготовка до проведення лабораторної роботи та оформлення звіту	6
1 Лабораторна робота №1 „Дослідження залежності електропровідності напівпровідника від температури“	7
1.1 Теоретичні відомості	7
1.1.1 Енергетичний спектр і концентрація електронів у напівпровіднику	7
1.1.2 Рухливість носіїв заряду та її температурна залежність	11
1.1.3 Температурна залежність питомої електропровідності	12
1.1.4 Визначення концентрації носіїв заряду й енергії активації провідності	13
1.2 Завдання	14
1.3 Контрольні запитання	14
1.4 Рекомендована література	15
2 Лабораторна робота №2 „Залежність електропровідності напівпровідника від напруженості електричного поля”	16
2.1 Теоретичні відомості	16
2.1.1 Закон Ома	16
2.1.2 Залежність рухливості носіїв заряду від напруженості електричного поля	17
2.1.3 Залежність концентрації носіїв заряду від напруженості електричного поля	20
2.1.3.1 Термоелектрична іонізація (ефект Френкеля)	20
2.1.3.2 Тунельний ефект (ефект Зінера)	23
2.1.3.3 Ударна іонізація	25
2.2 Установка для дослідження	28
2.3 Завдання	28
2.4 Контрольні запитання	29
2.5 Рекомендована література	29
3 Лабораторна робота №3 „Дослідження ефекту Холла” ...	30
3.1 Теоретичні відомості	30
3.1.1 Фізична природа ефекту Холла	30
3.1.2 Методика вимірювання ЕРС Холла	36
3.1.3 Визначення концентрації носіїв заряду та їх рухливості	37

3.2 Завдання	37
3.3 Порядок виконання вимірювань на стенді типу СФП-5	37
3.4 Контрольні запитання	38
3.5 Рекомендована література	38
4 Лабораторна робота №4 „Вивчення магніторезистивного ефекту”	39
4.1 Теоретичні відомості	39
4.2 Методика проведення дослідження	47
4.3 Завдання до роботи	47
4.4 Порядок виконання вимірювань на стенді типу СФП-5	47
4.5 Контрольні запитання	48
4.6 Рекомендована література	48
5 Лабораторна робота №5 „Вивчення термоелектричних явищ”	49
5.1 Теоретичні відомості	49
5.1.1 Фізична природа термо-ЕРС	49
5.1.2 Методика визначення диференційної термо-ЕРС	53
5.1.3 Визначення ефективних мас електронів і дірок з диференційної термо-ЕРС	54
5.1.4 Визначення енергії Фермі	57
5.1.5 Ефекти Пельтьє і Томсона	58
5.2 Завдання до лабораторної роботи	59
5.3 Порядок виконання вимірювань на стенді типу СФП-5	59
5.4 Контрольні запитання	60
5.5 Рекомендована література	60
6 Лабораторна робота №6 „Визначення дифузійної довжини і часу життя нерівноважних носіїв заряду в напівпровідниках”	61
6.1 Теоретичні відомості	61
6.2 Методика проведення вимірювання	63
6.3 Завдання до лабораторної роботи	65
6.4 Контрольні запитання	66
6.5 Рекомендована література	66
7 Лабораторна робота №7 „Температурна залежність часу життя носіїв заряду”	67
7.1 Теоретичні відомості	67
7.2 Методика проведення вимірювання	69
7.3 Завдання до лабораторної роботи	74

7.4 Контрольні запитання	75
7.5 Рекомендована література	75
8 Лабораторна робота №8 „Вивчення контактних явищ” . .	76
8.1 Теоретичні відомості	76
8.2 Методи вимірювання роботи виходу	81
8.3 Завдання	85
8.4 Контрольні запитання	85
8.5 Рекомендована література	86
9 Лабораторна робота № 9 „Вивчення спектрів поглинання напівпровідників”	87
9.1 Теоретичні відомості	87
9.1.1 Поглинання світла в напівпровідниках	87
9.1.2 Дозволені прямі міжзонні переходи	89
9.2 Заборонені прямі міжзонні переходи	92
9.3 Непрямі міжзонні переходи	93
9.4 Переходи між хвостами зон	96
9.5 Екситонне поглинання	97
9.6 Структура енергетичних зон сульфідів цинку й кадмію	99
9.7 Зонна структура аморфних тіл	100
9.8 Завдання	100
9.9 Контрольні запитання	102
9.10 Рекомендована література	103
Додаток А Приклад оформлення титульної сторінки	104
Додаток Б Параметри напівпровідникових матеріалів	105
Додаток В Характеристика електромагніту	107

ПІДГОТОВКА ДО ПРОВЕДЕННЯ ЛАБОРАТОРНОЇ РОБОТИ ТА ОФОРМЛЕННЯ ЗВІТУ

Лабораторна робота включає самостійне опрацювання теоретичного матеріалу, вивчення методик проведення і планування експерименту, вивчення вимірювальних засобів і приладів, обробку та інтерпретацію експериментальних даних. При проведенні лабораторного практикуму необхідно:

- підготуватися до експрес-опитування з теоретичного матеріалу, необхідного для виконання роботи (для отримання допуску до лабораторної роботи);
- підготувати і оформити план виконання лабораторної роботи.

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

- титульний аркуш (див. Додаток А);
 - мету роботи;
 - опис, таблицю експериментальних даних, необхідні графічні залежності;
 - основні результати (математичні залежності, алгоритми розрахунків, табличні дані, графіки тощо);
 - стислі висновки по роботі, в яких:
 - 1) вказати, що досліджувалось;
 - 2) вказати методику (чи метод) дослідження;
 - 3) вказати характер теоретичної залежності;
 - 4) визначити характер експериментальної залежності;
 - 5) навести конкретні встановлені факти, включаючи експериментальні й розрахункові дані;
 - 6) відзначити подібність і відмінність експериментальної залежності та відмінностей експериментальної залежності від теоретичної;
- Здати звіт з виконаної лабораторної роботи та відповісти на запитання викладача (отримати залік за виконану роботу).

1 ЛАБОРАТОРНА РОБОТА №1 „ДОСЛІДЖЕННЯ ЗАЛЕЖНОСТІ ЕЛЕКТРОПРОВІДНОСТІ НАПІВПРОВІДНИКА ВІД ТЕМПЕРАТУРИ“

Мета роботи – експериментально виявити зміну електропровідності напівпровідникового зразка в діапазоні температур і визначити на базі отриманих даних параметри досліджуваного напівпровідника.

1.1 Теоретичні відомості

1.1.1 Енергетичний спектр і концентрація електронів у напівпровіднику

Енергетичний спектр електронів у напівпровідниках визначають на основі зонної теорії твердого тіла, яка виходить із розв'язку рівняння Шредінгера для системи частинок, які утворюють тверде тіло, з послідовним використанням адіабатичного й одноелектронного наближень, а також наближень сильного чи слабого зв'язку валентних електронів з атомними залишками. Із цього витікає, що енергія електронів у твердому тілі може приймати дискретні значення в деяких дозволених областях значень (дозволених зонах). Граничні значення енергії в кожній дозволений зоні є функціями хвильового вектора $\mathbf{k}$. Залежність значень енергії, які відповідають краям дозволених зон, від хвильового вектора $E(\mathbf{k})$ характеризує структуру енергетичних зон напівпровідника.

При вивченні електричних, теплових і оптичних властивостей напівпровідників важливою є структура останньої заповненої (валентної) зони і першої вільної зони (зони провідності). Проміжок між найближчими краями цих дозволених зон називають *енергетичною щільною або забороненою зоною*. Енергетичну відстань між мінімумом вільної зони і максимумом валентної зони, навіть якщо вони (як це спостерігається у кремнії, германії та деяких інших напівпровідниках) припадають на різні значення хвильового вектора $\mathbf{k}$, називають *шириною забороненої зони*; отже, вона визначається формулою

$$\Delta E_g = E_c - E_v. \quad (1.1)$$

Для того, щоб електрон із заповненої валентної зони міг перейти у вільну зону і опинитися в сімействі вільних електронів, йому потріб-

бно передати енергію не меншу, ніж ΔE_g . Така енергія з певною ймовірністю може бути передана електрону кристалічною ґраткою.

Імовірність того, що стан з енергією E у вільній зоні напівпровідника буде зайнятий електроном, визначається *функцією розподілу Фермі – Дірака*:

$$f_0(E) = \frac{1}{e^{\frac{E-E_F}{k_B T}} + 1}, \quad (1.2)$$

де E_F – енергія Фермі;

$k_B = 1,38 \cdot 10^{-23} \frac{\text{Дж}}{\text{К}}$ – стала Больцмана;

T – температура зразка.

Якщо показник експоненти $\frac{E-E_F}{k_B T} \gg 1$, то $f_0(E) = e^{-\frac{E-E_F}{k_B T}}$, тобто заповнення станів у вільній зоні визначається *функцією розподілу Максвелла – Больцмана (невироджений напівпровідник)*. Це означає, що концентрація n вільних електронів, згідно з формулою

$$n = \int_E g(E) f_0(E) dE, \quad (1.3)$$

залежить від температури і при зростанні температури має збільшуватись. У формулі (1.3) $g(E)$ – густина енергетичних станів в інтервалі енергій від E до $E + dE$. Інтегрування в рівнянні (1.3) ведеться в усьому інтервалі енергій вільної зони, й у випадку невиродженого напівпровідника приводить до виразу

$$n = \frac{2(2\pi m_{dn}^* k_B T)^{\frac{3}{2}}}{h^3} e^{-\frac{E_c - E_F}{k_B T}} = N_c e^{-\frac{E_c - E_F}{k_B T}}, \quad (1.4)$$

де m_{dn}^* – ефективна маса густини станів електронів у зоні провідності;

N_c – ефективна густина станів поблизу дна вільної зони,

$$N_c = \frac{2(2\pi m_{dn}^* k_B T)^{\frac{3}{2}}}{h^3};$$

$$h = 6,625 \cdot 10^{-34} \frac{\text{Дж}}{\text{с}} - \text{стала Планка.}$$

Вираз для концентрації дірок має аналогічний вигляд:

$$p = \frac{2(2\pi m_{dp}^* k_B T)^{\frac{3}{2}}}{h^3} e^{-\frac{E_F - E_v}{k_B T}} = N_v e^{-\frac{E_F - E_v}{k_B T}}, \quad (1.5)$$

де m_{dp}^* – ефективна маса густини станів дірок у валентній зоні;

N_v – ефективна густина станів поблизу стелі валентної зони.

У власному напівпровіднику концентрації електронів і дірок однакові: $n = p$, і

$$n = \sqrt{np} = n_i = \sqrt{N_c N_v} e^{-\frac{\Delta E_g}{2k_B T}}, \quad (1.6)$$

тобто *концентрація вільних носіїв заряду у власному напівпровіднику визначається шириною забороненої зони і температурою зразка.*

У формулі (1.6) індекс i (*intrinsic*) означає „власний“.

Уведення домішкових атомів у напівпровідник спричинює виникнення в забороненій зоні напівпровідника локальних енергетичних станів (домішкових рівнів). Якщо енергія іонізації нейтрального домішкового атома незначна, а сама іонізація пов'язана з переходом електрона у вільну зону, то домішку називають *донорною*, а якщо іонізація домішки пов'язана із захопленням електрона з валентної зони, то домішку називають *акцепторною*. При введенні донорної домішки в напівпровідник збільшується концентрація електронів у вільній зоні і зменшується концентрація дірок, оскільки останні тепер будуть значно частіше рекомбінувати з електронами. Якщо ж увести акцепторну домішку, то навпаки – підвищиться концентрація дірок у валентній зоні і в стільки ж разів зменшиться концентрація вільних електронів у зоні провідності.

У домішкових напівпровідниках носії заряду поділяють на *основні* – ті, яких більше, і *неосновні* – ті, яких менше. Крім того, носії за-

ряду поділяють на *рівноважні* – утворені внаслідок термічної іонізації, і *нерівноважні* – утворені за рахунок будь-якого іншого джерела енергії, наприклад, світла, електричного поля, електромагнітного опромінення і т. п. Нерівноважні носії ще називають *надмірними*. Вони зникають, як тільки перестане діяти фактор, який спричинив їх появу.

Співвідношення між концентраціями основних і неосновних носіїв у домішковому напівпровіднику визначається *законом діючих мас* і для донорного напівпровідника (*n-типу*) має вигляд:

$$n_n p_n = n_i^2. \quad (1.7)$$

Для акцепторного напівпровідника (*p-типу*) формула має аналогічний вигляд:

$$n_p p_p = n_i^2. \quad (1.8)$$

Концентрація основних носіїв заряду залежить від енергії іонізації домішок (ΔE_d – для донорної та ΔE_a – для акцепторної), концентрації домішок (N_d чи N_a) і температури напівпровідника.

Розглянемо залежність концентрації носіїв від температури.

На рис. 1.1. наведено найзручніший для аналізу вигляд темпера-

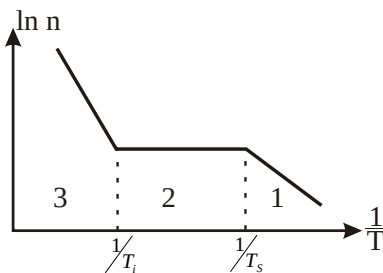


Рисунок 1.1 – Залежність концентрації електронів від температури донорного напівпровідника

турної залежності концентрації основних носіїв заряду в напівпровіднику.

Якщо збільшувати температуру, починаючи з 0 K, то все більша частка домішкових атомів буде іонізована, і концентрація електронів у напівпровіднику *n-типу* зроста-

тиме пропорційно $e^{-\frac{E_c - E_d}{2k_B T}}$:

$$n = \sqrt{\frac{N_c N_d}{g}} e^{-\frac{E_c - E_d}{2k_B T}}, \quad (1.9)$$

де g – фактор (ступінь) спінового виродження домішкового енергетичного рівня (для одновалентної донорної домішки $g = 2$).

Концентрація основних носіїв заряду зростає до температури T_s (область слабкої іонізації домішки – область 1 на рис. 1.1). При подальшому підвищенні температури від T_s до T_i настає повна іонізація домішкових атомів, і концентрацію основних носіїв заряду можна вважати незмінною і рівною концентрації домішки: $n_n = N_d$ (область 2 на рис. 1.1 – область насичення або область виснаження домішки). Робочий інтервал температур абсолютної більшості напівпровідникових приладів і мікросхем лежить всередині другого інтервалу, тобто між температурами T_s та T_i .

Вище температури T_i лежить область власної електропровідності (область 3 на рис. 1.1). При температурі $T = T_i$ концентрація власних носіїв заряду n_i , яка при більш низьких температурах була зовсім незначною, стає рівною концентрації домішкових носіїв заряду, а при $T > T_i$ концентрація n_i значно перевищує концентрацію домішкових носіїв заряду. Температурна залежність концентрації носіїв у цій області описується формулою (1.6).

У напівпровіднику *p-типу* провідності при $T > T_i$ події розвиваються аналогічно.

Отже, у напівпровіднику з домішкою будь-якого типу при температурах $T > T_i$ концентрація носіїв заряду дорівнює концентрації носіїв заряду у власному напівпровіднику при відповідній температурі.

1.1.2 Рухливість носіїв заряду та її температурна залежність

У вакуумі вільний носій заряду рухається прискорено, а в кристалі він дуже часто стикається з різними дефектами структури, при цьому він втрачає частину своєї енергії та змінює напрям руху. Тому в кристалі під дією поля $\mathcal{E}$ електрон рухається з деякою середньою швидкістю $\bar{v}$. Відношення його середньої швидкості $\bar{v}$ до напруженості поля $\mathcal{E}$ називають *рухливістю носія заряду*:

$$\mu = \frac{\bar{v}}{\mathcal{E}}. \quad (1.10)$$

Рухливість має розмірність $\frac{\text{м}^2}{\text{В} \cdot \text{с}}$ і характеризує „схильність“ носія до руху. Центрами розсіювання для вільних носіїв заряду можуть бути як теплові коливання кристалічної ґратки, так і статичні дефекти структури кристала: нейтральні атоми і іони домішок, вакансії атомів, атоми у міжвузловинах, дислокації та ін.

В області низьких температур, як правило, домінуючим є розсіювання на заряджених домішкових іонах, а в області середніх і високих температур – розсіювання на теплових коливаннях атомів (на фонах).

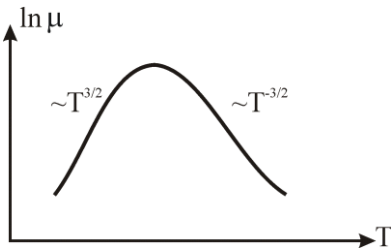


Рисунок 1.2 – Залежність рухливості носіїв заряду від температури

Тому температурна залежність рухливості μ (рис. 1.2) має дві дуже відмінні ділянки: при низьких температурах μ зростає

пропорційно $T^{\frac{3}{2}}$ (згідно з теорією), а в області більш високих температур, коли амплітуда теплових коливань атомів значно збільшується, рухливість спадає, стає

пропорційною $T^{-\frac{3}{2}}$.

1.1.3 Температурна залежність питомої електропровідності

Повна питома провідність напівпровідника має дві складові: електронну і діркову:

$$\sigma = e(n\mu_n + p\mu_p), \quad (1.11)$$

де σ – питома електропровідність;

e – заряд електрона.

У цій формулі від температури залежать концентрації й рухливості носіїв заряду. Оскільки рухливість, яка має степеневу залежність від температури, менш чутлива до зміни температури, ніж концентрація носіїв заряду, яка має експоненційну залежність від температури, то температурна залежність питомої електропровідності може бути представлена формулою:

$$\sigma = \sigma_0 e^{-\frac{\Delta E_a}{2k_B T}}, \quad (1.12)$$

де σ_0 – слабо залежна від температури функція, яка відповідає значенню σ при $T = \infty$;

ΔE_a – енергія активації провідності.

В області низьких температур ($T < T_s$) ΔE_a дорівнює енергії іонізації домішки:

$$\Delta E_a = \Delta E_i = E_c - E_d \text{ – для донорної домішки} \quad (1.13)$$

$$\Delta E_a = \Delta E_i = E_F - E_v \text{ – для акцепторної домішки.} \quad (1.14)$$

В області високих температур ($T > T_i$) енергія активації ΔE_a дорівнює ширині забороненої зони напівпровідника:

$$\Delta E_a = \Delta E_g. \quad (1.15)$$

В області середніх температур ($T_s < T < T_i$) формула (1.12) не діє: оскільки в цьому інтервалі температур концентрацію основних носіїв заряду можна вважати незмінною ($n = N_d$ – для донорної домішки або $p = N_a$ – для акцепторної домішки), то характер температурної залежності σ визначає залежність від температури рухливості μ носіїв заряду, а вона в області вище 0 °С, як правило, спадає зі збільшенням температури.

1.1.4 Визначення концентрації носіїв заряду й енергії активації провідності

Експериментально зручніше досліджувати залежність опору R напівпровідника від температури.

Питому електропровідність можна визначити із відомої формули:

$$R = \frac{\rho l}{S} = \frac{1}{\sigma} \frac{l}{S}, \quad (1.16)$$

де ρ – питомий опір;

l і S – довжина й поперечний переріз зразка.

Знаючи тип провідності напівпровідника (або визначивши методом термозонда) і використовуючи довідкові дані для рухливості μ , за формулою (1.11) можна визначити концентрацію основних носіїв заряду, нехтуючи внеском в електропровідність неосновних носіїв заряду.

Експоненційна залежність (1.12) може бути лінеаризована логарифмуванням лівої і правої частин формули.

Представивши експериментальні результати у вигляді $\ln \sigma = f\left(\frac{1}{T}\right)$ і використовуючи властивості прямої ($y = a + bx$), можна визначити енергію активації ΔE_a або ширину забороненої зони ΔE_g .

1.2 Завдання

1.2.1 Використовуючи схему, наведену на рис. 1.3, зняти експериментальну залежність електропровідності (або опору) напівпровідникового зразка від температури в інтервалі від кімнатної температури ($T_{\min}$) до 500 К.

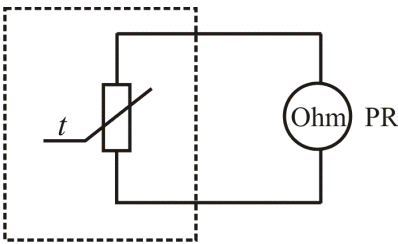


Рисунок 1.3 – Схема проведення експерименту

1.2.2 Визначити характер температурної залежності (закономірності, які проявляються при обробці результатів експерименту).

1.2.3 Визначити концентрацію основних і неосновних носіїв заряду в досліджуваному напівпровідниковому зразку при кімнатній температурі і ширину забороненої зони. Тип провідності зразка повідомляє викладач (або визначається методом термозонда).

1.3 Контрольні запитання

- 1 Що таке енергетичний спектр електронів?
- 2 Як описується енергетичний спектр електронів у напівпровіднику?
- 3 Чим відрізняється енергетичний спектр дірок у напівпровіднику від енергетичного спектру електронів?

- 4 Яку структуру енергетичних зон має напівпровідник?
- 5 Що таке хвильовий вектор?
- 6 Як визначається ширина забороненої зони? Чому дорівнює ΔE_g ?
- 7 Який фізичний зміст функцій розподілу для електронів і для дірок?
- 8 Що таке ефективна маса електрона?
- 9 Який фізичний зміст має енергія Фермі?
- 10 Власний напівпровідник. Які ще бувають напівпровідники?
- 11 Приведений рівень Фермі. Який його фізичний зміст?
- 12 Що являє собою ефективна густина станів електронів у напівпровіднику? Дірок?
- 13 Від чого залежить концентрація основних носіїв заряду у власному напівпровіднику?
- 14 Закон „діючих мас“.
- 15 Який характер має температурна залежність концентрації вільних носіїв заряду у напівпровіднику?
- 16 Яку домішку називають донорною, а яку – акцепторною?
- 17 Вироджені і неvirоджені напівпровідники.
- 18 Рухливість носіїв заряду. Чи залежить вона від температури?
- 19 Від яких внутрішніх параметрів напівпровідника залежить його питома електропровідність?
- 20 Як питома електропровідність напівпровідника залежить від його температури?
- 21 Практичне, з інженерної точки зору, використання залежності питомої електропровідності напівпровідника від температури.

1.4 Рекомендована література

- 1 **Шалимова, К. В.** Физика полупроводников [Текст] / К. В. Шалимова. – М.: Энергоатомиздат, 1985. – 392 с.
- 2 Практикум по полупроводникам и полупроводниковым приборам [Текст] / Под ред. К. В. Шалимовой. – М.: Высшая школа, 1968.
- 3 **Лысов, В. Ф.** Практикум по физике полупроводников [Текст] / В. Ф. Лысов. – М.: Просвещение, 1976. – 207 с.
- 4 **Прищепа, М. М.** Мікроелектроніка. Елементи мікросхем. Збірник задач [Текст] / М. М. Прищепа, В. П. Погребняк. – К.: Вища школа, 2005. – 167 с.

2 ЛАБОРАТОРНА РОБОТА №2 „ЗАЛЕЖНІСТЬ ЕЛЕКТРОПРОВІДНОСТІ НАПІВПРОВІДНИКА ВІД НАПРУЖЕНОСТІ ЕЛЕКТРИЧНОГО ПОЛЯ”

Мета роботи – з’ясувати механізм залежності електропровідності напівпровідника від напруженості електричного поля.

2.1 Теоретичні відомості

2.1.1 Закон Ома

Залежність густини струму j від напруженості електричного поля $\mathcal{E}$ описується законом Ома

$$j = \sigma \mathcal{E}, \quad (2.1)$$

де σ – питома електропровідність напівпровідника, яку визначають за формулою

$$\sigma = e(n\mu_n + p\mu_p), \quad (2.2)$$

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

Електричні поля, в яких виконується закон Ома, називають *слабкими*. При значному ж зростанні напруженості електричного поля концентрації і рухливості носіїв заряду змінюються, густина струму перестає бути пропорційною напруженості електричного поля; такі поля називаються *сильними*. Характерною ознакою *сильного поля* є те, що дрейфова швидкість, набута носіями заряду в електричному полі, стає сумірною з тепловою швидкістю руху носіїв заряду ($\sim 10^5 \frac{\text{м}}{\text{с}}$).

У напівпровідниках типу германію і кремнію в сильному електричному полі змінюється тільки рухливість носіїв заряду, а концентрація носіїв залишається незмінною.

У більш високоомних напівпровідниках і діелектриках можуть бути досягнуті більш високі значення напруженості поля; за таких умов змінюються і рухливість і концентрація носіїв заряду.

2.1.2 Залежність рухливості носіїв заряду від напруженості електричного поля

Рухливість носіїв заряду μ визначають як відношення швидкості направленого руху носія заряду під дією електричного поля до напруженості цього поля, тобто

$$\mu = \frac{v_d}{\mathcal{E}}. \quad (2.3)$$

Ще рухливість носіїв заряду можна визначити так. Виходячи з того, що швидкість, якої набуває носій на довжині вільного пробігу l за час τ до зникнення, дорівнює

$$v_d = a\tau, \quad (2.4)$$

де a – прискорення носія заряду, яке, в свою чергу, можна визначити із формули другого закону Ньютона $F = m^* a$, підставивши $e\mathcal{E}$ замість F :

$$\mu = \frac{e}{m^*} \tau = \frac{e\ell}{m^* v}, \quad (2.5)$$

де ℓ – довжина вільного пробігу між актами розсіювання; v – середня швидкість носія заряду при вільному пробігу.

В області слабких електричних полів, де дрейфова швидкість $v_d = \mu\mathcal{E}$ значно менше за теплову,

$$v_T = \sqrt{\frac{3k_B T}{m^*}}, \quad (2.6)$$

і v у формулі (2.5) практично їй дорівнює, тобто $v = v_T$. При цьому час релаксації (середній час вільного пробігу) не залежить від $\mathcal{E}$. Якщо концентрація носіїв заряду також не залежить від $\mathcal{E}$, то справедливий закон Ома (2.1).

В області сильних електричних полів, коли $v_d = v_T$, закон Ома вже не виконується, оскільки

$$j = \sigma(\mathcal{E})\mathcal{E}. \quad (2.7)$$

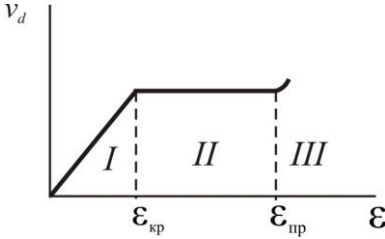


Рисунок 2.1 – Залежність дрейфової швидкості носія заряду v_d від напруженості електричного поля E для кремнію і германію

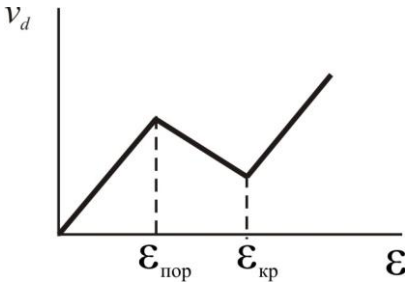


Рисунок 2.2 – Залежність дрейфової швидкості носія заряду v_d від напруженості електричного поля E в арсеніді галію

тур — на теплових коливаннях кристалічної ґратки (на акустичних фононах). В дуже сильних полях енергія носіїв заряду збільшується настільки, що можливе розсіювання носіїв заряду на оптичних коливаннях. Внаслідок цього в області низьких температур ($T < T_s$) $\mu \sim E^{\frac{3}{2}}$,

а в області високих температур $\mu \sim E^{-\frac{1}{2}}$. Це призводить до насичення дрейфової швидкості носіїв заряду (рис. 2.3) і густини струму (рис. 2.4) в сильному полі для кристалів германію і кремнію.

Причина цього полягає в тому, що дрейфова швидкість перестає зростати зі збільшенням E внаслідок генерації оптичних фононів (теплових коливань високої енергії). Це показано на рис. 2.1.

Область I характеризується тим, що $v_d \sim E$, тобто виконується закон Ома. В області II v_d не залежить від E , оскільки енергія, набута при вільному пробігу, витрачається носієм заряду при розсіюванні (генерація оптичних фононів). В області III починається пробій твердого тіла. Наведена картина спостерігається в таких напівпровідниках, як кремній або германій. В арсеніді галію n -типу (n -GaAs) залежність v_d від E має такий характер (рис. 2.2).

За низьких температур домінуючим механізмом розсіювання носіїв заряду є розсіювання на заряджених домішкових іонах, а в області середніх і високих темпера-

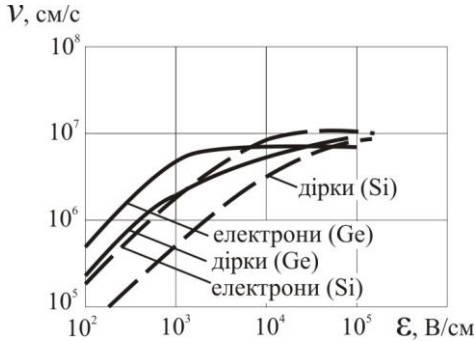


Рисунок 2.3 – Залежність швидкості носіїв заряду від напруженості електричного поля для чистих германію та кремнію

Як видно із рис. 2.3, дрейфова швидкість в полях близько $\sim 10^4 \frac{\text{В}}{\text{см}}$ виходить на насичення й досягає величини $v_s \sim 10^7 \frac{\text{см}}{\text{с}}$.

Отже, густина струму j_s , який протікає через зразок германію чи кремнію в сильних полях, прямує до насичення, оскільки

$$j_s = en v_s, \quad (2.8)$$

що ми й бачимо на рис. 2.4. Це значить, що

$$\sigma = \frac{j_s}{E} = \sigma_0 E^{-1}, \quad (2.9)$$

тобто питома провідність зменшується, коли дрейфова швидкість виходить на насичення.

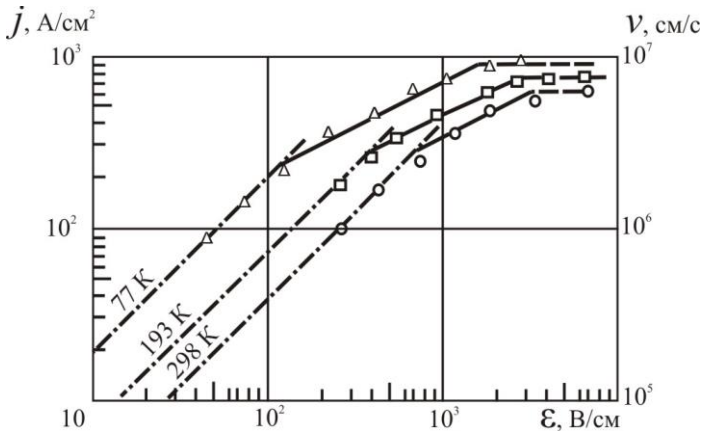


Рисунок 2.4 – Залежність густини струму та дрейфової швидкості від напруженості зовнішнього електричного поля в електронному германії

В GaAs залежність дрейфової швидкості від напруженості електричного поля складніша, ніж у Ge і Si, що зумовлено особливостями енергетичного спектру зони провідності GaAs.

В полярних кристалах залежність $\mu = f(\mathcal{E})$ також має інший вигляд.

Також слід зазначити, що в сильному полі зі збільшенням швидкості носіїв заряду збільшується їх температура відносно температури кристалічної ґратки, тобто має місце „розігрівання“ носіїв заряду.

2.1.3 Залежність концентрації носіїв заряду від напруженості електричного поля

У високоомних напівпровідниках або діелектриках у сильному електричному полі має місце генерація носіїв заряду, коли їхня концентрація збільшується внаслідок іонізації атомів основного матеріалу або домішок. Розрізняють три види іонізації (три ефекти), які в різних підручниках називають по-різному, що відображено в табл. 2.1; там же вказані назви, які видаються найбільш логічними, і які прийняті в даних методичних вказівках.

2.1.3.1 Термоелектрична іонізація (ефект Френкеля)

Згідно з [1], ефект Френкеля має місце в високоомних напівпровідниках і діелектриках, і полягає в суттєвому зростанні концентрації вільних носіїв заряду в сильному електричному полі. В [1] цей ефект має назву електростатична іонізація, в [2] – термоелектрична іонізація (ефект Френкеля), в [3] – термоелектронна іонізація Френкеля.

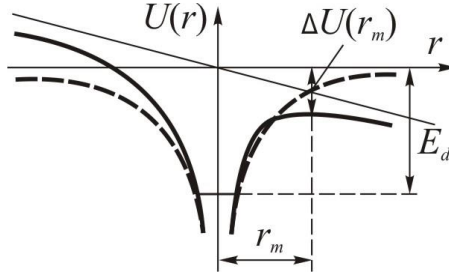
Суть ефекту наступна [1,2,3]. Сильне електричне поле деформує потенціальну яму електрона в атомі донорної домішки (рис. 2.5).

За відсутності електричного поля електрон локалізований в потенціальній ямі, утвореній позитивно зарядженим донором (домішковим іоном), а енергія, потрібна для його іонізації, дорівнює E_d .

Зовнішнє електричне поле знижує потенціальний бар'єр в напрямку, протилежному напрямку електричного поля.

Таблиця 2.1 – Варіанти назв ефектів і значення напруженості поля, при яких має місце ефект

Джерело	Назви ефектів		
[1]	Електростатична іонізація $10^4 \div 10^5$ В/см	Ефект Зінера. Тунельний ефект 10^6 В/см	Ударна іонізація 10^5 В/см
[2]	Термоелектрична іонізація (ефект Френкеля) $5 \cdot 10^3 \div 5 \cdot 10^4$ В/см	Електростатична іонізація (тунельний ефект) $> 5 \cdot 10^7$ В/см	Ударна іонізація $10^5 \div 10^6$ В/см
[3]	Термоелектронна іонізація по Френкелю $> 10^3 \div 10^4$ В/см	Тунелювання (ефект Зінера) $\sim 10^7$ В/см	Ударна іонізація. $> 10^5 \div 10^6$ В/см для вільних атомів, ~ 10 В/см – для домішкових
[4]	Термоелектронна іонізація Френкеля. $> 10^4 \div 10^6$ В/см	Електростатична іонізація. $\geq 10^7$ В/см	Ударна іонізація $10^4 \div 10^6$ В/см
[5]	Термоелектронна іонізація Френкеля. $\sim 10^3 \div 10^5$ В/см	Електростатична іонізація. Ефект Зінера. 10^8 В/см	Ударна іонізація $10^5 \div 10^6$ В/см
[6]	—	—	Ударна іонізація $10^5 \div 10^6$ В/см
Назва, прийнята в методичних вказівках	Термоелектрична іонізація (ефект Френкеля)	Тунельний ефект (ефект Зінера)	Ударна іонізація



Пунктир – без поля; суцільна крива – за наявності зовнішнього електричного поля

Рисунок 2.5 – Зниження потенціального бар'єру під дією зовнішнього електричного поля

Потенціальна енергія електрона з урахуванням дії зовнішнього електричного поля, направленого уздовж вектора $\mathbf{r}$, може бути записана у вигляді:

$$U(r) = -e\mathcal{E}r - \frac{e^2}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r}. \quad (2.10)$$

Перший доданок у цьому рівнянні відображає зміну потенціальної енергії електрона в зовнішньому електричному полі напруженістю $\mathcal{E}$, а другий – в кулонівському полі донора. Як витікає з (2.10), енергія $U(r)$ у деякій точці r_m має екстремальне значення, а потенціальний бар'єр у цій точці знижується на величину

$$U(r_m) = -e\sqrt{\frac{e\mathcal{E}}{\pi\epsilon\epsilon_0}}, \quad (2.11)$$

а значить, на таку ж величину зменшується й енергія іонізації донора і, як наслідок, збільшується ймовірність термічного збудження згідно зі статистикою Больцмана на величину

$$e^{-\frac{\Delta U}{k_B T}} = e^{\frac{e}{k_B T} \sqrt{\frac{e}{\pi\epsilon\epsilon_0}} \sqrt{\mathcal{E}}}. \quad (2.12)$$

Напруженість електричного поля, при якій має місце помітне зростання концентрації електронів, звичайно дорівнює $10^4 \div 10^5$ В/см. Цей механізм утворення вільних носіїв заряду проявляється тільки в

тому випадку, коли концентрація неіонізованої донорної домішки значно перевищує концентрацію вільних електронів (тобто за температур $T < T_s$).

Приблизно таке ж пояснення ефекту Френкеля наведене в [2,3,5], тільки при такому ж напрямі поля, як і на рис. 2.5, в цих підручниках потенціальна яма повернута на 180° відносно осі u , чому важко знайти пояснення.

Тепер проаналізуємо пояснення ефекту Френкеля, наведене вище.

На рис. 2.5 вісь r є геометричним місцем точок, де $U(r) = 0$. Отже, всі точки, які лежать вище осі r , є значеннями енергії вільного електрона ($U(r) > 0$), а точки, які лежать нижче осі r , є значеннями енергії зв'язаного електрона, тобто електрона, який силою кулонівського притягування „прив'язаний” до ядра певного атома ($U(r) < 0$). Відстань від осі r до будь-якої точки на кривій потенціальної ями показує, скільки енергії не вистачає електрону, щоб стати вільним. Отже, у межах правої вітки потенціальної ями енергія іонізації атома не зменшується, а навпаки – збільшується. Очевидно, що електрон у полі, направленому зліва направо (у напрямку осі r) буде зміщуватися відносно ядра не вправо, а вліво, при цьому ліва вітка кривої, яка зображує потенціальну яму, буде зміщуватися вгору, при цьому буде зменшуватися енергія зв'язку електрона з атомом і підсилюватися темп термогенерації вільних носіїв заряду.

Як видно з рисунка, в точці, де $r \approx -r_m$, ліва вітка потенціальної ями проходить через 0, що означає наступне: якщо сильне електричне поле зможе змістити електрон на таку або більшу відстань – вліво, то електрон зможе стати вільним тільки за рахунок електричного поля, без участі ефекту термічної іонізації.

2.1.3.2 Тунельний ефект (ефект Зінера)

В дуже сильних електричних полях стає можливим ще один механізм утворення вільних носіїв заряду – *тунельний ефект*. Як відомо, у напівпровідника, який знаходиться в зовнішньому електричному полі, має місце нахил енергетичних зон. Нахил зон тим більший, чим більша величина напруженості електричного поля. За таких умов мо-

жливий горизонтальний перехід електрона із валентної зони в зону провідності, як показано на рис. 2.6. Це тунельний перехід, імовірність якого залежить від висоти і ширини потенціального бар'єра. Висота бар'єра AB дорівнює ΔE_g , а ширина

$$AB = \Delta x = \frac{\Delta E_g}{q\mathcal{E}}. \quad (2.13)$$

Отже, ширина потенціального бар'єра зменшується зі збільшенням напруженості електричного поля.

Як відомо із квантової механіки, ймовірність переходу електрона через потенціальний бар'єр трикутної форми (ABV) визначається формулою

$$D = D_0 e^{-\frac{2\sqrt{2m^*} \Delta E_g^{\frac{3}{2}}}{q\hbar\mathcal{E}}}. \quad (2.14)$$

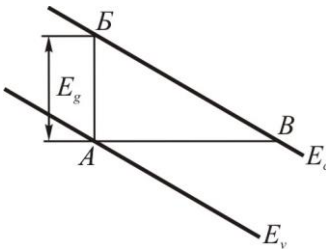


Рисунок 2.6 – Зонна структура власного напівпровідника за наявності сильного електричного поля

В [1] ця формула помилково записана в такому вигляді:

$$D = D_0 e^{-2\sqrt{2m^*} \Delta E_g^{\frac{3}{2}} q\hbar\mathcal{E}}.$$

У помилковості останньої формули легко переконатися, перевіrivши показник степені експоненти на відсутність розмірності або показник степені при ΔE_g .

Із формули (2.13) випливає, що ймовірність тунельного переходу електрона із зони в зону зростає експоненційно при збільшенні напруженості поля. Крім того, ймовірність тунельного переходу буде більшою у напівпровідників з меншим значенням ширини забороненої зони ΔE_g і ефективної маси m^* .

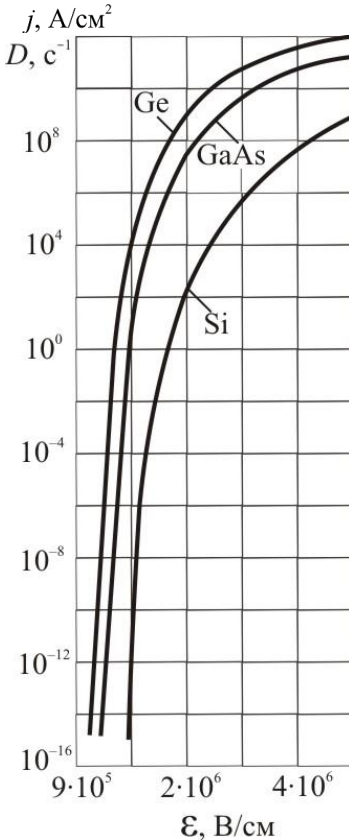


Рисунок 2.7 – Імовірність тунельного переходу електронів у залежності від напруженості електричного поля в p - n -переході

2.1.3.3 Ударна іонізація

У сильному електричному полі як електрони, так і дірки можуть набути енергію, достатню для іонізації домішкових атомів або навіть власних атомів напівпровідника. В результаті цього виникають електронно-діркові пари, які, в свою чергу, прискорюються полем і генерують додаткові носії заряду. Цей процес утворення вільних носіїв заряду називається *ударною іонізацією*. Спостерігати це явище можна

Оскільки струм j через зразок пропорційний коефіцієнту D , то

$$j \sim e^{-\frac{a}{E}}, \quad (2.15)$$

$$\text{де } a \equiv \frac{2\sqrt{2m^*} \Delta E_g^{\frac{3}{2}}}{q\hbar}.$$

Більш точна теорія дає таку формулу:

$$j \sim e^{-\frac{b}{\sqrt{U}}}, \quad (2.16)$$

де U – різниця потенціалів на зразку;

b – коефіцієнт, який визначається експериментально.

Тунельний ефект призводить до значного збільшення концентрації носіїв заряду в полях напруженістю $E \geq 10^6 \frac{\text{В}}{\text{см}}$, які легко можна забезпечити в p - n -переході.

На рис. 2.7 показана зміна ймовірності тунельного переходу в залежності від напруженості поля в p - n -переході.

лише в p - n -переходах, оскільки створити поля $10^5 \div 10^6 \frac{\text{В}}{\text{см}}$ в однорідному напівпровіднику дуже важко за розумних товщин останнього. Винятком є ударна іонізація домішкових атомів, яка не потребує великих напруженостей поля і спостерігається за низьких температур, коли атоми домішки не іонізовані. Наприклад, в Ge за $T = 4,2 \text{ К}$, як показано на рис. 2.8, вже при $\mathcal{E} \approx 5 \frac{\text{В}}{\text{см}}$ має місце різке стрибкоподібне зростання густини струму, викликане ударною іонізацією домішкових атомів.

Швидкість генерації електронно-діркових пар визначають за формулою

$$G = \alpha_n n \mu_n + \alpha_p p \mu_p, \quad (2.17)$$

де α_n і α_p – коефіцієнти ударної іонізації електронів і дірок відповідно, визначається як число електронно-діркових пар, генерованих електроном (діркою) на одиниці шляху переміщення.

І для електронів і для дірок коефіцієнт іонізації дуже залежить від напруженості електричного поля, як показано на рис. 2.9. Струм за ударної іонізації можна визначити за формулою

$$j = j_0 e^{\alpha d}, \quad (2.18)$$

де j_0 – струм за відсутності

ударної іонізації;

d – довжина області напівпровідника із сильним електричним полем;

$$\alpha = \frac{1}{N} \frac{dN}{dx} \text{ – коефіцієнт ударної іонізації.}$$

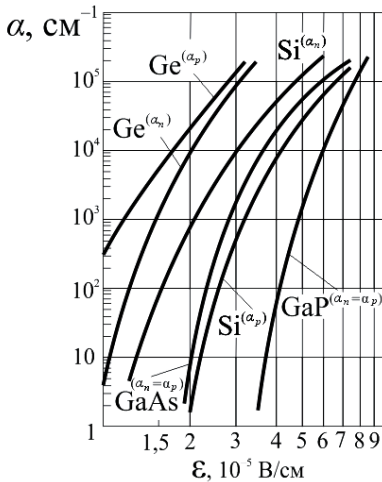
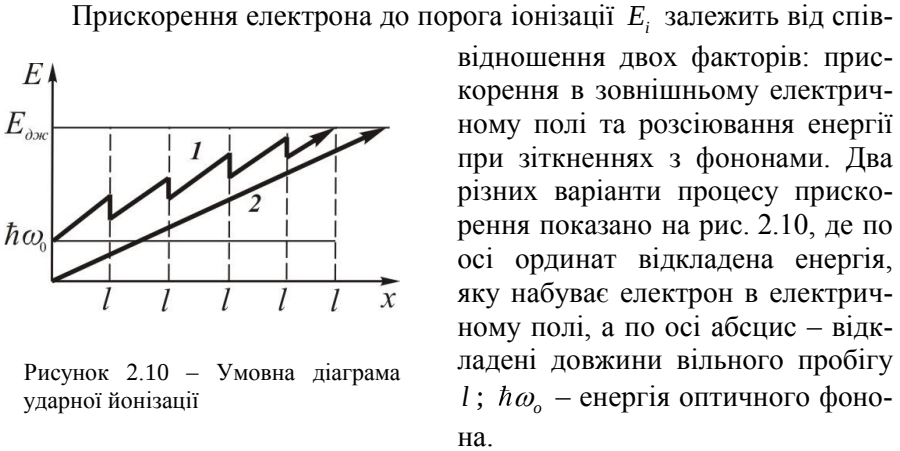


Рисунок 2.9 – Залежність коефіцієнта ударної йонізації від електричного поля для германію, кремнію, арсеніду галію і фосфіду індію



В дуже сильних електричних полях, коли виконується умова $qEl \gg \hbar\omega_0$, електрони можуть набрати достатню енергію на шляху в декілька електронних пробігів, незважаючи на зіткнення з фононами, оскільки при кожному такому зіткненні втрата енергії незначна (лінія 1). В такому випадку, як показує теорія,

$$\alpha(E) \sim e^{-\frac{\beta E_i}{\varepsilon}}. \quad (2.19)$$

Таке наближення для $\alpha(E)$ називають *дифузійним*, маючи на увазі аналогію з дифузійним рухом частинки.

В іншому випадку, коли поля відносно слабкі ($qEl \ll \hbar\omega_0$), носії заряду набирають енергію на відстані декількох довжин вільного пробігу, якщо вдається не зіткнутися з фононами. У такому випадку для коефіцієнта ударної йонізації можна записати

$$\alpha(E) \sim e^{-\frac{E_i}{qEl}}. \quad (2.20)$$

Таке наближення для $\alpha(E)$ називають *дрейфовим*.

Як показали експерименти, в Ge і Si, в основному, $\alpha(E)$ визначається законом (2.20), але у вузьких *p-n*-переходах спостерігається залежність (2.19).

2.2 Установка для дослідження

Для зняття вольт-амперної характеристики (ВАХ) зразка використовують установку, схема якої наведена на рис. 2.11. Для експерименту використовується блок живлення з регульованою напругою.

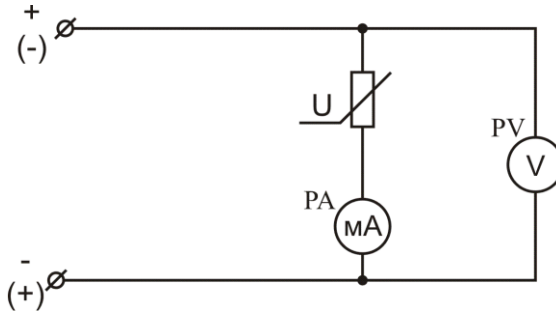


Рисунок 2.11 – Схема для дослідження ВАХ на постійному струмі

Для дослідження ВАХ за допомогою осцилографа використовують схему, наведену на рис. 2.12.

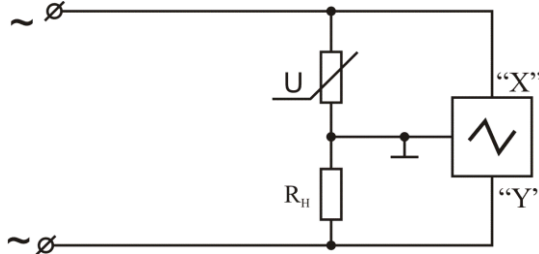


Рисунок 2.12 – Схема для дослідження ВАХ на змінному струмі

2.3 Завдання

2.3.1 Зняти ВАХ зразка і побудувати графік $I = f(U)$.

2.3.2 Побудувати графіки ВАХ в спрямляючих координатах:

- $\ln I \sim \sqrt{U}$ (ефект Френкеля);
- $\ln I \sim -\frac{1}{\sqrt{U}}$ (тунельний ефект);

- $\ln I \sim -\frac{1}{U^2}$ (ударна іонізація, дифузійне наближення);
- $\ln I \sim -\frac{1}{U}$ (ударна іонізація, дрейфове наближення).

Визначити домінуючий механізм іонізації по лінії, найбільш наближений до прямої.

2.4 Контрольні запитання

- 1 Як розрізняють слабкі та сильні електричні поля?
- 2 У чому полягає причина порушення закону Ома?
- 3 Якими факторами може обмежуватися рухливість носіїв заряду?
- 4 Як змінюється в сильному полі швидкість і рухливість носіїв заряду в германії й кремнії? Чи змінюється концентрація носіїв заряду?
- 5 Що таке потенціальна яма електрона в атомі та потенціальний бар'єр?
- 6 Фізична природа ефекту Френкеля.
- 7 Фізична природа тунельного ефекту.
- 8 Що таке коефіцієнт ударної іонізації?
- 9 Ударна іонізація.
- 10 Чи може дірка здійснювати іонізацію атомів?
- 11 Як практично може бути використана залежність питомої електропровідності напівпровідника від напруженості поля?

2.5 Рекомендована література

- 1 **Шалимова, К. В.** Физика полупроводников [Текст] / К. В. Шалимова. – М.: Энергоатомиздат, 1985. – 392 с.
- 2 **Фистуль, В. И.** Введение в физику полупроводников [Текст] / В. И. Фистуль. – М.: Высшая школа, 1984. – 352 с.
- 3 **Орешкин, П. Т.** Физика полупроводников и диэлектриков [Текст] / П. Т. Орешкин. – М.: Высшая школа, 1977. – 448 с.
- 4 **Лысов, В. Ф.** Практикум по физике полупроводников [Текст] / В. Ф. Лысов. – М.: Просвещение, 1976. – 207 с.
- 5 **Епифанов, Г. И.** Физические основы микроэлектроники [Текст] / Г. И. Епифанов. – М.: Советское радио, 1971. – 376 с.
- 6 **Зи, С.** Физика полупроводниковых приборов [Текст]: в 2 т. / С. Зи; т. 1. – М.: Мир, 1984. – 456 с.

3 ЛАБОРАТОРНА РОБОТА №3 «ДОСЛІДЖЕННЯ ЕФЕКТУ ХОЛЛА»

Мета роботи – експериментально вивчити ефект Холла: визначити залежності електрорушійної сили (ЕРС) Холла від магнітної індукції, струму через зразок і температури, обчислити концентрацію носіїв заряду при різних температурах, знайти ширину забороненої зони.

3.1 Теоретичні відомості

3.1.1 Фізична природа ефекту Холла

Ефект Холла полягає в тому, що при дії на зразок твердого тіла схрещених магнітного й електричного полів виникає різниця потенціалів у напрямку, перпендикулярному до цих полів. Цю різницю потенціалів називають *ЕРС Холла*. Ефект Холла виникає внаслідок дії сили Лоренца:

$$\mathbf{F} = e[\mathbf{vB}], \quad (3.1)$$

де $\mathbf{v}$ – дрейфова швидкість носія заряду;

$\mathbf{B}$ – магнітна індукція;

e – заряд електрона.

Розглянемо зразок твердого тіла у вигляді прямокутного паралелепіпеда (рис. 3.1).

Струм тече вздовж осі x , магнітне поле прикладене по осі z . Си-

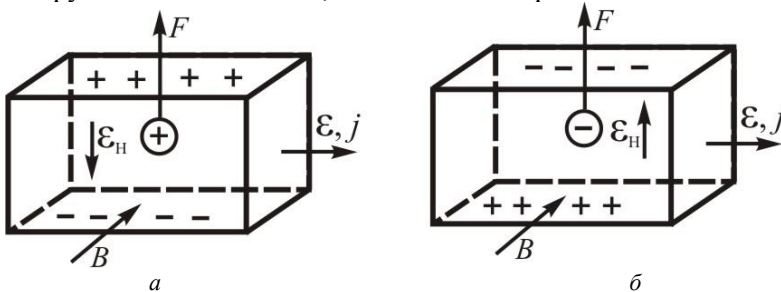


Рисунок 3.1 – Відхилення носіїв заряду під дією магнітного поля в зразках з дірковою (а) і електронною (б) провідністю

ла Лоренца діє по осі y і відхиляє електрони вниз. Якщо крім електронів є ще і дірки, то на них теж діє сила Лоренца в тому ж напрямку, що і на електрони. При цьому виникає різниця потенціалів: на верхній грані в напівпровіднику n -типу або i -типу (напівпровідник без домішок) - знак плюс, у напівпровіднику p -типу - знак мінус.

Елементарна теорія ефекту Холла полягає в наступному. У стаціонарному стані сила Лоренца урівноважується силою поля Холла:

$$e\mathcal{E}_H = ev_x B_z, \quad (3.2)$$

$$\text{де } \mathcal{E}_H = \frac{U_H}{b};$$

v_x – компонента дрейфової швидкості електрона ($\mathbf{v} \perp \mathbf{B}$).

У напівпровіднику n -типу $j_x = en\mu_n \mathcal{E}_x = env_x = \frac{I_x}{ab}$, і з виразу (3.2) отримуємо

$$U_H = \frac{1}{en} \frac{I_x B_z}{a}. \quad (3.3)$$

Коефіцієнт $\frac{1}{en}$ називають сталою Холла. За згодою цю сталу в напівпровіднику n -типу вважають негативною:

$$R_{H_n} = -\frac{1}{en}, \quad (3.4)$$

а в напівпровіднику p -типу позитивною:

$$R_{H_p} = \frac{1}{ep}. \quad (3.5)$$

Якщо маємо напівпровідник зі змішаною провідністю, коли концентрації електронів і дірок близькі між собою ($n \approx p$), генератор ЕРС Холла можна представити еквівалентною схемою (рис. 3.2). На цьому рисунку E_{H_p} – ЕРС Холла електронів, а E_{H_n} – дірок, σ_n і σ_p – питомі електропровідності відповідно електронів і дірок.

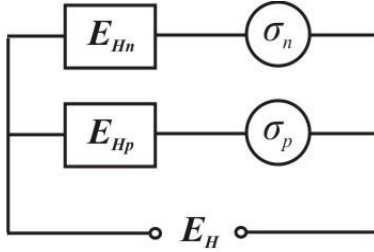


Рисунок 3.2 – Еквівалентна схема напівпровідника: генератор ЕРС Холла

Загальна напруженість поля Холла записується так:

$$\mathcal{E}_H = \frac{\mathcal{E}_{H_n} \sigma_n + \mathcal{E}_{H_p} \sigma_p}{\sigma_n + \sigma_p} = \frac{\left(\frac{e p \mu_p j_p}{e p} - \frac{e n \mu_n j_n}{e n} \right)}{e(n \mu_n + p \mu_p)}. \quad (3.6)$$

Оскільки $j_p = e p \mu_p \mathcal{E}_x$, $j_n = e n \mu_n \mathcal{E}_x$, $\mathcal{E}_x = \frac{j_x}{\sigma}$, $\sigma = \sigma_n + \sigma_p$,
 $j_x = j_n + j_p$, то

$$E_H = \frac{\left[\frac{(e p \mu_p)^2}{e p} - \frac{(e n \mu_n)^2}{e n} \right] j_x B_z}{e^2 (n \mu_n + p \mu_p)^2} = R_H j_x B_z, \quad (3.7)$$

де стала Холла

$$R_H = \frac{p - b^2 n}{e(p + b n)^2}, \quad (3.8)$$

де $b = \frac{\mu_n}{\mu_p}$.

З виразу (3.8) видно, що при $p = b^2 n$ ефект Холла зникає, бо заряд електронів, відхилених силою Лоренцо, компенсується зарядом дірок під дією тієї ж сили. Якщо маємо напівпровідник p -типу, то при нагріванні ЕРС Холла змінить свій знак, коли стане $p < b^2 n$ ($b > 1$).

Докладніша теорія ефекту Холла будується з врахуванням перехідного процесу, коли ЕРС Холла зростає від 0 до стаціонарного значення. Час такого зростання визначається часом релаксації τ .

Для побудови теорії запишемо два рівняння для складових прискорення електрона по осям x і y :

$$\dot{v}_x = -\frac{e\mathcal{E}_x}{m_n^*} - \frac{eB_z v_y}{m_n^*}, \quad \dot{v}_y = -\frac{e\mathcal{E}_y}{m_n^*} + \frac{eB_z v_x}{m_n^*}. \quad (3.9)$$

Цю систему можна звести до одного рівняння, увівши нові змінні: $z = x + iy$, $Z = v_x + iv_y$. Це рівняння має вигляд:

$$\dot{Z} - i\omega Z = -\frac{e}{m_n^*}(\mathcal{E}_x + i\mathcal{E}_y), \quad (3.10)$$

де $\omega = \frac{eB_z}{m_n^*}$ – циклотронна частота.

Розв'язок рівняння (3.10) такий:

$$Z = Z_0 e^{i\omega t} + \frac{e}{m_n^*}(\mathcal{E}_x + i\mathcal{E}_y) \frac{1 - e^{-i\omega t}}{i\omega}, \quad (3.11)$$

де $Z = Z_0$ при $t = 0$.

Для врахування особливостей перехідного процесу робиться усереднення по часу з ваговою функцією $e^{-\frac{t}{\tau}}$, де τ – час релаксації:

$$\langle Z \rangle = \frac{1}{\tau} \int_0^\infty Z e^{-\frac{t}{\tau}} dt = -\frac{e}{m_n^*}(\mathcal{E}_x + i\mathcal{E}_y) \frac{\tau}{1 - i\omega\tau}, \quad (3.12)$$

оскільки $\langle Z_0 \rangle = 0$.

Далі знаходимо компоненти швидкості, розділюючи дійсну і уявну частини $\langle Z \rangle$:

$$\begin{aligned}
v_x &= -\frac{e\tau\mathcal{E}_x}{m_n^*(1+\omega^2\tau^2)} + \frac{e\omega\tau^2\mathcal{E}_y}{m_n^*(1+\omega^2\tau^2)}, \\
v_y &= -\frac{e\tau\mathcal{E}_y}{m_n^*(1+\omega^2\tau^2)} - \frac{e\omega\tau^2\mathcal{E}_x}{m_n^*(1+\omega^2\tau^2)}.
\end{aligned}
\tag{3.13}$$

Час релаксації τ залежить від енергії:

$$\tau = \tau_0 (E^*)^S, \tag{3.14}$$

де $E^* = \frac{E}{k_B T}$, тому при отриманні компонент густини струму

треба зробити усереднення часу релаксації по енергії:

$$\begin{aligned}
j_x &= \frac{ne^2}{m_n^*} \left\{ \left\langle \frac{\tau}{1+\omega^2\tau^2} \right\rangle \mathcal{E}_x - \left\langle \frac{\tau^2}{1+\omega^2\tau^2} \right\rangle \omega \mathcal{E}_y \right\}, \\
j_y &= \frac{ne^2}{m_n^*} \left\{ \left\langle \frac{\tau}{1+\omega^2\tau^2} \right\rangle \mathcal{E}_y + \left\langle \frac{\tau^2}{1+\omega^2\tau^2} \right\rangle \omega \mathcal{E}_x \right\}.
\end{aligned}
\tag{3.15}$$

Як правило, ефект Холла досліджують і використовують при невеликих значеннях напруженості магнітного поля, коли $\omega\tau \ll 1$. При цьому вирази (3.15) набувають вигляду:

$$\begin{aligned}
j_x &= \frac{ne^2}{m_n^*} \left\{ \langle \tau \rangle \mathcal{E}_x - \langle \tau^2 \rangle \omega \mathcal{E}_y \right\}, \\
j_y &= \frac{ne^2}{m_n^*} \left\{ \langle \tau \rangle \mathcal{E}_y + \langle \tau^2 \rangle \omega \mathcal{E}_x \right\}.
\end{aligned}
\tag{3.16}$$

Використовуючи умову стаціонарності $j_y = 0$, можна отримати вираз для кута Холла:

$$\theta = \arctg \left| \frac{\mathcal{E}_y}{\mathcal{E}_x} \right| = \arctg \frac{\omega \langle \tau^2 \rangle}{\langle \tau \rangle}, \tag{3.17}$$

де

$$\langle \tau \rangle = \frac{\int_0^{\infty} \tau E^{\frac{3}{2}} e^{-E^0} dE}{\int_0^{\infty} E^{\frac{3}{2}} e^{-E^*} dE}. \quad (3.18)$$

Аналогічно визначають і $\langle \tau^2 \rangle$.

З умови стаціонарності знаходимо

$$\mathcal{E}_x = -\frac{\langle \tau \rangle}{\omega \langle \tau^2 \rangle} \mathcal{E}_y$$

і підставляємо у вираз для j_x :

$$j_x = -\frac{ne^2}{m_n^*} \left(\frac{\langle \tau \rangle^2}{\langle \tau^2 \rangle \omega} + \omega \langle \tau \rangle^2 \right) \mathcal{E}_y.$$

Відкидаючи складову з ω^2 , отримуємо

$$j_x = -\frac{en \langle \tau \rangle^2}{B \langle \tau^2 \rangle} \mathcal{E}_y, \quad \text{або} \quad \mathcal{E}_y = -\frac{\langle \tau \rangle^2}{qn \langle \tau \rangle^2} B_z j_x.$$

Стала Холла має вигляд:

$$R_H = -\frac{\langle \tau^2 \rangle}{en \langle \tau \rangle^2}. \quad (3.19)$$

Вираз

$$A = \frac{\langle \tau^2 \rangle}{\langle \tau \rangle^2} \quad (3.20)$$

називають Холл-фактором.

Коли домінує розсіювання на акустичних фононах, $A=1,18$. При розсіюванні на іонах домішок $A=1,93$.

3.1.2 Методика вимірювання ЕРС Холла

Для вимірювання ЕРС Холла вибирають зразок у вигляді довгого паралелепіпеда (рис. 3. 1, $L \gg a, b$). Струм повинен протікати вздовж довгої осі зразка. Зонди для вимірювання різниці потенціалів U_H містяться на верхній і нижній гранях (зонди 2 і 3). Додається ще і зонд 1 для визначення питомого опору за двозондовим методом.

Найчастіше використовується метод 4-х вимірювань, коли змінюються напрями струму і напруженості магнітного поля:

- 1 $+I, +B, U_1 = U_H + U_R + U'_T + U''_T$
- 2 $+I, -B, U_2 = -U_H + U_R - U'_T - U''_T$.
- 3 $-I, -B, U_3 = U_H - U_R - U'_T + U''_T$.
- 4 $-I, +B, U_4 = -U_H - U_R + U'_T - U''_T$.

U_R – різниця потенціалів на зондах 2 і 3 внаслідок їх нееквіпотенціальності. Ця різниця потенціалів має місце і за відсутності магнітного поля. U'_T – ЕРС на зондах 2 і 3, яка виникає внаслідок наявності різниці температур між кінцями зразка, спричиненої постійним градієнтом температури довкілля (ефекти Ернста-Еттінгсгаузена і Рігі-Ледюка), U''_T – ЕРС на зондах 2 і 3, яка з'являється внаслідок ефекту Еттінгсгаузена.

ЕРС Холла визначають за формулою:

$$U_H = \frac{U_1 - U_2 + U_3 - U_4}{4} = U_H + U_T^0. \quad (3.21)$$

За методом 4-х вимірювань не вдається позбутися впливу ефекту Еттінгсгаузена. Однак, як правило, цей ефект дуже малий. ЕРС на зондах 2 і 3, спричинена цим ефектом, у 10÷100 разів менша за ЕРС Холла. В умовах промислових підприємств впливом ефекту Еттінгсгаузена можна знехтувати. При фізичних дослідженнях для підвищення точності вимірювань використовують метод двох частот, за яким магнітне поле змінюється з частотою 50 Гц, а електричний струм – 75 Гц. На зондах 2 і 3 виділяють складову в 25 Гц. U_A сюди не потрапляє (75 Гц). Ефект Еттінгсгаузена не формується, бо його стала часу близька до 10^{-1} с. ЕРС U'_T не реєструється, бо її частота 50 Гц.

3.1.3 Визначення концентрації носіїв заряду та їх рухливості

Концентрацію носіїв заряду визначаємо з формули (3.3):

$$n = \frac{1,1 I_x B_z}{e U_H a}, \quad (3.22)$$

де число 1,1 – холл-фактор (таке значення має місце, якщо домінує розсіювання носіїв заряду на акустичних фононах). Значення струму I_x , магнітної індукції B_z і ЕРС Холла U_H вимірюються при виконанні лабораторної роботи. Величина a задається викладачем.

Для визначення рухливості μ_n визначається питома електропровідність:

$$\sigma = en\mu_n \quad \text{за формулою} \quad \sigma = \frac{I_x}{U_x} \frac{l}{ab}, \quad (3.23)$$

де U_x – різниця потенціалів між зондами 1 і 2 (рис.1). Відстань між цими зондами l – задається викладачем, як і розміри a і b .

Рухливість визначається з формул (3.22) і (3.23):

$$\mu_n = \frac{\sigma}{en} = \frac{U_H l}{1,1 U_H b B_z}. \quad (3.24)$$

3.2 Завдання

3.2.1 Виміряти ЕРС Холла і знайти концентрацію носіїв заряду.

3.2.2 Обчислити питому електропровідність.

3.2.3 Обчислити рухливість носіїв заряду.

3.3 Порядок виконання вимірювань на стенді типу СФП-5

3.3.1 Утримувач зразка №1 помістити в зазор між полюсами магніту і за допомогою з'єднувального шнура підключити до стенда СФП-5 через роз'єм “Образец”.

Тумблер „Нагрев образца” має бути в нейтральному положенні.

На стенді перемикач П1 поставити в положення „1 мА”, перемикач П2 – в положення „Выкл.”, а перемикач ПЗ – в положення « $V_{хол}$ ».

До клем «V» підключити зовнішній вольтметр (наприклад, В7-16А, В7-21 або мультиметр).

3.3.2 Напруженість магнітного поля і магнітну індукцію в зазорі електромагніта визначити за допомогою градуювального графіка.

3.3.3 Установити струм 0,3 мА потенціометром «Ток образца».

3.3.4 Зміряти паразитну ЕРС між холлівськими зондами для обох полярностей струму.

3.3.5 Тумблером «Магнит» включити електромагніт.

3.3.6 Установити струм магніту 0,3 А і зміряти ЕРС Холла при різних полярностях струму через зразок.

3.3.7 Аналогічно вказаному в п. 3.3.6 виміряти ЕРС Холла при струмах магніту 0,6 і 1 А.

3.3.8 Аналогічно вказаному в п.п. 3.3.3, 3.3.4, 3.3.6, 3.3.7 виміряти ЕРС Холла при струмах зразка 0,6 і 1 мА.

3.3.9 Побудувати залежність ЕРС Холла (середнього значення для двох полярностей) від магнітної індукції.

3.4 Контрольні запитання

- 1 Фізична природа ефекту Холла.
- 2 Теорія ефекту Холла.
- 3 Методика вимірювання ефекту Холла.

3.5 Рекомендована література

- 1 **Шалимова, К. В.** Физика полупроводников [Текст] / К. В. Шалимова. – М.: Энергоатомиздат, 1985. – 392 с.
- 2 **Смит, Р.** Полупроводники [Текст] / Р. Смит. – М.: Мир, 1982. – 560 с.
- 3 **Лысов, В. Ф.** Практикум по физике полупроводников [Текст] / В. Ф. Лысов. – М.: Просвещение, 1976. – 207 с.
- 4 **Павлов, Л. П.** Методы определения основных параметров полупроводниковых материалов [Текст] / Л. П. Павлов. – М.: Высшая школа, 1975. – 206 с.

4 ЛАБОРАТОРНА РОБОТА №4 „ВИВЧЕННЯ МАГНІТОРЕЗИСТИВНОГО ЕФЕКТУ”

Мета роботи – знайти закономірність зміни опору напівпровідникового зразка в магнітному полі.

4.1 Теоретичні відомості

Зміна електропровідності зразка при внесенні в магнітне поле, зумовлена впливом сили Лоренца на вільні носії заряду, які рухаються в електричному полі, має назву *магніторезистивний ефект (ефект Гаусса)*.

Елементарний розрахунок, зроблений на основі зміни складової довжини вільного пробігу, дає

$$\ell_x(B) \cong \ell \cos \varphi \approx \ell \left(1 - \frac{\varphi^2}{2} \right) = \ell \left(1 - \frac{\mu^2 B^2}{2} \right),$$

$$\frac{\ell_x(0) - \ell_x(B)}{\ell_x(0)} = \frac{\sigma_0 - \sigma}{\sigma_0} = \frac{\rho - \rho_0}{\rho} = \frac{\mu^2 B^2}{2}.$$

З урахуванням розкиду довжин вільного пробігу одержимо

$$\frac{\Delta \rho}{\rho} = \mu^2 B^2.$$

Ефект Гаусса або магнітоопору виникає при внесенні зразка в магнітне поле і проявляє себе в зміні його електропровідності.

Коли магнітного поля немає носії заряду рухається прямолінійно і між зіткненнями проходить шлях, який дорівнює довжині вільного пробігу. Якщо ввімкнути магнітне поле, на заряд, що рухається, буде діяти сила Лоренца, яка викривляє траєкторію частинки. Тоді за час вільного пробігу заряд пройде уздовж напрямку поля $\mathcal{E}$ менший шлях

$$\ell_{\delta} \cong \ell \cos \varphi \cong \ell \left(1 - \frac{\varphi^2}{2} \right) \cong \ell \left(1 - \frac{\mu^2 B^2}{2} \right).$$

Зменшення довжини вільного пробігу рівносильне зменшенню дрейфової швидкості або рухливості, а отже, і провідності, тобто опір зразка у магнітному полі має збільшуватися:

$$\frac{\ell_0 - \ell}{\ell} = \frac{\sigma_0 - \sigma}{\sigma_0} = \frac{\rho - \rho_0}{\rho},$$

або

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = \frac{\mu^2 B^2}{2}.$$

Якщо врахувати статистичний розкид довжин вільного пробігу, то

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = \mu^2 B^2.$$

Якщо розглядати обмежений зразок, то холлівське поле, яке одночасно виникає, компенсує дію магнітного поля, випрямляючи траєкторію частинок, які несуть заряд, тому магніторезистивного ефекту немає. Однак холлівське поле компенсує дію магнітного поля лише для середньої швидкості. На частинки, які рухаються з великими швидкостями, магнітне поле діє сильніше холлівського, а на повільні частинки більш діє холлівське поле. Це спричинює збільшення опору, але в меншому ступені, ніж для необмеженого зразка. Отже, ефект магні-

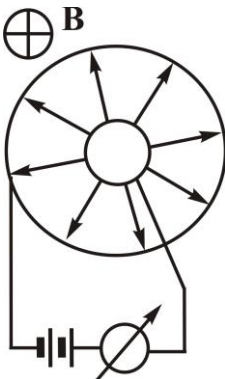


Рисунок 4.1 – Модель необмеженого зразка (диск Корбіно)

тоопору чутливий до форми зразка. Необмежений зразок моделюють у вигляді диска (диска Корбіно) з отвором у центрі, контакти розташовані в отворі та на периферії диска. Магнітне поле спрямоване перпендикулярно до зразка, струм має радіальний характер. Сила Лоренца діє на носії заряду в напрямку, перпендикулярному до радіуса, і відхиляє їх (рис. 4.1). При цьому заряди не накопичуються на межах і холлівське поле не виникає. Відносна зміна опору $\frac{\Delta\rho}{\rho}$ при

певному значенні магнітної індукції не виникає для необмеженого зразка (диска Кор-

біно) і мінімальна для витончених зразків. Якщо зразок має форму диска на відміну від зразків іншої форми, то зі збільшенням магнітного поля $\frac{\Delta\rho}{\rho}$ не насичується (внаслідок дії холлівського поля).

При напрямі магнітного поля уздовж ліній струму опір не повинен змінитися. Однак у речовинах, які мають складну форму ізоенергетичних площин, це спостерігається. В деяких речовинах за певних умов опір зменшується при внесенні їх в магнітне поле. Це *негативний магніторезистивний ефект*.

У магніторезистивному ефекті проявляється тензорний характер електропровідності в магнітному полі: речовина стає анізотропною, вектори $\mathbf{j}$ та $\mathbf{E}$ не завжди співпадають за напрямом, і замість закону Ома $\mathbf{j} = \sigma\mathbf{E}$, де σ – скаляр, існують такі співвідношення

$$\begin{aligned} j_x &= \sigma_{xx} E_x + \sigma_{xy} E_y + \sigma_{xz} E_z; \\ j_y &= \sigma_{yx} E_x + \sigma_{yy} E_y + \sigma_{yz} E_z; \\ j_z &= \sigma_{zx} E_x + \sigma_{zy} E_y + \sigma_{zz} E_z, \end{aligned} \quad (4.1)$$

або скорочено

$$j_\alpha = \sigma_{\alpha\beta} E_\beta, \quad (4.2)$$

де $\alpha, \beta = x, y, z$.

У цьому випадку падіння заряду зумовлено не лише кінетичним коефіцієнтом σ , а сукупністю коефіцієнтів $\sigma_{\alpha\beta}$, які є компонентами тензора другого рангу (тензора електропровідності), що визначають гальваномагнітні ефекти.

Розглянемо рух зарядженої частинки в електричному $\mathbf{E}$ і магнітному $\mathbf{B}$ полях. Нехай вектор $\mathbf{B}$ спрямований вздовж осі z , тоді сили Лоренца $F_x = eE_x + e\dot{y}B$; $F_y = eE_y - e\dot{x}B$; $F_z = eE_z$, де $\dot{x}$ і $\dot{y}$ – швидкості вздовж осей x та y .

Рівняння руху частинки між двома послідовними зіткненнями:

$$\begin{cases} m\ddot{x} = eE_x + eB\dot{y}; \\ m\ddot{y} = eE_y - eB\dot{x}; \\ m\ddot{z} = eE_z. \end{cases} \quad (4.3)$$

Перепишемо систему рівнянь (4.3), припустивши, що $\frac{eB}{m} \equiv \omega_c$:

$$\begin{cases} \ddot{x} = \frac{e}{m} \mathcal{E}_x + \omega_c \dot{y}; \\ \ddot{y} = \frac{e}{m} \mathcal{E}_y - \omega_c \dot{x}; \\ \ddot{z} = \frac{e}{m} \mathcal{E}_z, \end{cases} \quad (4.4)$$

де ω_c – частота обертання частинки в магнітному полі (циклотронна частота), яка не залежить від радіуса орбіти й енергії частинки.

Прийнявши за початкові умови $t = 0$; $x = y = z = 0$; $\dot{x} = \dot{y} = \dot{z} = 0$, одержимо розв'язок у вигляді

$$\begin{cases} x - a = -a \cos \omega_c t - b \sin \omega_c t + b \omega_c t; \\ y - b = -b \cos \omega_c t + a \sin \omega_c t - a \omega_c t; \\ z = \frac{e}{m} \mathcal{E}_z t^2, \end{cases} \quad (4.5)$$

$$\text{де } a \equiv \frac{1}{\omega_c^2} \frac{e}{m} \mathcal{E}_x; \quad b \equiv \frac{1}{\omega_c^2} \frac{e}{m} \mathcal{E}_y.$$

Рух уздовж осі z не змінюється, оскільки сила Лоренца лежить у площині (x, y) . Рух у площині має такий характер: останні складові в (4.5) описують переносний рух уздовж осей x та y зі швидкостями

$$v_{tx} = b \omega_c = \frac{\mathcal{E}_y}{B} \quad \text{і} \quad v_{ty} = -a \omega_c = -\frac{\mathcal{E}_x}{B};$$

$$\mathbf{v}_t \mathbf{E} = v_{tx} \mathcal{E}_x + v_{ty} \mathcal{E}_y = 0.$$

Тому $\mathbf{v}_t$ перпендикулярне до $\mathbf{E}$, так само як і перпендикулярне до $\mathbf{B}$.

Залишене складове описує рівномірне обертання з частотою ω_c по колу

$$(x - a)^2 + (y - b)^2 = a^2 + b^2,$$

центр якого розташований у точці (a, b) . Внаслідок складання цих рухів одержуємо рух по циклоїді (рис. 4.2).

Імовірність того, що частинка матиме час вільного пробігу від t до $t + dt$, визначається як

$$f(t)dt = \frac{dt}{\tau} e^{-\frac{t}{\tau}},$$

де τ – це час вільного пробігу.

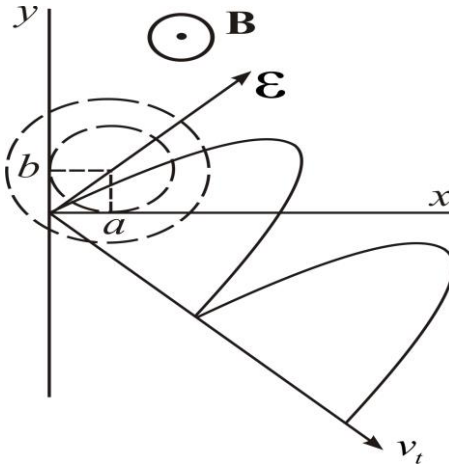


Рисунок 4.2 – Траєкторія руху електрона в схрещених електричному і магнітному полях

Помноживши x , y і z на $f(t)dt$ та зінтегрувавши за t від 0 до ∞ , маємо середнє переміщення $\bar{x}$, $\bar{y}$, $\bar{z}$ для однієї частинки. Розділивши середнє переміщення на τ , матимемо середні швидкості:

$$\begin{aligned}\bar{v}_x &= \frac{e}{m} \mathcal{E}_x \frac{\tau}{1 + \omega_c^2 \tau^2} + \omega_c \frac{e}{m} \mathcal{E}_y \frac{\tau^2}{1 + \omega_c^2 \tau^2}; \\ \bar{v}_y &= \frac{e}{m} \mathcal{E}_y \frac{\tau}{1 + \omega_c^2 \tau^2} + \omega_c \frac{e}{m} \mathcal{E}_x \frac{\tau^2}{1 + \omega_c^2 \tau^2}; \\ \bar{v}_z &= \frac{e}{m} \mathcal{E}_z \tau.\end{aligned}\tag{4.6}$$

В одержаних виразах враховано, що

$$\frac{1}{\tau} \int_0^{\infty} e^{-\frac{t}{\tau}} \sin \omega_c t dt = \frac{\omega_c \tau}{1 + \omega_c^2 \tau^2};$$

$$\frac{1}{\tau} \int_0^{\infty} e^{-\frac{t}{\tau}} \cos \omega_c t dt = \frac{1}{1 + \omega_c^2 \tau^2}.$$

Щоб одержати дрейфові швидкості, вираз (4.6) усереднюють за всіма частинками. Позначивши

$$A \equiv \left\langle \frac{\tau}{1 + \omega_c^2 \tau^2} \right\rangle;$$

$$D \equiv \left\langle \frac{\tau^2}{1 + \omega_c^2 \tau^2} \right\rangle,$$

маємо:

$$\begin{aligned} \bar{j}_x &= en \langle v_x \rangle = \frac{e^2 n}{m} (A \mathcal{E}_x + \omega_c D \mathcal{E}_y); \\ \bar{j}_y &= en \langle v_y \rangle = \frac{e^2 n}{m} (A \mathcal{E}_y - \omega_c D \mathcal{E}_x); \\ \bar{j}_z &= en \langle v_z \rangle = \frac{e^2 n}{m} \mathcal{E}_z \tau. \end{aligned} \quad (4.7)$$

Порівнявши цей вираз з (4.1), можна знайти компоненти тензора електропровідності у вигляді

$$\begin{aligned} \sigma_{xx} = \sigma_{yy} &= \frac{e^2 n}{m} A; & \sigma_{xy} = -\sigma_{yx} &= \omega_c \frac{e^2 n}{m} D; \\ \sigma_{zz} &= \frac{e^2 n}{m} \langle \tau \rangle; \end{aligned} \quad (4.8)$$

$$\sigma_{xz} = \sigma_{zx} = \sigma_{yz} = \sigma_{zy} = 0.$$

Якщо магнітного поля немає ($\omega_c = 0$), то

$$\sigma = \frac{e^2 n}{m} \langle \tau \rangle, \quad (4.9)$$

і рухливість носіїв заряду

$$\mu = \frac{e}{n^2} \langle \tau \rangle. \quad (4.10)$$

Питома електропровідність у магнітному полі

$$\sigma_{\perp}(B) = \frac{j_x}{\mathcal{E}_x} = \frac{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2}{\sigma_{xx}}. \quad (4.11)$$

Підставивши у (4.11) σ_{xx} і σ_{xy} з (4.8), одержимо

$$\sigma_{\perp}(B) = \frac{e^2 n}{m} \left(A + \omega_c^2 \frac{D^2}{A} \right).$$

Відносна зміна електропровідності

$$-\frac{\Delta\sigma_{\perp}}{\sigma} = \frac{\Delta\rho_{\perp}}{\rho} = \omega_c^2 \frac{A' - \frac{B^2}{A}}{\langle \tau \rangle}, \quad (4.12)$$

$$\text{де } \Delta\sigma_{\perp} = \sigma_{\perp}(B) - \sigma; \quad A - \langle \tau \rangle = \left\langle \frac{\tau}{1 + \omega_c^2 \tau^2} - \tau \right\rangle = -\omega_c^2 A'.$$

Оскільки всі члени в (4.12) мають ω_c^2 , то магніторезистивний ефект є парним, не залежним від напрямку магнітного поля. Однак залежність $\Delta\sigma(B)$ не квадратична, а має складний характер. У випадку слабких магнітних полів A , D і A' можна розкласти в ряд за ступенями $(\omega_c \tau)^2$ і обмежитись першими членами. Тоді

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = \frac{\Delta R}{R} = H_{\perp}^2 B^2, \quad (4.13)$$

де

$$H_{\perp} \equiv \left(\frac{e}{m}\right)^2 \frac{\langle \tau^3 \rangle \langle \tau \rangle - \langle \tau^2 \rangle^2}{\langle \tau \rangle^2}, \quad (4.14)$$

тобто в слабких магнітних полях зміна опору пропорційна магнітній індукції. Якщо τ не залежить від енергії E і в перенесенні заряду брали б участь частинки одного виду, то $H_{\perp} = 0$, і магніторезистивний ефект був би відсутній. Однак за наявності декількох видів частинок, навіть при незалежності σ від енергії $H_{\perp}^2 \neq 0$.

Якщо поле сильне, тоді

$$(\omega_c \tau)^2 \gg 1. \quad (4.15)$$

Оскільки заряджені частинки при цьому здійснюють прецесійний рух, останній квантується. Для використання класичного методу необхідно припустити, що кванти цієї енергії $\hbar \omega_c$ були б малі порівняно з $k_B T$. Тому умова (4.15) повинна обмежуватися :

$$\frac{\hbar \omega_c}{k_B T} \ll 1.$$

Розкладаючи A , D і A' за ступенями $\frac{1}{\omega_c^2 \tau^2}$ і нехтуючи членами другого порядку малості, маємо $\sigma_{\infty} = \frac{e^2 n}{m} \left\langle \frac{1}{\tau} \right\rangle^{-1}$, тобто опір зразка в сильному магнітному полі перестає залежати від індукції магнітного поля і досягає постійного значення σ_{∞} . Відношення

$$\frac{\sigma}{\sigma_{\infty}} = \frac{\rho_{\infty}}{\rho} = \frac{R_{\infty}}{R} = \left\langle \frac{1}{\tau} \right\rangle \langle \tau \rangle.$$

При одержанні цього відношення вважалося, що ефективна маса і час релаксації не залежать від напрямку руху.

4.2 Методика проведення дослідження

Для дослідження залежності $R(B)$ зручно використовувати схему мосту, в одне із плеч якого вмикають зразок. Міст балансується

за відсутності магнітного поля і по його розбалансу можна зробити висновки щодо магніторезистивного ефекту. Необхідно пам'ятати, що розбаланс мосту пропорційний зміні опору лише при його достатньо малій зміні.

Міст живлять постійною, пульсуючою або змінною напругою. Індикатором балансу може служити електронний осцилограф.

Якщо магнітне поле паралельно електричному, то можливе виникнення поздовжнього магніторезистивного ефекту, який залежить від кута між магнітним полем і струмом.

4.3 Завдання до роботи

4.3.1 Дослідити залежність опору напівпровідникового зразка від величини і напрямку магнітного поля.

4.3.2 Побудувати залежність $\frac{\Delta R}{R_0} = f(B)$ для заданих значень вимірюваного струму. Оформити звіт, зробити висновки по роботі.

4.4 Порядок виконання вимірювань на стенді типу СФП-5

4.4.1 Величину опору зразка при різних значеннях напруженості магнітного поля визначають за падінням напруги на зразку при проходженні по ньому струму заданої величини.

4.4.2 Тримач зі зразком №1 помістити в проміжок між полюсами електромагніта і за допомогою з'єднувального шнура підключити до стенда СФП-5 через роз'єм „Зразки”. До клем „V” підключити мілівольтметр (наприклад, ЦУВП). Перемикач П1 поставити в положення „1мА”, перемикач П2 – в положення „Викл.”, а перемикач П3 поставити в положення „V1.2”. Тумблер „Нагрів образца” поставити в нейтральне положення.

4.4.3 Ручками „Ток образца”, „Грубо-плавно” задати вимірювальний струм ($0,5 \pm 1$ мА), величину струму контролювати міліамперметром на лицьовій панелі стенда.

4.4.4 Включити електромагніт.

4.4.5 Потенціометром „Ток магніта” змінювати напруженість магнітного поля в проміжку від нуля до максимального значення і вимірювати падіння напруги на зразку.

4.4.6 Повторити вимірювання, вказані в п.5, при струмі зразка 5 мА.

4.4.7 Струм електромагніта перевести в значення магнітної індукції за допомогою градуального графіка.

4.4.8 Побудувати залежність $\frac{\Delta R}{R_0} = f(B)$ для двох значень вимірювального струму.

4.5 Контрольні запитання

- 1 Чому дорівнює сила Лоренца і як вона діє на рухомий заряд?
- 2 Що таке магніторезистивний ефект?
- 3 Яка фізична природа ефекту збільшення опору в схрещених електричному і магнітному полях?
- 4 Чи залежить величина магніторезистивного ефекту від форми зразка?
- 5 Як можна змодельовати необмежений зразок?
- 6 Чи впливає ефект Холла на величину магніторезистивного ефекту?
- 7 Що таке негативний магніторезистивний ефект?
- 8 В чому полягає причина тензорного характеру електропровідності зразка в магнітному полі?

4.6 Рекомендована література

- 1 **Бонч-Бруевич, В. Л.** Фізика напівпровідників [Текст] / В. Л. Бонч-Бруевич, С. Г. Калашников. – М.: Наука, 1990. – 672 с.
- 2 **Киреев, П. С.** Фізика напівпровідників [Текст] / П. С. Киреев. – М.: Высшая школа, 1969. – 592 с.
- 3 **Зеєгер, К.** Фізика напівпровідників [Текст] / К. Зеєгер. – М.: Мир, 1977. – 616 с.
- 4 **Смит, Р.** Полупроводники [Текст] / Р. Смит. – М.: Мир, 1982. – 560 с.

5 ЛАБОРАТОРНА РОБОТА №5 „ВИВЧЕННЯ ТЕРМОЕЛЕКТРИЧНИХ ЯВИЩ”

Мета роботи – вивчити термоелектрорушійну силу (термо-ЕРС) у напівпровідниках, використати термо-ЕРС для розрахунку ефективної маси носіїв заряду та енергії Фермі.

5.1 Теоретичні відомості

5.1.1 Фізична природа термо-ЕРС

Термо-ЕРС належить до групи *термоелектричних явищ*, тобто явищ переносу, зумовлених одночасною дією на напівпровідник градієнтів потенціалу і температури. У найпростішому випадку для ланцюга, що складається з двох різних провідників (термоелемент або термопара), *явище Зеєбека* (або *явище термо-ЕРС*) полягає в тому, що якщо місця контактів провідників підтримувати за різних температур, в ланцюгу виникає електрорушійна сила

$$\Delta U_T = \alpha (T_1 - T_2), \quad (5.1)$$

де α – коефіцієнт термо-ЕРС, *питома* або *диференційна термо-ЕРС*. У загальному випадку

$$\alpha = \frac{dU_T}{dT} \cong \frac{\Delta U_T}{\Delta T}, \quad (5.2)$$

де ΔU_T – різниця потенціалів між холодним і гарячим кінцями зразка;

ΔT – різниця температур ($\Delta T = T_2 - T_1$).

Величина α визначається матеріалом гілок термоелемента й температурою, за якої вона вимірюється. Вона чутлива до незначної кількості домішки, орієнтації кристалічних зерен, термічної і навіть холодної обробки матеріалу. Термо-ЕРС не змінюється при послідовному включенні в ланцюг будь-якої кількості інших матеріалів, якщо нові контакти підтримувати за тієї ж температури.

Якісно термо-ЕРС можна пояснити тим, що коли вздовж напівпровідника існує перепад температур, то на гарячому кінці зразка енергія носіїв заряду більше, стикання носіїв з ґраткою і між собою відбуваються у них частіше, ніж на холодному кінці. Додатковий тиск, який

виникає внаслідок цього, виштовхує носії заряду на холодний кінець. Отже, на холодному кінці накопичується негативний заряд, якщо вільними носіями заряду є електрони, а на гарячому виникає некомпенсований позитивний заряд. Накопичення зарядів триватиме до тих пір, поки різниця потенціалів, яка виникла в результаті цього, не викликає потоку електронів у зворотному напрямку, тобто виникає стаціонарний стан, який виявляється за різницею потенціалів на розімкнутих кінцях термоелементу. Гарячий кінець, з якого відійшли електрони, одержує позитивний заряд. У напівпровідниках p -типу гарячий кінець буде негативний, а холодний – позитивний. Це дає можливість визначити тип вільних носіїв заряду.

Алгебраїчна сума таких різниць потенціалів у ланцюгу створює об'ємну складову термо-ЕРС (рис. 5.1). Друга (контактна) складова термо-ЕРС – наслідок залежності контактної різниці потенціалів ма-

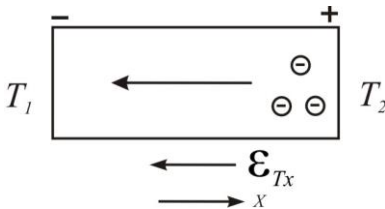


Рисунок 5.1 – Виникнення різниці потенціалів

теріалів, з яких виготовлений термоелемент, від температури. Якщо обидва спаї термоелемента мають однакову температуру, контактні різниці потенціалів компенсують одна одну, якщо температура спаїв відрізняється, результуюча контактна різниця потенціалів за величиною буде порівняною з об'ємною термо-

ЕРС. Контактна термо-ЕРС спостерігається у всіх видах твердих тіл.

При вимірюванні ΔU_T зазвичай користуються контактними методами, тому крім об'ємної термо-ЕРС вимірюється й контактна, що небажано. В напівпровідниках контактна термо-ЕРС, як правило, на порядок менша, ніж об'ємна. Її вплив можна зменшити, якщо підібрати відповідний матеріал для контактів. Використання контактів зі свинцю при вимірюванні термо-ЕРС у германії дає можливість отримати контактну термо-ЕРС настільки малою, що нею можна знехтувати.

Ще одне джерело термо-ЕРС – *ефект затягування електронів фононами*. За наявності градієнта температури кількість фононів, які переміщуються від гарячого кінця до холодного, буде більшою, ніж у зворотному напрямку. Цей потік фононів у результаті зіткнень з елек-

тронами зтягує їх за собою, й на холодному кінці буде накопичуватися негативний заряд. Ефект помітний за дуже низьких температур.

У речовинах зі змішаною провідністю за наявності градієнта температур до холодного спаю йдуть і електрони, і дірки. Їх заряди взаємно компенсуються. Якщо концентрації й рухливості електронів і дірок рівні, термо-ЕРС дорівнює нулю. У металах і стопах зі складною поверхнею Фермі її різні ділянки можуть давати внески в термо-ЕРС протилежного знаку, і термо-ЕРС у них стає рівною нулю. Таким металом є свинець, тому часто термо-ЕРС вимірюють відносно свинцю.

Щоб отримати вираз для термо-ЕРС, необхідно у вираз для густини струму

$$\mathbf{j} = en\mathbf{v} = e \int \mathbf{v} f_1 d\Gamma(E), \quad (5.3)$$

де $d\Gamma(E)$ – елемент фазового об'єму.

підставити значення нерівноважної функції розподілу

$$f_1 = \tau \left[\frac{E_F - E}{T} \nabla T - \nabla(E_F - e\varphi) \frac{\partial f_0}{\partial E} v_x \right] \quad (5.4)$$

за наявності градієнта температури ∇T і об'ємних зарядів, які створюють градієнт потенціалу $\nabla(E_F - e\varphi)$, і, прирівнюючи струм до нуля, знайти напруженість поля і різницю потенціалів на кінцях розімкнутого ланцюга.

З (5.3) і (5.4) маємо:

$$j = \int \tau \left[\frac{E_F - E}{T} \nabla T - \nabla(E_F - e\varphi) \right] \frac{\partial f_0}{\partial E} v_x^2 g(E) dE, \quad (5.5)$$

де τ – час релаксації; $\nabla(E_F - e\varphi)$ – градієнт електрохімічного потенціалу; φ – електростатичний потенціал; f_0 – рівноважна функція розподілу.

Для одного сорту носіїв заряду, простої параболічної зонної структури, ступеневості залежності довжини вільного пробігу від енергії та довільного ступеню виродження, для термо-ЕРС можна записати

$$\alpha = \frac{k_B}{e} \left[\frac{r+2}{r+1} \frac{\Phi_{r+1}(\eta)}{\Phi_r(\eta)} - \eta \right], \quad (5.6)$$

де $\Phi_r(\eta)$ і $\Phi_{r+1}(\eta)$ – інтеграли Фермі; $\Phi_r(\eta) = \int_0^\infty \frac{\xi^2 d\xi}{e^{\xi-\eta} + 1}$;
 $\eta = \frac{E_F}{k_B T}$; r – показник степеня у виразі для залежності довжини вільного пробігу від енергії: $\ell = v\tau = AE^r$; r різне для різних механізмів розсіювання носіїв заряду ($r=2$ при розсіюванні на іонах домішки, $r=0$ при розсіюванні на акустичних фононах тощо).

При невідродженому електронному газі (формула Писаренко)

$$\alpha = \frac{k_B}{e} \left[r + 2 + \ln \frac{2(2\pi m_d^* k_B T)^{\frac{3}{2}}}{h^3 n} \right], \quad (5.7)$$

де m_d^* – ефективна маса густини станів.

Вираз (5.7) справедливий для невідроджених напівпровідників (статистика Максвелла – Больцмана).

Для змішаної провідності

$$\alpha = \frac{k_B}{e} \frac{1}{n\mu_n + p\mu_p} \{ n\mu_n(2-\eta) - p\mu_p(2+\eta + \Delta\varepsilon_g) \}, \quad (5.8)$$

де μ_n і μ_p – рухливості електронів і дірок; $\Delta\varepsilon_g \equiv \frac{\Delta E_g}{k_B T}$.

В області власної провідності, де $n = p = n_i$, а $E_F = \frac{\Delta E_g}{2}$,

$$\alpha = \frac{k_B}{e} \frac{b-1}{b+1} \left(2 + \frac{\Delta E_g}{2k_B T} \right). \quad (5.9)$$

Тут $b = \frac{\mu_n}{\mu_p}$.

Ці залежності не пояснюють зростання термо-ЕРС за низьких температур, зумовлену затягуванням електронів фононами.

При сильно виродженому електронному газі (метали) найбільш загальний вираз для термо-ЕРС отримав Мотт:

$$\alpha = \frac{\pi^2}{3} \frac{k_B T}{e} \left(\frac{\partial \ln \sigma(E)}{\partial E} \right)_{E=E_F}. \quad (5.10)$$

5.1.2 Методика визначення диференційної термо-ЕРС

При визначенні диференційної термо-ЕРС α використовується наступна методика. Зразок германію у вигляді прямокутного паралелепіпеда затискується між свинцевими контактами, в які впаяні термопари, потрібні для вимірювання температур кінців зразка. Термопари можна використати і як електричні контакти (рис. 5.2). Холодильником (холод.) є масивний мідний циліндр, який розсіює тепло, отримане зразком германію від нагрівача (нагр.). Якщо перемикач П знаходиться в положенні 1, то вимірюється термо-ЕРС холодної термопари, 2 – термо-ЕРС гарячої термопари, 3 – термо-ЕРС германію. Температури T_1 і T_2 визначаються за графіком.

Для визначення α при різних температурах зразок германію разом з нагрівачем і холодильником вміщують у термостат. Нагрівання здійснюють до 150 °С.

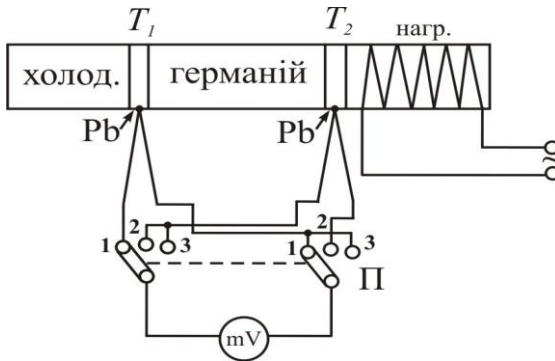


Рисунок 5.2 – Схема для зняття термо-ЕРС

Проводити лабораторну роботу зручно з використанням германію, бо у цього напівпровідника при температурах понад 100 °С має місце власна провідність. При цьому α різко зменшується. Використовуючи залежність α від температури, можна обчислити ефективні маси носіїв заряду, а також енергію Фермі.

5.1.3 Визначення ефективних мас електронів і дірок з диференційної термо-ЕРС

Таке обчислення робиться на основі розгляду кінетичного рівняння Больцмана:

$$\frac{\partial f}{\partial v} \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial f}{\partial x} \frac{\partial x}{\partial t} = -\frac{f_1 - f_0}{\tau}, \quad (5.11)$$

де f_1 – функція розподілу нерівноважних носіїв;

f_0 – функція Фермі – Дірака;

v – дрейфова швидкість носіїв заряду;

τ – час релаксації.

Після простих перетворень рівняння Больцмана набуває вигляду:

$$\frac{\partial f}{\partial E} e \mathcal{E}_x v_x + \frac{\partial f}{\partial T} \frac{dT}{dx} v_x = -\frac{f - f_0}{\tau}, \quad (5.12)$$

де E – енергія носіїв заряду; $\mathcal{E}_x$ – напруженість електричного поля, прикладеного до напівпровідника;

$$v_x = \frac{dx}{dt};$$

e – заряд електрона.

Якщо обмежитися випадком незначного відхилення від рівноваги, то $\Delta f \ll f_0$ ($\Delta f = f_1 - f_0$), і

$$\frac{\partial f}{\partial E} \cong \frac{\partial f_0}{\partial E}, \quad \frac{\partial f}{\partial T} \cong \frac{\partial f_0}{\partial T}.$$

При цьому функція розподілу має такий вигляд:

$$f = f_0 + \frac{\partial f_0}{\partial E} e v_x \tau (\mathcal{E}_x + \mathcal{E}_{Tx}), \quad (5.13)$$

де $\mathcal{E}_{Tx}$ – напруженість електричного поля, створеного різницею температур. Ця величина залежить від градієнту температури $\frac{dT}{dx}$:

$$\mathcal{E}_{Tx} = \tau \left[\frac{T}{e} \frac{\partial}{\partial T} \left(\frac{E_F}{T} \right) + \frac{E}{eT} \right] \frac{dT}{dx}. \quad (5.14)$$

Оскільки $\mathcal{E}_{Tx} = \alpha \frac{dT}{dx}$, то

$$\alpha = \left[\frac{T}{e} \frac{\partial}{\partial T} \left(\frac{E_F}{T} \langle \tau \rangle + \frac{\langle E_\tau \rangle}{eT} \right) \right]. \quad (5.15)$$

Оскільки носії заряду мають розкид по енергії, зроблено усереднення $\langle \tau \rangle$ і $\langle E_F \rangle$.

Після перетворень отримуємо для напівпровідника n -типу:

$$\alpha_n = -\frac{k_B}{e} \left[\left(\frac{5}{2} - S \right) + \ln \frac{N_c}{n} \right], \quad (5.16)$$

де k_B – стала Больцмана; S – показник у залежності часу релаксації від енергії;

$$\tau = \tau_0 E^{-S}, \quad (5.17)$$

N_c – ефективна густина вільних станів для електронів у зоні провідності; n – концентрація електронів провідності.

У разі напівпровідника p -типу для диференційної термо-ЕРС виводиться формула, аналогічна (5.7):

$$\alpha_p = -\frac{k_B}{q} \left[\left(\frac{5}{2} - S \right) + \ln \frac{N_v}{p} \right]. \quad (5.17a)$$

Якщо різко переважає розсіяння носіїв заряду на акустичних фононах, то $S = \frac{1}{2}$.

З формул (5.17) і (5.17a) можна одержати температурну залежність $\alpha = f(T)$, яка показана на рис. 5.3.

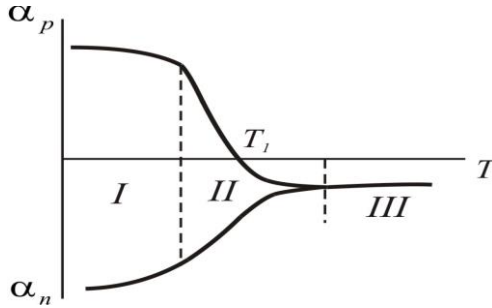


Рисунок 5.3 – Температурна залежність $\alpha = f(T)$

Температурна залежність має три ділянки. На I має місце домішкова провідність і домішкове виснаження. На II ділянці починається змішана провідність, і α зменшується, оскільки в дифузії починають приймати участь носії обох знаків і частково компенсують один одного. Для напівпровідника p -типу характерна зміна знаку α_p при температурі T_1 через те, що електрони мають рухливість більшу, ніж дірки, і при $n = p$ α завжди буде негативною величиною.

На III ділянці $n = p$ і α слабо залежить від температури.

Як відомо,

$$N_c = 2 \left(\frac{2\pi m_{dn}^* k_B T}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}}, \quad (5.18)$$

і з (5.17) можна знайти ефективну масу густини станів m_{dn} :

$$m_{dn}^* = \frac{h^2}{2\pi k_B T} \left[\frac{n}{2} e^{\frac{\alpha_n e}{k_B} - 2} \right]^{\frac{2}{3}}, \quad (5.19)$$

де $T = \frac{T_1 + T_2}{2}$ (див. рис. 5.2).

Ефективна маса дірок визначається так само, як і для електронів:

$$m_{dp}^* = \frac{h^2}{2\pi k_B T} \left[\frac{p}{2} e^{\frac{\alpha_p e}{k_B} - 2} \right]^{\frac{2}{3}}. \quad (5.20)$$

5.1.4 Визначення енергії Фермі

Формулу (5.7) можна переписати так ($S = \frac{1}{2}$):

$$\alpha_n = -\frac{k_B}{e}(2 - \eta), \quad (5.21)$$

де $\eta = \frac{E_F}{k_B T}$, E_F – енергія Фермі, відрахована від дна зони провідності зі знаком мінус.

Для p -напівпровідника

$$\alpha_p = -\frac{k_B}{e}(2 + \Delta\epsilon_g^* + \eta), \quad (5.22)$$

де $\Delta\epsilon_g^* = \frac{\Delta E_g}{k_B T}$, ΔE_g – ширина забороненої зони. Відлік енергії

Фермі робиться так само, як і в (5.21).

Якщо напівпровідник перебуває в стані власної провідності, то диференційна термо-ЕРС визначається так:

$$\alpha = \frac{\alpha_n \sigma_n + \alpha_p \sigma_p}{\sigma_n \sigma_p}, \quad (5.23)$$

а оскільки $n = p$, то

$$\alpha = \frac{\alpha_n b + \alpha_p}{b + 1}, \quad (5.24)$$

де σ_n – електронна провідність; σ_p – діркова; n і p – концентрації відповідно електронів і дірок; $b = \frac{\mu_n}{\mu_p}$ – відношення рухливості електронів і дірок.

Використовуючи вирази (5.21) і (5.22), одержуємо формулу для енергії Фермі в області власної провідності:

$$E_F = k_B T \left[\frac{\frac{\alpha(b+1)e}{k_B} + 2(b-1) - \Delta\epsilon_g^*}{b+1} \right]. \quad (5.25)$$

У випадку домішкового виснаження для напівпровідника n -типу одержуємо з (5.21):

$$E_F = k_B T \left(\frac{\alpha_n e}{k_B} + 2 \right). \quad (5.26)$$

Для напівпровідника p -типу у цьому випадку з (5.22) маємо для енергії Фермі таку формулу:

$$E_F = k_B T \left(\frac{\alpha_p e}{k_B} - \Delta\epsilon_g^* - 2 \right). \quad (5.27)$$

За узгодженням з експериментальних даних $\alpha_n < 0$, $\alpha_p > 0$.

5.1.5 Ефекти Пельтьє і Томсона

Разом з ефектом Зеебека в напівпровідниках існують ще два термоелектричних ефекти – Пельтьє і Томсона.

Ефект Пельтьє – ефект, зворотний термо-ЕРС: при проходженні струму в ланцюгу, який складається з провідників різної природи, в місцях спаїв додатково до теплоти Джоуля виділяється або поглинається в залежності від напрямку струму I деяка кількість теплоти Q_{Π} , причому

$$Q_{\Pi} = \pm \Pi I t, \quad (5.28)$$

де Π – стала Пельтьє, пов'язана з диференційною термо-ЕРС:

$$\dot{I} = \alpha T, \quad (5.29)$$

де $\alpha = \frac{\phi_1 - \phi_2}{q\Delta T} + \frac{k_B}{e} \ln \frac{n_2}{n_1}$ характеризує контактну термо-ЕРС (ϕ_1 і ϕ_2 – роботи виходу, n_1 і n_2 – концентрації носіїв заряду в матеріалах 1 і 2).

Ефект Томсона полягає в тому, що за наявності в однорідному провіднику (або напівпровіднику) градієнта температури, крім Джоулевого тепла буде виділятися або поглинатися додаткове тепло:

$$\eta_T = \tau_T \Delta T I t, \quad (5.30)$$

де τ_T – стала Томсона; ΔT – різниця температур; I – сила струму; t – час.

Стала Томсона може бути виражена через коефіцієнт термо-ЕРС:

$$\tau_T = T \frac{d\alpha}{dT}, \quad (5.31)$$

де T – середня температура.

Ефект Томсона можна вважати частковим випадком ефекту Пельтьє.

5.2 Завдання до лабораторної роботи

5.2.1 Виміряти термо-ЕРС напівпровідника і термопар в діапазоні температур від кімнатної до 150 °С.

5.2.2 Обчислити диференційну термо-ЕРС за формулою (5.1) і побудувати її температурну залежність.

5.2.3 Обчислити ефективну масу, густину станів за формулами (5.18)–(5.20) залежно від типу напівпровідника за кімнатної температури (концентрація електронів n або дірок p вказується викладачем).

5.2.4 Обчислити енергію Фермі у вказаному температурному інтервалі (пропустивши ділянку від 70 до 110 °С) і побудувати графік. Вище 110 °С – формула (5.16), нижче 70 °С – (5.26) або (5.27).

5.3 Порядок виконання вимірювань на стенді типу СФП-5

5.3.1 ТермоЕРС на кінцях зразка вимірюють за допомогою мілівольтметра. Температуру гарячого і холодного торців зразка визначають за допомогою двох термопар, мілівольтметра і перевідної таблиці мілівольти – градуси (наведена в Додатку).

5.3.2 Тримач зі зразком №1 за допомогою з'єднувального шнура підключити до стенда СФП-5 через роз'єм „Образец”. До клем „V” підключити зовнішній мілівольтметр (наприклад, ЦУВП). Перемикач

П1 поставити в положення „1mA”. Перемикач П2 – в положення „Викл”. Перемикач П3 – в положення „Е”.

5.3.3 У процесі виконання експерименту здійснити повільне і неоднорідне по довжині нагрівання зразка, для чого тумблер „Нагрів образця” перевести із нейтрального положення у верхнє, а потенціометром „Температура образця” постійно збільшувати температуру зразка. При цьому періодично вимірювати величину термоЕРС на кінцях зразка (у положенні „Е” перемикача П3), температуру холодного (у положенні „Т2”) і гарячого кінців (у положенні „Т1”).

5.3.4 Побудувати графік залежності диференціальної термоЕРС від температури і визначити тип провідності зразка за знаком термоЕРС.

5.4 Контрольні запитання

- 1 В чому полягає причина виникнення термо-ЕРС?
- 2 Що таке об’ємна термо-ЕРС?
- 3 Які фізичні процеси мають місце в однорідному напівпровіднику при фіксованих, але різних значеннях температури на кінцях?
- 4 Що таке диференційна термо-ЕРС?
- 5 Як можна визначити параметри напівпровідника, знаючи величину диференціальної термо-ЕРС?
- 6 Яка природа контактної термо-ЕРС?
- 7 Ефект Пельтьє.
- 8 Ефект Томсона.
- 9 Як практично можуть бути використані розглянуті фізичні явища?

5.5 Рекомендована література

- 1 **Шалимова, К. В.** Физика полупроводников [Текст] / К. В. Шалимова. – М.: Энергоатомиздат, 1985. – 392 с.
- 2 **Стильбанс, Л. С.** Физика полупроводников [Текст] / Л. С. Стильбанс. – М.: Советское радио 1967. -
- 3 **Киреев, П. С.** Физика полупроводников [Текст] / П. С. Киреев. – М.: Высшая школа, 1969. – 592 с.
- 4 **Зеегер, К.** Физика полупроводников [Текст] / К. Зеегер. – М.: Мир, 1977. – 616 с.
- 5 **Смит, Р.** Полупроводники [Текст] / Р. Смит. – М.: Мир, 1982. – 560 с.

6 ЛАБОРАТОРНА РОБОТА №6 „ВИЗНАЧЕННЯ ДИФУЗІЙНОЇ ДОВЖИНИ І ЧАСУ ЖИТТЯ НЕРІВНОВАЖНИХ НОСІЇВ ЗАРЯДУ В НАПІВПРОВІДНИКАХ”

Мета роботи – вивчити фізичні явища, які відбуваються у напівпровіднику при опроміненні його світлом, і які спричиняють зміну концентрації носіїв заряду; ознайомитися з методом вимірювання, основаним на вимірюванні просторового розподілу концентрації нерівноважних носіїв заряду, збуджених світлом; експериментально виміряти дифузійну довжину і час життя неосновних носіїв заряду деяких напівпровідників.

6.1 Теоретичні відомості

Рухливі носії заряду, які є в напівпровіднику у великій кількості і визначають тип електропровідності, називають *основними*. Рухливі носії заряду, концентрація яких у напівпровіднику менша, ніж основних, називають *неосновними*.

Вільні носії заряду, які виникають в результаті термічної генерації і перебувають у тепловій рівновазі з кристалічною решіткою, називають *рівноважними*.

Нерівноважними носіями заряду називають носії, які утворюються внаслідок зовнішніх дій (наприклад, світло, інжекція, опромінення) і мають надлишкову, порівняно з граткою, енергію. При знятті зовнішнього збудження концентрація нерівноважних носіїв поступово зменшується до нуля внаслідок рекомбінації.

Часом життя τ називають час, за який концентрація нерівноважних носіїв зменшується в e разів.

Нехай n - надлишкова концентрація неосновних нерівноважних

носіїв заряду. Тоді $-\frac{dn}{dT} - \frac{dn}{dt}$ – швидкість її зменшення.

Як показує дослід, у випадку, коли концентрація неосновних носіїв значно менше ніж основних (концентрація увесь час постійна), швидкість убуття

$$-\frac{dn}{dT} = \frac{1}{\tau} n, \quad (6.1)$$

де $1/\tau$ – ймовірність рекомбінації неосновних нерівноважних носіїв за одну секунду. Інтеграція рівняння (6.1) дає

$$n = n_1 e^{-\frac{t}{\tau}}. \quad (6.2)$$

Тут n_1 – концентрація неосновних носіїв заряду у момент припинення дії світла. При $t = \tau$ концентрація неосновних носіїв убуває в e разів, тобто τ – це і є час життя.

Дифузійною довжиною (L) називають відстань, яку носії заряду проходять за час, що дорівнює часу життя. На цій відстані концентрація неосновних нерівноважних носіїв зменшується в e разів. Дифузійна довжина і час життя пов'язані співвідношенням

$$L = \sqrt{D\tau}, \quad (6.3)$$

де D – коефіцієнт дифузії.

Розглянемо зразок напівпровідника з поперечним прямокутним перетином площею 1 см^2 (рис. 6.1).

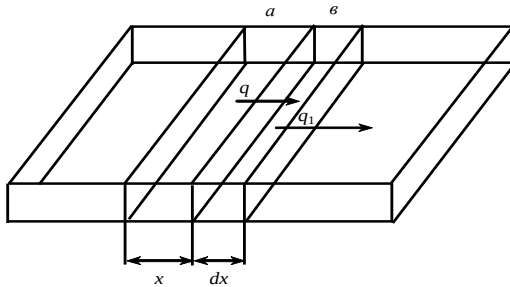


Рисунок 6.1 – Область (a), у якій відбувається генерація носіїв заряду

Припустимо, що під впливом будь-яких причин, наприклад, освітлення, у внутрішньої області « a » в 1 см^3 напівпровідника за одну секунду виникає n додаткових носіїв. Розглянемо рух додаткових носіїв заряду одного знаку за одну секунду через перетин площею 1 см^2 шару e товщиною dx , який знаходиться на відстані x від області a .

Тоді рівняння балансу кількості частинок, які перебувають у даній області, буде виглядати так:

$$q - q_1 = dq, \quad (6.4)$$

де q і q_1 – повна кількість частинок, які відповідно входять і виходять через 1 см^2 області v за одну секунду.

Позначимо через n кількість носіїв в 1 см^3 на відстані x від a . Тоді запишемо:

$$dq = \frac{1}{\tau} n \cdot dx. \quad (6.5)$$

У виразі $n \cdot dx$ – загальна кількість носіїв в області dx , а $1/\tau$ – ймовірність їх рекомбінації. За відсутності електричного поля потоки q і q_1 забезпечуються дифузією. Потік q_1 можна представити у вигляді:

$$q_1 = q + \frac{dq}{dx} = -D \frac{dn}{dx} - D \frac{d^2 n}{dx^2}. \quad (6.6)$$

Відповідно q дорівнює:

$$q = -D \frac{dn}{dx}. \quad (6.7)$$

З (6.5), (6.6), (6.7) складаємо рівняння безперервності:

$$D \frac{d^2 n}{dx^2} dx = \frac{1}{\tau} n dx. \quad (6.8)$$

Вирішуючи його і враховуючи (1), отримаємо:

$$n = n_1 e^{-\frac{x}{L}}. \quad (6.9)$$

При $x = L$, $n = n_1 / e$, L – називається дифузійною довжиною.

Це відстань, на якій концентрація неосновних носіїв заряду зменшується в e разів.

6.2 Методика проведення вимірювання

Схема установки для визначення дифузійної довжини методом світлового зонда представлена на рис. 6.2. Зразок напівпровідника укріплений на платформі, яка може переміщатися за допомогою мік-

рометричного гвинта відносно світлового зонду, тобто променя світла, направлено на зразок з оптичної системи, де він фокусується, формується у вигляді тонкої смуги і модулюється. До зразка прикріплюється електролітично заточений вольфрамовий зонд, який служить колектором.

На поверхню зразка світло падає у вигляді тонкої прямої смужки шириною 0,1 мм, яка пересікає всю поверхню зразка і є паралельною його торцям. Така система освітлення спрощує рішення задачі дифузії неосновних носіїв, роблячи її одновимірною.

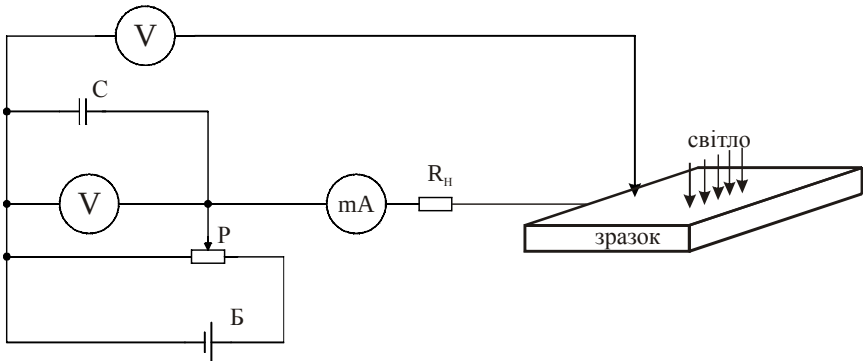


Рисунок 6.2 – Схема установки для вимірювання дифузійної довжини

Для того, щоб відокремити частину колекторного струму, яка зумовлена носіями, створеними світлом, від струму основних носіїв, застосовують імпульсне освітлення (світло уривається диском з прорізom, що обертається). Отже, струм неосновних носіїв – змінний, а струм основних носіїв – постійний.

Частота переривання світла вибрана так, щоб за час, коли зразок затемнений, неосновні носії встигали повністю прорекомбінувати. Для цього періоди затемнення і освітлення мають бути значно більші за час життя.

Зсув на колектор подається від батареї Б. Величину зсуву встановлюють потенціометром Р. Опір R_n служить навантаженням колектора. Змінний струм неосновних носіїв створює на R_n напругу U , яка реєструється мілівольтметром.

Це напруга $U = R_H I$, де I – струм, зумовлений концентрацією нерівноважних носіїв заряду.

Вимірюючи величину U при різних відстанях колектора від світлової смужки, можна визначити дифузійну довжину на підставі (6.9).

Котангенс кута нахилу прямих графіка $\Delta X / \Delta \ln U$ дає величину дифузійної довжини (рис. 6.3). Ця величина має бути однаковою як для лівої, так і для правої частин графіка (критерій малості) поля колектора).

Виконання цього критерію показує, що неосновні носії підходять до колектора завдяки дифузії, а дрейф відбувається лише поблизу самого вістря колектора (на відстані приблизно 0,1 мм).

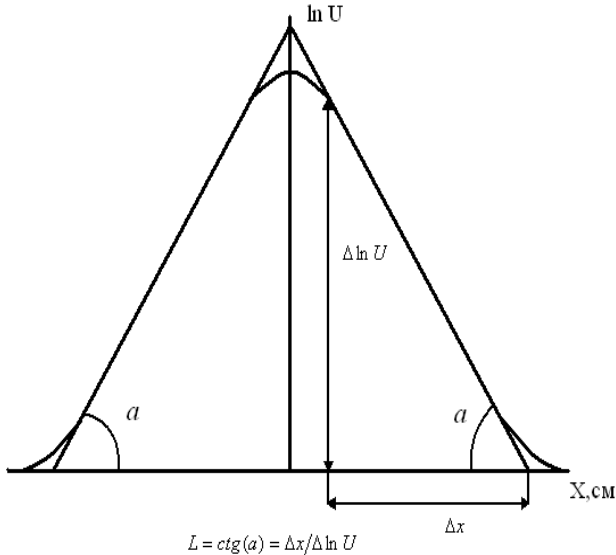


Рисунок 6.3 – Схема обчислення дифузійної довжини

6.3 Завдання до лабораторної роботи

6.3.1 Отримати у викладача зразки напівпровідників. Вимірювання проводять на зразках германію за кімнатної температури.

6.3.2 Включити схему і встановити струм колектора за вказівкою викладача.

6.3.3 Встановити маніпулятор у таке положення, щоб середина світлової смужки була ліворуч від колектора на 1–2 мм. Потім послідовно зміщувати світлову смужку на відстань $X_1, X_2, \dots, X_n$ з інтервалами в 0,1 мм, вимірюючи падіння напруги на опорі навантаження до такого положення, коли падіння напруги перестає мінятися з відстанню X (10 поділок цифрового індикатора відповідають 0,1 мм).

6.3.4 Зміщуючи зразок у протилежний бік, провести другу серію вимірювань.

6.3.5 Дані вимірювань занести до таблиці.

6.3.6 Побудувати графік залежності $\ln U = f(X)$. Кожну точку графіка брати як середнє арифметичне двох вимірювань. Початок координат вибрати в точці $U = \max$.

6.3.7 За кутом нахилу визначити значення дифузійної довжини L .

6.3.8 За відомим значенням коефіцієнта дифузії для зразків Ge (додаток Б) визначити час життя неосновних носіїв.

6.3.9 Відповісти на контрольні запитання, зробити висновки з роботи, оформити звіт згідно вимог (Додаток А).

6.4 Контрольні запитання

- 1 Поясніть фізичну суть методу.
- 2 Що таке дифузійна довжина?
- 3 Дайте визначення часу життя.
- 4 Дайте визначення рівноважних і нерівноважних носіїв заряду.
- 5 Дайте визначення основних і неосновних носіїв заряду.
- 6 Чому в роботі використовується модульоване освітлення?
- 7 Яка частота модуляції?

6.5 Рекомендована література

1. **Шалимова, К. В.** Физика полупроводников [Текст] / К. В. Шалимова. – М: Энергоатомиздат, 1985. – 392 с.
2. **Стильбанс, Л. С.** Физика полупроводников [Текст] / Л. С. Стильбанс. – М.: Советское радио 1967. -
3. **Киреев, П. С.** Физика полупроводников [Текст] / П. С. Киреев. – М.: Высшая школа, 1969. – 592 с.

7 ЛАБОРАТОРНА РОБОТА №7 „ТЕМПЕРАТУРНА ЗАЛЕЖНІСТЬ ЧАСУ ЖИТТЯ НОСІЇВ ЗАРЯДУ”

Мета роботи – вивчити фізичні явища, які зумовлюють залежність часу життя носіїв заряду від температури напівпровідника; ознайомитися з методом вимірювання часу життя - методом модуляції провідності точкового контакту; експериментально виміряти температурну залежність часу життя неосновних нерівноважних носіїв заряду деяких напівпровідників.

7.1 Теоретичні відомості

Вільні носії заряду, які виникають в результаті термічної генерації і перебувають у тепловій рівновазі з кристалічною ґраткою, називають *рівноважними*. Окрім теплової генерації є інші механізми, які спричинюють виникнення вільних носіїв заряду. Наприклад, при опроміненні напівпровідника світлом за рахунок розриву валентних зв'язків в сильних електричних полях або в результаті інжекції за допомогою *p-n-переходу*.

У всіх цих випадках створюється деяка надлишкова концентрація нерівноважних вільних електронів Δn і дірок Δp , які можуть мати кінетичну енергію, що значно перевищує середню теплову енергію рівноважних частинок.

Паралельно з процесом генерації йде процес рекомбінації, в процесі якої концентрація нерівноважних носіїв зменшується за експоненціальним законом:

$$\Delta n = \Delta n(0)e^{-\frac{t}{\tau}}, \quad (7.1)$$

тобто концентрація нерівноважних носіїв заряду після припинення збудження зменшується за експоненціальним законом, і за час τ їх кількість в результаті рекомбінації убуває в e раз.

Отже, *час життя неосновних нерівноважних носіїв заряду* – це час, за який концентрація неосновних нерівноважних носіїв заряду убуває в e раз.

За час життя носії заряду проходять відстань, яку називають дифузійною довжиною L . Зв'язок між τ і L виражається формулою

$$L = \sqrt{D\tau}, \quad (7.2)$$

де D – коефіцієнт дифузії неосновних нерівноважних носіїв заряду.

Розглянемо тепер, як змінюється час життя носіїв заряду при рекомбінації через центри захвату в напівпровіднику із зміною температури. Розглянемо домішковий напівпровідник n -типу. Нехай в такому напівпровіднику при підвищенні температури від абсолютного нуля спостерігаються всі три області зміни концентрації носіїв, як це представлено на рис. 7.1.

Ділянка А – це область домішкової провідності, ділянка Б – область виснаження, тобто область повної іонізації домішки, що характеризується постійністю концентрації носіїв, і ділянка В – область власної провідності.

В області А рівень Фермі (температурна залежність представлена на рис. 7.1, б) лежить між рівнем донорної домішки і зоною провідності. З підвищенням температури рівень Фермі знижується до положення рівня донорної домішки. У цій області рівень Фермі для всіх температур лежить вище рівня енергії пасток E_t .

При подальшому підвищенні температури при переході до області повної іонізації донорної домішки рівень Фермі E_F знижується і спочатку досягає рівня пасток E_t , і нарешті опускається нижче за енергетичний рівень пасток.

Час життя τ збільшується із зростанням температури аж до T , при якій настає власна провідність. Зростання τ у цій ділянці температур відбувається тому, що із збільшенням температури має місце інтенсивна емісія електронів з пасток.

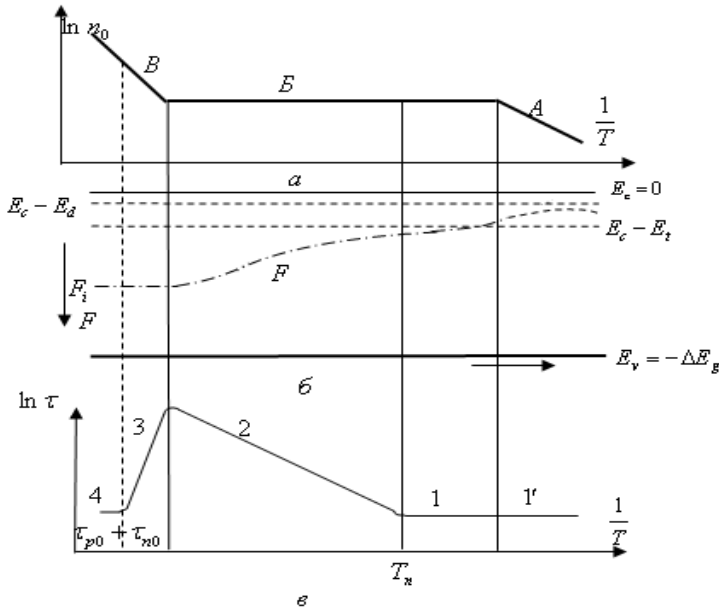


Рисунок 7.1 – Температурна залежність концентрації основних носіїв заряду (а), рівня Фермі (б), часу життя (в)

7.2 Методика проведення вимірювання

Для визначення залежності $\tau(T)$ зазвичай застосовують метод модуляції провідності. Цей метод використовує явище модуляції розподіленого опору точкового контакту металу з напівпровідником при введенні неосновних носіїв, для чого застосовується імпульс струму. Через деякий час t_s (час затримки), на протязі якого відбувається рекомбінація і дифузія носіїв, введених першим імпульсом, подається такий же за тривалістю другий імпульс.

На рис. 7.2 показана пара імпульсів струму, прикладених до зразка з часом затримки t_s . Зменшення опору, яке відбувається при введенні неосновних носіїв, спричинює зменшення падіння напруги на точковому контакті.

Оскільки в імпульсі струм залишається постійним, імпульс напруги має спад, зумовлений зростанням концентрації носіїв. Після припинення першого імпульсу струму концентрація неосновних носіїв

зменшується в результаті рекомбінації, внаслідок чого опір контакту починає зростати з часом, повертаючись до вихідної величини.

На рис. 7.3 видно, як із збільшенням часу затримки зменшується різниця між першим і другим імпульсами. Коли час затримки стає більшим за час життя, другий імпульс за амплітудою порівнюється з першим.

Лінія, яка огинає імпульси, описується експоненціальною функцією часу, як і концентрація неосновних додаткових носіїв:

$$U_1 - U_2 \cong e^{-\frac{t}{\tau}}, \quad (7.3)$$

де U_1 – амплітуда першого імпульсу;

U_2 – амплітуда другого імпульсу.

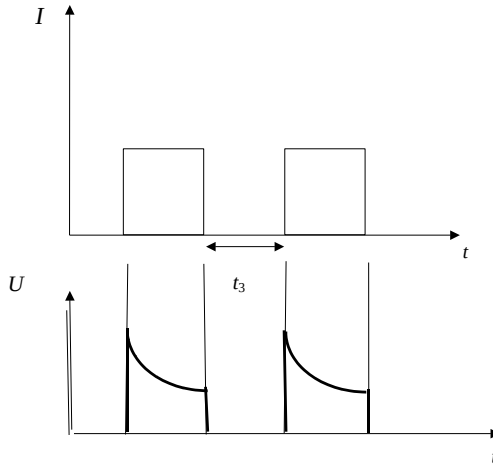


Рисунок 7.2 – Пара імпульсів струму (вгорі) і напруги (внизу)

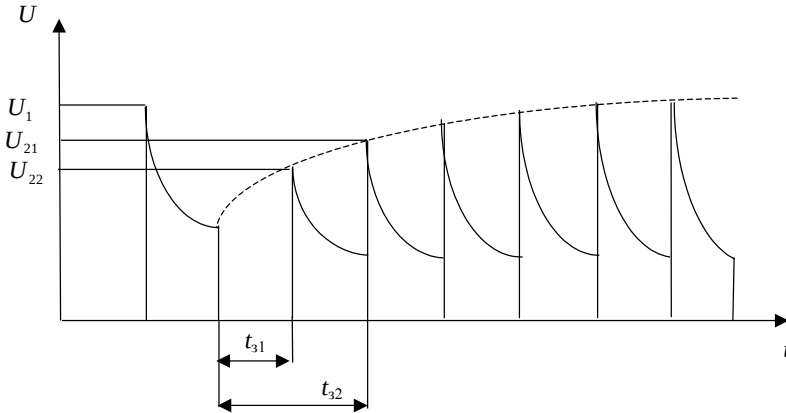


Рисунок 7.3 – Залежність амплітуди імпульсів від часу затримки

Відповідно час життя

$$\tau = \frac{\Delta t_3}{\Delta \ln(U_1 - U_2)} = \text{ctg}(\alpha). \quad (7.4)$$

Описана методика вимірювання має великі переваги, основною з яких є можливість вимірювання τ в зразках довільної форми і розмірів. Зразок закріплюють на базовому електроді, і до нього підводять єдиний точковий електрод.

Блок-схему експериментальної установки для вимірювання часу життя неосновних носіїв заряду в напівпровіднику методом модуляції провідності показано на рис. 7.4.

Від генератора 1 прямокутний імпульс напруги подається на вхід генератора постійного струму 4 і одночасно через лінію затримки на генератор 2 для його запуску. Імпульс напруги з генератора 2 також подаються на вхід генератора струму 4, який є опором, включеним послідовно із зразком напівпровідника. Величина цього опору підібрана так, що $r \gg R_{\text{зраз}} (R_{\text{зраз}} - \text{опір зразка і точкового контакту})$.

Тому при зміні опору струм через зразок практично залишається постійним. Лінія затримки дозволяє плавно змінювати час затримки між першим і другим імпульсами.

Оскільки величина імпульсів напруги, які виникають на точковому контакті при проходженні через нього імпульсів струму, вихо-

дить великою, перед входом осцилографа включають обмежувач імпульсу 5.

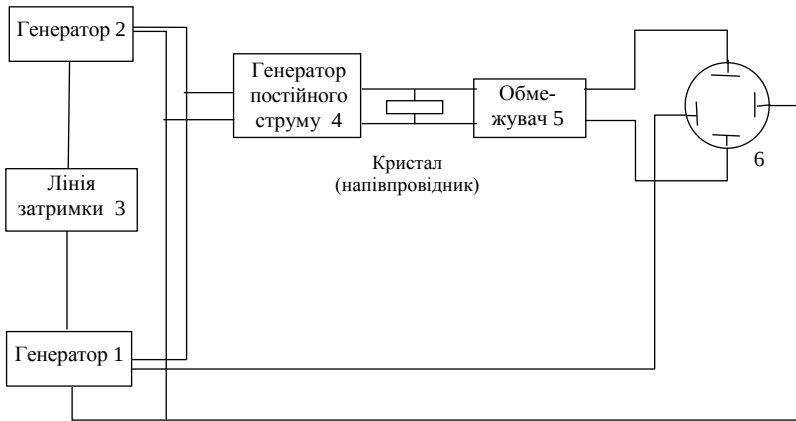


Рисунок 7.4 – Блок-схема базової вимірювальної установки

Синхронізація розгортки осцилографа 6 здійснюється від генератора 1.

За допомогою схеми, реалізованої на базі блок-схеми рис. 7.4, можлива реалізація наведеного принципу дії, але така реалізація має ряд суттєвих недоліків:

- для роботи даної схеми потрібні 2 імпульсних генератори, які повинні працювати узгоджено, що накладає певні обмеження на використовуване обладнання;
- джерело живлення повинно працювати в режимі стабілізації за струмом, оскільки в іншому випадку джерело живлення буде компенсувати перепади напруги і на екрані осцилографа будуть спостерігатися прямокутні імпульси без перепадів амплітуди;
- спостерігати на екрані осцилографа в максимальному масштабі форму верхівки імпульсів напруги, яка з'являється внаслідок інжекції носіїв в зразок, часто неможливо лише при застосуванні вбудованого в осцилограф обмежувача напруги (для того щоб відсікати нижню частину імпульсу). Це зменшує масштаб відображення, а відповідно і точність розрахунків;
- імпульси струму, які подаються на зразок, і час затримки між ними мають малу тривалість (мікросекунди). Внаслідок того, що

конструкція осцилографа накладає обмеження на частоту сигналу, який відображається на екрані осцилографа: для забезпечення достатньої яскравості сигналу на екрані осцилографа частота імпульсів повинна бути більше деякого значення $f_{\min}$. Однак із збільшенням частоти імпульсів це може призводити до розігрівання зразка. Отже, існує проблема, яка вимагає компромісного рішення.

Для усунення недоліків базової схеми (рис. 7.4) можна застосовувати модифіковану схему (рис. 7.5). В основі такої схеми лежить цифровий генератор, який дозволяє формувати із регульованим часом затримки парні імпульси напруги заданої тривалості. Ці імпульси подаються на силову частину, яка формує імпульси струму через зразок напівпровідника.

Представлена на рис. 7.6 електрична принципова схема силовій частини приладу дозволяє інвертувати імпульси напруги (рис. 7.7), які формуються на зразку напівпровідника і тим самим вирішити проблему з масштабом відображення на осцилографі, тобто відносно нуля на екрані осцилографа можна спостерігати форму імпульсів на більш чутливому діапазоні.

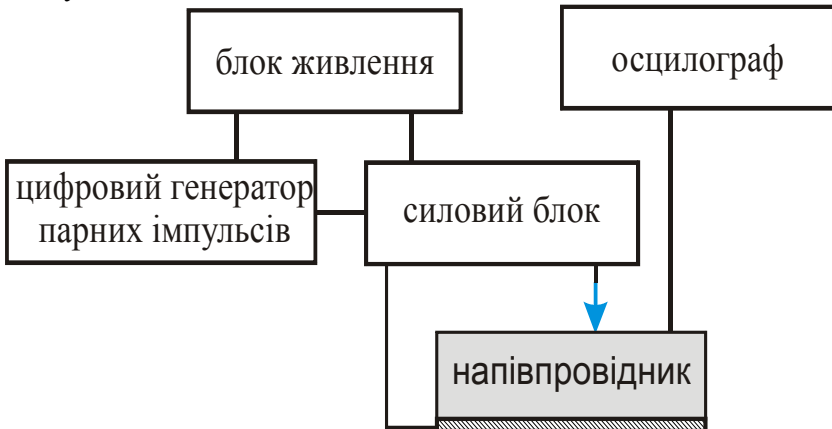


Рисунок 7.5 – Блок-схема модифікованої вимірювальної установки

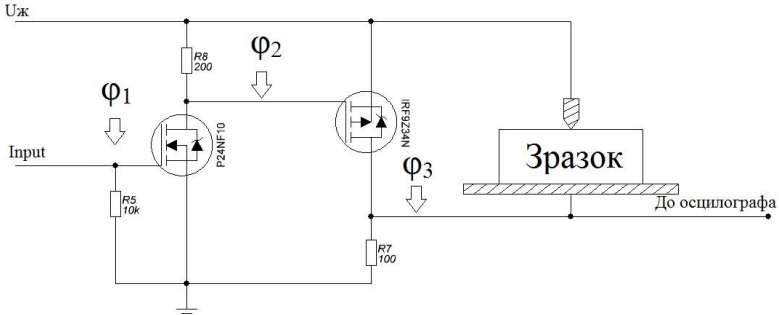
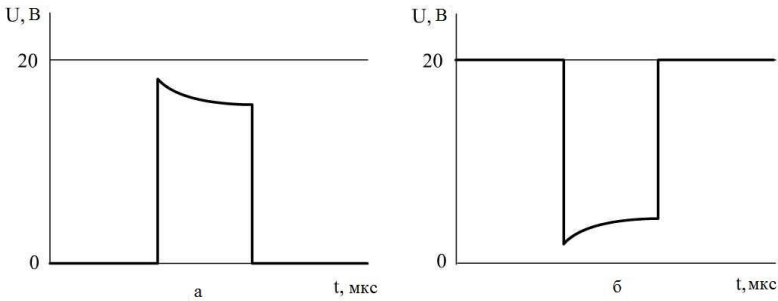


Рисунок 7.6 – Електрична принципова схема силового блоку



а – прямий режим; б – інверсний режим

Рисунок 7.7 – Форма імпульсів напруги на зразках при напрузі живлення 20 В:

7.3 Завдання до лабораторної роботи

7.3.1 Отримати у викладача зразки напівпровідників для проведення досліджень. Виміри проводяться на зразках германію при різних температурах.

7.3.2 Виміряти різницю між висотами 1 і 2 імпульсів ($U_1 - U_2$) при різних затримках. Якщо на осцилографі не видно перший імпульс, то вимірювати ($U_{2\text{нас}} - U_2$), де $U_{2\text{нас}}$ – висота імпульсу U_2 в момент, коли вона перестане змінюватися із збільшенням часу затримки (тобто стане рівною U_1).

7.3.3 Те ж саме виконати при нагріві до температури, заданої викладачем.

7.3.4 Побудувати графік $\ln(\Delta U)$ в залежності від часу затримки і по котангенсу кута нахилу визначити час життя при кімнатній температурі і 50 °C (рис. 7.8).

7.3.5 За формулою (7.3) розрахувати дифузійну довжину.

7.3.6 Результати вимірів занести в таблицю.

7.3.7 За температурною залежністю оцінити глибину залягання рекомбінаційного рівня.

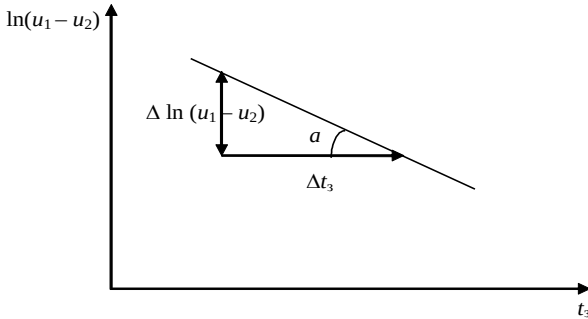


Рисунок 7.8 – Графік залежності $\ln(\Delta U)$ від часу затримки імпульсу

7.4 Контрольні запитання

- 1 У чому полягає метод модуляції провідності?
- 2 Визначення неосновних нерівноважних носіїв, їх часу життя і дифузійної довжини.
- 3 Залежність часу життя від температури.
- 4 Як пов'язані τ і L ?
- 5 Чому в напівпровідникових приладах визначають параметри неосновних носіїв?

7.5 Рекомендована література

- 1 **Шалимова, К. В.** Физика полупроводников [Текст] / К. В. Шалимова. – М.: Энергоатомиздат, 1985. – 392 с.
- 2 **Стильбанс, Л. С.** Физика полупроводников [Текст] / Л. С. Стильбанс. – М.: Советское радио 1967. -
- 3 **Киреев, П. С.** Физика полупроводников [Текст] / П. С. Киреев. – М.: Высшая школа, 1969. – 592 с.

8 ЛАБОРАТОРНА РОБОТА №8 „ВІВЧЕННЯ КОНТАКТНИХ ЯВИЩ”

Мета роботи – вивчити фізичні явища на поверхні твердого тіла, які спричиняють вихід електрона за межі поверхні; ознайомитися з методами визначення роботи виходу електрона; експериментально виміряти роботу виходу для ряду твердих тіл.

8.1 Теоретичні відомості

Як відомо, залишити поверхню будь-якого кристала можуть лише електрони, що мають достатню енергію для подолання сил зв'язку з кристалом, тобто ті електрони, які спроможні подолати потенціальний бар'єр, який існує на межі твердого тіла.

Явище виходу із речовини електронів за рахунок теплової енергії називають термоелектронною емісією.

Для визначення густини струму термоелектронної емісії електронів з невиродженого напівпровідника потрібно підрахувати кількість електронів, здатних подолати потенціальний бар'єр і вийти з напівпровідника. Позначимо через $E_a = E_{\text{вак}}$ енергію електрона, який вийшов із напівпровідника у вакуум і перебуває у спокої відносно зразка. Тоді для переведення електрона з дна зони провідності, де він має нульову швидкість, у вакуум без придання йому швидкості потрібна енергія χ (рис. 8.1), яка дорівнює:

$$\chi = E_a - E_c, \quad (8.1)$$

де E_c – енергія дна зони провідності.

Енергію χ , яка відділяє край зони провідності від рівня вакууму ($E_{\text{вак}} = E_a$), називають *енергією електронного споріднення, а також істинною, або зовнішньою, роботою виходу*. Чисельно вона дорівнює роботі, яка потрібна для переведення електрона, що перебуває у спокої в твердому тілі, у вакуум без надання йому кінетичної енергії.

Для подолання прямокутного потенціального бар'єра висотою χ кінетична енергія електрона, який має швидкість v_x , повинна бути не менше висоти потенціального бар'єра, тобто:

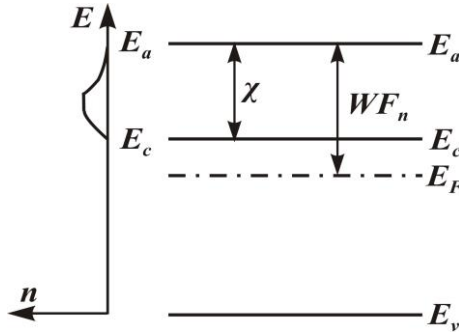


Рисунок 8.1 – Робота виходу електронів із напівпровідника

$$\frac{m^* v^2}{2} \geq \chi. \quad (8.2)$$

Кількість квантових станів для кристала одиничного об'єму в інтервалі швидкостей від v до $v + dv$ визначається виразом:

$$dZ = 2 \left(\frac{m^*}{h} \right)^3 dv_x dv_y dv_z. \quad (8.3)$$

Оскільки для електронів, здатних залишити напівпровідник, $E - E_F \gg k_B T$, то їх кількість буде пропорційною $e^{-\frac{E_F - E}{k_B T}}$:

$$dn = f_0 dZ = 2 \left(\frac{m^*}{h} \right)^3 e^{-\frac{E_F - E}{k_B T}} dv_x dv_y dv_z. \quad (8.4)$$

де f_0 – функція розподілу Максвелла – Больцмана.

Будемо вважати, що всі електрони, які подолали потенціальний бар'єр, не повертаються в напівпровідник. Якщо з об'єму кристала до його поверхні рухається потік електронів із швидкістю v_x (густина елементарного потоку дорівнює dnv_x), то густина струму, що тече з вакууму в напівпровідник, дорівнюватиме

$$j = e \int_{v_{x\min}}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dv v_x = 2e \left(\frac{m^*}{h} \right)^3 e^{\frac{E_F}{k_B T}} \int_{v_{x\min}}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{E}{k_B T}} v_x dv_x dv_y dv_z. \quad (8.5)$$

Враховуючи, що повна енергія електрона

$$E = E_c + \frac{m^*}{2} (v_x^2 + v_y^2 + v_z^2),$$

рівняння (8.5) можна записати у вигляді

$$j = \frac{2em^*}{h^3} e^{-\frac{E_c - E_F}{k_B T}} \int_{v_{x\min}}^{\infty} e^{-\frac{m^* v_x^2}{2k_B T}} v_x dv_x \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{m^* v_y^2}{2k_B T}} dv_y \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{m^* v_z^2}{2k_B T}} dv_z. \quad (8.6)$$

Для обчислення j скористаємось співвідношенням

$$\int_{-\infty}^{\infty} e^{-\alpha y^2} dy = \sqrt{\frac{\pi}{\alpha}}, \quad (8.7)$$

а інтегрування по v_x , якщо врахувати (6.2), дає:

$$\int_{v_{x\min}}^{\infty} e^{-\frac{m^* v_x^2}{2k_B T}} v_x dv_x = \frac{k_B T}{m^*} e^{-\frac{m^* v_{x\min}^2}{2k_B T}} = \frac{k_B T}{m^*} e^{-\frac{\chi}{k_B T}}. \quad (8.8)$$

На основі рівнянь (8.6) – (8.8) отримаємо вираз для густини струму термоелектронної емісії:

$$j = \frac{4\pi e m^* k_B^2}{h^3} T^2 e^{-\frac{E - E_F}{k_B T}} = A T^2 e^{-\frac{WF}{k_B T}}, \quad (8.9)$$

де введені позначення

$$A \equiv \frac{4\pi e m^* k_B^2}{h^3};$$

$$WF \equiv \chi + E_c - E_F = E_a - E_F. \quad (8.10)$$

Величину WF називають *термодинамічною роботою виходу* електрона із напівпровідника. Формула (8.9) справедлива і для металу.

Різниця лише в тому, що в металі на рівні Фермі знаходяться електрони, а в невідродженому напівпровіднику електронів на рівні Фермі нема. Як у металів, так і в напівпровідників WF складає, як правило, декілька електронвольт.

Оскільки в напівпровіднику положення рівня Фермі залежить від температури, природи і концентрації домішки, то й значення термодинамічної роботи виходу також буде визначатися цими параметрами.

Для власного напівпровідника, якщо в формулі (8.10) розкрити E_F , отримаємо формулу:

$$WF_i = \chi + \frac{\Delta E_g}{2} + \frac{3k_B T}{4} \ln \frac{m_{dn}^*}{m_{dp}^*}. \quad (8.11)$$

З (8.11) видно, що *робота виходу електрона із власного напівпровідника залежить від ширини забороненої зони, температури та співвідношення ефективних мас електронів і дірок.*

Для донорного напівпровідника при незначній іонізації домішки:

$$WF_n = \chi + \frac{E_c - E_d}{2} + \frac{k_B T}{2} \ln \frac{gN_c}{N_d}, \quad (8.12)$$

а при значній іонізації домішки:

$$WF_n = \chi + k_B T \ln \frac{N_c}{N_d}. \quad (8.13)$$

Якщо при значній іонізації донорної домішки робота виходу визначається концентрацією домішки і температурою напівпровідника, то при незначній іонізації вона, крім того, залежить ще й від глибини залягання рівня донорної домішки в забороненій зоні та ступеню його виродження.

Для акцепторного напівпровідника при незначній і значній іонізаціях домішки:

$$WF_p = \chi + \Delta E_g - \frac{E_a - E_v}{2} - \frac{k_B T}{2} \ln \frac{gN_v}{N_a}, \quad (8.14)$$

$$WF_p = \chi + \Delta E_g - k_B T \ln \frac{N_v}{N_a}. \quad (8.15)$$

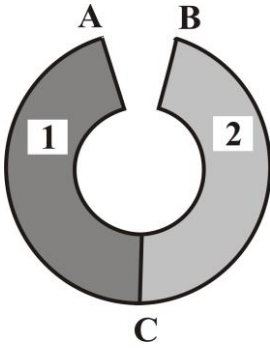


Рисунок 8.2. – Контакт двох різнорідних металів

З порівняння формул (8.12) – (8.15) виходить, що *робота виходу електронів із діркового напівпровідника більша, ніж із електронного*.

Візьмемо два різнорідних метала – M_1 і M_2 та з'єднаємо їх однією парою кінців, як показано на рис. 8.2.

Припустимо, що в металі M_1 робота виходу WF_1 і енергія Фермі E_{F_1} більші, ніж WF_2 та E_{F_2} другого металу M_2 . В першу мить при створенні контакту між металами будемо мати асиметричну, неоднакову термоелектронну емісію з обох металів у вакуумний зазор (на ділянці AB рис. 6.2): струм емісії з металу M_2 буде більший, оскільки $WF_2 < WF_1$. Це призведе до переважного накопичення електронів (і від'ємного заряду) на M_1 і появи позитивного заряду на M_2 . Отже, виникне поле, яке перешкоджатиме подальшій емісії електронів із металу M_2 ; це призведе до встановлення термодинамічної рівноваги, коли струми емісії із обох металів стануть однаковими:

$$j_{10} = j_{20} \quad (8.16)$$

або

$$AT^2 e^{-\frac{WF_1}{k_B T}} = AT^2 e^{-\frac{WF_2 + e\varphi_e}{k_B T}}, \quad (8.17)$$

звідки

$$e\varphi_e = WF_1 - WF_2, \quad (8.18)$$

де φ_e – зовнішня контактна різниця потенціалів.

На контакті ж у площині C з'явиться внутрішня контактна різниця потенціалів φ_i , оскільки внаслідок того, що $E_{F_1} > E_{F_2}$, з металу M_1 більше перейде електронів на метал M_2 , ніж у зворотному напрямку. Величина φ_i для металів складає всього лише $10^{-3} \div 10^{-2}$ В, локалізується в шарі товщиною порядку 10^{-8} нм і залежить від концентрації електронів у металах та їх ефективних мас.

Зовнішня контактна різниця потенціалів φ_e , що виникає між металами у вакуумному зазорі, визначається різницею робіт виходу електронів із цих металів.

Вимірюючи контактну різницю потенціалів або роботу виходу електронів, можна отримати важливу інформацію про властивості напівпровідника чи металу, зокрема про параметри їх поверхні.

8.2 Методи вимірювання роботи виходу

Робота виходу може бути визначена через контактну різницю потенціалів φ_e , яка виникає між досліджуваним металом чи напівпровідником та іншим матеріалом, наприклад, золотом, для якого значення роботи виходу WF_0 нам відоме. Тоді

$$WF_e = WF_0 + e\varphi_e. \quad (8.19)$$

Робота виходу електрона з напівпровідника чи металу може бути виміряна різними методами: термоелектронної емісії, фотоелектронними, вібраційними, вимірюванням контактної різниці потенціалів тощо.

Розглянемо деякі з них.

Методи термоелектронної емісії використовують вольт-амперну характеристику вакуумного діода з нагрівним катодом, де досліджуваний напівпровідник може бути катодом або анодом діода. Схема для вимірювання наведена на рис. 8.3, а знята за її допомогою ВАХ наведена на рис. 8.4, і має дві області: справа – область насичення, зліва – область зростання струму при збільшенні напруги анод-катод.

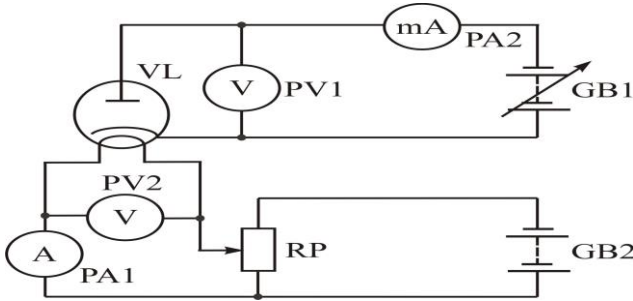


Рисунок 8.3 – Принципова схема для отримання ВАХ діода

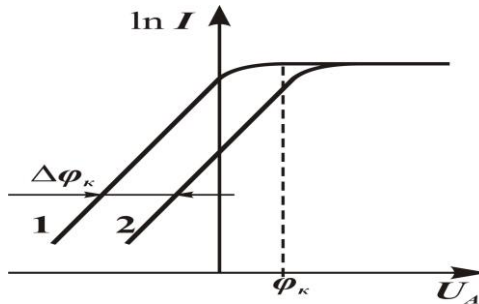


Рисунок 8.4 – ВАХ діода з напівпровідником в якості анода або катода

В області насичення струм термоелектронної емісії описується рівнянням Річардсона (8.9):

$$I_T = AST^2 e^{-\frac{WF}{k_B T}}, \quad (8.20)$$

де WF – величина роботи виходу з катода.

Вимірюючи струм I_T за двох різних значень температури, знаходимо:

$$WF = \frac{\ln I_{T_1} - \ln I_{T_2}}{\ln I_{T_1}^2 + \ln I_{T_2}^2} \frac{T_1 T_2}{T_1 - T_2}. \quad (8.21)$$

Недолік методу – катод-напівпровідник нагрівається до високої температури.

У другій області, де струм змінюється, ВАХ для плоских анода й катода має такий вигляд:

$$I_{\text{е}} = I_T e^{\frac{e(U_a - \varphi_{\text{е}})}{k_B T}}, \quad (8.22)$$

де I_T – струм насичення;

$$\varphi_{\text{е}} = \frac{WF_a - WF_{\text{е}}}{e},$$

де WF_a , $WF_{\text{е}}$ – роботи виходу відповідно анода й катода.

Можливі два варіанти:

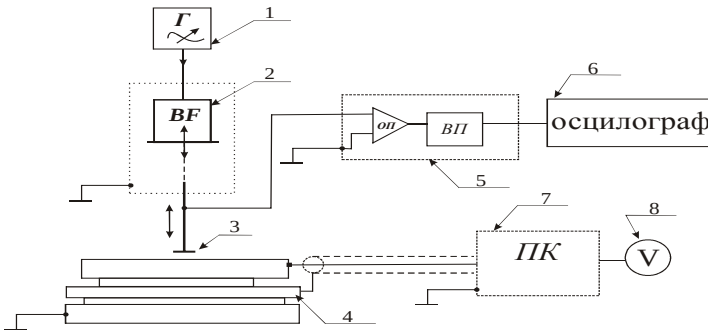
– насичення струму наступає не при $U_a = 0$, а при $U_a - \varphi_{\text{е}} = 0$; спосіб знаходження $\varphi_{\text{е}}$ ілюструє рис. 6.4, а потім, якщо відома робота виходу одного із електродів, знаходять роботу виходу напівпровідника за формулою (8.19);

– ВАХ діода при заміні матеріалу анода тієї ж геометрії зсувається на величину різниці робіт виходу двох анодів $WF_1 - WF_2 = e\Delta\varphi_{\text{е}}$, як показано на рис. 8.4; використовуючи один з анодів з відомою роботою виходу, можна знайти роботу виходу напівпровідника, який використовується як другий анод. Метод дозволяє знайти роботу виходу напівпровідника за низьких температур, але під час вимірювання потрібно змінювати анод за допомогою спеціальних механічних пристроїв.

При *фотоелектронних методах* емісія електронів із катода ви-значатиметься не нагріванням, а освітленням катода квантами світла з достатньою енергією.

Найпоширенішим методом вимірювання роботи виходу електрона є вимірювання *контактної різниці потенціалів* (КРП) ΔWF методом *динамічного конденсатора*. В цьому методі поверхня зразка і еталонного електроду, який має відоме стабільне значення роботи виходу, утворюють конденсатор, ємність якого модулюється коливанням еталона. Модуляція ємності призводить до модуляції заряду на обкладинках конденсатора, внаслідок чого в ланцюзі, який з'єднує обкладинки конденсатора, з'являється змінний струм. Якщо в цей ланцюг включити зовнішню постійну напругу $U_{\text{е}}$, то при рівності $U_{\text{е}}$ і контактної різниці потенціалів ΔWF , сигнал змінного струму зникає. Таким чином здійснюється компенсація контактної різниці потенціалів постійною напругою зовнішнього джерела. На рис. 8.5 наведена

функціональна схема експериментальної установки для вимірювання КРП.



1 – генератор НЧ; 2 – перетворювач; 3 – електрод-еталон; 4 – столик; 5 – підсилювач; 6 – осцилограф; 7 – пристрій компенсації сигналу; 8 – вольтметр

Рисунок 8.5 – Принципова схема експериментальної установки для вимірювання роботи виходу електронів

Коливання електрода-еталона 3 збуджуються перетворювачем електромагнітної системи 2, частота й амплітуда коливань еталона задаються генератором 1. Система мікрометричних гвинтів дозволяє переміщувати столик із зразком 4 відносно зонду. Сканування вібруючим електродом по поверхні зразка здійснюється з кроком 0,1 мм. Система мікрометричних гвинтів на електромагнітній системі дозволяє встановлювати міжелектродний зазор з точністю до 2 мкм.

В установці застосована конфігурація динамічного конденсатора з низькоомним вібруючим електродом-еталоном 3 і зразком, розташованим на столику 4, до якого підключений вихід пристрою компенсації 7. Така схема має більш високу завадостійкість порівняно зі схемою, в якій вихід пристрою компенсації з'єднано з вібруючим електродом. Ланцюг, що складається зі з'єднаних послідовно динамічного конденсатора і джерела напруги компенсації U_a , навантажено вхідним опором підсилювача 5.

Джерело напруги компенсації U_a , яка створюється пристроєм компенсації, включена між електродом-зразком і точкою нульового потенціалу („землею“), має відносно невеликий внутрішній опір (дещо менше 1 кОм). Напруга компенсації вимірюється цифровим вольтметром 8 (ЦУВП).

Змінний сигнал поступає на вхід підсилювача 5, який містить високочутливий операційний підсилювач (ОП) і смуговий фільтр, який разом із підсилювачем утворює вибіркового підсилювач (ВП). Сигнал із виходу фільтра поступає на пристрій відображення наявності сигналу 6 – осцилограф С1-93.

Точність і надійність одержуваних результатів визначаються методикою вимірювань, а також рівнем шумів у сигналі від динамічного конденсатора. Цей рівень залежить від конструкції вузла динамічного конденсатора, вживаного устаткування для реєстрації та зовнішніх електромагнітних полів. При постійному рівні шуму і прагненні до нуля сигналу, що компенсується, з'являється зона нечутливості – межа, за якої рівень корисного сигналу стає меншим за шуми. Ця смуга і відповідає похибці вимірювань.

Кількісне значення роботи виходу досліджуваного зразка (WF) визначається як різниця між роботою виходу еталона (WF_{Au}) та контактною різницею потенціалів між еталоном і досліджуваним зразком (ΔWF). Як еталон досить часто використовують зонд із золота ($WF_{Au} = 4,3 \text{ eV}$). Роботу виходу визначають за формулою:

$$WF = WF_{Au} + \Delta WF . \quad (8.23)$$

Для виключення похибки, пов'язаної з атмосферними коливаннями, потенціал еталонного електрода перед вимірюваннями перевіряють за еталонним зразком.

8.3 Завдання

8.3.1 Користуючись схемою, наведеною на рис. 8.5, та інструкцією з користування вимірювальним приладом, визначити роботу виходу електронів для запропонованих зразків напівпровідників і металів.

8.3.2 Користуючись відомими співвідношеннями розрахувати значення роботи виходу для $n\text{-Ge}$, $n\text{-Si}$, $p\text{-Ge}$, $p\text{-Si}$ з питомим опором, що дорівнює $1 \text{ Ом} \cdot \text{см}$. Порівняти з експериментально отриманими значеннями, зробити висновки.

8.4 Контрольні запитання

- 1 Що таке термоелектронна емісія?
- 2 Що називають енергією електронного споріднення?

- 3 Чим відрізняються істинна (або зовнішня) і термодинамічна робота виходу?
- 4 Як визначається потік електронів із кристала у вакуум?
- 5 Чому струм термоелектронної емісії тече з вакууму в кристал, а не навпаки?
- 6 Які використовують вихідні положення для визначення струму термоелектронної емісії?
- 7 Чи відрізняється робота виходу з n -напівпровідника від роботи виходу з p -напівпровідника? Чому?
- 8 Чи правомірне інтегрування по трьом координатах у формулах (6.4) і (6.6)?
- 9 Які методи можуть бути використані для вимірювання роботи виходу електрона?
- 10 У чому полягає принцип вимірювання роботи виходу на основі використання явища термоелектронної емісії?
- 11 У чому полягає принцип вимірювання роботи виходу методом динамічного конденсатора?
- 12 Яку роботу виходу з поверхні напівпровідника дозволяє виміряти прилад на основі методу динамічного конденсатора – термодинамічну чи істинну?
- 13 Назвіть переваги і недоліки методу вимірювання роботи виходу на основі використання явища термоелектронної емісії
- 14 Назвіть переваги і недоліки методу вимірювання роботи виходу методом динамічного конденсатора.

8.5 Рекомендована література

- 1 **Шалимова, К. В.** Физика полупроводников [Текст] / К. В. Шалимова. – М: Энергоатомиздат, 1985. – 392 с.
- 2 **Ашкрофт, Н.** Физика твердого тела [Текст]: в 2 т. / Н. Ашкрофт, Н. Мермин; т. 1. – М.: Мир, 1979. – 400 с.
- 3 **Воробьев, Ю. В.** Методы исследования полупроводников [Текст] / Ю. В. Воробьев, В. Н. Добровольский, В. И. Стриха. – К.: Вища школа, 1988. – 232 с.
- 4 **Тишин, Е.А.** Исследование свойств поверхностей металлов и полупроводников методами КРП. Дис. канд.физ.-мат.наук /Е.А.Тишин.- М., 1977.-129 с.

9 ЛАБОРАТОРНА РОБОТА № 9 „ВИВЧЕННЯ СПЕКТРІВ ПОГЛИНАННЯ НАПІВПРОВІДНИКІВ”

Мета роботи – вивчити механізми міжзонних переходів у деяких напівпровідниках і визначити ширину забороненої зони цих напівпровідників за спектрами поглинання.

9.1 Теоретичні відомості

9.1.1 Поглинання світла в напівпровідниках

Проходження світла через речовину спричинює збудження коливань електронів під дією електромагнітного поля світлової хвилі, яка при цьому втрачає свою енергію (зменшується інтенсивність світлових коливань). Так, інтенсивність плоскої світлової хвилі, що проходить у речовині в напрямку x , зменшується за законом Бугера:

$$I = I_0 e^{-\alpha x}, \quad (9.1)$$

де I_0 – інтенсивність хвилі в речовині;

α – *коефіцієнт поглинання* – величина, яка залежить від частоти або довжини світлової хвилі, і визначається характером взаємодії світла і речовини, електронів з полем світлової хвилі і концентрацією поглинаючих центрів;

x – товщина шару речовини в напрямку руху хвилі.

Залежність α від частоти або довжини хвилі називають **спектром поглинання**.

Дослідження спектру поглинання є найбільш простим способом вивчення енергетичного стану електронів. У кристалічних напівпровідників це дає можливість визначити особливість будови енергетичних зон у $\mathbf{k}$ -просторі і величину міжзонних проміжків в околиці головних точок і напрямків першої зони Бриллюена.

Поглинання світла може бути пов'язано з міжзонними переходами електрона (*власне поглинання*), з екситонними переходами (*екситонне поглинання*), з переходами між рівнями домішки і зонами (*домішкове поглинання*) і переходами всередині зон (*внутрішньозонне поглинання*). Світло може нагрівати ґратку (*ґраткове поглинання*),

електронний газ (плазмове поглинання) і окремі електрони (комптонівське розсіяння), підвищуючи їх енергію в процесі взаємодії.

Під час взаємодії фонона з електронами мають виконуватися закони збереження енергії й імпульсу. Особливістю процесу взаємодії фотонів з електронами є те, що імпульс фотону, який дорівнює $\frac{h}{\lambda}$ (де λ – довжина хвилі), зазвичай значно менший за імпульс електрона в кристалі, що має величину $\frac{h}{a}$ (a – стала ґратки). Це означає, що при взаємодії електрона з фотоном має виконуватися принцип Франка – Кондона, за яким можливі лише такі переходи, при яких хвильовий вектор електрона зберігається. Закон збереження імпульсів при електрон-фотонній взаємодії

$$\hbar \mathbf{k} + \hbar \mathbf{q} = \hbar \mathbf{k}', \quad (9.2)$$

де $\hbar \mathbf{k}$ – початковий квазіімпульс електрона;

$\hbar \mathbf{q}$ – імпульс фотона;

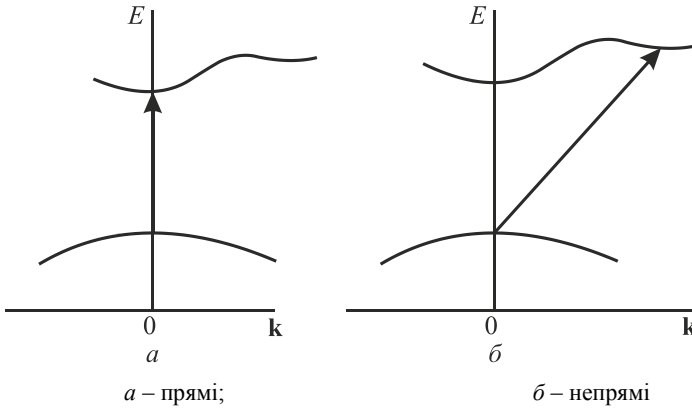
$\hbar \mathbf{k}'$ – квазіімпульс електрона після взаємодії.

Оскільки $\hbar \mathbf{q} \ll \hbar \mathbf{k}$, то $\hbar \mathbf{k} \cong \hbar \mathbf{k}'$, або $\mathbf{k} \cong \mathbf{k}'$.

Переходи, при яких виконується принцип Франка – Кондона, називають *прямими або вертикальними переходами* (рис. 9.1, а). Іноді, однак, можливі переходи, для яких

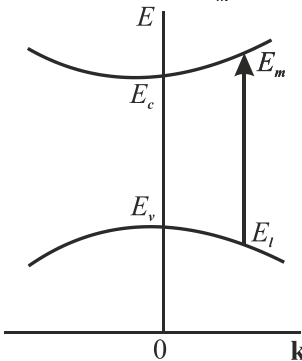
$$\hbar \mathbf{k} \neq \hbar \mathbf{k}'. \quad (9.3)$$

Це – *непрямі переходи*, принцип Франка – Кондона для них не виконується (рис. 9.1, б).

Рисунок 9.1 – Електронні переходи в $\mathbf{k}$ -просторі

9.1.2 Дозволені прямі міжзонні переходи

Розглянемо поглинання, пов'язане із переходами між двома прямими долинами (мінімум вільної й максимум заповненої зон у просторі хвильового вектора співпадають), за умови, що всі переходи, що відповідають принципу Франка – Кондона, дозволені (рис. 9.2), тобто ймовірність переходу $\mathcal{P}_{lm}$ між l -тим і m -тим станами не залежить від енергії фотона. Кожному початковому стану ε_l відповідає такий кінцевий стан E_m , що



$$E_l = E_m - h\nu. \quad (9.4)$$

Для параболічних зон

$$E_m - E_l = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_n^*}, \quad (9.5)$$

$$E_v - E_l = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_p^*}, \quad (9.6)$$

Рисунок 9.2 – Переходи, що відповідають принципу Франка – Кондона

$$h\nu - \Delta E_g = \frac{\hbar^2 k^2}{2} \left(\frac{1}{m_n^*} + \frac{1}{m_p^*} \right), \quad (9.7)$$

$$h\nu = \Delta E_g + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_{\text{пр}}^*}, \quad (9.8)$$

де $m_{\text{пр}}^*$ – приведена ефективна маса

$$m_{\text{пр}}^* = \frac{m_n^* m_p^*}{m_n^* + m_p^*}. \quad (9.9)$$

Коефіцієнт поглинання $\alpha(\nu)$ представимо у вигляді

$$\alpha(\nu) = \frac{1}{l_\phi} = \frac{1}{\tau_\phi \nu_\phi} = \frac{\bar{n}}{c \tau_\phi} = r(\nu) \frac{\bar{n}}{c}, \quad (9.10)$$

$$\text{де } \nu_\phi = \frac{c}{\bar{n}};$$

$r(\nu)$ – ймовірність поглинання кванта з енергією, яка лежить в інтервалі $h\nu \dots h(\nu + \alpha\nu)$;

$\bar{n}$ – показник переломлення;

c – швидкість світла у вакуумі.

Ймовірність $r(\nu)$ пропорційна кількості квантових станів в інтервалі енергії від E_l до $E_l + dE$:

$$r(\nu)\alpha(h\nu) = 2\mathcal{P}_{lm} g(E) dE, \quad (9.11)$$

де 2 – коефіцієнт, що враховує можливі напрямки поляризації світла;

$\mathcal{P}_{lm}$ – ймовірність переходу електрона;

$g(E)$ – густина станів у валентній зоні.

Густина квантових станів у валентній зоні:

$$g(E) = \frac{4\pi(2m_p^*)^{\frac{3}{2}}}{h^3} \sqrt{E_v - E_0}. \quad (9.12)$$

З урахуванням (9.6) і (9.12) перепишемо рівняння (9.11):

$$r(v)\alpha(hv) = \frac{2}{\pi^2} \mathcal{P}_{lm} k^2 \alpha k. \quad (9.13)$$

Але

$$\alpha(hv) = \frac{\hbar^2}{m_{np}^*} \mathcal{P}_{lm} k dk, \quad (9.14)$$

а з (9.8) витікає

$$k = \frac{\sqrt{m_{np}^*}}{\hbar} \sqrt{hv - \Delta E_g}. \quad (9.15)$$

Тоді

$$r(v) = \frac{(m_{np}^*)^{\frac{3}{2}}}{\pi^2 \hbar^3} \mathcal{P}_{lm} \sqrt{hv - \Delta E_g}. \quad (9.16)$$

Звідси, скориставшись (9.10) для $\alpha(v)$, отримаємо

$$\alpha(v) = \frac{\bar{n} (m_{np}^*)^{\frac{3}{2}}}{\pi^2 \hbar^3 c} \mathcal{P}_{lm} \sqrt{hv - \Delta E_g} = A \sqrt{hv - \Delta E_g}, \quad (9.17)$$

де

$$A = \frac{\bar{n} (m_{np}^*)^{\frac{3}{2}}}{\pi^2 \hbar^3 c} \mathcal{P}_{lm}. \quad (9.18)$$

Отже, коефіцієнт поглинання при прямих дозволених міжзонних переходах є функцією частоти світлових коливань. При цьому $\alpha^2(v)$ лінійно залежить від hv .

Порівняння отриманого результату з експериментальними даними показує, що отримана залежність виконується в деякому інтервалі значень hv , що відповідає зменшенню коефіцієнта поглинання поблизу краю власного поглинання.

Співвідношенням (9.17) можна скористатися для визначення ширини забороненої зони. Для цього необхідно побудувати залежність коефіцієнта поглинання від енергії фотонів у координатах $\alpha^2(v) - hv$ (рис. 9.3).

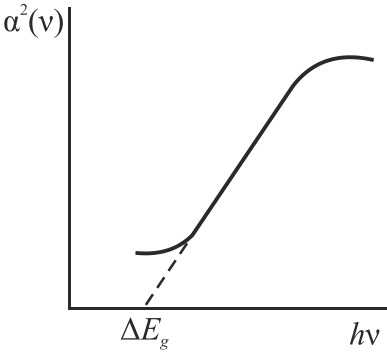


Рисунок 9.3 – Залежність коефіцієнта поглинання від енергії фотонів у координатах $\alpha^2(v) - hv$

Продовження прямої $\alpha^2(v) = f(hv)$ по осі абсцис дає можливість знайти ширину забороненої зони, якщо поглинання світла зумовлено прямими дозволеними міжзонними переходами. Бардін, Блатт і Холл для коефіцієнта A приймають значення $A = 2 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1} \cdot \text{еВ}^{\frac{1}{2}}$. при цьому прийнято $\bar{n} = 4$, а ефективні маси електронів і дірок – рівними дійсній масі електрона.

9.2 Заборонені прямі міжзонні переходи

За квантовим правилом відбору можливі переходи, для яких $\Delta n_\phi = \pm 1$ (Δn_ϕ – азимутальне квантове число). Це означає, що якщо валентна і вільна зони утворені, наприклад, із S- і α -станів, відповідно, то навіть у тому разі, коли екстремуми зон розміщені при $\vec{k} = 0$, переходи заборонені. Якщо прямі між зонні переходи при $\mathbf{k} = 0$ заборонені, то при $\mathbf{k} \neq 0$ ймовірність переходів відрізняється від нуля і збільшується пропорційно k^2 , тобто у разі параболічних зон ймовірність переходів зона – зона пропорційна $hv - \Delta E_g$:

$$\mathcal{P}_{lm}(v) = B(hv - \Delta E_g), \quad (9.19)$$

де B – коефіцієнт пропорційності $B = \frac{B'}{hv}$.

Підставивши $\mathcal{P}_{lm}(v)$ замість $\mathcal{P}_{lm}$ у (9.17), отримаємо

$$\alpha(v) = A' \frac{(hv - \Delta E_g)^{\frac{3}{2}}}{hv}, \quad (9.20)$$

$$A' = AB'. \quad (9.21)$$

За даними Бардіна, Блатта і Холла при $\bar{n} = 4$ $m_n^* = m_p^* = m_e$,
 $A' \approx 1,3 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1} \cdot \text{eV}^{-\frac{3}{2}}$.

Враховуючи, що поблизу межі фундаментального поглинання $h\nu$ змінюється значно повільніше, ніж $(h\nu - \Delta E_g)^{\frac{3}{2}}$, можна зробити висновок: при поглинанні світла, зумовленому забороненими прямими міжзонними переходами, коефіцієнт поглинання пропорційний $(h\nu - \Delta E_g)^{\frac{3}{2}}$. Це необхідно враховувати при визначенні ширини забороненої зони. У цьому разі, очевидно, необхідно побудувати графік залежності $\alpha(\nu)$ від $h\nu$ у координатах $\alpha^{\frac{2}{3}}(\nu) - h\nu$.

9.3 Непрямі міжзонні переходи

Хоча у загальному випадку непрямі переходи заборонені принципом Франка – Кондона, в деяких випадках вони можуть відігравати певну роль у поглинанні світла речовиною. Аналіз показує, що непрямі переходи можливі лише при потрійному (електрон – фотон – фонон) зіткненні, яке супроводжується захопленням або випусканням фонону. Це створює умови для виконання закону збереження імпульсу.

Наявність непрямих переходів часто проявляється в спектрах поглинання. Як приклад можна навести спектр поглинання германію (рис. 9.4): у ньому чітко видно порогові значення енергії фотонів, що відповідають прямим (0,81 eV) і непрямим (0,62 eV) оптичним переходам. Ці переходи зображені вертикальною і похилою стрілками на енергетичній діаграмі германію (рис. 9.5).

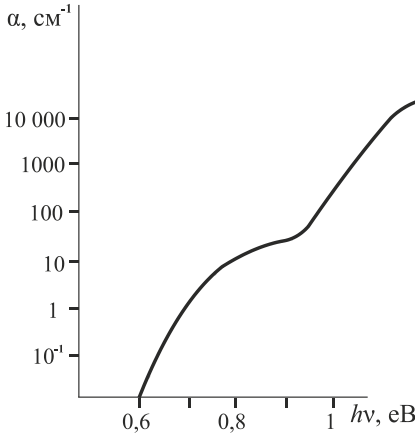


Рисунок 9.4 – Спектр поглинання германію

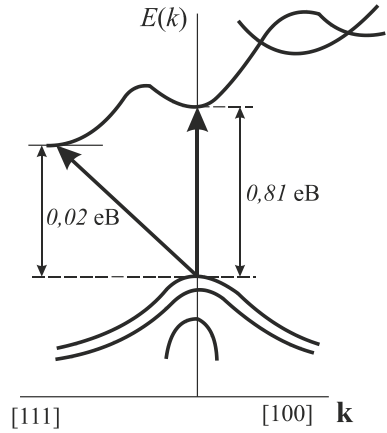


Рисунок 9.5 – Енергетична діаграма германію

Враховуючи, що при електрон – фотон – фононній взаємодії має виконуватись закон збереження енергії, можна записати два його аналітичних вирази, які відповідають двом різним механізмам непрямого переходу:

$$h\nu = \Delta E_g + \hbar\omega_{\text{фон}} \quad \text{— при випусканні фонона,} \quad (9.22)$$

$$h\nu = \Delta E_g - \hbar\omega_{\text{фон}} \quad \text{— при поглинанні фонона.} \quad (9.23)$$

Схематично ці механізми зображено на рис. 9.6, де переходи 1–2 відповідають випусканню, а 3–4 – захопленню фононів.

Для коефіцієнта поглинання у розглянутому випадку

$$\alpha(\nu) = \frac{A(h\nu - \Delta E_g + \hbar\omega_{\text{фон}})^2}{e^{\frac{\hbar\omega_{\text{фон}}}{k_B T}} - 1} + \frac{A(h\nu - \Delta E_g - \hbar\omega_{\text{фон}})^2}{1 - e^{-\frac{\hbar\omega_{\text{фон}}}{k_B T}}}, \quad (9.24)$$

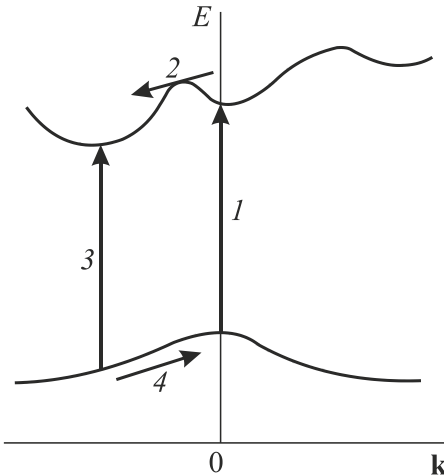


Рисунок 9.6 – Механізми випускання (1–2) та захоплення фононів (3–4)

з якого виходить, що на графіку $\alpha^{\frac{1}{2}}(\nu) = f(h\nu)$ мають існувати дві лінійні ділянки, продовження яких перетнуть вісь абсцис при $h\nu = \Delta E_g + \hbar\omega_{\text{фон}}$ і $h\nu = \Delta E_g - \hbar\omega_{\text{фон}}$ (рис. 9.7).

Слід мати на увазі, що за низьких температур, коли захоплення фонона малоймовірне, реалізується лише перша ділянка (див. рис. 9.7). Зсув графіка, що відповідає низькій температурі порівняно з високою, зумовлений збільшенням ширини забороненої зони при зниженні температури.

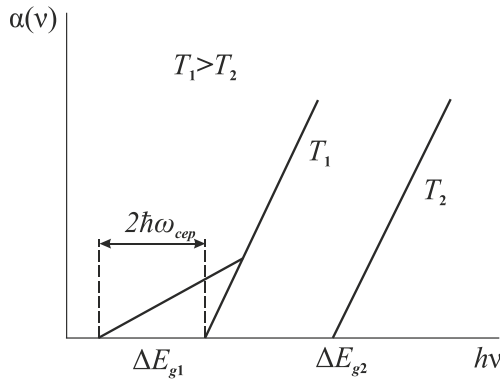


Рисунок 9.7 – Перша ділянка спектра поглинання при низьких температурах

У сильнолегованих напівпровідників власне поглинання пов'язано з переходами електронів на відносно високі енергетичні стани зони провідності (нижні енергетичні стани в цьому разі зайняті), тому край смуги фундаментального поглинання має бути зсунутий у бік більших енергій. Цей зсув називають зсувом Бурштейна – Мосса.

Наприклад, у германію, що містить домішку, концентрація якої складає $4 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, при $T = 4,2 \text{ К}$ зсув досягає $0,07 \text{ еВ}$ ($0,74 \dots 0,81 \text{ еВ}$).

9.4 Переходи між хвостами зон

Аналіз прямих і непрямих переходів показує, що при прямих переходах поглинання квантів з енергією, меншою за ширину забороненої зони, не має, а, отже, межа поглинання має бути дуже різкою. Насправді зміна коефіцієнта поглинання поблизу межі смуги фундаментального поглинання витікає із експоненціального закону в більшості випадків, так що виконується правило Урбаха:

$$\frac{\alpha[\ln \alpha(v)]}{\alpha(hv)} = \frac{1}{k_B T} \quad (9.25)$$

або

$$\alpha = \alpha_0 e^{\frac{\gamma(hv - \Delta E_g)}{k_B T}}, \quad (9.25, a)$$

де α_0 і γ – емпіричні константи.

Причиною такої залежності інколи виявляється існування переходів між хвостами зон. Зокрема, це спостерігається в арсеніді галію.

Експоненціальний характер залежності поглинання від енергії фотонів поблизу межі власного поглинання пов'язаний з експоненціальним розподілом густини станів біля країв дозволених зон. Це схематично зображено на рис. 9.8, де показано розподіл густини станів за енергіями для виродженого діркового напівпровідника. Схема достатньо наочно ілюструє існування експоненціального хвоста біля межі фундаментального поглинання. Стани, що відповідають хвосту валентної зони, не заповнені.

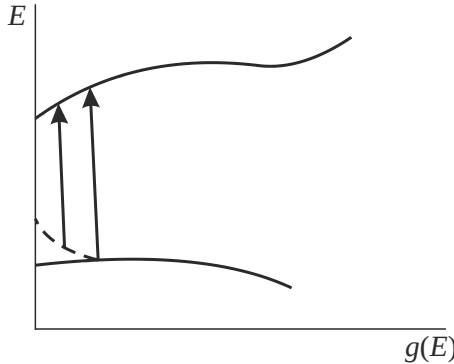


Рисунок 9.8 – Розподіл густини станів за енергіями для виродженого діркового напівпровідника

Із рис. 9.8 видно, що при вивченні поглинання світла виродженим дірковим напівпровідником можна знайти розподіл станів у хвості зони провідності. Якщо дослідити поглинання світла виродженим електронним напівпровідником, то можна отримати розподіл станів у хвості валентної зони.

9.5 Екситонне поглинання

Біля межі фундаментального поглинання іноді спостерігаються доволі гострі піки; їх існування пов'язано з переходами, які спричинюють появу екситонів, енергія яких може бути розрахована, наприклад, за допомогою воднеподібної моделі. Так, енергія іонізації екситону

$$\Delta E_{ex} = \frac{e^4 m_{np}^*}{8h^2 \epsilon_0^2 \epsilon^2 n^2}, \quad (9.26)$$

де m_{np}^* – приведена ефективна маса електрона і дірки;

ϵ – відносна діелектрична проникність речовини;

ϵ_0 – абсолютна діелектрична проникність вакууму;

n – головне квантове число, яке може приймати цілочисельні значення 1, 2, 3,

Із (9.26) виходить, що кожному збудженому стану – екситону – відповідає ряд енергетичних рівнів, які утворюють екситонну зону. Ці

рівні розміщені поблизу зони провідності, тому енергію фотонів, які поглинаються при утворенні екситонів, визначають за співвідношенням

$$h\nu = \Delta E_g - \frac{e^4 m_{np}^*}{8h^2 \epsilon_0^2 \epsilon^2 n^2}. \quad (9.27)$$

Межею серії рівнів є зона провідності (при $n \rightarrow \infty$).

За високих температур екситонні рівні зливаються в екситонну зону, спектр втрачає структуру. На рис. 9.9 показано приклад температурної трансформації екситонного спектру поглинання. Спектри 1, 2, 3, ... відповідають різним температурам зразку, причому $T_1 > T_2 > T_3 \dots$. На рисунку видно, як зі зниженням температури все чіткіше проявляються піки поглинання екситонної серії (прямі переходи).

При достатньо низькій температурі можна спостерігати майже всю серію ліній (піків) поглинання, пов'язану з екситонним поглинанням. На рис. 9.10 показано таку серію для закису міді (Cu_2O). Температура зразка складала 4 К.

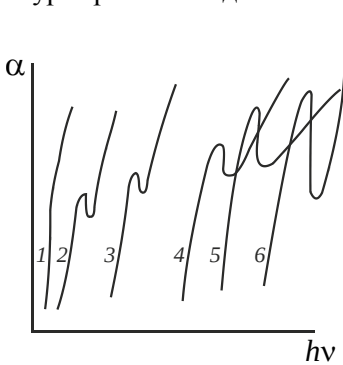


Рисунок 9.9 – Приклад температурної трансформації екситонного спектру поглинання

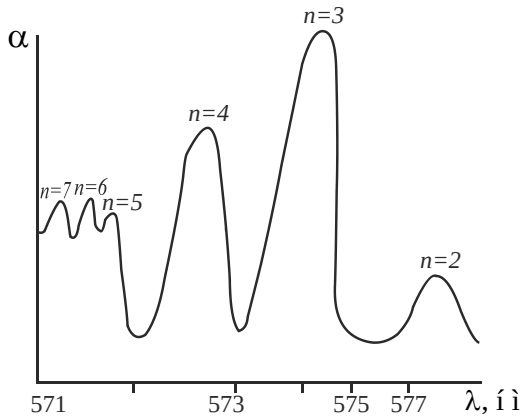


Рисунок 9.10 – Серію піків поглинання для закису міді (Cu_2O)

9.6 Структура енергетичних зон сульфідів цинку й кадмію

Сульфіди цинку й кадмію мають структуру цинкової обманки, аналогічну структурі алмаза з тією лише різницею, що одна з підгра-ток утворена атомами сірки, а інша – атомами цинку або кадмію. Перша зона Бриллюена в структурі цинкової обманки така сама, як в алмазу – 14-гранник.

Усі характеристики кристалів структури алмаза, що витікають із властивостей симетрії, справедливі і для кристалів із структурою цинкової обманки, якщо знехтувати спіном. Виключенням є точка на межі першої зони Бриллюена в напрямку $[100]$, де на відміну від алмазу в цинковій обманці енергетичні зони невироджені і без врахування спіна.

Структуру енергетичних зон ZnS і CdS зображено відповідно на рис. 9.11 і 9.12.

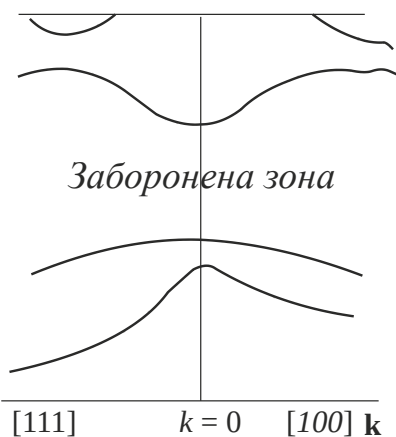


Рисунок 9.11 – Структура енергетичних зон ZnS

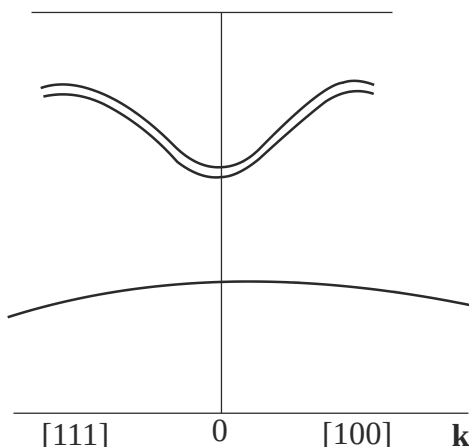


Рисунок 9.12 – Структура енергетичних зон CdS

Аналіз структури енергетичних зон цих сполук показує, що абсолютні максимуми валентної зони і абсолютні мінімуми зони провідності розміщуються в центрі першої зони Бриллюена (при $\mathbf{k} = 0$). При цьому валентна зона утворена розщепленням $3p$ -рівнів сірки, а зона провідності – $4s$ -рівнів цинку в ZnS і $5s$ -рівнів кадмію в CdS. Це означає, що в сульфідах цинку і кадмію можуть спостерігатися прямі дозволені міжзонні переходи.

9.7 Зонна структура аморфних тіл

Зонна теорія твердих тіл розроблена для кристалічних структур і враховує періодичність потенціалу. Порушення періодичності потенціалу (наприклад, через наявність дефектів кристалічної ґратки) не призводить до зміни зонного характеру енергетичного спектру електронів. Більш того, зонні уявлення можуть розповсюджуватись і на неупорядковані системи, зокрема, на аморфні і склоподібні речовини, які не мають періодичної структури. Очевидно, тут має значення те, що зникнення дальнього порядку не означає, що немає ближнього порядку, який визначає енергію взаємодії між атомами.

Як показують розрахунки, внаслідок випадкового розподілу сил у неупорядкованих структурах дозволені зони не мають різких країв, що позначається, зокрема, на характері спектрів поглинання таких речовин. У разі неупорядкованих систем слід враховувати наявність і деякі інші особливості енергетичного спектру (локальний характер деяких станів, хвильові функції яких перекриваються тощо).

9.8 Завдання

9.8.1 Дослідити спектр поглинання запропонованих зразків.

9.8.2 Визначити характер процесів і механізм переходів.

9.8.3 Знайти ширину забороненої зони і енергію збудження домішки.

9.8.4 Побудувати зонну діаграму зразка.

Для дослідження спектру поглинання можна використовувати спектрофотометр СФ-16, схему якого наведено на рис. 9.13.

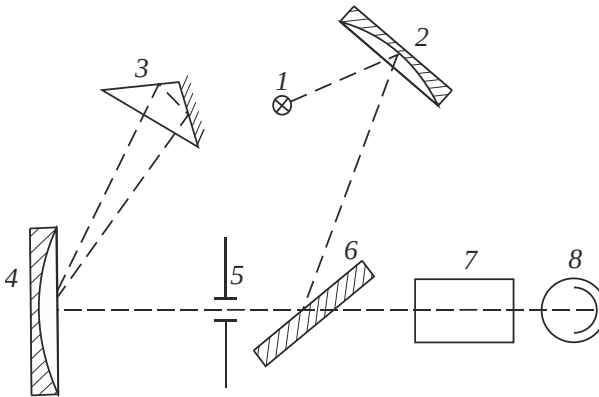


Рисунок 9.13 – Схема спектрофотометр СФ-16

Зображення джерела світла 1 фокусується дзеркалом 2 і направляється додатковим плоским дзеркалом 6 на вхідну щілину монохроматора 5. Вхідна щілина служить джерелом світла, що встановлене у фокусі об'єктива 4. Після об'єктива світло паралельним пучком йде на диспергуючу призму 3 і після подвійного пробігу через неї (заштрихований бік – дзеркало) у вигляді суцільного спектра попадає на вихідну щілину, розташовану над вхідною щілиною 5. Пройшовши вихідну щілину, яка вирізає з суцільного спектра в достатньому ступені монохроматичну ділянку, світло проходить крізь зразок 7 і потрапляє на фотоелемент 8. Фотострум підсилюється двохкаскадним підсилювачем постійного струму, який забезпечує вимірювання пропускання з похибкою, що не перевищує 1 %. Прилад працює за методом компенсації: фотострум від освітленого фотоелемента створює падіння напруги на високоомному опорі навантаження. Значення фотоструму і падіння напруги пропорційні величині потоку, падаючому на фотоелемент. Замість безпосереднього вимірювання падіння напруги воно компенсується різницею потенціалів протилежного напрямку, яка знімається з потенціометра. Потенціометр калібрований у відсотках пропускання від 0 до 100 і в одиницях оптичної густини від 0 до 2. Компенсація контролюється за допомогою міліамперметра, шкала якого має нуль посередині.

Для вимірювання пропускання зразка необхідно:

- ❖ компенсувати темновий струм фотоелемента;
- ❖ встановити еталонний зразок і при пропусканні $T = 100\%$ скомпенсувати струм фотоелементу;
- ❖ встановити досліджуваний зразок і провести вимірювання пропускання.

Обертанням лімбу встановлюють довжину хвилі світла на виході монохроматора, на якій вимірюють пропускання. При закритому фотоелементі движком потенціометра темногового струм компенсують темновий струм, відлікову шкалу встановлюють на 100 % пропускання. Вводять зразок порівняння (еталон) і встановлюють чутливість і ширину щілини так, щоб міліамперметр показував нуль. Потім заміняють еталон досліджуваним зразком і, регулюючи потенціометр, добиваються нульового показання приладу. Після цього за вимірювальною шкалою відлічують показання пропускання або оптичну густину. Змінюючи довжини хвиль на виході монохроматора, знімають

спектр пропускання зразка. Пропускання $\mathcal{T}$, виражене у відсотках ($\mathcal{T} = 100 \frac{I_x}{I_0}$) пов'язане з I_0 коефіцієнтом поглинання α :

$$\alpha = \frac{1}{x} \ln \frac{I_0}{I_x} = \frac{1}{x} \ln \frac{1}{\mathcal{T}}, \quad (9.28)$$

де x – товщина зразка.

Результати вимірювань слід обробити на комп'ютері.

9.9 Контрольні запитання

1. Що називається коефіцієнтом і спектром поглинання?
2. Які розрізняють типи поглинань ?
3. Що таке енергетична зона?
4. В чому полягає принцип Франка – Кондона? Запишіть закон збереження імпульсів при електрон-фононній взаємодії.
5. Які міжзонні переходи називаються прямими і непрямыми?
6. В чому полягає процес поглинання світла, пов'язаний із дозволеними прямими міжзонними переходами? Яку залежність має спектр поглинання за цих переходів?
7. В чому полягає процес поглинання світла, пов'язаний із забороненими прямими міжзонними переходами? Яку залежність має спектр поглинання за цих переходів?
8. В чому полягає процес поглинання світла, пов'язаний із непрямыми міжзонними переходами? Яку залежність має спектр поглинання за цих переходів?
9. В чому полягає процес поглинання світла, пов'язаний із переходами між хвостами зон? Яку залежність має спектр поглинання за цих переходів?
10. Що таке екситон? Що таке екситонна зона?
11. В чому полягає процес екситонного поглинання?
12. Яку структуру мають енергетичні зони сульфідів цинку і кадмію?
13. Яку структуру мають енергетичні зони аморфних тіл?
14. Опишіть методику дослідження спектрів поглинання за допомогою спектрофотометра СФ-16.

9.10 Рекомендована література

1. **Шалимова, К. В.** Физика полупроводников [Текст] / К. В. Шалимова. – М: Энергоатомиздат, 1985. – 392 с.
2. **Бонч-Бруевич, В. Л.** Физика полупроводников [Текст] / В. Л. Бонч-Бруевич, С. Г. Калашников. – М.: Наука, 1990. – 672 с.
3. **Киреев, П. С.** Физика полупроводников [Текст] / П. С. Киреев. – М.: Высшая школа, 1969. – 592 с.
4. **Панков, Ж.** Оптические процессы в полупроводниках [Текст] / Ж. Панков: Пер. с англ. Под ред. Ж. И. Алферова, В. С. Вавилова. – М.: Мир, 1973. – 456 с.

Додаток А
Приклад оформлення титульної сторінки

Міністерство освіти та науки України
Національний університет «Запорізька політехніка»

Кафедра МiNE

ЗВІТ
З ЛАБОРАТОРНОЇ РОБОТИ №__

(тема роботи)
з дисципліни „Фізика напівпровідників“

Виконав:
студент __ курсу, група РП—

(Ініціали, Прізвище)

Прийняв:
(посада)

(Ініціали, Прізвище)

20 __ р.

Додаток Б
Параметри напівпровідникових матеріалів

Параметр	Si	Ge	GaAs
Атомний номер	14	32	31/33
Кристалічна структура, тип	алмазу		цинкової обманки
Кількість атомів, $\text{\AA}^{-3}$	$5,0 \cdot 10^{28}$	$4,42 \cdot 10^{28}$	$4,42 \cdot 10^{28}$
Атомна маса	28,08	72,6	144,63
Стала ґратки, <i>нм</i>	0,543	0,565	0,565
Густина, $10^3 \frac{\text{г}}{\text{см}^3}$	2,328	5,3267	5,32
Відносна діелектрична проникність	11,8	16	10,9
Точка плавлення, °С	1 412	937	1 238
Теплопровідність, $\frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot \text{К}}$	1 450	640	460
Температурний коефіцієнт лінійного розширення, $\frac{1}{l} \frac{\Delta l}{\Delta T}$, K^{-1}	$2,6 \cdot 10^{-6}$	$5,8 \cdot 10^{-6}$	$5,9 \cdot 10^{-6}$
Спорідненість до електрона, eV	4,05	4,0	4,07
Власна концентрація, $\text{\AA}^{-3}$	$1,6 \cdot 10^{16}$	$2,5 \cdot 10^{19}$	$1,1 \cdot 10^{13}$
Ефективна густина станів, $\text{\AA}^{-3}$ в зоні провідності N_c у валентній зоні N_v	$2,8 \cdot 10^{25}$ $1,02 \cdot 10^{25}$	$1,04 \cdot 10^{25}$ $6,1 \cdot 10^{24}$	$4,7 \cdot 10^{23}$ $7,0 \cdot 10^{24}$
Ефективні маси для густини станів, в. о. електронів $\frac{m_{dn}^*}{m_e}$ дірок $\frac{m_{dp}^*}{m_e}$	1,08 0,56	0,56 0,35	0,068 0,5

Ширина забороненої зони ΔE_g при 300 К, eV при 0 К, eV	1,11 1,182	0,66 0,777	1,43 1,559
Температурний коефіцієнт ширини забороненої зони $\xi, \frac{\text{eV}}{\text{K}}$	$-2,4 \cdot 10^{-4}$	$-3,9 \cdot 10^{-4}$	$-4,3 \cdot 10^{-4}$
Час життя неосновних носіїв, с	$2,5 \cdot 10^{-3}$	10^{-3}	10^{-8}
Рухливість, $\frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}$ електронів μ_n дірок μ_p	0,15 0,06	0,39 0,19	0,85 0,04
Коефіцієнт дифузії, $\frac{\text{cm}^2}{\text{s}}$ електронів D_n дірок D_p	$3,5 \cdot 10^{-3}$ $1,31 \cdot 10^{-3}$	$9,3 \cdot 10^{-3}$ $4,4 \cdot 10^{-3}$	$2,22 \cdot 10^{-2}$ $1,1 \cdot 10^{-3}$
Питомий опір власного напівпровідника $\rho, \hat{\Omega} \cdot \text{cm}$	0,47	$2,3 \cdot 10^3$	10^6
Фактор виродження домішкового рівня g донорна домішка акцепторна домішка	2 4	2 4	2 2
Дебаївська температура, Θ_D, K	645	406	344
Швидкість звука, $s, \frac{\text{cm}}{\text{s}}$	$9,15 \cdot 10^3$	$5,4 \cdot 10^3$	
Енергія раманівських фононів E_R, eV	0,063	0,037	0,035

Додаток В

Характеристика електромагніту

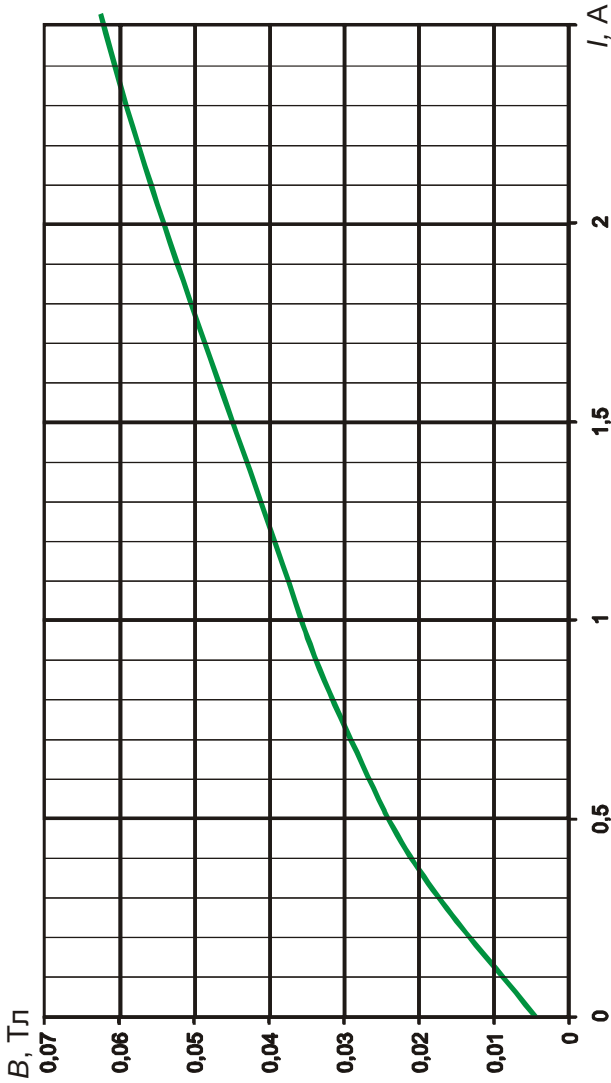


Рисунок В.1 – Графік залежності індукції магнітного поля від струму електромагніт