

Міністерство освіти і науки України
Національний університет «Запорізька політехніка»

МЕТОДИЧНІ ВКАЗІВКИ
до лабораторних робіт з дисципліни

“МАТЕРІАЛИ МІКРО- ТА НАНОЕЛЕКТРОНІКИ”

для студентів спеціальностей
152 – “Метрологія та інформаційно-вимірювальна техніка”
153 – “Мікро- та наносистемна техніка”
денної і заочної форм навчання

Методичні вказівки до лабораторних робіт з дисципліни “Матеріали мікро- та наноелектроніки” для студентів спеціальностей 152 – “Метрологія та інформаційно-вимірювальна техніка” 153 – “Мікро- та наносистемна техніка”, денної і заочної форм навчання / Укл.: Г.В. Сніжної. – Запоріжжя: НУ «Запорізька політехніка», 2020. – 71 с.

Укладач: Г.В. Сніжної, проф., д-р техн. наук

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

Відповід. за випуск: А.В. Коротун, доц., канд. фіз.-матем. наук

Затверджено
на засіданні кафедри
"Мікро - і наноелектроніка"

Протокол №7
від “22” 01 2020 р.

Рекомендовано до видання
НМК ФРЕТ
Протокол № 6
від “23” 01 2020 р.

ЗМІСТ

1 Лабораторна робота №1 “Визначення температурного коефіцієнта лінійного розширення матеріалів”	4
1.1 Теоретичні відомості	4
1.2 Експериментальна установка	8
1.3 Порядок виконання лабораторної роботи	8
1.4 Пам’ятка з техніки безпеки	9
1.5 Завдання до лабораторної роботи	9
1.6 Обробка результатів експерименту	9
1.7 Контрольні запитання	10
2 Лабораторна робота №2 „Елементи зонної теорії твердого тіла”	11
2.1 Теоретичні відомості	11
2.2 Завдання	18
2.3 Контрольні запитання	18
3 Лабораторна робота №3 „Питома електропровідність металів і залежність питомого опору від температури”	19
3.1 Теоретичні відомості	19
3.2 Вплив домішок та інших дефектів на питомий опір металів	31
3.3 Електричні властивості металевих сплавів	32
3.4 Приклади використання металів і сплавів у мікроелектроніці та деяких інших галузях техніки	33
3.5 Виконання роботи	35
4 Лабораторна робота №4 „Дослідження залежності електропровідності напівпровідника від температури”	37
4.1 Теоретичні відомості	37
4.2 Завдання до лабораторної роботи	46
4.3 Порядок виконання роботи	46
4.4 Контрольні запитання	47
5 Лабораторна робота №5 “Дослідження процесу розрядки конденсатора і визначення питомого опору діелектрика”	49
5.1 Теоретичні відомості	49
5.2 Виконання роботи за допомогою вимірювального комплексу	52
5.3 Автоматизований модуль «Релаксація» для вимірювань тимчасової залежності падіння напруги на конденсаторі.	53
5.4 Підготовка вимірювальної системи до роботи.	55
5.5 Виконання роботи та вимоги до звіту	58
5.6 Контрольні запитання	59
6 Лабораторна робота №6 “Дослідження феромагнітних матеріалів з прямокутною петлею гістерезису”	60
6.1 Магнітні властивості твердих тіл	60
6.2 Методика дослідження та опис експериментальної установки	65
6.3 Порядок виконання роботи	68
6.4 Контрольні запитання	69
Рекомендована література	70

1 ЛАБОРАТОРНА РОБОТА №1 “ВИЗНАЧЕННЯ ТЕМПЕРАТУРНОГО КОЕФІЦІЄНТА ЛІНІЙНОГО РОЗШИРЕННЯ МАТЕРІАЛІВ”

Мета роботи: 1) вивчити теплові властивості діелектричних і напівпровідникових матеріалів; 2) визначити температурний коефіцієнт лінійного розширення досліджуваних зразків.

1.1 Теоретичні відомості

Температура істотно впливає на різні властивості матеріалів: електричні параметри, механічну міцність, твердість, в'язкість, еластичність, розчинність і розчинну здатність, здатність вступати в ті чи інші хімічні реакції тощо. Наприклад, властивості електроізоляційних матеріалів і конструкцій при зміні температури в широких межах зазнають істотних змін, що визначає саму можливість використання цих матеріалів. Практично важливі показники електричної ізоляції при підвищенні температури в більшості випадків погіршуються.

Найважливішими тепловими характеристиками діелектриків є: *нагрівостійкість, холодостійкість, теплопровідність і теплове розширення*. Здатність електроізоляційного матеріалу без пошкоджень і без істотного погіршення важливих якостей витримувати вплив підвищеної температури як короткочасно, так і тривало (протягом часу нормальної експлуатації виробу), називають *нагрівостійкістю*.

Явище погіршення якості ізоляції в результаті тривалого впливу підвищеної температури внаслідок повільно протікаючих хімічних процесів називають *тепловим старінням ізоляції*.

За ДСТ 8865-70 електроізоляційні матеріали поділяють на класи нагрівостійкості (табл.1.1), для яких фіксують найбільші допустимі робочі температури при використанні цих матеріалів в електрообладнанні загального призначення, яке тривало (протягом років) працює в нормальних для даного виду обладнання експлуатаційних умовах.

Теплопровідність електричної ізоляції має важливе практичне значення, оскільки теплота, яка виділяється в результаті втрат електричної енергії в оточених ізоляцією провідниках, втрат в самому діелектрику і втрат у магнітопроводах, відводиться в довколишнє середовище через шар ізоляції, який має деякий термічний опір. Особливо

велике значення має теплопровідність відносно товстої ізоляції в пристроях високої напруги. Теплопровідність також відіграє важливу роль у розвитку теплового пробую електричної ізоляції.

Таблиця 1.1 – Класи нагрівостійкості електроізоляційних матеріалів

Клас нагрівостійкості	Y	A	E	B	F	H
Найбільша допустима робоча температура, °C	90	105	120	130	155	180

Кількісно теплопровідність матеріалів характеризується коефіцієнтом теплопровідності λ , який визначається кількістю тепла, що пройшло через одиницю площі за одиницю часу при градієнті температури в 1 K/м. У системі SI λ вимірюється в Вт/м²·K. Значення коефіцієнтів теплопровідності деяких електроізоляційних матеріалів, а також, для порівняння, деяких провідникових і напівпровідникових матеріалів (за нормальної температури), наведено в таблиці 1.2.

Таблиця 1.2 – Коефіцієнти теплопровідності деяких матеріалів

Речовина	λ , Вт/К·м	Речовина	λ , Вт/К·м
Бітум	0,09	Окис алюмінію Al ₂ O ₃	30
Лакотканина	0,13	Окис магнію (MgO)	36
Гетинакс	0,35	Германій (Ge)	55
Плавлений кварц (SiO ₂)	1,25	Залізо (Fe)	68
Фарфор	1,6	Кремній (Si)	80
Двоокис титану	6,5	Окис берилію (BeO)	218
Кристалічний кварц (SiO ₂)	12,5	Берилій (Be)	163
Графіт (C)	18	Мідь (Cu)	390

Найбільш поширені електроізоляційні матеріали мають значення λ , які набагато менші, ніж у провідникових матеріалів. Лиш деякі електроізоляційні окиси (які за своєю природою є електронними напівпровідниками) - Al₂O₃, MgO і особливо BeO - мають дуже високу теплопровідність: їх λ того ж порядку, що й λ металів, а значення λ для BeO навіть більше, ніж для металічного берилію.

У ряді випадків велике практичне значення мають термічні деформації (розширення і скорочення) діелектричних та інших електротехнічних матеріалів, які мають місце при коливанні температури. Ці деформації кількісно описуються температурним коефіцієнтом лінійного розширення TKL (або TKL) і температурним коефіцієнтом об'ємного розширення TKV . Значення TKL визначають для твердих, а TKV - для рідких і газоподібних матеріалів. Значення TKL для ряду матеріалів наведено в табл. 1.3. TKL позначають через α_l , вимірюється в K^{-1} :

$$\alpha_l = \frac{1}{l} \cdot \frac{dl}{dT}, \quad (1.1)$$

де l – лінійний розмір виробу з даного матеріалу; T - температура.

Таблиця 1.3 – Коефіцієнт лінійного розширення твердих тіл (для температур близько 20 °С)

Речовина	$\alpha, 10^{-6}K^{-1}$	Речовина	$\alpha, 10^{-6}K^{-1}$
Алмаз	0,91	Лід (від -10 ° до 0 °С)	50,7
Алюміній	22,9	Магній	25,1
Бронза	17,5	Мідь	16,7
Вініпласт	70	Нейзильбер	18,4
Вісмут	13,4	Нікель	13,4
Вольфрам	4,3	Олово	21,4
Граніт	8,3	Платина	8,9
Дерево (вздовж волокон)	26	Pt-Ir сплав	8,7
Дерево (поперек волокон)	5060	Свинець	28,3
Дюралюміній	22,6	Сталь вуглецевиста	11,1÷12,6
Залізо коване	11,9	Сталь нержавіюча	9,6÷16,0
Залізо лите	10,2	Скло звичайне	8,5
Золото	14,5	Скло пірекс	3,0
Інвар	0,9	Вуглець (графіт)	7,9
Іридій	6,5	Фарфор	3,0
Кварц (топлений)	0,5	Цемент і бетон	12,0
Цегляна кладка	5,5	Цинк	30,0
Константан	17,0	Чавун	10÷12
Латунь	18,9	Ебоніт	70

Матеріали з малим TKL мають, як правило, найвищу нагрівостійкість. Для визначення α_l за графічними залежностями $I(T)$ можна скористатися методом графічного диференціювання.

Значення температурного TKL важливе з точки зору роботи різних контактуючих матеріалів в тій або іншій конструкції (можливість розтріскування або порушення вакуумщільного з'єднання металів зі склом, керамікою при зміні температури та ін.). Дуже велике значення має TKL крихких матеріалів для їх стійкості до термоударів.

Найменше значення TKL має плавлений кварц (кварцове скло), TKL якого дорівнює лише $0,55 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$.

Значення TKL залежить від температури, тому задаючи значення TKL , необхідно вказати температуру, до якої це значення відноситься (якщо задано середнє значення TKL , необхідно вказати відповідний температурний діапазон). У твердих матеріалів TKL збільшується при підвищенні температури й наближенні її до температури плавлення або розм'якшення (рис.1.1).

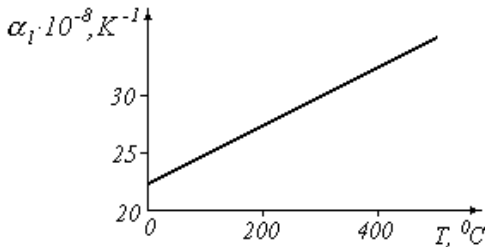


Рисунок 1.1 – Залежність α_l алюмінію від температури

Більш тугоплавкі матеріали мають більш низький TKL . За нормальної температури у багатьох неорганічних матеріалів TKL менший, ніж в органічних. Тому деталі, виготовлені з неорганічних матеріалів, мають підвищену стабільність розмірів при коливаннях температури.

Для провідників значення TKL необхідне також для розрахунків температурного коефіцієнта електричного опору провідника:

$$\alpha_R = \alpha_\rho + \alpha_l \cdot \quad (1.2)$$

Для чистих металів $\alpha_l \ll \alpha_\rho$, тому для них наближено $\alpha_R \approx \alpha_\rho$. Однак для сплавів з малим значенням α_ρ (сплави високого опору), формула (1.2) має істотне практичне значення.

1.2 Експериментальна установка

Установка для вимірювання подовження зразка при нагріванні включає нагрівач зразка і прилад для вимірювання малих переміщень (так званий „індикатор годинникового типу”). Електричну схему установки наведено на рис.1.2, вона включає власне нагрівач ЕК1 - потужний трубчастий емальований резистор,

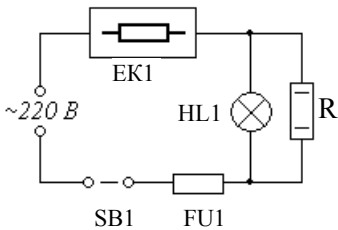


Рисунок 1.2 – Електрична схема установки

лампочку індикаторну HL1, зашунтовану резистором R, плавкий запобігач FU1 і кнопку вмикання-вимикання SB1. Нагрівач має захисний металевий кожух.

Індикатор малих переміщень закріплюється на кронштейн. Він може вимірювати малі переміщення в межах $0 \div 10$ мм, ціна однієї поділки – 10 мкм.

1.3 Порядок виконання лабораторної роботи

1.3.1 Взяти пробірки із комплекту приладдя установки й на $\frac{1}{2}$ об'єму заповнити водою кімнатної температури, в кожен пробірку опустити по одному досліджуваному стрижню (закругленим кінцем униз) і поставити пробірки у штатив.

1.3.2 Одну пробірку із стрижнем вставити у трубчастий нагрівач.

1.3.3 Визначити початкову температуру стрижня, вимірявши температуру води, в якій він перебуває.

1.3.4 У поворотному кронштейні установки закріпити індикатор малих переміщень так, щоб його рухомий шток упирався в ямку на верхньому торці стрижня.

1.3.5 Установку заземлити й підключити до мережі 220 В.

1.3.6 Записати початкове значення індикатора малих переміщень і включити нагрівач. При закипанні води швидко виключити нагрівач і записати показання індикатора.

1.3.7 Індикатор в поворотному кронштейні відвести вбік (на 90°), гарячу пробірку із стрижнем за допомогою сухої ганчірки або паперу переставити у штатив.

1.3.8 Визначити подовження стрижня, враховуючи, що ціна однієї поділки індикатора дорівнює 10 мкм.

1.3.9 Аналогічно вказаному в п.п.2÷8 визначити подовження інших стрижнів.

1.3.10 Щоб за результатами експериментів визначити середньоквадратичне відхилення TKL , вимірювання подовження одного із стрижнів при нагріванні повторити ще 3÷4 рази.

1.4 Пам'ятка з техніки безпеки

1.4.1 Напряга живлення приладу дорівнює 220 В (потенційна небезпека!).

1.4.2 Кожух приладу має бути заземленим.

1.4.3 Досліджуваний стрижень, пробірка з водою, корпус нагрівача і нижній кінець термометра можуть бути дуже гарячими: обережно!

1.4.4 У випадку виливання води із пробірки негайно відключити прилад від мережі і дуже обережно витерти мокрі місця.

1.5 Завдання до лабораторної роботи

Виміряти (декілька раз) подовження при нагріванні досліджуваних зразків, визначити їхні термічні коефіцієнти лінійного розширення, оцінити точність визначення TKL , матеріал досліджуваних зразків і клас їхньої нагрівостійкості.

1.6 Обробка результатів експерименту

Значення температурного коефіцієнта лінійного розширення α_l обчислюють за формулою:

$$\alpha_l = \frac{1}{l_0} \frac{\Delta l}{T_k - T_0},$$

де Δl – подовження зразка при нагріванні, мм;

l_0 – початкова довжина зразка ($l_0 = 160$ мм);

T_0 – початкова температура зразка (або води у пробірці);

T_k – кінцева температура зразка після нагрівання, °С.

Так визначають середнє значення α_l для всього температурного інтервалу від T_0 до T_k ; значення α_l для будь-якого конкретного зна-

чення температури, взятого між T_0 і T_k , може дещо відрізнятися від середнього.

Для більш точного визначення будь-якого параметра (в тому числі й α_l) вимірювання слід повторити декілька разів та знайти середньоарифметичне значення.

Точність визначення TK_l може бути охарактеризована за допомогою середньоквадратичного відхилення S , яке визначають за формулою:

$$S = \sqrt{\frac{\sum (\alpha_{li} - \bar{\alpha}_l)^2}{n - 1}}, \quad i = \overline{1 \dots n},$$

де n – кількість вимірювань.

1.7 Контрольні запитання

- 1 Перелічіть найбільш важливі теплові характеристики матеріалів.
- 2 Що розуміють під нагрівостійкістю? На які класи нагрівостійкості розділяються електроізоляційні матеріали?
- 3 За допомогою якого параметра можна кількісно охарактеризувати величину теплопровідності ?
- 4 Який фізичний сенс має температурний коефіцієнт лінійного розширення? Які властивості матеріалів оцінює d_l ?
- 5 Як залежить від температури α_l чистих металів?
- 6 В яких випадках слід враховувати d_l матеріалів?
- 7 Який з відомих матеріалів має найбільш низьке значення d_l ?
- 8 Які з матеріалів (органічні або неорганічні) мають великі значеннями d_l ?
- 9 Як співвідносяться між собою α_l кераміки, металів і органічних матеріалів?
- 10 Яка методика визначення d_l конкретного зразка ?
- 11 За якою формулою розраховується α_l матеріалу ?
- 12 Як оцінювалась точність визначення температурного коефіцієнта лінійного розширення?
- 13 α_l яких матеріалів Ви визначили? Що показало порівняння з табличними даними?

2 ЛАБОРАТОРНА РОБОТА №2 „ЕЛЕМЕНТИ ЗОННОЇ ТЕОРІЇ ТВЕРДОГО ТІЛА”

Мета роботи: 1) вивчити елементи зонної теорії твердих тіл; 2) визначити, на які властивості твердого тіла впливає ширина забороненої зони й зовнішні фактори.

2.1 Теоретичні відомості

Зонна теорія є основою сучасних уявлень про механізм різних фізичних явищ, що відбуваються в твердій кристалічній речовині при дії на неї електромагнітного поля. Зонна теорія твердого тіла – це теорія валентних електронів, що рухаються в періодичному потенціальному полі кристалічної ґратки.

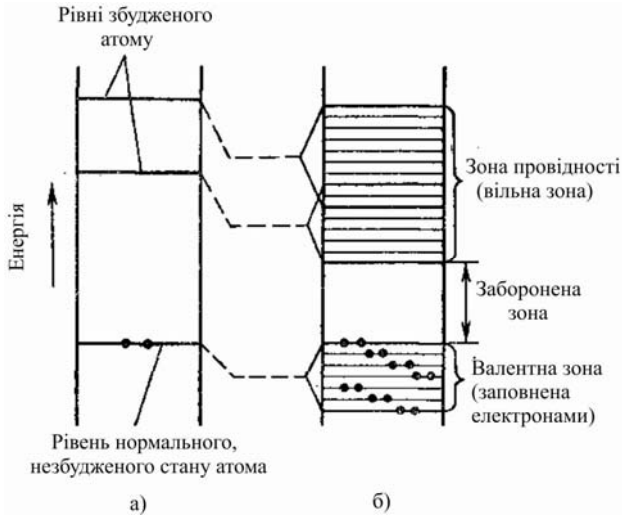
Ізольовані атоми мають дискретний енергетичний спектр, тобто електрони можуть займати лиш цілком визначені енергетичні рівні.

У нормальному, незбудженому, стані атома електрони займають найнижчі енергетичні рівні, а під дією зовнішнього енергетичного впливу атом може перейти у збуджений стан, і електрони можуть зайняти більш високі енергетичні рівні. Після припинення зовнішнього енергетичного впливу атом переходить у нормальний рівноважний стан, електрон виділяє надлишок енергії і переходить з високого енергетичного рівня на найнижчий незайнятий рівень.

На рис. 2.1 а схематично зображена енергетична діаграма ізольованого атома.

2.1.1 Обмінна взаємодія

Якщо речовина перебуває в газовій фазі, то окремі атоми достатньо віддалені один від одного, взаємодії між ними майже немає, й енергетичні рівні електронів залишаються без змін. При конденсації газоподібної речовини в рідину з подальшим утворенням кристалічної ґратки твердого тіла всі наявні в атомів даного типу електронні рівні (як заповнені електронами, так і незаповнені) дещо зміщуються внаслідок дії сусідніх атомів один на одного. Зокрема, притягування електронів одного атома ядром сусіднього атома знижує висоту потенціального бар'єра, що розділяє електрони у відокремлених атомах.



a – ізольованого атому;

б – неметалевого твердого тіла

Рисунок 2.1 – Схема розташування енергетичних рівнів

При достатньому зближенні атомів їх електронні оболонки перекриваються, що суттєво змінює характер руху електронів. Завдяки перекриттю оболонок електрони можуть без зміни енергії шляхом обмінного переходу від одного атома до другого, тобто можуть переміщуватися по кристалу. Обмінна взаємодія має чисто квантову природу. В цьому разі вже мова не йде про належність будь-якого електрона певному атому – кожен валентний електрон належить усім атомам кристалічної ґратки. Інакше кажучи, при перекриванні електронних оболонок відбувається усупільнення електронів.

2.1.2 Енергетичні зони

Внаслідок обмінної взаємодії енергетичні рівні ізольованого атома розщеплюються в енергетичні зони, як це показано для неметалічного твердого тіла на рис. 2.1,б. Дозволені енергетичні зони розділені забороненими інтервалами енергії. Ширина дозволених енергетичних зон не залежить від розмірів кристала, а визначається тільки природою атомів, які утворили тверде тіло, і симетрією кристалічної ґратки. Якщо через ΔE_A позначити енергію взаємодії між двома сусідніми атомами, тоді для кристалів з простою кубічною ґраткою (кожен атом

має 6 найближчих сусідів) розщеплення рівнів у зони дорівнюватиме $12 \cdot \Delta E_A$, для об'ємноцентрованої (у кожного атома 8 сусідів) - $16 \cdot \Delta E_A$, а для гранецентрованої ґратки (перша координаційна сфера складається з 12 атомів) розщеплення рівнів дорівнюватиме $24 \cdot \Delta E_A$.

Оскільки обмінна енергія ΔE_A залежить від ступеню перекриття електронних оболонок, то рівні енергії внутрішніх оболонок, які локалізовані ближче до ядра, розщеплюються менше, ніж рівні валентних електронів. Розщепленню в зону підлягають не тільки нормальні (стаціонарні), але й збуджені енергетичні рівні. Ширина дозволених зон, якщо підніматися вверх по енергетичній шкалі, збільшується, а величина енергетичних щілин відповідно зменшується.

Кожна зона складається із множини енергетичних рівнів. Очевидно, їх кількість визначається кількістю атомів, які утворюють тверде тіло, звідки витікає, що в кристалі кінцевих розмірів енергетична відстань між рівнями зворотно пропорційна кількості атомів у кристалі. Як відомо з експериментальних даних, енергетична протяжність зони валентних електронів не перевищує декількох одиниць електронвольт; у кристалі об'ємом 1 см^3 міститься $10^{22} \div 10^{23}$ атомів; звідси можна зробити висновок, що енергетична відстань між сусідніми рівнями дорівнює $10^{-22} \div 10^{-23}$ eВ, тобто енергетична зона характеризується квазінеперервним спектром. Достатньо мізерно малого енергетичного впливу, щоб визвати перехід електронів з одного рівня на інший, якщо там є вільні енергетичні стани.

2.1.3 Розподіл електронів

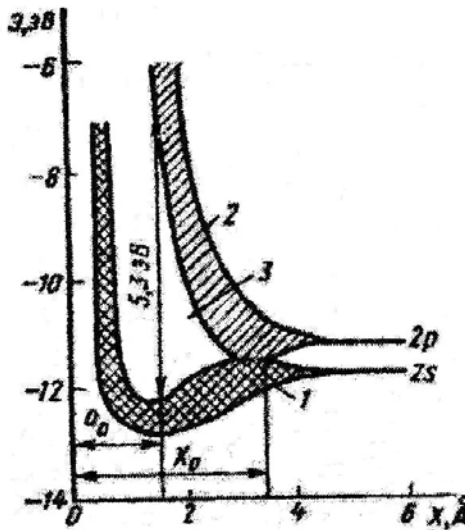
Згідно з принципом Паулі, на кожному енергетичному рівні може перебувати не більше двох електронів, причому з протилежним напрямом спінового магнітного моменту. Тому кількість електронних станів у зоні виявляється кінцевою і рівною кількості відповідних атомних станів. Кінцевою виявляється й кількість електронів, які заповнюють дану енергетичну зону, що відіграє важливу роль у формуванні енергетичного спектру кристала.

Подібно до енергетичних рівнів в ізольованих атомах енергетичні зони можуть бути повністю заповненими, частково заповненими і вільними, зокрема оскільки внутрішні оболонки в ізольованих атомах заповнені, то й відповідні їм зони також заповнені.

Саму верхню із заповнених електронами зон називають *валентною*, вона відповідає енергетичним рівням валентних електронів. Найближчу до неї вільну, незаповнену електронами зону називають зоною провідності. Взаємне положення цих двох зон визначає більшість процесів, які відбуваються в твердих тілах.

Для прикладу розглянемо енергетичну діаграму вуглецю.

На рис.2.2 показано схему утворення енергетичних зон при зближенні атомів для алмазу – однієї з модифікацій чистого вуглецю (як і германій і кремній, це – елемент IV групи таблиці елементів Д.І.Менделєєва).



1 – об'єднана валентна зона; 2 – об'єднана зона провідності; 3 – заборонена зона

Рисунок 2.2 – Схема утворення енергетичних зон при зближенні атомів Карбону

В ізольованих атомах вуглецю чотири валентних електрони розміщуються по два на рівнях 2s і 2p. При зближенні атомів рівні розщеплюються спочатку у відокремлені зони з місткістю 2 і 6 електронів. При подальшому зближенні до відстані x_0 утворюється одна об'єднана не повністю заповнена зона з місткістю 8 електронів на атом. Таке тверде тіло (наприклад, у вигляді графіту) добре проводить електричний струм. Нарешті, при зменшенні міжатомної відстані до a_0 - періоду ґратки алмазу, ця об'єднана зона розщеплюється на дві

зони, кожна з місткістю 4 електрони на атом; при цьому всі 4 валентних електрони вуглецю розміщуються в нижній зоні, заповнюючи її повністю. Оскільки верхня зона вільна, то в кристалі нема вільних електронів, і він є діелектриком з шириною забороненої зони 5,3 еВ.

Аналогічно відбувається процес утворення зон і в таких напівпровідниках, як германій і кремній, що мають ґратку типу алмазу. Різниця полягає лише в тому, що ширина забороненої зони в них значно менша (відповідно 0,67 і 1,12 еВ), ніж в алмазу.

2.1.4 Висновки зонної теорії

2.1.4.1 У металевих провідників валентна зона заповнена електронами повністю і впритул змикається або частково перекривається із зоною провідності.

У напівпровідників і діелектриків зона провідності й валентна зона розділені деяким енергетичним зазором, який називають забороненою зоною. Формально до напівпровідників відносять речовини з шириною забороненої зони менше 3 еВ. Речовини з більш широкою забороненою зоною (більше 3 еВ) відносять до діелектриків. У реальних діелектриків ширина забороненої зони може доходити до 10 еВ.

Різницю в положенні енергетичних зон у діелектриків, напівпровідників і металів показано на рис.2.3.

2.1.4.2 За температури, близької до абсолютного нуля, напівпровідники й діелектрики практично нічим не відрізняються між собою, але різуче відрізняються від металів.

Найбільше різниця між металами і неметалами проявляється при дії на них електричного поля.

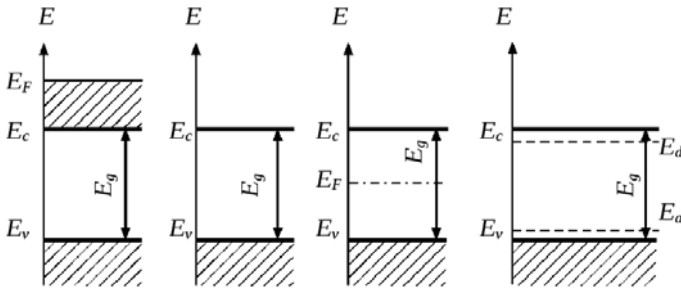


Рисунок 2.3 – Енергетична відмінність металів, діелектриків і напівпровідників і з точки зору зонної теорії

Електрони в металах, розганяючись під дією електричного поля, на довжині вільного пробігу в типових випадках можуть набирати додаткову енергію $10^{-8} \div 10^{-4}$ еВ, що значно перевищує різницю між сусідніми енергетичними рівнями ($\sim 10^{-22} \div 10^{-23}$ еВ). Це дає можливість електронам навіть при дії слабкого поля переходити на найближчі вільні енергетичні рівні, і тому метали є хорошими провідниками електричного струму.

У напівпровідниках і діелектриках за температури 0 K всі електрони перебувають у валентній зоні, а зона провідності, відділена забороненою зоною, абсолютно вільна. Електрони повністю заповненої зони не можуть приймати участь у створенні електричного струму. Щоб з'явилась електропровідність потрібно частину електронів перевести з валентної зони в зону провідності. Оскільки енергії електричного поля для цього недостатньо, то потрібна більш сильна енергетична дія, наприклад, нагрівання твердого тіла.

Середня кінетична енергія теплових коливань атомів у кристалічній ґратці дорівнює $(3/2) \cdot k \cdot T$, за кімнатної температури це приблизно 0,04 еВ, що в загальному випадку значно менше ширини забороненої зони ΔE_g ; але слід мати на увазі, що тепла енергія розподіляється нерівномірно, і в кожний момент часу є невеличка кількість атомів, у яких амплітуда й енергія теплових коливань значно перевищують середнє значення. У процесі теплових коливань атоми взаємодіють не тільки один з одним, але й із електронами, передаючи їм частину теплової енергії. Саме за рахунок таких теплових флуктуацій деякі з електронів можуть перейти з валентної зони в зону провідності. Очевидно, чим вище температура і вужче заборонена зона, тим вище інтенсивність між зонних переходів. При цьому слід врахувати, що у діелектриків заборонена зона може бути настільки широка, що електронна провідність буде зовсім мізерною.

2.1.4.3 При кожному акті збудження й переході електронів у зону провідності з'являються енергетичні вакансії в розподілі електронів валентної зони, які, на пропозицію Френзеля, назвали *дірками*. За наявності дірок електрони валентної зони можуть здійснювати естафетні переходи з рівня на рівень. В зовнішньому електричному полі дірка рухається протилежно руху електрона, тобто веде себе як деякий позитивний заряд з від'ємною ефективною масою. Отже, дірки забезпечують участь валентних електронів у процесі електропровідності.

2.1.4.4 Процес переходу електронів із нормального у вільний стан супроводжується і зворотним явищем, тобто поверненням електронів у нормальний стан. В результаті цього в речовині за будь-якої температури настає динамічна рівновага, тобто кількість електронів, які переходять у вільну зону, дорівнює кількості електронів, які повертаються в нормальний стан. З підвищенням температури кількість вільних електронів у напівпровіднику зростає. А при зниженні температури до 0 К – зменшується аж до нуля.

2.1.4.5 Ширина забороненої зони дещо змінюється при зміні температури. Цьому є дві основні причини: зміна амплітуди теплових коливань атомів ґратки та внаслідок зміни міжатомних відстаней. При збільшенні температури зростає амплітуда теплових коливань атомів, збільшується ступінь їх взаємодії та ступінь розщеплення енергетичних рівнів; тому дозволені зони стають *ширшими*, а заборонені - *вужчими*.

2.1.4.6 Енергію, яка потрібна для переходу електрона у вільний стан або для утворення дірки, можуть дати не тільки тепловий рух, але й інші джерела енергії, наприклад, поглинута матеріалом енергія світла, прискорених електронів чи ядерних частинок, енергія електричного чи магнітного поля, механічна енергія і т.п. Збільшення ж кількості вільних електронів чи дірок внаслідок дії будь-якого виду енергії сприяє підвищенню електропровідності, збільшенню струму, появі електрорушійних сил.

2.1.4.7 Електричні властивості визначаються умовами взаємодії і відстанню між атомами речовини й не є неодмінною властивістю даного атома; наприклад, вуглець у вигляді алмазу є діелектриком, а у вигляді графіту – має велику провідність.

2.1.4.8 У неметалах домішки й точкові дефекти, які порушують строгу періодичність структури, створюють особливі енергетичні рівні, що розміщуються в забороненій зоні ідеального кристала і можуть суттєво змінювати концентрацію вільних електронів та дірок, тим самим змінювати електропровідність.

2.1.4.9 Отже, електричні властивості всіх твердих тіл теоретично визначаються з єдиної точки зору: енергія збудження носіїв заряду чи енергія активації електропровідності дорівнює нулю у металів і зростає в ряду напівпровідників, які при збільшенні цієї енергії умовно переходять у ряд діелектриків; метали з високою провідністю і діелектрики з високими ізолюючими властивостями є крайніми членами

того неперервного ряду, в якому можна розмістити всі тверді тіла за цією ознакою.

2.1.4.10 Розподіл твердих тіл на напівпровідники і діелектрики має значною мірою умовний характер: в міру того, як матеріали з шириною забороненої зони 3 eВ все частіше використовують як широкозонні напівпровідники, розподіл неметалів на напівпровідники й діелектрики поступово втрачає свій початковий зміст.

2.2 Завдання

2.2.1 Вивчити елементи зонної теорії твердих тіл.

2.2.2 Визначити, на які властивості твердого тіла впливає ширина забороненої зони, а також температура, електричне поле, дефектність структури.

2.3 Контрольні запитання

- 1 Який енергетичний спектр мають ізольовані атоми?
- 2 Чому при утворенні твердого тіла енергетичні рівні атомів розщеплюються в енергетичні зони?
- 3 Від чого залежить ширина дозволеної зони й число енергетичних рівнів у ній?
- 4 Чим відрізняються зонні структури металу, напівпровідника й діелектрика?
- 5 Як можна перевести електрони з валентної зони в зону провідності?
- 6 Як впливає температура на ступінь заповнення зон?
- 7 На що впливають домішки й точкові дефекти у твердих тілах?
- 8 Наведіть приклади використання в техніці металів, напівпровідників і діелектриків.

3 ЛАБОРАТОРНА РОБОТА №3 „ПИТОМА ЕЛЕКТРОПРОВІДНІСТЬ МЕТАЛІВ І ЗАЛЕЖНІСТЬ ПИТОМОГО ОПОРУ ВІД ТЕМПЕРАТУРИ”

Мета роботи: вивчити фізичні процеси в металі, які зумовлюють його електропровідність, та експериментально дослідити залежність питомої провідності від температури.

3.1 Теоретичні відомості

До металів відносять пластичні речовини з характерним для них блиском, які добре проводять електричний струм і теплоту. Метали широко використовують в електронній техніці для виготовлення інтегрованих схем, діодів, транзисторів, тиристорів й інших напівпровідникових приладів.

Механізм проходження струму в металах як у твердому, так і в рідкому стані зумовлений рухом вільних електронів, тому *метали називають провідниками з електронною провідністю або провідниками першого роду* (на відміну від електролітів – провідників другого роду).

3.1.1 Фізична природа електропровідності металів

3.1.1.1 Класична електронна теорія

В основі класичної електронної теорії металів, яку розвинули Друде й Лоренц, лежить уявлення про те, що колектив вільних електронів металу може розглядатися як електронний газ, що дає можливість для простоти наділити його властивостями ідеального газу і скористатися законами класичної статистики.

Як відомо, густина струму в провіднику визначається виразом:

$$j = qn\bar{v}, \quad (3.1)$$

де \bar{v} – середня швидкість направленого руху носіїв заряду (швидкість дрейфу);

n – концентрація вільних електронів;

q – заряд електрона.

Визначимо, чому дорівнюють концентрація й швидкість руху носіїв заряду. Якщо вважати, що всі атоми в металі йонізовані одно-

кратно, то концентрація n вільних електронів дорівнює кількості (N) атомів в 1 см^3 металу. Для всіх твердих тіл N має порядок 10^{22} см^{-3} . Значення N може бути визначене із співвідношення

$$\frac{N}{N_0} = \frac{d}{A},$$

де N_0 – число Авогадро (кількість атомів у 1 моль металу або іншої речовини);

d – густина металу (вага металу об'ємом 1 см^3), $\text{г}/\text{см}^3$;

A – атомна маса металу (маса 1 моль металу), $\text{г}/\text{моль}$;

N – кількість атомів у 1 см^3 металу.

Середню дрейфову швидкість електрона можна знайти, використовуючи формули для рівномірно прискореного руху під дією сили F на шляху вільного пробігу до зіткнення з атомом (йоном) кристалічної ґратки:

$$\bar{v} = \frac{v_0 + v_k}{2}; \quad (3.2)$$

$$v_k = a\tau_0; \quad (3.3)$$

$$a = \frac{F}{m_0}; \quad (3.4)$$

$$F = q\mathcal{E} \quad (3.5)$$

$$\tau = \bar{l} / \bar{u}, \quad (3.6)$$

де v_0 – початкова швидкість електрона на шляху вільного пробігу для більшості електронів після зіткнення під час попереднього пробігу $v_0 = 0$;

v_k – кінцева швидкість, до якої встигає розігнатись електрон на шляху вільного пробігу, $\text{м}/\text{с}$;

a – прискорення, $\text{м}/\text{с}^2$;

F – сила, Н ;

m_0 – маса електрона ($m_0 = 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ кг}$);

\mathcal{E} – напруженість електричного поля;

τ – час вільного пробігу, с ;

\bar{u} – середня швидкість хаотичного теплового руху. Згідно з атомно-кінетичною теорією ідеальних газів середня швидкість пропорційна температурі T_i може бути визначена з рівняння:

$$\frac{m_0 \bar{u}^2}{2} = \frac{3}{2} kT \quad . \quad (3.7)$$

За температури 300 К середня швидкість $\bar{u} \sim 10^5$ м/с, а $\bar{v} \ll \bar{u}$. Підставивши рівняння (3.2) і (3.7) у (3.1), отримаємо:

$$j = \frac{q^2 n \bar{l}}{2m_0 \bar{u}} \mathcal{E} = \gamma \mathcal{E} \quad , \quad (3.8)$$

тобто густина струму пропорційна напруженості електричного поля, а це і є аналітичний вираз закону Ома.

Ми розглянули рух лише одного електрона, а якщо врахувати дію електричного поля на всю сукупність вільних електронів, в яких сумарний імпульс змінюється як під дією поля, так і під дією співударів із вузлами кристалічної ґратки, то середня дрейфова швидкість виявляється вдвічі більшою.

Отже, вираз для питомої провідності металу приймає вигляд:

$$\gamma = \frac{q^2 n \bar{l}}{m_0 \bar{u}} \quad (3.9)$$

3.1.1.2 Закон Відемана-Франца.

Експериментальний закон *Відемана-Франца* встановлює зв'язок між провідністю і теплопровідністю металу. Електрони в металі переносять не тільки електричний заряд, але й вирівнюють у ньому температуру.

Завдяки високій концентрації вільних електронів електронна теплопровідність домінує над іншими механізмами перенесення теплоти. Відповідно до атомно-кінетичної теорії ідеального газу електронна теплопровідність λ_m може бути записана у вигляді:

$$\lambda_m = \frac{1}{2} k n \bar{u} \bar{l} \quad . \quad (3.10)$$

Розділивши вираз (3.10) на питому електропровідність, знайдену із (3.8), і враховуючи (3.7), отримаємо

$$\frac{\lambda_m}{\gamma} = 3 \frac{k^2}{q^2} T = L_0 T, \quad (3.11)$$

тобто відношення питомої теплопровідності до питомої електропровідності металу при даній температурі є величина постійна, яка не залежить від природи провідника. Звідси, зокрема, витікає, що метали, які добре проводять електричний струм, є також і гарними провідниками теплоти.

Константа $L_0 = 3k^2/q^2$ отримала назву числа Лоренця. Більш строгий аналіз на базі квантової статистики електронів замість коефіцієнта 3 дає значення $\pi^2/3$, яке на 9,66% більше від 3:

$$L_0 = \frac{\lambda_m}{\gamma T} = \frac{\pi^2}{3} (k/e)^2 = 2,45 \cdot 10^{-8} \text{ В}^2/\text{К}^2, \quad (3.12)$$

що добре узгоджується з експериментом.

3.1.1.3 Деякі протиріччя між класичною теорією й експериментом

Класична електронна теорія металів змогла пояснити значний обсяг експериментальних даних, але в деяких питаннях її висновки не узгоджуються з експериментами, зокрема, класична теорія не змогла пояснити причину низької теплоємності електронного газу.

За законом Дюлонга–Пті молярна теплоємність кристалічної ґратки будь-якого твердого тіла (системи гармонійних осциляторів) дорівнює $3R$ (R – універсальна газова стала). Цей закон виконується для твердих тіл при високій температурі.

Згідно ж із класичною теорією, поглинати енергію при нагріванні мають не тільки атоми-осцилятори, але й вільні електрони; отже, теплоємність металу має на $(3/2)R$ перевищувати теплоємність кристалічних діелектриків, що вступає в протиріччя з експериментом.

3.1.1.4 Квантова статистика електронів у метали

Вищезгадані протиріччя пододала квантова теорія металів, основи якої розробили радянський учений Я.І. Френкель і німецький фізик Зоммерфельд.

Основні недоліки класичної теорії зумовлені тим, що вона спирається на закони класичної статистики – статистики Максвелла-

Больцмана, за якою розподіл електронів по енергетичним станам описується такою експоненційною функцією:

$$f_{M-B}(E) = A \exp(-E/kT). \quad (3.13)$$

При цьому в кожному енергетичному стані може знаходитись будь-яка кількість електронів, а при температурі 0 К енергія всіх електронів має дорівнювати нулю.

Квантова статистика базується на принципі Паулі, за яким в кожному енергетичному стані може перебувати тільки один електрон. Навіть за температури абсолютного нуля кількість електронів на кожному енергетичному рівні не може перевищувати двох. І якщо загальна кількість електронів у кристалі дорівнює n , то при 0 К вони займуть $n/2$ найбільш низьких енергетичних рівнів.

У квантовій теорії ймовірність заповнення енергетичних рівнів електронами визначається функцією Фермі:

$$f_{\Phi}(E) = \frac{1}{\exp\left(\frac{E - E_F}{kT}\right) + 1}, \quad (3.14)$$

де E_F – характеристична енергія, яку називають енергією Фермі або рівнем Фермі; для металів, як правило, $E_F = 3 \div 15$ еВ;

E – енергія будь-якого рівня нижче або вище E_F .

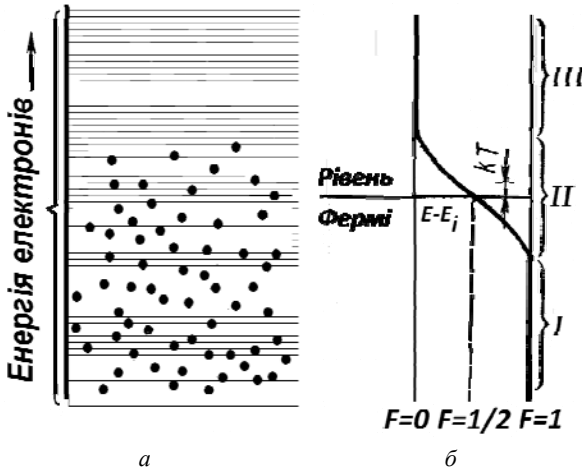
Функцію Фермі частіше називають *функцією Фермі-Дірака*, оскільки в 1926 році 25-річний Фермі вивів цю формулу, і в тому ж році 24-річний Дірак пояснив її квантовомеханічний зміст.

Графік функції Фермі-Дірака наведено на рис.3.1.

Із формули (3.14) та з рис.3.1 видно, що за температури абсолютного нуля всі енергетичні рівні, для яких $E > E_F$, вільні (ймовірність заповнення дорівнює нулю). Якщо збільшити температуру металу, то частина електронів з верхніх заповнених рівнів поблизу E_F перейде на більш високі енергетичні рівні, оскільки електрони отримають додаткову енергію, середнє значення якої дорівнює $3/2 kT$ (для $T=300$ К $kT=0,026$ еВ), що й показано на рис.3.1 в області II.

Те, що при нагріванні середня енергія електронів збільшується лише на декілька сотих часток електрон-вольта, і пояснює той факт, що теплоємність електронного газу виявилась у $50 \div 70$ разів меншою, ніж витікає з класичної статистики.

Системи мікрочастинок, поведінку яких описує статистика Фермі-Дірака, називають виродженими. Середня енергія електронного газу в стані виродження практично не залежить від температури.



I – рівні, які майже заповнені; II – інтервал розмивання;
III – рівні, які майже повністю вільні

Рисунок 3.1 – Розподіл електронів у частково заповненій зоні (а) і функція ймовірності заповнення електронами рівнів (б)

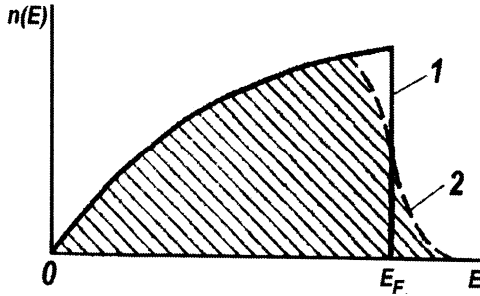
3.1.1.5 Електропровідність металу й густина струму

Внаслідок виродження в процесі електропровідності можуть брати участь не всі вільні електрони, а тільки невелика частка електронів, що мають енергію, близьку до енергії Фермі. Тільки ці електрони можуть змінити свій стан під дією поля.

На рис.3.2 зображено розподіл електронів у металі за величиною енергії з урахуванням того, що густина енергетичних станів поблизу країв зон зростає пропорційно $E^{1/2}$, а на рис.3.3 показано графік функції розподілу електронів за величиною швидкості; останній графік є похідним від попереднього. Із нього видно, що за відсутності електричного поля розподіл симетричний (хаотичний рух електронів – суцільна лінія), а під дією поля (пунктир) збільшується кількість швидких електронів, які рухаються проти поля, і зменшується кількість швидких електронів, які рухаються в протилежному напрямку. Стріл-

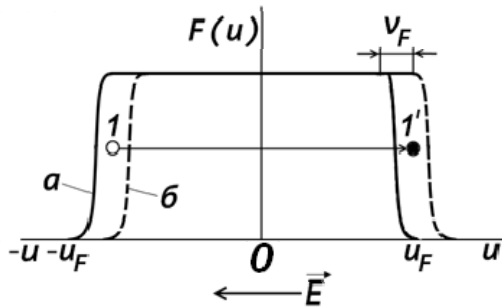
ка 1–1' на рис.3.3 вказує напрям переміщення діапазону швидкостей електронів.

Під дією поля вся сукупність вільних електронів (і швидких і повільних) з концентрацією n набуває додаткової швидкості направленої руху, яка дорівнює v_F .



1 – $T = 0 K$; 2 – $T \neq 0 K$

Рисунок 3.2 – Розподіл електронів за енергіями у металі



а – електричного поля немає; б – під дією поля

Рисунок 3.3 – Розподіл електронів у металі за швидкостями

Тоді формула (3.1) для густини струму матиме вигляд:

$$j = qn v_F. \quad (3.15)$$

Врахуємо, що (див. формули (3.3)÷(3.6))

$$v_F = a \tau_F,$$

$$a = \frac{F}{m_n^*},$$

$$F = q\mathcal{E},$$

$$\tau_F = \frac{l}{u_F}, \quad (3.16)$$

де a – прискорення, м/с²;

F – сила, що діє на електрон, Н;

m_n^* – ефективна маса електрона, кг;

\mathcal{E} – напруженість електричного поля, В/м;

u_F – теплова швидкість швидких електронів, енергія яких близька до E_F .

Отже, формулу (3.15) для густини струму запишемо у вигляді:

$$j = \frac{q^2 n \bar{l}}{m_n^* u_F} E = \gamma E, \quad (3.17)$$

$$\text{де } \gamma = \frac{q^2 n \bar{l}}{m_n^* u_F}.$$

У цій формулі $m_n^* u_F$ можна виразити через енергію Фермі E_F за допомогою формули

$$\frac{m_n^* u_F^2}{2} = E_F, \quad (3.18)$$

а енергію Фермі можна виразити через концентрацію електронів у металі; за температури 0 К, якщо взяти інтеграл по всім заповненим енергетичним станам, то концентрація електронів дорівнюватиме:

$$n = \int_0^{E_F} N(E) F(E) dE = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{2m_n^*}{h^2} \right)^{3/2} E_F^{3/2}. \quad (3.19)$$

За більш високих температур концентрація електронів зміниться дуже мало – тільки за рахунок теплового розширення металу.

Тоді остаточна формула для питомої електропровідності металу прийме вигляд:

$$\gamma = \frac{q^2 n^{2/3} \bar{l}}{h} \left(\frac{8\pi}{3} \right)^{1/3}. \quad (3.20)$$

3.1.2 Температурна залежність питомого опору металевих провідників

Як відомо з фізики, елементарним частинкам (у тому числі й електронам) властивий корпускулярно-хвильовий дуалізм. Тому рух вільних електронів у металі можна розглядати як поширення плоских електронних хвиль, довжина яких визначається співвідношенням де Бройля

$$\lambda = h/(m_0u) = h/\sqrt{2m_0E}. \quad (3.21)$$

Така плоска електронна хвиля в строго періодичному потенціальному полі поширюється без розсіювання енергії (без затухання), тобто ідеальна кристалічна ґратка твердого тіла не розсіює потік електронів. Значить, в ідеальному кристалі довжина вільного пробігу електронів дорівнює нескінченності, а опір електричному струму дорівнює нулю. Експерименти показують, що при наближенні температури до абсолютного нуля опір чистих відпалених металів також прямує до нуля.

Властивість електрона вільно рухатися в ідеальній кристалічній ґратці не має аналога в класичній механіці.

Розсіювання, яке спричинює опір, виникає у разі наявності в ґратці різного виду порушень її правильної будови. Дефекти структури можуть бути динамічними й статистичними, атомними (точковими) й протяжними.

Із фізики відомо, що ефективне розсіювання хвиль має місце тоді, коли розмір розсіюючих центрів (дефектів) перевищує $\lambda/4$. У металів енергія електронів провідності дорівнює $3\div 15$ eV; цій енергії відповідає довжина хвилі $3\div 7$ Å (див. формулу (3.20)). Тому будь-які мікронеоднорідності структури протидіють поширенню електронних хвиль і викликають зростання питомого опору матеріалу.

У чистих металів досконалої структури є тільки одна причина, що обмежує довжину вільного пробігу електронів: це теплові коливання атомів у вузлах кристалічної ґратки. Цілком очевидно, що з ростом температури збільшуються амплітуди теплових коливань атомів і зумовлені цим флуктуації періодичного поля ґратки, а отже, посилюється розсіювання електронів і збільшується питомий опір.

Позначимо електричний опір металу, зумовлений тепловим фактором, через ρ_T .

Наступна спрощена модель дає можливість якісно визначити характер температурної залежності $\bar{l}_T = f(T)$, а значить – і залежності $\rho_T = f(T)$. Інтенсивність розсіювання електронів прямо пропорційна поперечному перерізу сферичного об'єму, який займає атом, що коливається: площа поперечного перерізу, в грубому наближенні, пропорційна квадрату амплітуди теплових коливань Δa ; концентрація атомів дорівнює N . Отже, довжина вільного пробігу електронів дорівнює

$$\bar{l}_T = \frac{1}{N} \cdot \frac{1}{\pi(\Delta a)^2}. \quad (3.22)$$

Амплітуду теплових коливань Δa визначимо із наступних формул.

Потенціальна енергія атома, яку створює пружна сила при його відхиленні на Δa від положення рівноваги, дорівнює

$$E_{\text{пот}} = \frac{1}{2} F_{\text{пр}} \cdot \Delta a. \quad (3.23)$$

Згідно з класичною статистикою середня енергія одномірного гармонійного осцилятора (атома, що коливається) дорівнює kT :

$$E_{\text{пот}} = kT. \quad (3.24)$$

Пружна сила дорівнює (згідно із законом Гука):

$$F_{\text{пр}} = k_{\text{пр}} \cdot \Delta a. \quad (3.25)$$

Із формул (3.23)÷(3.25) отримуємо важливе співвідношення:

$$\Delta a = \sqrt{2kT/k_{\text{пр}}}, \quad (3.26)$$

тобто *амплітуда теплових коливань атомів пропорційна кореню квадратному із абсолютної температури.*

Замість Δa підставимо його значення у формулу (3.22) і отримаємо:

$$\bar{l}_T = \frac{k_{\text{пр}}}{2\pi Nk} \cdot \frac{1}{T}, \quad (3.27)$$

тобто довжина вільного пробігу \bar{l}_T зворотно пропорційна температурі T (крім області низьких температур).

У таблиці 3.1 наведено значення довжини вільного пробігу електронів для ряду металів при температурі 0°C .

Але співвідношення (3.27) не виконується при низьких температурах – нижче температури Дебая Θ_D , яка визначає максимальну частоту теплових коливань, які можуть збуджуватися в кристалі:

$$\Theta_D = h \nu_{\max} / k. \quad (3.28)$$

Температура Дебая залежить від сил зв'язку між вузлами кристалічної ґратки і є важливим параметром твердого тіла.

Таблиця 3.1 – Середня довжина вільного пробігу електронів при 0°C для ряду металів (\bar{l}_T , нм)

Метал	\bar{l}_T , нм	Метал	\bar{l}_T , нм
Li	11,0	Cu	42,0
Na	35,0	Ag	57,0
K	37,0	Au	41,0
Ni	13,3	Fe	22,0

Якщо вираз (3.27) підставити у (3.17), то легко можна дійти висновку, що при $T > \Theta_D$ питомий опір металів змінюється пропорційно температурі T :

$$\rho_T = \frac{1}{\gamma} = \frac{2\pi n_n^* k u_F}{q^2 K_{np}} E = BT. \quad (3.29)$$

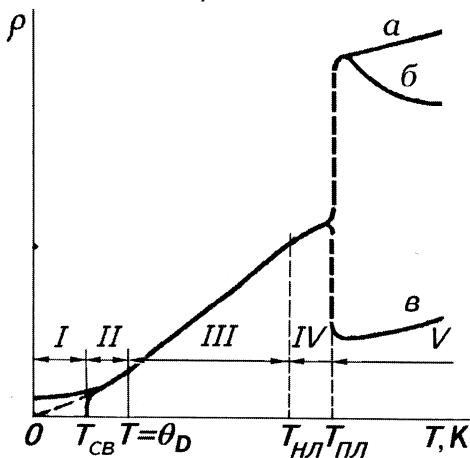
Як показує експеримент (рис.3.4), лінійна апроксимація температурної залежності $\rho_T = f(T)$ справедлива від температур порядку $(2/3)\Theta$ (II область), де помилка не перевищує 10%, і майже до температури топлення $T_{\text{топл}}$ (IV область). Враховуючи, що температура Дебая для більшості металів не перевищує 400÷450 К, лінійне наближення можна вважати справедливим при кімнатній температурі і вище.

У I області (температура від 0 до 20 К) більшість чистих металів і величезна кількість сплавів стають надпровідними ($\rho_T \rightarrow 0$). У II області опір також дуже низький; характер залежності $\rho_T = f(T)$ змінюється: на межі з областю надпровідності $\rho \sim T^5$ (закон Блоха-Грюнайзена), при підвищенні температури нелінійність швидко зменшується до $\rho \sim T^1$ при $T = \Theta_D$. Вище температури топлення $T_{\text{топл}}$ питомий опір ρ_T більшості металів стрибком зростає. Але в деяких мета-

лів із складною кристалічною структурою, подібних до вісмуту й галію, ρ_T падає.

Температурним коефіцієнтом питомого опору α_ρ називають відносну зміну питомого опору при зміні температури на один градус:

$$\alpha_\rho = \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dT}. \quad (3.30)$$



$a, б, в$ – ординати зміни питомого опору для різних розплавлених металів

Рисунок 3.4 – Залежність питомого опору металевого провідника від температури в широкому діапазоні температур

В області лінійної залежності $\rho(T)$ справедливим є вираз:

$$\rho = \rho_0 [1 + \alpha_\rho (T - T_0)], \quad (3.31)$$

де ρ_0 і α_ρ - питомий опір і температурний коефіцієнт питомого опору при температурі T_0 .

Із формул (3.29) і (3.30) витікає, що значення α_ρ чистих металів має бути близьким до $1/T$.

Згідно з експериментальними даними, більшість металів за кімнатної температури мають $\alpha_\rho \approx 0,004 \text{ K}^{-1}$.

На практиці при вимірюванні α_ρ часто буває корисна наступна формула:

$$\alpha_{\rho} = \alpha_R + \alpha_l, \quad (3.32)$$

де α_R - температурний коефіцієнт опору зразка;

α_l - температурний коефіцієнт лінійного розширення матеріалу.

У чистих металів $\alpha_R \gg \alpha_l$. У таблиці 3.2 для деяких чистих металів наведено їх основні фізичні властивості.

Таблиця 3.2 – Основні фізичні властивості деяких чистих металів при 20 °С

Метал	Густина, Мг/м ³	Темпера- тура плавлення, °С	Питомий опір, мкОм/см	Температурний коефіцієнт питомого опору, 10 ⁻³ К ⁻¹	Температурний коефіцієнт лі- нійного розши- рення, 10 ⁻⁵ К ⁻¹
Алюміній	2,7	660	0,0265	4,1	21,0
Вісмут	9,80	271	1,16	4,2	13,3
Вольфрам	19,3	3400	0,055	5,0	4,1
Галій	5,92	30	0,136	3,9	18,1
Залізо	7,87	1540	0,097	6,25	10,7
Золото	9,30	1063	0,0225	3,96	14,0
Індій	7,30	156	0,090	4,9	28,4
Мідь	8,92	1083	0,0168	4,33	16,6
Нікель	8,96	1453	0,068	6,7	13,2

3.2 Вплив домішок та інших дефектів на питомий опір металів

Розсіювання електронів у металі має місце не тільки на теплових коливаннях вузлів кристалічної ґратки, а й на статичних дефектах структури, які також порушують періодичність потенціального поля кристала, причому розсіювання на статичних дефектах структури не залежить від температури. Тому з наближенням температури до абсолютного нуля затухають теплові коливання атомів і виключаються все нові частоти коливань, опір реальних металів прямує до деякого постійного значення, яке називають *остаточним опором*. Звідси витікає *правило Маттіссена* про адитивність питомого опору:

$$\rho = \rho_T + \rho_{ост}, \quad (3.33)$$

тобто повний опір металу є сумою опору, зумовленого розсіюванням електронів на теплових коливаннях вузлів кристалічної ґратки і остаточного опору, зумовленого розсіюванням електронів на статичних дефектах структури.

Винятком із цього правила є надпровідні метали, у яких нижче деякої критичної температури опір зникає.

Найбільш суттєвий внесок в остаточний опір дає розсіювання на домішках, які є завжди в реальному провіднику у вигляді забруднень, або у вигляді легуючого елемента. Будь-яка домішкова добавка підвищує ρ , навіть якщо вона має підвищену провідність порівняно з основним металом. Так, уведення в мідний провідник 0,01 ат.частки домішки срібла викликає збільшення питомого опору міді на 10%. Експериментально встановлено, що при малій кількості домішок питомий опір зростає пропорційно концентрації домішкових атомів.

3.3 Електричні властивості металевих сплавів

У техніці широко використовуються металеві сплави із структурою *невпорядкованого твердого розчину*. При утворенні твердого розчину зберігається кристалічна ґратка металу-розчинника. Змінюється лише її період. Багато металів, які мають однаковий тип кристалічної структури, змішуються в будь-яких пропорціях, тобто утворюють неперервний ряд твердих розчинів, але є немало металевих систем, компоненти яких мають обмежену взаємну розчинність або взагалі не розчинюються в твердій фазі.

Повний опір сплаву, як і металу, можна виразити як суму:

$$\rho_{спл} = \rho_T + \rho_{зал} \quad (3.34)$$

де ρ_T - опір, зумовлений розсіюванням електронів на теплових коливаннях кристалічної ґратки;

$\rho_{зал}$ - додатковий (залишковий) опір, зумовлений розсіюванням електронів на неоднорідностях структури сплаву.

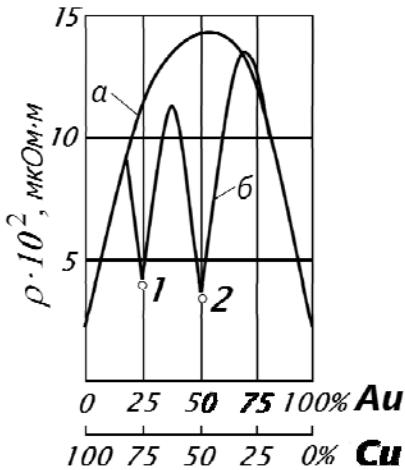
У випадку твердих розчинів $\rho_{зал}$ може в багато разів перевищувати теплову складову ρ_T .

У багатьох двокомпонентних металів і сплавів $\rho_{зал}$ змінюється в залежності від складу згідно із *законом Нордгейма*:

$$\rho_{зал} = Cx_Ax_B = Cx_B(1 - x_B), \quad (3.35)$$

де C - константа, яка залежить від природи сплаву;
 x_A , x_B - атомні частки компонентів у сплаві.

При $x_A = x_B = 0,5$ значення $\rho_{зал}$ буде максимальним (див.рис.3.5, крива а).



а – для непорядкованих сплавів (після закалювання); б – для впорядкованих сплавів (після відпалювання); 1 – відповідає сплаву Cu_3Au ; 2 - $CuAu$

Рисунок 3.5 – Залежність питомого опору від складу сплавів Au-Cu:

Закон Нордгейма є справедливим, якщо до складу сплаву не входять перехідні або рідкоземельні елементи і при зміні складу не відбуваються фазові переходи.

Деякі сплави можуть утворювати *впорядковані структури*, якщо при їх виготовленні дотримуватися певних пропорцій між компонентами. Тоді опір сплаву змінюється в залежності від його складу так, як показує крива б на рис.3.5.

Чим більше питомий опір сплаву, тим меншим є його α_p , оскільки в твердих розчинах $\rho_{зал}$, як правило, суттєво перевищує ρ_T і не залежить від температури.

Внаслідок цього α_p сплаву може бути значно нижчим, ніж α_p чистого металу, а в деяких сплавах при певних співвідношеннях компонентів α_p може стати навіть від'ємним.

3.4 Приклади використання металів і сплавів у мікроелектроніці та деяких інших галузях техніки

Метали з високою електропровідністю

Найпоширенішими металами цієї групи є мідь та алюміній.

Мідь використовують для виготовлення печатних плат, корпусів напівпровідникових приладів, тонкоплівкових провідників в інтегрованих схемах, хвилеводів, резонаторів, деталей магнетронів, клістронов, анодів потужних генераторних ламп НВЧ діапазону, а також для виготовлення проводів, кабелів, обмоток трансформаторів і електричних машин.

Алюміній широко використовують в мікроелектроніці у вигляді тонкоплівкових провідників для комутації елементів інтегрованих схем (ІС), для виготовлення тонкоплівкових конденсаторів і корпусів ІС, в електротехніці – для виготовлення проводів, конденсаторів і т.п.

Тугоплавкі метали та їх сплави

Найбільш тугоплавким є вольфрам. Він іде на виготовлення «ниток» розжарення в освітлювальних лампах та ряду конструктивних елементів в електровакуумних приладах, на виготовлення нагрівачів для вакуумних установок нанесення тонких плівок та для термічно узгоджених спаїв із тугоплавким склом (вольфрам має найменший ТКЛР із усіх чистих металів).

І вольфрам, й інші тугоплавкі метали, крім платини і хрому, при нагріванні на повітрі до високих температур дуже інтенсивно окислюються з утворенням летючих сполук; тому за таких умов їм потрібне інертне середовище або вакуум.

Молібден за своїми властивостями схожий на вольфрам; відрізняється кращою пластичністю й найменшим серед усіх тугоплавких металів питомим опором.

Тантал широко використовують у вакуумній технології для виготовлення нагрівачів, тонко плівкових резисторів і конденсаторів.

Ніобій відрізняється високою газо поглинаючою здатністю при температурах 400÷900 °С, тому в електровакуумних приладах з ніобію роблять розжарювані катоди потужних генераторних ламп.

Хром – дуже поширений в земній корі матеріал, використовується як складова великої кількості сплавів для нагрівальних приладів, термопар, сталей, магнітних матеріалів, а також в якості підшарка в мікросхемах та в якості захисного покриття (має високу стійкість до окислення).

Реній і його сплави з вольфрамом дозволяють створювати термопари для вимірювання температур до 2500÷2800 °С у вакуумі, водневому або інертному середовищі.

Широко використовуються й інші сплави тугоплавких металів.

Метали з середнім значенням температури плавлення

Залізо використовують для виготовлення корпусів електровакуумних і напівпровідникових приладів, які працюють при температурах до 500 °С.

Нікель використовують в електровакуумній техніці та як захисне й декоративне покриття для корпусів із заліза.

Сплави із заліза, нікелю й кобальту мають маленький ТКЛР, який добре узгоджується з ТКЛР скла.

Сплави для паяння (лютування)

Паяння (лютування) проводять з метою утворення якісного електричного і/або механічного контакту між двома провідниками чи більш масивними тілами. Для цього використовують олов'яно-свинцеві сплави (м'які припої з температурою плавлення до 300 °С) та мідно-цинкові сплави або сплави на основі срібла (тверді припої з температурою плавлення більше 300 °С).

Сплави високого опору

До сплавів високого опору відносять такі, в яких $\rho \geq 0,3$ мкОм·м. Сплави манганін (Cu+Mn+Ni) і константан (Cu+Ni) мають низькі значення температурного коефіцієнта питомого опору; з них виготовляють зразкові резистори, магазини опорів, шунти й додаткові опори до вольтметрів. Константан і деякі інші сплави (нейзильбер, нікелін, реотан) використовують для виготовлення реостатів і баластних резисторів. Ніхром (Ni+Cr), фехраль (Fe+Al), хромаль (Cr+Al) використовують у нагрівальних приладах.

Сплави для термопар

Найчастіше для виготовлення термопар використовують сплави хромель (Ni+Cr), алюмель (нікель із домішками Al, Si, Mn), копель (Cu+Ni), платинородій (Pt+Rh), константан (Cu+Ni).

Максимальна робоча температура для термопар хромель-копель і мідь-константан - 600 °С, для термопар хромель-алюмель - 1100 °С, для термопар платина-платинородій - 1600 °С.

3.5 Виконання роботи

1. Підключити вимірювальний кабель до приладу ЦУВП. Контакт із червоним маркером на шнурі повинен відповідати контакту з червоним маркером на приладі.

2. На приладі ЦУВП кнопки ВИМІР, R і межа вимірювань 180 кОм повинні бути натиснуті.

3. При підключенні шнура до приладу Щ-300 необхідно, щоб зірочка "*" на колодці збігалася з "*" на панелі приладу. Вольтметром Щ-300 реєструється температура зразка (клеми з написом "ТЕМПЕРАТУРА" на стенді).

4. Виставити межу вимірювання 10 мВ на Щ-300.

5. На лабораторному стенді перемикач установити на нуль.

6. Подати живлення на прилади і стенд.

7. Холодні спаї термопар помістити в колбу з льодом.

8. На лабораторному стенді перемикач поставити в положення 2. Включається піч для нагрівання металу. Виміряти опір металу при кімнатній температурі t нагрівача і далі в процесі нагрівання через кожні 5 К вимірювати опір металу аж до температури 100 К. В процесі вимірювання необхідно виключати нагрівач на 20 сек. через кожні 2 хв. Виключити нагрівач.

9. Побудувати графік залежності опору металу від температури $R = f(t)$, розрахувати температурний коефіцієнт опору за формулою $\alpha = \Delta R / (R_0 \Delta t)$ екстраполяцією графіка $R(t)$ до значення температури 0 °С.

4 ЛАБОРАТОРНА РОБОТА №4 „ДОСЛІДЖЕННЯ ЗАЛЕЖНОСТІ ЕЛЕКТРОПРОВІДНОСТІ НАПІВПРОВІДНИКА ВІД ТЕМПЕРАТУРИ“

Мета роботи: експериментально виявити зміну електропровідності напівпровідникового зразка від температури і визначити на базі отриманих даних параметри досліджуваного напівпровідника.

4.1 Теоретичні відомості

4.1.1 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, що 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 дозволеніх областях значень (дозволеніх зонах). Граничні значення енергії в кожній дозволеній зоні є функціями хвильового вектора \mathbf{k} . Залежність значень енергій, які відповідають краям дозволеніх 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 дозволеніх 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

$$\Delta E_g = E_c - E_v. \quad (4.1)$$

Для того, щоб електрон із заповненої валентної зони міг перейти у вільну зону й опинитися в сімействі вільних електронів, йому потрібно передати енергію не меншу, ніж ΔE_g . Така енергія з певною ймо-

вірністю 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:

$$f_0(E) = \frac{1}{e^{\frac{E-E_F}{k_B T}} + 1}, \quad (4.2)$$

де E_F – енергія Фермі;

$k_B = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/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

$$n = \int_E g(E) f_0(E) dE, \quad (4.3)$$

залежить від температури і при зростанні температури має збільшуватись. У формулі (4.3) $g(E)$ – густина енергетичних станів в інтервалі енергій від E до $E + dE$. Інтегрування в рівнянні (4.3) ведеться в усьому інтервалі енергій вільної зони, й у випадку неvirодженого напівпровідника приводить до виразу

$$n = \frac{2(2\pi m_{dn}^* k_B T)^{\frac{3}{2}}}{h^3} e^{-\frac{E_c - E_F}{k_B T}} = N_c e^{-\frac{E_c - E_F}{k_B T}}, \quad (4.4)$$

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

N_c – ефективна густина станів поблизу дна вільної зони,

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

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

Вираз для концентрації дірок має аналогічний вигляд:

$$p = \frac{2(2\pi m_{dp}^* k_B T)^{\frac{3}{2}}}{h^3} e^{-\frac{E_F - E_v}{k_B T}} = N_v e^{-\frac{E_F - E_v}{k_B T}}, \quad (4.5)$$

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

$$n = \sqrt{np} = n_i = \sqrt{N_c N_v} e^{-\frac{\Delta E_g}{2k_B T}}, \quad (4.6)$$

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

У формулі (4.6) індекс i (intrinsic) означає „власний“.

Уведення домішкових атомів у напівпровідник спричинює виникнення в забороненій зоні напівпровідника *локальних енергетичних станів (домішкових рівнів)*. Якщо енергія йонізації нейтрального домішкового атома незначна, а сама йонізація пов'язана з переходом електрона у вільну зону, то домішку називають *донорною*, а якщо йонізація 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 заряду поділяють на *рівноважні* – утворені внаслідок термічної йонізації, 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:

$$n_n p_n = n_i^2. \quad (4.7)$$

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

$$n_p p_p = n_i^2. \quad (4.8)$$

Концентрація основних носіїв заряду залежить від енергії йонізації 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. 4.1. наведено найзручніший для аналізу вигляд температурної залежності концентрації основних носіїв заряду в напівпровіднику.

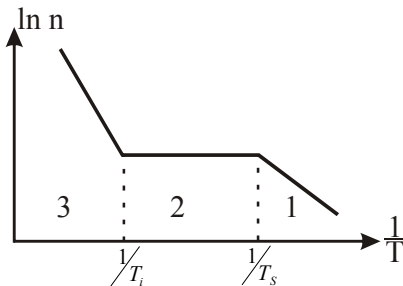


Рисунок 4.1 – Залежність концентрації електронів від температури донорного напівпровідника

Якщо збільшувати температуру, починаючи з 0 К, то все більша частка домішкових атомів буде йонізована, і концентрація електронів у напівпровіднику n-типу зростати-

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

$$n = \sqrt{\frac{N_c N_d}{g}} e^{-\frac{E_c - E_d}{2k_B T}}, \quad (4.9)$$

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 йонізації домішки – область 1 на рис. 4.1). При подальшому підвищенні температури від T_s до T_i настає повна йонізація домішкових атомів, і концентрацію основних носіїв заряду можна вважати незмінною і рівною концентрації домішки: $n_n = N_d$ (область 2 на рис. 4.1 – область насичення або область виснаження домішки). *Робочий інтервал температур абсолютної більшості напівпровідникових приладів і мікросхем лежить всередині другого інтервалу, тобто між температурами T_s і T_i .*

Вище температури T_i лежить область власної електропровідності (область 3 на рис. 4.1). 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 (4.6).

У напівпровіднику р-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.

4.1.2 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:

$$\mu = \frac{\bar{v}}{\mathcal{E}}. \quad (4.10)$$

Рухливість має розмірність $\text{м}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ 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 йони домішок, вакансії атомів, атоми у міжвузловинах, дислокації та ін.

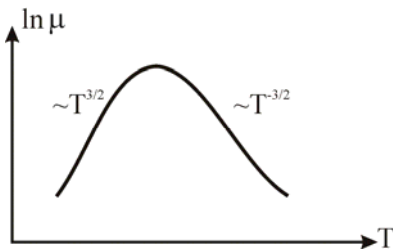


Рисунок 4.2 – Залежність рухливості носіїв заряду від температури

В області низьких температур, як правило, домінуючим є розсіювання на заряджених домішкових йонах, а в області середніх і високих температур – розсіювання на теплових коливаннях атомів (на фонах). Тому температурна залежність рухливості μ (рис. 4.2) 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 $T^{-\frac{3}{2}}$.

4.1.3 Температура залежність питомої електропровідності

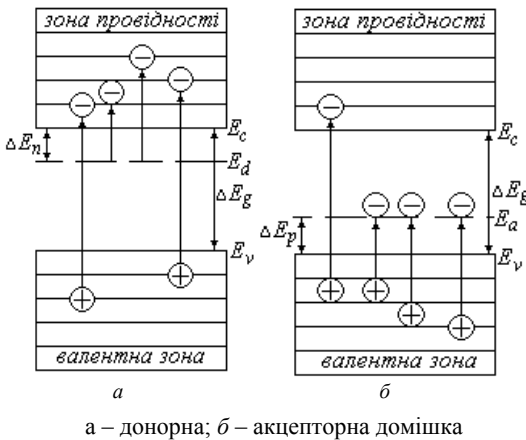


Рисунок 4.3 – Зонна структура напівпровідника

На рис.4.3,а наведено зонну структуру домішкового напівпровідника *n*-типу. Енергетичні рівні атомів донорної домішки звичайно знаходяться біля дна зони провідності на відстані $E_d \sim 0,1$ еВ. Тому достатньо незначної теплової енергії щоб електрони атомів домішки перейшли у вільну зону і стали електронами провідності. У таких напівпровідників

за низьких температур провідність *n*-типу.

При підвищенні температури, коли енергія теплового руху стає достатньою для того, щоб електрони з валентної зони могли подолати заборонену зону, з'являється власна провідність.

На рис.4.3,б показана зонна структура домішкового напівпровідника *p*-типу. Енергетичні рівні атомів акцепторної домішки E_a розташовані поблизу стелі валентної зони. У зв'язку з цим електрони валентної зони легко переходять на домішкові рівні, а на їхньому місці з'являються дірки. Це зумовлено дірковою провідністю, або провідністю *p*-типу. У цьому разі, на відміну від попереднього, основними носіями заряду є дірки, неосновними - електрони.

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

$$\sigma = q(n\mu_n + p\mu_p), \quad (4.11)$$

де σ - питома електропровідність;

q – 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 експоненціальну залежність від температури, то температурна залежність питомої електропровідності може бути представлена формулою:

$$\sigma = \sigma_0 e^{\frac{\Delta E_a}{2k_B T}}, \quad (4.12)$$

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 йонізації домішки:

$$\Delta E_a = \Delta E_i = E_c - E_d - \text{для дононої домішки} \quad (4.13)$$

$$\Delta E_a = \Delta E_i = E_F - E_v - \text{для акцепторної домішки.} \quad (4.14)$$

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

$$\Delta E_a = \Delta E_g. \quad (4.15)$$

В області середніх температур ($T_s < T < T_i$) формула (4.12) не діє: оскільки в цьому інтервалі температур концентрацію основних носіїв заряду можна вважати незмінною ($n = N_d$ – для дононої 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 T_s , як правило, спадає зі збільшенням температури.

Типова температурна залежність питомої провідності реального напівпровідника показана на рис. 4.4. Порівнюючи з рис.4.1 останній рисунок, на ньому легко визначити область зростання домішкової провідності (область слабкої йонізації домішки), область насичення домішкової провідності та область, де домінує власна провідність. На

цьому рисунку концентрація домішкових атомів $N_{\partial 3}$, а значить і концентрація вільних носіїв заряду, дуже висока (10^{19} см^{-3}), при цьому концентрація домішкових носіїв заряду не залежить від температури, напівпровідник є виродженим.

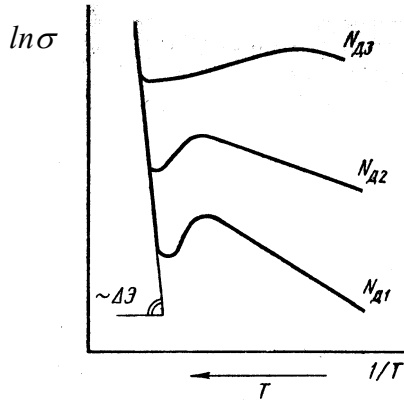


Рисунок 4.4 – Температурні залежності питомої провідності напівпровідників при різних концентраціях домішок $N_{\partial 1} < N_{\partial 2} < N_{\partial 3}$

Значна залежність від температури питомої провідності (або питомого опору) напівпровідника знаходить широке використання в техніці: з напівпровідників виготовляють терморезистори, тобто резистори, опір яких дуже змінюється при зміні температури. Одним із основних параметрів терморезисторів є *температурний коефіцієнт опору (ТКО)*, який позначають через α_R і визначають так:

$$\alpha_R = \frac{1}{R_T} \frac{dR_T}{dT}, \quad (4.16)$$

де R_T - опір напівпровідника при температурі T .

Температурний коефіцієнт опору напівпровідників (на відміну від металів), як правило, є від'ємним, але в певному температурному інтервалі він може бути позитивним.

Терморезистори з негативним α_R (в певному діапазоні температур) називають *термісторами*, а з позитивним α_R - *позисторами*.

Більш високі значення α_R (по модулю), порівняно з терморезисторами на основі Ge і Si мають терморезистори на основі окисів марганцю, нікелю, кобальту, міді та на основі титанату барію.

4.1.4 Визначення концентрації носіїв заряду й енергії активації провідності

Експериментально зручніше досліджувати залежність опору R напівпровідника від температури.

Питому електропровідність можна визначити із відомої формули:

$$R = \frac{\rho l}{S} = \frac{1}{\sigma} \frac{l}{S}, \quad (4.16)$$

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 (4.11) можна для кімнатної температури визначити концентрацію основних носіїв заряду, нехтуючи внеском в електропровідність неосновних носіїв заряду; після цього за законом діючих мас (формули (4.7) або (4.8)) можна визначити концентрацію неосновних носіїв.

Експоненційна залежність (4.12) 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 .

4.1.5 Визначення температурного коефіцієнта опору

Знявши експериментальну залежність опору напівпровідника від температури, будують графік залежності $R = f(T)$. Далі, використовуючи метод графічного диференціювання і формулу (4.16), обчислюють температурний коефіцієнт опору для певного значення температури.

4.2 Завдання до лабораторної роботи

4.2.1 Використовуючи схему, наведену на рис. 4.5 (RK - термістор, ЕК – нагрівач, PR – омметр), зняти експериментальну залежність електропровідності (або опору) напівпровідникового зразка від температури в інтервалі від кімнатної температури (T_{\min}) до 500 К.

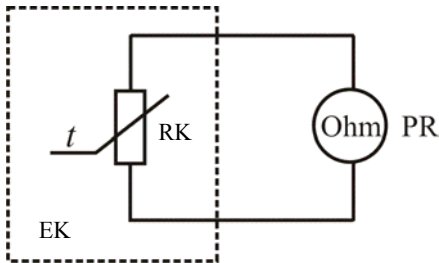


Рисунок 4.5 – Схема проведення експерименту

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

4.2.3 Визначити температурний коефіцієнт опору зразка для всього температурного інтервалу і побудувати графік залежності $\alpha_R = f(T)$. Порівняти знак і величину α_R дослідженого зразка з типовими значеннями α_R для металів (див. таблицю 3.2).

4.3 Порядок виконання роботи

4.3.1 Підключити вимірювальний кабель до приладу ЦУВП. Контакт із червоним маркером на шнурі повинен відповідати контакту з червоним маркером на приладі.

4.3.2 На приладі ЦУВП кнопки ВИМІР, R і межа вимірювань 180 кОм повинні бути натиснуті.

2.3.3 При підключенні шнура до приладу Щ-300 необхідно, щоб зірочка "*" на колодці збігалася з "*" на панелі приладу. Вольтметром Щ-300 реєструється температура зразка (клеми з написом "ТЕМПЕРАТУРА" на стенді).

4.3.4 Виставити межу вимірювання 10 мВ на Щ-300.

4.3.5 На лабораторному стенді перемикач установити на нуль.

4.3.6 Подати живлення на прилади і стенд.

4.3.7 Холодні спаї термопар помістити в колбу з льодом.

4.3.8 На лабораторному стенді перемикач поставити в положення 2. Включається піч для нагрівання металу. Виміряти опір металу при кімнатній температурі t нагрівача і далі в процесі нагрівання через кожні 5 К вимірювати опір металу аж до температури 100 К. В процесі

вимірювання необхідно виключати нагрівач на 20 сек. через кожні 2 хв. Виключити нагрівач.

4.3.9 Перемикач установити в положення 2 (напівпровідник). Виміряти температурну залежність опору напівпровідника. Вимірювати опір напівпровідника при нагріванні й охолодженні зразка через кожні 5 К до 100 К. В процесі вимірювання необхідно виключати нагрівач на 20 сек. через кожні 2 хв. Виключити нагрівач.

4.3.10 Побудувати графік залежності опору металу від температури $R = f(t)$, розрахувати температурний коефіцієнт опору за формулою $\alpha = \Delta R / (R_0 \Delta t)$ екстраполяцією графіка $R(t)$ до значення температури 0°C .

4.3.11 Побудувати для напівпровідників графіки залежностей $\sigma = 1/R = f(T)$ і $\ln = f(T)$, де T - температура в Кельвінах. На залежності $\ln = f(1/T)$ вибрати прямолінійну ділянку (рис.2.3) і по тангенсу кута нахилу прямої розрахувати енергію активації провідності напівпровідника за формулою $\Delta E_g = 2ktg\beta$, $k = 8,5 \cdot 10^{-5}$ еВ-град⁻¹. Геометричні розміри зразків: кремній - $5 \times 5 \times 10$ мм (електроди на грані 5×5 мм), мідь - дріт діаметром 0,1 мм і довжиною 163 см.

4.4 Контрольні запитання

- 1 Що таке енергетичний спектр електронів?
- 2 Як описують 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 визначають ширину 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 Що являє собою ефективна густина станів електронів у напівпровіднику? Те ж для дірок?
- 12 Від чого залежить концентрація основних носіїв заряду у власному напівпровіднику?

- 13 Закон „діючих мас“.
- 14 Який характер має температурна залежність концентрації вільних носіїв заряду у напівпровіднику?
- 15 Яку домішку називають донорною, а яку – акцепторною?
- 16 Вироджені і неvirоджені напівпровідники.
- 17 Рухливість носіїв заряду. Чи залежить вона від температури?
- 18 Від яких внутрішніх параметрів напівпровідника залежить його питома електропровідність?
- 19 Як питома електропровідність напівпровідника залежить від його температури?
- 20 Які прилади називають термісторами, позисторами?
- 21 Чим відрізняються температурні коефіцієнти опору термісторів, позисторів і металів?
- 22 Як практично з інженерної точки зору може бути використана суттєва залежність опору напівпровідника від температури при позитивному і негативному α_R ?

5 ЛАБОРАТОРНА РОБОТА №5 “ДОСЛІДЖЕННЯ ПРОЦЕСУ РОЗРЯДКИ КОНДЕНСАТОРА І ВИЗНАЧЕННЯ ПИТОМОГО ОПОРУ ДІЕЛЕКТРИКА”

Мета роботи: визначити методом конденсатора питомий об'ємний опір твердого діелектрика; навчитися використовувати комп'ютерні технології для наукових досліджень.

5.1 Теоретичні відомості

Поляризація - це стан діелектрика, що характеризується наявністю електричного моменту у будь-якому елементі його об'єму. Поляризація виникає під дією зовнішнього електричного поля, механічних напруг або спонтанно (самочинно). Поляризаційні процеси призводять до зміщення зарядів і тривають до встановлення стану рівноваги. Зміщення зарядів зумовлює появу поляризаційних струмів або струмів зміщення. Ці струми при миттєвій поляризації настільки короткочасні, що їх практично не можна виміряти за допомогою приладів.

Струми зміщення у різних випадках самочинної поляризації, які спостерігаються у багатьох технічних діелектриках, називають абсорбційними струмами (або струмами абсорбції) $I_{аб}$. У разі постійної напруги абсорбційні струми протікають лише при вмиканні або вимиканні напруги; при змінній напрузі вони мають місце протягом усього часу перебування матеріалу в електричному полі.

Наявність в технічних діелектриках невеликої кількості вільних зарядів та інжекція їх з електродів ведуть до появи невеликих струмів прохідної електропровідності (або прохідних струмів) J_{np} .

Отже, повна густина струму в діелектрику є сумою густини абсорбційного і прохідного струмів:

$$J = J_{аб} + J_{np}. \quad (5.1)$$

На рис.5.1 показана залежність густини струму крізь діелектрик від часу. Видно, що після припинення поляризації протікає лише прохідний струм. Але після тривалого перебування під напругою струм (крізь тверді або рідкі діелектрики) змінюється: або зменшується (крива 2), або збільшується (крива 1). Зменшення струму з часом свідчить про те, що електропровідність матеріалу була зумовлена йонами

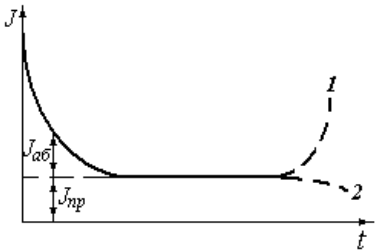


Рисунок 5.1 – Залежність струму крізь діелектрик від часу

сторонніх домішок і зменшувалась за рахунок електричного очищення зразка. Збільшення струму говорить про те, що носіями зарядів є структурні елементи самого матеріалу, тобто що мають місце незворотні процеси старіння під напругою, які призводять до руйнування – пробоею діелектрика.

Властивість діелектрика проводити незмінний протягом часу струм під дією постійної напруги називають *електропровідністю*. Ця властивість діелектрика зумовлена його недосконалістю, тобто наявністю вільних носіїв заряду. У більшості випадків електропровідність діелектриків йонна, іноді – електронна.

Провідність діелектрика при постійній напрузі визначають по прохідному струму, при змінній напрузі треба враховувати ще й активні складові поляризаційних струмів.

Для твердих електроізоляційних матеріалів треба розрізнити об'ємну і поверхневу електропровідності. Для порівняння провідних властивостей різних матеріалів використовують *питому об'ємну провідність* σ_v і *питому поверхневу провідність* σ_s . Зворотні їм величини називають відповідно *питомим об'ємним опором* ρ_v і *питомим поверхневим опором* ρ_s . Повні питому провідність і питомий опір визначають з урахуванням внесків обох складових.

Питомий об'ємний опір чисельно дорівнює опору куба з ребром довжиною 1 м, що уявно вирізаний з досліджуваного матеріалу, якщо струм протікає крізь дві протилежні грані цього куба; ρ_v вимірюється в Ом·м. У випадку плоского зразка в однорідному полі питомий об'ємний опір розраховують за формулою:

$$\rho_v = R_v S / l, \quad (5.2)$$

де R_v – об'ємний опір зразка;

S – площа його поперечного перерізу;

l – довжина зразка.

Питомий поверхневий опір ρ_s чисельно дорівнює опору квадрата (будь-яких розмірів), уявно обмеженого на поверхні матеріалу, як-

що струм проходить крізь дві протилежні сторони цього квадрата; вимірюється він в Омах:

$$\rho_s = R_s d/l, \quad (5.3)$$

де R_s – поверхневий опір між паралельно поставленими електродами шириною d , розміщеними на відстані l один від одного.

Опір ізоляції твердого діелектрика R зумовлений внесками об'ємного і поверхневого опорів:

$$R = \frac{R_V + R_S}{R_V R_S}. \quad (5.4)$$

Напруга на клеммах зарядженого конденсатора з часом зменшується завдяки протіканню крізь діелектрик невеликого прохідного струму. Термін, протягом якого напруга зменшиться в e раз, називають сталою часу конденсатора τ . Цей параметр можна визначити, скориставшись формулою залежності напруги на конденсаторі від часу t :

$$U_c(t) = U_c(0) \exp(-t/\tau), \quad (5.5)$$

де $U_c(0)$ – напруга, до якої був заряджений конденсатор (тобто при $t=0$). Звідси

$$\tau = -\frac{t}{\ln(U_c / U_c(0))}. \quad (5.6)$$

Враховуючи, що струм крізь конденсатор дорівнює

$$I_c = C \frac{dU_c}{dt}, \quad (5.7)$$

вираз (5.6) можна привести до вигляду:

$$\tau = RC, \quad (5.8)$$

де $R=U_c/I_c$ – опір ізоляції діелектрика конденсатора, C – його ємність:

$$C = \varepsilon \varepsilon_0 S/l. \quad (5.9)$$

Допускаючи наявність лише об'ємного витоку, з урахуванням (5.8) та (5.9) вираз (5.2) перепишемо так:

$$\rho_v = \tau / (\varepsilon \varepsilon_0). \quad (5.10)$$

Отже, визначивши сталу часу як час, через який напруга на клеммах конденсатора зменшується внаслідок саморозряду в $e=2,71828\dots$

раз, знаючи вид матеріалу (а отже, і його діелектричну проникність), і припускаючи наявність тільки об'ємного витоку, можна оцінити питомий об'ємний опір використовуваного діелектрика.

5.2 Виконання роботи за допомогою вимірювального комплексу

Для визначення методом конденсатора питомого об'ємного опору твердого діелектрика використовують блок живлення В5-44, електрометр ВК2-16, набір конденсаторів, сполучні проводи, секундомір.

Кожен з досліджуваних у роботі конденсаторів має дві групи клем: 1) для зарядки; 2) для підключення електрометра. Приєднання конденсатора до кожної з груп клем здійснюється за допомогою тумблера. Конденсатор заряджають, використовуючи джерело живлення. Час розряджання визначають за допомогою секундоміра. Схема вимірювального комплексу наведена на рис.5.2.

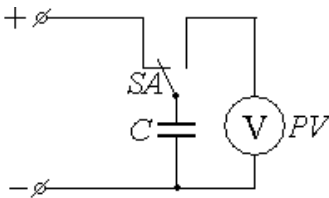


Рисунок 5.2 – Схема підключення конденсатора (положення тумблера в позиції зарядки)

Схема вимірювального комплексу наведена на рис.5.2.

5.2.1 Підключити за допомогою кабелів, використовуючи відповідні клеми, конденсатор до джерела живлення та електрометра.

5.2.2 Після перевірки викладачем зібраного вимірювального комплексу подати живлення на прилади.

5.2.3 Зарядити конденсатор до напруги $U_c(0)$, значення якої занести у табл. 5.1 (рекомендується 30÷40 В).

Таблиця 5.1 - Таблиця для запису результатів

t, c	0	5	10
U, B				
$\ln U$				

5.2.4 У момент часу $t=0$ за допомогою тумблера відключити конденсатор від джерела живлення і підключити електрометр для вимірювання напруги. Отримати залежність $U_c(t)$, результати занести у табл. 5.1. При необхідності (приблизно починаючи з моменту часу,

коли $U_c(t)$ досягне $0,5U_c(0)$ значення напруги можна заносити у таблицю через інтервал часу в 10 с. Експеримент припинити при $U_c(t)=0,25U_c(0)$.

5.2.5 Вимкнути прилади.

5.2.6 Залежність отримати для усіх запропонованих конденсаторів, виконавши для кожного з них пункти 5.2.1÷5.2.5.

5.2.7 Побудувати графіки залежностей $U_c(t)$ та $\ln U_c(t)$. Використовуючи будь-який з них, визначити сталу часу для кожного з досліджуваних конденсаторів.

5.2.8 Розрахувати питомі об'ємні опори діелектриків конденсаторів згідно з (5.10).

Зняття показань приладів можна проводити за допомогою інтерфейсного модуля.

5.3 Автоматизований модуль «Релаксація» для вимірювань тимчасової залежності падіння напруги на конденсаторі

В основі вимірювання лежить схема, подана на рис.5.2. Проведення вимірювань з використанням пристрою інтерфейсного модуля дозволяє уникнути значних незручностей і похибок експерименту.

Інтерфейсний модуль «Релаксація» призначений для аналогово-цифрового перетворення вимірювань тимчасової залежності падіння напруги на конденсаторі. Прилад живиться від мережі змінного струму 220 В ($\pm 10\%$) частотою 50 Гц ($\pm 10\%$). Максимальна потужність, споживана з мережі, 10 Вт.

Модуль виконаний у кожусі для використання в якості настільного приладу. На передній панелі приладу є: тумблер вмикання живлення; клеми для підключення зовнішніх вимірювальних приладів; клеми для підключення блока з конденсаторами.

Модуль (рис.5.3) є пристроєм зв'язку між цифровим універсальним вимірювальним приладом ЦУВП і персональним комп'ютером.

Функціонально модуль складається з трьох блоків: керування, узгодження і живлення.

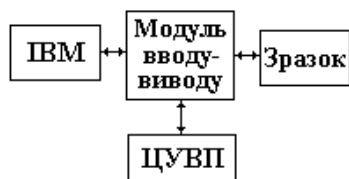


Рисунок 5.3 – Блок - схема підключення модуля інтерфейсу

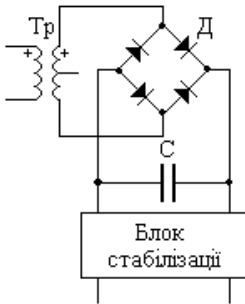
Блок керування зібраний на мікросхемі К155ЛН1 (інвертор) і призначений для керування модулем узгодження. Під час роботи блок керування два рази в секунду перемикає блок узгодження в режим прийому даних із ЦУВП, або в режим передачі даних у комп'ютер.



Рисунок 5.4 – Схема автоматизованого вимірювального комплексу "РЕЛАКСАЦІЯ"

Блок узгодження зібраний на чотирьох мікросхемах К155ИР9 (восьмирозрядні регістри зсуву з паралельним вводом інформації) і виконує узгодження між ЦУВП і комп'ютером під час експерименту. Кількість мікросхем зумовлена кількістю знаків, що зчитуються із ЦУВП (рис.5.4).

За сигналом високого рівня (логічна 1) із блока керування паралельно завантажуються дані із ЦУВП в блок узгодження. За сигналом із блока керування послідовно передаються дані у комп'ютер для подальшої обробки. Блок живлення живить вузли модуля стабілізованою постійною напругою 5 В. Функціонально він складається з вузла випрямлення напруги (Тр, Д, С) і вузла стабілізації напруги живлення (рис.5.5).



Тр – понижувальний трансформатор; Д - випрямний діодний місток;

С – згладжуючий конденсатор

Рисунок 5.5 – Блок-схема блока живлення

Примітка. Для того, щоб внутрішній опір конденсатора не був зашунтований вольтметром, вхідний опір останнього має бути на 1÷2 порядки більший за опір досліджуваного зразка.

5.4 Підготовка вимірювальної системи до роботи

Досліджуваний конденсатор підключається до входу модуля на передній панелі корпусу (клема «Зразок»). Вхід ЦУВП підключається до модуля за допомогою клеми «Вимірювальний прилад».

На задній панелі модуля знаходяться різні для підключення до комп'ютера за допомогою спеціального кабелю через LPT-порт (кабель додається до модуля і вже підключений).

Перед вмиканням ЦУВП встановити положення перемикачів:

- режим «Калібрування» - «Измер.»;
- режим «Ємність фільтра» - усі кнопки відтиснути;
- режим «Рід роботи» - «Дист».

Модуль і ЦУВП включаються в мережу тумблерами «МЕРЕЖА». ЦУВП переводиться в режим дистанційного керування натисканням кнопок “Дист” (режим уже повинен бути встановлений) і “РУЧН.ЗАП.”.

Набір конденсаторів представлений у вигляді блока з клемами. Для вибору конденсатора блок оснащений перемикачем.

На початку експерименту на обкладки досліджуваного конденсатора подається напруга в 5 В, потім два рази в секунду за допомогою ЦУВП знімається значення напруги на обкладках досліджуваного конденсатора і через інтерфейсний модуль дані вводяться в комп'ютер. По закінченні експерименту необхідно відключити живлення модуля і ЦУВП, потім відключити досліджуваний конденсатор.

Для зручності роботи до модуля додається програмне забезпечення, що складається з програми “Конденсатор”. Програма написана на мові DELPHI; розмір програми 241 кб.

Програма “Конденсатор” дозволяє зняти залежність розряду конденсатора від часу і розрахувати час релаксації і питомий об'ємний опір діелектрика. Програма запускається файлом CONDENS.EXE. Зовнішній вигляд головного вікна програми поданий на рис.5.6 і 5.7.

Програма дозволяє під час експерименту переглянути дані, отримані з модуля (рис. 5.6) і увявити масштабований у часі графік залежності розряду конденсатора від часу (рис. 5.7). Під заголовком вікна розташовується панель інструментів, на якій розташовані всі органи керування. Їхній зовнішній вигляд і функції приведені нижче.

При активізації кнопки “Обчислення результатів” виконуються ліанеризація графіка, розрахунок параметрів, отримання значень часу релаксації і питомого об'ємного опору діелектрика (рис. 5.6).

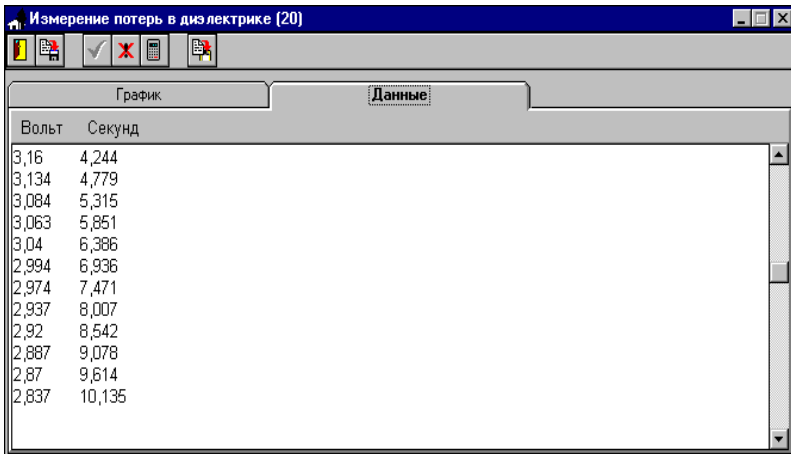


Рисунок 5.6 – Видял головного меню програми (вікно з отриманими даними)

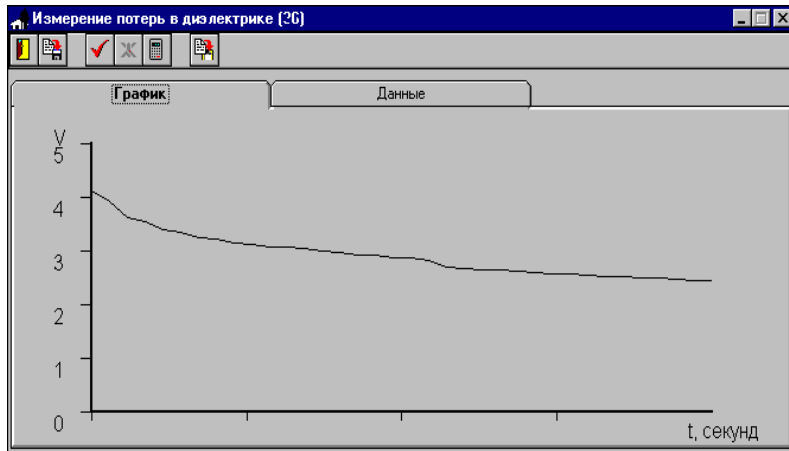
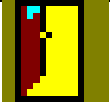

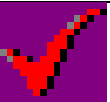

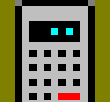



Рисунок 5.7 – Зовнішній вигляд головного меню програми (вікно з графіком)

Таблиця 5.2 – Елементи інтерфейсу управління експериментом

	Вихід із програми. При натисканні цієї кнопки програма закриває усі свої вікна і завершує роботу. При закритті всі не збережені дані будуть втрачені .
	Збереження даних вимірювання. При натисканні кнопки дані зберігаються в текстовому файлі з розширенням txt. Ліва колонка містить значення напруги, права - значення часу з початковим значенням нуль секунд.
	Запуск вимірювальної послідовності. При натисканні кнопки здійснюється зарядка конденсатора і квантоване за часом вимірювання напруги.
	Зупинка вимірювальної послідовності. Припиняється вимірювання напруги.
	Розрахунок результатів. При натисканні на цю кнопку з'являється вікно для вводу нового значення відносної проникності (рис.5.8).
	Копіювання даних у буфер обміну. З буфера обміну Ви можете скопіювати дані в необхідний редактор (наприклад: Microsoft Excel) для проведення більш детальних розрахунків отриманих залежностей.

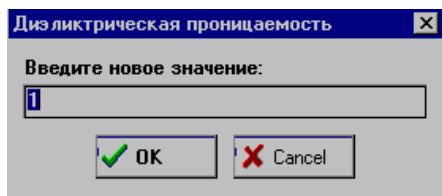


Рисунок 5.8 – Вигляд вікна для вводу значення відносної діелектричної проникності діелектрика

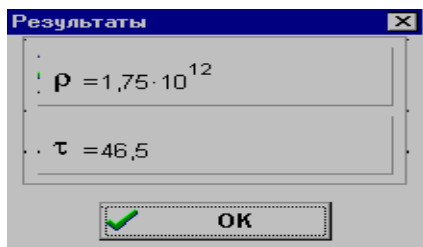


Рисунок 5.9 – Вигляд вікна виводу результатів розрахунку часу релаксації і питомого об'ємного опору

Після підключення модуля (див. вище) за допомогою файлу CONDENS. EXE запускається програма. Потім кнопкою “Запуск вимірювальної послідовності” запускається вимірювальна установка, здійснюється зарядка конденсатора і квантоване за часом вимірювання напруги.

Після тисячного вимірювання програма автоматично завершує процес вимірювання. В разі потреби процес вимірювання можна зупинити вручну кнопкою “Припинення вимірювальної послідовності”. Потім проводиться розрахунок часу релаксації і питомого об’ємного опору: кнопкою: “Обчислення результатів” викликається вікно вводу необхідного значення відносної проникності діелектрика, після цього виводиться вікно з результатами обчислень.

Для подальшої обробки дані необхідно занести в буфер обміну і потім скопіювати в електронну таблицю EXCEL.

Для виходу з програми необхідно натиснути кнопку “Вихід із програми”, при цьому усі не збережені дані будуть втрачені. Попередньо дані зберегти у файлі з розширенням TXT за допомогою кнопки “Зберігання даних вимірювання”.

5.5 Виконання роботи та вимоги до звіту

1. Підключити за допомогою живлячих кабелів відповідні клеми, блок конденсаторів і ЦУВП до інтерфейсного модуля.
2. Після перевірки зібраного вимірювального комплексу викладачем подати живлення на прилади.
3. Залежність $U_c(t)$ одержати для всіх запропонованих конденсаторів. Для кожного конденсатора потрібно розрахувати час релаксації і питомий об’ємний опір діелектрика за допомогою програми і електронної таблиці EXCEL.
4. Вимкнути прилади.
5. Побудувати графіки залежностей $U_c(t)$ і $\ln U_c(t)$ за допомогою електронної таблиці EXCEL.
6. Розрахувати питомі об’ємні опори діелектриків конденсаторів згідно з (3.10) і порівняти отримані результати.

Вимоги до звіту

Звіт повинен містити:

- назву і мету роботи;
- короткі теоретичні відомості;
- схему вимірювального комплексу;
- заповнені таблиці за формою табл. 5.1 і графіки залежностей $U_c(t)$ і $\ln U_c(t)$ для кожного з конденсаторів;
- розраховані значення сталих часу конденсаторів і питомих об'ємних опорів їх діелектриків;
- стислі висновки по роботі.

5.6 Контрольні запитання

- 1 Яка природа електричного струму та носії заряду у діелектриках?
- 2 Залежність густини струму крізь діелектрик від часу.
- 3 Електропровідність діелектриків.
- 4 Питомий опір діелектриків.
- 5 Залежність напруги на клеммах конденсатора від часу. Причини зменшення напруги. Стала часу конденсатора.
- 6 Вивести формулу (5.8), використовуючи визначення сталої часу.
- 7 Вивести формулу (5.10), використовуючи визначення питомої об'ємної провідності діелектрика.
- 8 Опишіть експериментальний метод визначення питомої провідності діелектриків, який використовується у роботі.

6 ЛАБОРАТОРНА РОБОТА №6 “ДОСЛІДЖЕННЯ ФЕРОМАГНІТНИХ МАТЕРІАЛІВ З ПРЯМОКУТНОЮ ПЕТЛЕЮ ГІСТЕРЕЗИСУ”

Мета роботи: вивчити властивості феритів з прямокутною петлею гістерезису; зняти сімейство статичних характеристик; обчислити коефіцієнти прямокутності, квадратності, а також максимальну диференційну магнітну проникність і середню проникність фериту.

6.1 Магнітні властивості твердих тіл

Відомо, що будь-яка речовина, вміщена в магнітне поле з напруженістю H , набуває деякого магнітного моменту M . Магнітний момент одиниці об'єму речовини називають намагніченістю:

$$I_m = \frac{M}{V},$$

де V – об'єм тіла.

Намагніченість I_m в однорідних тілах спрямована паралельно або антипаралельно напруженості магнітного поля, I_m пропорційна магнітній індукції B зовнішнього магнітного поля:

$$I_m = \iota H;$$

коефіцієнт пропорційності ι називається магнітною сприйнятливістю.

Магнітна сприйнятливість є безрозмірною величиною; вона характеризує здатність даного тіла намагнічуватись у магнітному полі. Інакше кажучи, намагнічене тіло створює власне магнітне поле індукції $B_i = I_m = \iota \cdot B_0$, яке в ізотропному тілі паралельне або антипаралельне зовнішньому полю.

Результуюча індукція B дорівнює алгебраїчній сумі індукцій зовнішнього та власного (внутрішнього) полів:

$$B = B_0 + B_i, \quad \text{або} \quad B = (1 + \iota) B_0.$$

Позначимо $(1 + \iota) = \mu$. Тоді

$$B = \mu B_0 = \mu \mu_0 H,$$

де μ - відносна магнітна проникність речовини (магнетика);

μ_0 – магнітна стала ($\mu_0=4\pi\cdot 10^{-7}$ В·с/А·м);
 H – напруженість зовнішнього магнітного поля.

Величину μ називають магнітною проникністю і характеризує здатність речовини змінювати свою магнітну індукцію під дією магнітного поля.

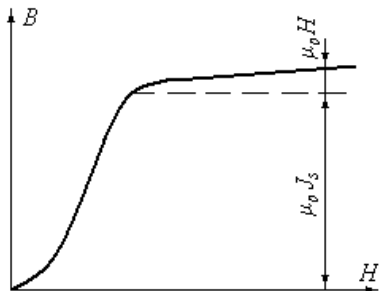


Рисунок 6.1 – Залежність індукції феромагнетика від напруженості поля при намагнічуванні попередньо розмагніченого зразка

μ - відносна магнітна проникність, а абсолютна магнітна проникність $\mu_a = \mu \cdot \mu_0$.

Дві складові магнітної індукції можна представити так [3]:

$$B = B_0 + B_i = \mu_0 H + \mu_0 I_m,$$

що й показано на рис.6.1.

Одиницею для вимірювання магнітної індукції є Тесла, а для намагніченості та напруженості магнітного поля – Ампер/метр.

Походження магнітного моменту зумовлене наявністю в електронів спіну й орбітального моменту, зв'язаного з їх рухом навколо ядра, а також зміною орбітального моменту у зовнішньому магнітному полі.

За магнітними властивостями всі тіла в природі можна поділити на п'ять груп: діамагнетики, парамагнетики, феромагнетики, антиферомагнетики та феримагнетики.

До діамагнетиків належать тіла, в яких магнітна сприйнятливість і від'ємна і не залежить від напруженості зовнішнього поля та температури ($\chi < 0$, $\mu < 1$).

Діамагнетизм атомів пояснюється теоремою Лармора, згідно з якою рух електрона навколо ядра в магнітному полі H в першому наближенні відбувається так само, як і за межами поля, але на нього додатково накладається загальна прецесія (рис.6.2) з кутовою частотою

$$\omega_L = \mu_0 \frac{qH}{2m}.$$

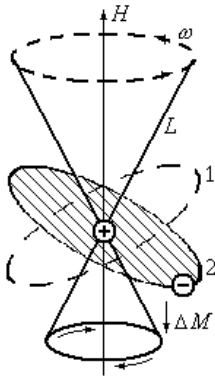
Діамагнітний ефект властивий усім тілам, але здебільшого він перебивається іншими сильнішими ефектами. Діамагнетизм проявляється в тілах, у яких власний магнітний момент атомів дорівнює нулю.

Величина діамагнітної сприйнятливості $\chi < 0$ і змінюється в межах $-10^{-6} \div -10^{-7}$ ($\mu < 1$).

До діамагнетиків належать інертні гази, значна кількість рідин, ряд металів (Cu, Ag, Au, Zn, Hg та ін.), більшість напівпровідників (Si, Ge, сполуки $A^{III}B^V$, $A^{II}B^{VI}$) та органічних сполук. Надпровідники також є діамагнетиками.

Оскільки діамагнетики намагнічуються проти напрямку магнітного поля, то вони виштовхуються з областей найбільш сильного магнітного поля.

До парамагнетиків належать речовини з позитивного магнітною сприйнятливістю, величина якої не залежить від напруженості магнітного поля ($\nu > 0$, $\mu > 1$). В парамагнетиках атоми мають елементарні магнітні моменти, які завдяки тепловому руху розподілені довільно, і намагніченість речовини в цілому дорівнює нулю. В зовнішньому магнітному полі виникає переважна орієнтація магнітних моментів атомів. Оскільки тепла енергія протидіє орієнтаційній структурі магнітних моментів, то парамагнітна сприйнятливість дуже залежить від температури. Цю залежність описує закон Кюрі:



1 – положення орбіти до увімкнення поля H ; 2 – прецесуюча орбіта;

L – момент кількості руху електрона

Рисунок 6.2 – Прецесія електронної орбіти під впливом магнітного поля

може бути позитивною або негативною, або рівною нулю.

При кімнатній температурі парамагнітна сприйнятливість змінюється в інтервалі $10^{-3} \div 10^{-6}$.

До парамагнетиків належать лужноземельні метали, кисень, солі заліза, нікелю і рідкоземельних елементів та інші речовини. Внутрішнє поле парамагнетиків за напрямком збігається з зовнішнім, тому вони втягуються в області найсильнішого магнітного поля.

магніченість речовини в цілому дорівнює нулю. В зовнішньому магнітному полі виникає переважна орієнтація магнітних моментів атомів. Оскільки тепла енергія протидіє орієнтаційній структурі магнітних моментів, то парамагнітна сприйнятливість дуже залежить від температури. Цю залежність описує закон Кюрі:

$$\chi = \frac{C}{T}$$

або закон Кюрі-Вейсса:

$$\chi = \frac{C'}{T + \Delta}$$

де C і C' – сталі Кюрі; константа Δ

До феромагнетиків належать речовини з великою позитивною магнітною сприйнятливістю ($\chi \gg 1$), яка дуже залежить від напруженості магнітного поля та температури; це залізо, нікель, кобальт та ін.

У феромагнетику є окремі мікроскопічні області – домени – з однаковою спрямованістю магнітних моментів атомів. У них в порівняно слабких магнітних полях намагнічування характеризується поворотом не окремих магнітних моментів атомів, а магнітних моментів доменів. Розміри доменів можуть доходити до 0,01 мм.

У табл.6.1 наведено значення магнітної сприйнятливості для деяких магнетиків.

Таблиця 6.1 – Магнітна сприйнятливість твердих тіл

Діамагнетик	χ	Парамагнетик	χ	Феромагнетик	χ
Вісмут	$-18 \cdot 10^{-5}$	FeCl ₂	$360 \cdot 10^{-5}$		
Германій	$-0,8 \cdot 10^{-5}$	CaO	$580 \cdot 10^{-5}$	Залізо	1000
Кремній	$-0,3 \cdot 10^{-5}$	NiSO ₄	$120 \cdot 10^{-5}$	Нікель	150
Мідь	$-0,9 \cdot 10^{-5}$	Платина	$26 \cdot 10^{-5}$	Кобальт	240

В антиферомагнетиках спонтанно виникає антипаралельна орієнтація магнітних моментів однакових атомів або іонів кристала. Антиферомагнетики, до яких належать Cr, Mn та ряд рідкоземельних елементів тощо, мають невелику позитивну магнітну сприйнятливість ($\sim 10^{-3} \div 10^{-5}$). При нагріванні до певної температури (точка Нееля) антиферомагнетик переходить у парамагнітний стан.

Нарешті, до феримагнетиків належать речовини, в яких спостерігається нескомпенсований антиферомагнетизм. Феримагнетики мають стійку антипаралельну орієнтацію магнітних моментів атомів при відсутності їх магнітної компенсації, що призводить до виникнення, як у феромагнетиках, мимовільної намагніченості.

Як і для феромагнетиків, для них властива висока магнітна сприйнятливість, що залежить від напруженості поля і температури. Тепловий рух атомів руйнує антипаралельну орієнтацію магнітних моментів, тому при певній температурі (точка Нееля) відбувається фазовий перехід другого роду і феримагнетизм переходить у парамагнетизм.

Феримагнетики, що мають напівпровідникові властивості, називаються феритами. Звичайно ферити – це залізовуглецеві сплави з домішками кремнію, марганцю, фосфору та інших елементів. Температура Нееля технічних феритів знаходиться в межах $70 \div 450$ °С.

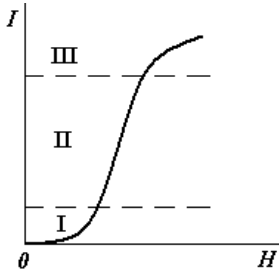


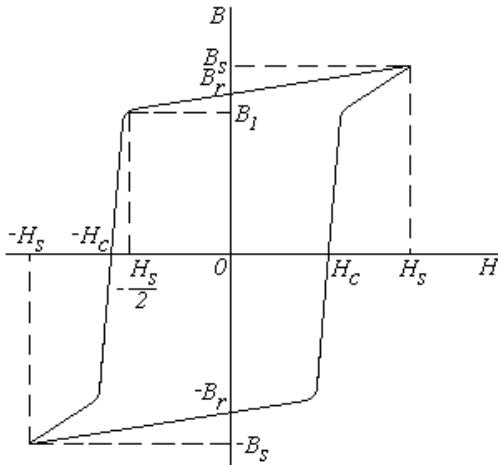
Рисунок 6.3 – Крива намагнічування феромагнетика

Крива намагнічування феромагнетиків зображена на рис.6.3.

Характер цієї кривої визначають два процеси: а) проворотне (область I) або неповоротне (область II) зміщення меж доменів внаслідок зростання об'ємів доменів, намагніченість яких зорієнтована найбільш близько до напрямку зовнішнього поля; б) поворот вектора спонтанної намагніченості окремих доменів або всього кристала в напрямку магнітного поля H .

ного поля H .

Матеріали з майже прямокутною петлею гістерезису (ППГ) (рис.6.4) знаходять широке застосування в пристроях автоматики, обчислювальної техніки, апаратурі телеграфного зв'язку, багатоканальних імпульсних системах радіозв'язку і т.п., а найчастіше – в запам'ятовуючих пристроях комп'ютерів.



B_s – індукція насичення; B_r – залишкова індукція
Рисунок 6.4 – Петля гістерезису феромагнетика

Використовують такі матеріали як у вигляді дискретних осердь, переважно тороїдальних, так і у вигляді тонких магнітних плівок. В останньому випадку елемент з прямокутною петлею гістерезису утворюється на перетині двох взаємоперпендикуляр-

них імпульсних системах радіозв'язку і т.п., а найчастіше – в запам'ятовуючих пристроях комп'ютерів.

них) металевих електродів.

Осердя із матеріалу з ідеальною прямокутністю петлі гістерезису має два стійкі магнітні стани, що відповідають позитивному і негативному значенню залишкової магнітної індукції, і тому використовується як магнітний елемент для зберігання і для переробки двійкової інформації.

Переключення осердь з ППГ із одного стану намагніченості в інший можна здійснити, в основному, двома способами: шляхом перемагнічування імпульсами струму, що створюють поле, яке значно перевищує коерцитивну силу, або співпадаючими в часі декількома імпульсами струму, кожен з яких сам не може помітно змінити стан осердя, але їх сумарне значення перевищує коерцитивну силу.

Перший спосіб переключення осердь застосовують у пристроях переробки і передачі інформації, другий – у пристроях зберігання дискретної інформації (запам'ятовуючих пристроях).

Двійкові елементи на осердях з ППГ за надійністю значно перевершують напівпровідникові елементи. Вони мають також й інші переваги (зберігання інформації без затрат енергії, висока стабільність характеристик, мала споживана потужність, невеликі розміри, низька вартість, простота проектування складних пристроїв, завдяки чому знаходять широке застосування).

Розрахунок і аналіз кіл, що містять магнітні осердя з ППГ, неможливий без знання їх статистичних та динамічних характеристик. Особливий інтерес викликають статичні характеристики магнітних осердь з ППГ у зв'язку з широким застосуванням останніх у швидкодіючих пристроях безконтактної автоматики і обчислювальної техніки, а також у джерелах живлення (в перетворювачах постійної напруги в змінну). Основною статичною характеристикою феритового осердя є характеристика $B=f(H)$. При полях $H=(5\div 10)H_c$ вона наближається до граничної петлі гістерезису (рис.6.4).

6.2 Методика дослідження та опис експериментальної установки

Робота присвячена вивченню властивостей феритів з ППГ шляхом вимірювання статичних характеристик на установці з осцилографічною індикацією петлі гістерезису. Позитивною якістю даного методу є його доступність, можливість вимірювання статичних характе-

ристик окремих мініатюрних осердь із збереженням оперативних даних. Проте точність вимірювання петель гістерезису таким методом невелика, що зумовлено нестійкістю зображення на екрані осцилографа, малим розміром зображення із-за спотворень осцилографічної трубки, впливом кривизни і товщини скла трубки, труднощами фокусування ліній товщиною менше $0,5 \div 0,8$ мм. Крім того, цьому способу властива основна методична помилка, яка зумовлена тим, що кожна точка статичної петлі гістерезису відповідає режиму, коли $dB/dt=0$, а це може бути здійснено лише при нескінченно повільному перемагнічуванні.

Внаслідок вказаних недоліків вимірювання петлі гістерезису мініатюрних осердь (кілець) безпосередньо з екрана осцилографа може носити тільки якісний, оціночний або порівняльний характер.

Для порівняння різних типів феритових осердь за їх статичними властивостями достатньо знати їх параметри в деяких точках і ділянках граничної петлі гістерезису. Такими параметрами, в основному, є H_c (коерцитивна сила), B_r (залишкова індукція), B_m (максимальна індукція при заданому полі H_m). Міру прямокутності петлі гістерезису характеризує коефіцієнт прямокутності α :

$$\alpha = \frac{B_r}{B_m}.$$

Для петлі гістерезису з ідеальною прямокутністю $\alpha=1$, для практично використовуваних матеріалів $\alpha=0,85 \div 0,96$.

При роботі осердя в режимі збігу двох чи декількох імпульсів струму важливим параметром є коефіцієнт квадратності K , який для петлі, знятої при $H_m=5H_c$, що близько до граничної характеристики, дорівнює

$$K = \frac{B_l}{B_s},$$

де B_l – величина магнітної індукції при напруженості поля $H=H_s/2$.

При розрахунках схем на феритових осердях потрібно знати такі параметри: максимальну диференціальну проникність

$$\mu_{max} = \frac{I}{\mu_0} \left(\frac{\Delta B}{\Delta H} \right)_{H=H_c}$$

і середню диференціальну проникність на горизонтальній ділянці петлі

$$\mu_{cp} = \frac{1}{\mu_0} \frac{B_m - B_r}{H_m},$$

де μ_0 – магнітна стала, що дорівнює магнітній проникності вакууму;

μ_{cp} – визначає середній нахил статичної характеристики намагнічування в області насичення.

Експериментально спостерігати петлі гістерезису можна за допомогою осцилографа, якщо подіяти на зразок полем синусоїдального змінного струму частотою $50 \div 20\,000$ Гц. Для цього використовується схема, яка зображена на рис.6.5.

По первинній обмотці w_1 досліджуваного осердя пропускається синусоїдальний струм промислової (або більш високої) частоти. Напряга U_2 , пропорційна цьому струму, а значить, і напруженості поля H , прикладеного до зразка, знімається з активного опору R_1 і подається на горизонтально відхиляючі пластини осцилографа.

Для вторинного кола цієї схеми можна написати таке рівняння:

$$-w_2 \frac{SdB}{dt} = i_2 R_2 + L_2 \frac{di_2}{dt} + \frac{1}{C} \int i_2 dt,$$

де w_2 – число витків вторинної обмотки;

S - переріз осердя;

B - середня індукція в перерізі зразка;

L_2 - індуктивність вторинної обмотки.

Якщо вибрати параметри вторинного контуру так, що його активний опір R_2 буде великим порівняно з реактивним опором, то, нехтуючи падінням напруги на реактивних елементах, можна записати:

$$i_2 = -\frac{w_2}{R_2} S \frac{dB}{dt}.$$

Тоді падіння напруги U_c на конденсаторі C , яке поступає

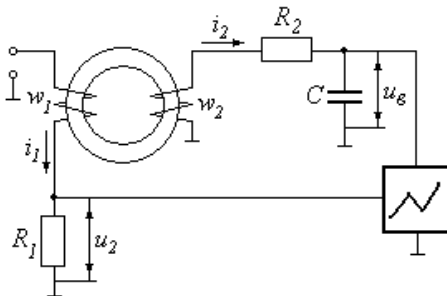


Рисунок 6.5 – Принципова схема установки для спостереження петлі гістерезису на екрані електронного осцилографа

на вертикально відхиляючі пластини осцилографа, враховуючи попередню формулу, дорівнюватиме:

$$U_c = \frac{I}{C} \int i_2 dt = -\frac{I}{C} \cdot \frac{w_2}{R_2} SB,$$

тобто ця напруга буде пропорційна значенню індукції B в осерді. Отже, ланцюжок $R_2 \cdot C$ у даній схемі відіграє роль інтегруючої ланки для е.р.с., індукованої у вторинній обмотці, завдяки чому на екрані осцилографа матимемо фігуру Ліссажу у вигляді петлі гістерезису досліджуваного зразка.

Основна похибка при такому методі отримання петлі гістерезису зумовлена неідеальними характеристиками інтегруючої ланки. Крайні результати можуть бути отримані при використанні інтегруючого підсилювача (підсилювача з інтегруючим RC -ланцюгом у колі зворотного зв'язку).

6.3 Порядок виконання роботи

6.3.1 Включити осцилограф, генератор, блок живлення підсилювача і дати їм прогрітись протягом $5 \div 10$ хвилин.

6.3.2 Виставити $R_{вих} = 50 \div 20$ Ом.

6.3.3 Подати на зразок змінну напругу.

6.3.4 Змінюючи напругу на зразку і чутливість осцилографа або підсилювача, зняти сімейство петель гістерезису (3-4 петлі) феритового кільця. До звіту прикласти кальку та міліметровий папір з петлями гістерезису і відповідними позначеннями на них.

6.3.5 Визначити коефіцієнт прямокутності (для всіх петель).

Результати занести до таблиці.

B_r	
B_m	
α	

6.3.6 Обчислити коефіцієнт квадратності для всіх петель гістерезису. Результати занести до таблиці.

B_1	
B_2	
K	

6.3.7 Обчислити середню диференційну проникність фериту на горизонтальній ділянці за формулою

$$\mu_{cp} = \frac{l}{\mu_0} \frac{B_m - B_r}{H_m}$$

для всіх петель гістерезису. Результати занести до таблиці.

$B_m - B_r$	
H_m	
μ_{cp}	

Порівняти з диференційною проникністю в точці $+H_c$ при $B=0$

6.3.8 Зробити висновки.

6.4 Контрольні запитання

- 1 В яких областях електронної техніки використовуються феритові осердя з ППГ?
- 2 Що розуміють під статичною характеристикою феритового осердя?
- 3 Які основні параметри феритів Ви знаєте?
- 4 Що розуміють під коефіцієнтом квадратності?
- 5 Який фізичний зміст мають максимальна диференційна проникність μ_{max} і середня проникність на горизонтальній ділянці петлі?
- 6 Нарисуйте схему експериментальної установки.
- 7 Який фізичний зміст коефіцієнта прямокутності?
- 8 Які магнітні матеріали використовуються для виготовлення феритових осердь з ППГ?
- 9 Як визначають оцінку точності експерименту?
- 10 Які переваги і недоліки використаної в даній роботі методики дослідження властивостей феритів з ППГ?

РЕКОМЕНДОВАНА ЛІТЕРАТУРА

1. **Пасынков, В. В.** Материалы электронной техники [Текст] / В. В. Пасынков, В. С. Сорокин. – СПб.: Издательство «Лань», 2001. – 368 с.
2. **Прокопів, В. В.** Матеріали електронної техніки [Текст] / В. В. Прокопів. – Івано-Франківськ : Прикарпатський національний університет імені Василя Стефаника, 2009. – 288 с.
3. **Панченко, Т. В.** Функціональні та інтелектуальні матеріали [Текст] / Т. В. Панченко, М. П. Трубіцин, Т. М. Бочкова, Т. В. Крузіна. – Дніпропетровськ: ДНУ, 2014. – 85 с.
4. **Кравченко, О. П.** Фізичні основи функціональної мікроелектроніки: навч.посібник [Текст] / О. П. Кравченко. – К.: Либідь, 1993. – 216 с.
5. **Яворський, Б. М.** Справочник по физике [Текст] / Б. М. Яворський, А. А. Детлаф. – М.: Наука. Гл.ред.ФМЛ, 1974. – 942 с.
6. **Краймер, Л. П.** Быстродействующие ферромагнитные запоминающие устройства [Текст] / Л. П. Краймер.- М.-Л.: Энергия, 1964. – 371 с.
7. **Гершунский, Б. С.** Основы электроники и микроэлектроники : Учебник [Текст] / Б. С. Гершунский. – К.: Вища шк., 1989. – 423 с.
8. **Горелик, С. С.** Материаловедение полупроводников и диэлектриков [Текст] / С. С. Горелик, М. Я. Дашевский. – М.: Металлургия, 1988. – 574 с.
9. **Богородицкий, Н.П.** Электротехнические материалы [Текст] / Н. П. Богородицкий, В. В. Пасынков, В. М. Тареев. – М.: Энергия, 1977. – 280 с.
10. **Шалимова, К. В.** Физика полупроводников [Текст] / К. В. Шалимова. – М: Энергоатомиздат, 1985. – 392 с.
11. Практикум по полупроводникам и полупроводниковым приборам [Текст] / Под ред. К. В. Шалимовой. – М.: Высшая школа, 1968.
12. **Прищеп, М. М.** Мікроелектроніка. Елементи мікросхем. Збірник задач [Текст] / М. М. Прищеп, В. П. Погребняк. – К.: Вища школа, 2005. – 167 с.
13. **Шефтель, И. Т.** Терморезисторы [Текст] / И. Т. Шефтель. – М.: Наука, 1973. – 415 с.

14. **Сніжної, Г.В.** Менеджмент і нормативне забезпечення якості в електронній галузі [Текст]: навч. посібник / Г. В. Сніжної, С. М. Степаненко – Запоріжжя: ЗНТУ, 2010. – 157 с.

15. **Поплавко, Ю.М.** Нанофізика, наноматеріали, наноелектроніка: навчальний посібник [Текст] / Ю. М. Поплавко, О. В. Борисов, Ю. І. Якименко – К.: НТУУ «КПІ», 2012. – 299 с.

16. **Гусев, А.И.** Наноматериалы, наноструктуры, нанотехнологии [Текст]: / А. И. Гусев – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2005. - 416 с.

17. **Суздаев, И. П.** Нанотехнология: физико-химия нанокластеров, наноструктур и наноматериалов [Текст]: / И. П. Суздаев – М.: КомКнига, 2006. □ 592 с.

18. **Поплавко, Ю. М.** Електрофізика твердих тіл: навчальний посібник. [Електронний ресурс] / Ю. М. Поплавко. – К.: Інтернет-видавництво Національного технічного університету України, 2012. – 756 с. – Режим доступу:

http://me.kpi.ua/downloads/Poplavko_Yu.M._Electrofizika_tverdih_til.pdf