

УДК 539.2

С 863

Міністерство освіти і науки України  
Запорізька державна інженерна академія



**Н. І. СТРОІТЄЛЄВА, Є.М.КІСЕЛЬОВ**

# **ФІЗИКА ТВЕРДОГО ТІЛА**

Запоріжжя

2018

**Міністерство освіти і науки України**  
**Запорізька державна інженерна академія**

Схвалено Вченою радою Запорізької  
державної інженерної академії  
протокол № 14 від 20.12.2018

**Н. І. СТРОІТЕЛЄВА, Є.М.КІСЕЛЬОВ**

## **ФІЗИКА ТВЕРДОГО ТІЛА**

Навчальний посібник для студентів спеціальності

153 «Мікро- та наносистемна техніка»

Рекомендовано до видання  
на засіданні кафедри МЕІС,  
протокол № 4 от 22.11.18

**Запоріжжя**  
**2018**

УДК 539.2

Строїтелева Н.І., Кісельов Є.М. Фізика твердого тіла. Навчальний посібник – ЗДІА, Запоріжжя, 2018. – 145 с.

Рецензенти:

**А.В. Переверзєв**, доктор технічних наук, професор, проректор з наукової роботи Запорізького інституту економіки і інформаційних технологій, м. Запоріжжя

**Т.М.Точиліна**, кандидат педагогічних наук, доцент кафедри медичної фізики, біофізики та вищої математики Запорізького медичного університету

**Г.П.Коломоєць**, кандидат фізико-математичних наук, доцент, проректор з науково-педагогічної роботи Запорізької державної інженерної академії

**Ю.О. Швець**, кандидат фізико-математичних наук, доцент, завідувач кафедру інформатики та інформаційних технологій в освіті Запорізького обласного інституту післядипломної педагогічної освіти



## ЗМІСТ

ВСТУП.....	7
РОЗДІЛ 1 .....	8
ОСНОВИ КРИСТАЛОГРАФІЇ .....	8
1.1. Будова кристалічних твердих тіл.....	8
1.2. Симетрія кристалічних структур .....	12
1.3. Методи представлення та опису кристалічних структур .....	16
1.3.1. Просторова решітка.....	16
1.3.2. Кристалографічне індексування .....	17
1.3.3. Кристалографічні проекції .....	19
1.4. Обернена решітка .....	23
1.5. Дефекти кристалічних структур.....	25
1.6. Природа хімічного зв'язку в твердих тілах .....	28
ЛАБОРАТОРНА РОБОТА № 1.1 .....	31
ЛАБОРАТОРНА РОБОТА № 1.2 .....	33
ЛАБОРАТОРНА РОБОТА №1.3 .....	34
ТЕСТОВІ ПИТАННЯ ДО РОЗДІЛУ 1 .....	40
РОЗДІЛ 2 ФІЗИЧНІ ПРОЦЕСИ В ТВЕРДИХ ТІЛАХ .....	48
2.1. Класифікація твердих тіл за електричними властивостями.....	48
2.2. Квантова теорія електропровідності металів.....	50
2.3. Температурна залежність електропровідності провідників.....	51
2.4. Опір провідників на високих частотах .....	53
2.5. Опір тонких металевих плівок .....	55
2.6. Явище надпровідності.....	56
2.7. Основи теорії електропровідності напівпровідників.....	57
2.8. Статистика носіїв заряду у власному напівпровіднику.....	61
2.9. Статистика носіїв заряду в домішкових напівпровідниках .....	65
2.10. Генерація та рекомбінація носіїв заряду в напівпровідниках.....	73
2.11. Поляризація і електропровідність діелектриків .....	79
ЛАБОРАТОРНА РОБОТА 2.4 .....	87
ЛАБОРАТОРНА РОБОТА 2.5 .....	88
ЛАБОРАТОРНА РОБОТА 2.6 .....	90

ТЕСТОВІ ПИТАННЯ ДО РОЗДІЛУ 2 .....	92
РОЗДІЛ 3 КІНЕТИЧНІ ЯВИЩА У ТВЕРДИХ ТІЛАХ.....	105
3.1. Розсіювання носіїв заряду в напівпровідниках .....	105
3.2. Механізми розсіювання носіїв заряду у напівпровідниках.....	107
3.3. Оптичні явища в напівпровідниках .....	110
3.4. Фотовольтаїчні ефекти в напівпровідниках.....	114
3.5. Термоелектричні явища в напівпровідниках .....	116
3.6. Основи теорії гальваномагнітних явищ .....	120
3.7. Магнітні властивості твердих тіл.....	122
ЛАБОРАТОРНА РОБОТА №3.7.....	127
ЛАБОРАТОРНА РОБОТА №3.8 .....	134
ЛАБОРАТОРНА РОБОТА № 3.9 .....	1375
ТЕСТОВІ ПИТАННЯ ДО РОЗДІЛУ 3 .....	139
ЛІТЕРАТУРА.....	146

## ВСТУП

Метою викладання дисципліни «Фізика твердого тіла» є надання студентам класичних уявлень про основні властивості структури кристалів, теорію енергії зв'язку твердих тіл, теорію малих коливань ідеальної решітки, зону теорію твердих тіл, теорію електропровідності та надпровідності твердих тіл, дію температури, електричного та магнітного полів, світла на властивості твердих тіл.

Завданням дисципліни є вивчення фізичних основ міжатомних взаємодій, принципів та законів, за якими формується структура твердих тіл, енергетичного спектра твердих тіл та методів його дослідження, оптичних властивостей твердих тіл, впливу зовнішніх факторів (температури, механічних напружень, статичних електричних та магнітних полів, опромінення) на фізичні властивості твердих тіл та особливостей кінетичних і релаксаційних процесів, зумовлених цим впливом.

**Автори посібника присвячують це видання світлій пам'яті свого вчителя – Матискіна Валерія Івановича.**

# РОЗДІЛ 1

## ОСНОВИ КРИСТАЛОГРАФІЇ

### 1.1. Будова кристалічних твердих тіл

Всі тверді тіла мають стабільний об'єм та форму і розділяються на:

1) кристалічні, в яких спостерігається ближній і дальній порядок розташування частинок.

2) аморфні, в яких спостерігається тільки ближній порядок.

У свою чергу всі кристалічні речовини поділяються на:

1) монокристали, в яких порядок розташування частинок існує для всього обсягу.

2) полікристали - агрегати багатьох монокристалів у яких дальній порядок існує для обсягу одного монокристалічного зерна.

У кристалічних речовинах на відміну від аморфних спостерігається закономірне, симетричне, періодичне розташування частинок. Ці закономірності розташування частинок, їх природа, енергетичний спектр, сили зв'язку між ними визначають фізичні властивості кристалів.

Симетрія фізичних властивостей виявляється в однорідності кристала. Однорідність кристала проявляється в тому, що для будь-якої точки всередині кристалу знайдеться така, що властивості кристалу в обох цих точках цілком аналогічні, причому друга точка знаходиться на деякій кінцевій відстані від першої.

**Анізотропія** - відмінність фізичних властивостей в кристалі за різними кристалографічними напрямками в наслідок того, що в структурі кристала в різних напрямках існують різні відстані і сили зв'язку між частинками.

Симетрія форм кристалів забезпечує симетрію їх фізичних властивостей. Уявні площини, лінії і точки, за допомогою яких здійснюють уявні відображення і обертання, що призводять багатогранник відповідно до самого себе, називаються **елементами симетрії** кристалічного багатогранника.



Симетрія - загальна властивість кристалічного тіла, а її аналіз – головне завдання кристалографії. Анізотропія будови кристала виявляється в анізотропії його властивостей. При цьому, відповідно до принципу Неймана, симетрія будь-якої фізичної властивості кристала не може бути вище симетрії кристала.

**Елемент симетрії** - це геометричний образ, вплив якого на періодично повторювану систему крапок призводить до суміщення цієї системи крапок зі своїм первісним положенням у просторі. Якщо правильна періодична повторюваність системи крапок проявляється в тім, що в ній можна знайти таку площину, що ділить систему крапок на дві дзеркально рівні частини, тобто на дві частини, одна йз яких є дзеркальним відбиттям іншої, те система крапок має **площину симетрії**  $m$  (рис. 1.1).

Якщо правильна періодична повторюваність системи крапок проявляється в тім, що в ній можна знайти такий напрямок, при обертанні навколо якого система збігається зі своїм первісним положенням у просторі кілька разів за один повний оберт, те ця система крапок має поворотну **вісь симетрії** (позначається арабськими цифрами або  $L$ ) (див. рис. 1.1). У просторі кристала можливі лише осі другого, третього, четвертого й шостого порядків, позначуваних відповідно 2, 3, 4, 6, або  $L_2, L_3, L_4, L_6$ . Оскільки поворот на  $360^\circ$  поверне в первісне положення будь-яке складне тіло, вісь першого порядку не впливає на характеристики решіток. Порядок осі дає число сполучень фігури самою із собою при повному повороті навколо даної осі.

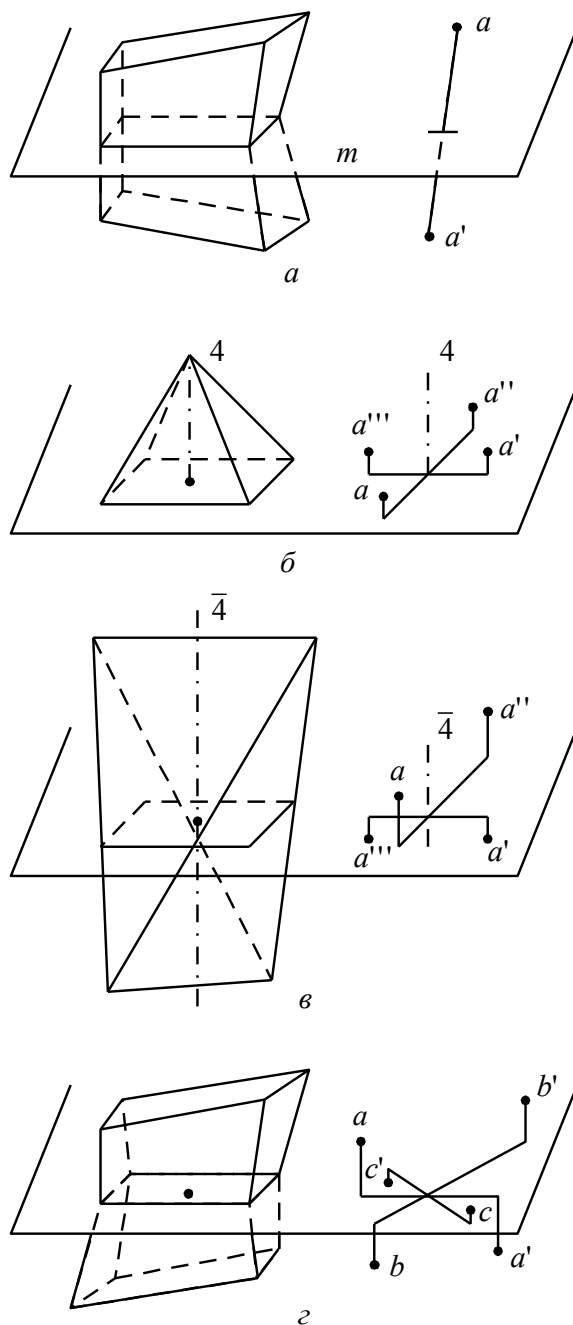
Якщо правильна періодична повторюваність системи крапок проявляється в тім, що в ній можна знайти такий напрямок, при обертанні навколо якого система поперемінно збігається то зі своїм відбиттям у крапці, що лежить на цій осі, то зі своїм невідображеним первісним положенням, ця система крапок має **інверсійну вісь симетрії** (див. рис. 1.1), що позначається  $\bar{1}, \bar{2}, \bar{3}, \bar{4}, \bar{6}$  або  $L_{ix}$ , де  $x = 1, 2, 3, 4, 6$ . Кожна парна інверсійна вісь є в той же час і поворотною вісю симетрії вдвічі меншого порядку. Деякі з інверсійних осей можуть бути

описані іншими елементами симетрії, наприклад:  $\bar{2} = m; \bar{3} = 3 + \bar{1}$  і т.д. Незалежними залишаються осі 1 і 4. З них вісь  $\bar{1}$  зв'язана не стільки з напрямком, скільки з певною крапкою, і тому називається **центром інверсії**.

Елементи симетрії - площина симетрії, поворотна вісь симетрії, центр інверсії - називаються закритими елементами симетрії, або елементами симетрії континуума, і визначають більшість фізичних властивостей кристала і його вигляд. Додавання незалежних закритих елементів симетрії приводить до 32 класів симетрії або до 32 крапкових груп. Щоб їх вивести, потрібно переглянути всі можливі сполучення кристалографічних елементів симетрії, що перетинаються в одній крапці.

Формула симетрії складається із всіх елементів симетрії даного об'єкта, які записані один за одним. На першому місці прийнято писати осі симетрії від вищих до нижчих, на другому - площині симетрії, потім центр. У міжнародному символі даного класу пишуться не всі, а тільки основні (породжуючі) елементи симетрії, а породжені елементи, які можна вивести зі сполучень що породжують, не пишуться. У міжнародному символі зміст цифри або букви, що означає елемент симетрії, залежить від того, на якій позиції в символі вона поставлена.

Вплив симетрії на всі фізичні явища визначається **загальним принципом симетрії**, що сформулював П. Кюрі. Якщо певні причини викликають відповідні наслідки, то елементи симетрії причин повинні виявитися у викликаних ними наслідках. Якщо в яких-небудь явищах виявляється певна дісиметрія, то вона повинна проявлятися в причинах, їх що породили. Цей універсальний принцип застосовний до всіх фізичних явищ. У додатку до кристалів він відомий як **принцип Неймана**: елементи симетрії кожної фізичної властивості кристала повинні містити в собі елементи макроскопічної симетрії кристала, або, що точніше, група симетрії будь-якої фізичної властивості кристала повинна містити в собі крапкову групу симетрії самого кристала. Зміст принципу Неймана полягає в тім, що перетворення симетрії, властиве кристалу, не може змінити його фізичні властивості.



а - дзеркальна площина; б - поворотна вісь симетрії; в - інверсійна вісь;  
 г - центр інверсії.

Рисунок 1.1 - Елементи симетрії

По зовнішньому грануванню кристали розділяються на дві групи. До першого відносяться такі, які при своєму ідеальному розвитку складаються з однакових і симетрично розташованих граней. До другої групи ставляться ідеальні кристали, що володіють різними по обрисах і величині гранями. Багатогранники першої групи являють собою прості форми, багатогранники

другий - комбінації. **Простою формою** називається сукупність граней, зв'язаних між собою елементами симетрії. **Комбінацією** називається сукупність двох або декількох простих форм. У кристалографії відомо 47 простих форм, виведених математично з 32 видів симетрії. Можливо нескінченна кількість комбінацій. Для виявлення щирих обрисів граней тієї або іншої простої форми в комбінації необхідно подумки продовжити їх до взаємного перетинання, не обертаючи уваги на грані інших форм. Всі 47 простих форм, їхній вид і симетрія наведені в підручниках з кристалографії.

## 1.2. Симетрія кристалічних структур

Кристал являє собою правильну тривимірну решітку, складену з атомів або молекул. Структура кристала - це просторове розташування його атомів (або молекул). Геометрія такого розташування подібна до малюнка на шпалерах, у яких основний елемент малюнка повторюється багаторазово. Однакові крапки можна розташувати на площині п'ятьма різними способами, що допускають нескінченне повторення.

Для простору ж є 14 способів розташування однакових крапок, що задовольняють вимозі, щоб у кожній з них було те саме оточення. Це просторові решітки, мають назву **решіток Браве** по імені французького вченого Огюста Браве, який у 1848р. довів, що число можливих решіток такого роду дорівнює 14 (рис.1.2 і 1.3).

Вимога того, щоб кожний вузол решітки мав однакове атомне оточення, стосовно до кристалів накладає обмеження на сам основний елемент малюнка. При повторенні він повинен заповнювати весь простір, не залишаючи порожніх вузлів. Було встановлено, що існує лише 32 варіанта розташування об'єктів навколо деякої крапки (наприклад, атомів навколо вузла решітки), що задовольняють цій вимозі. Це так звані 32 просторові групи. У сполученні з 14 просторовими ґратами вони дають 230 можливих варіантів розташування об'єктів у просторі, називаних **просторовими групами**.

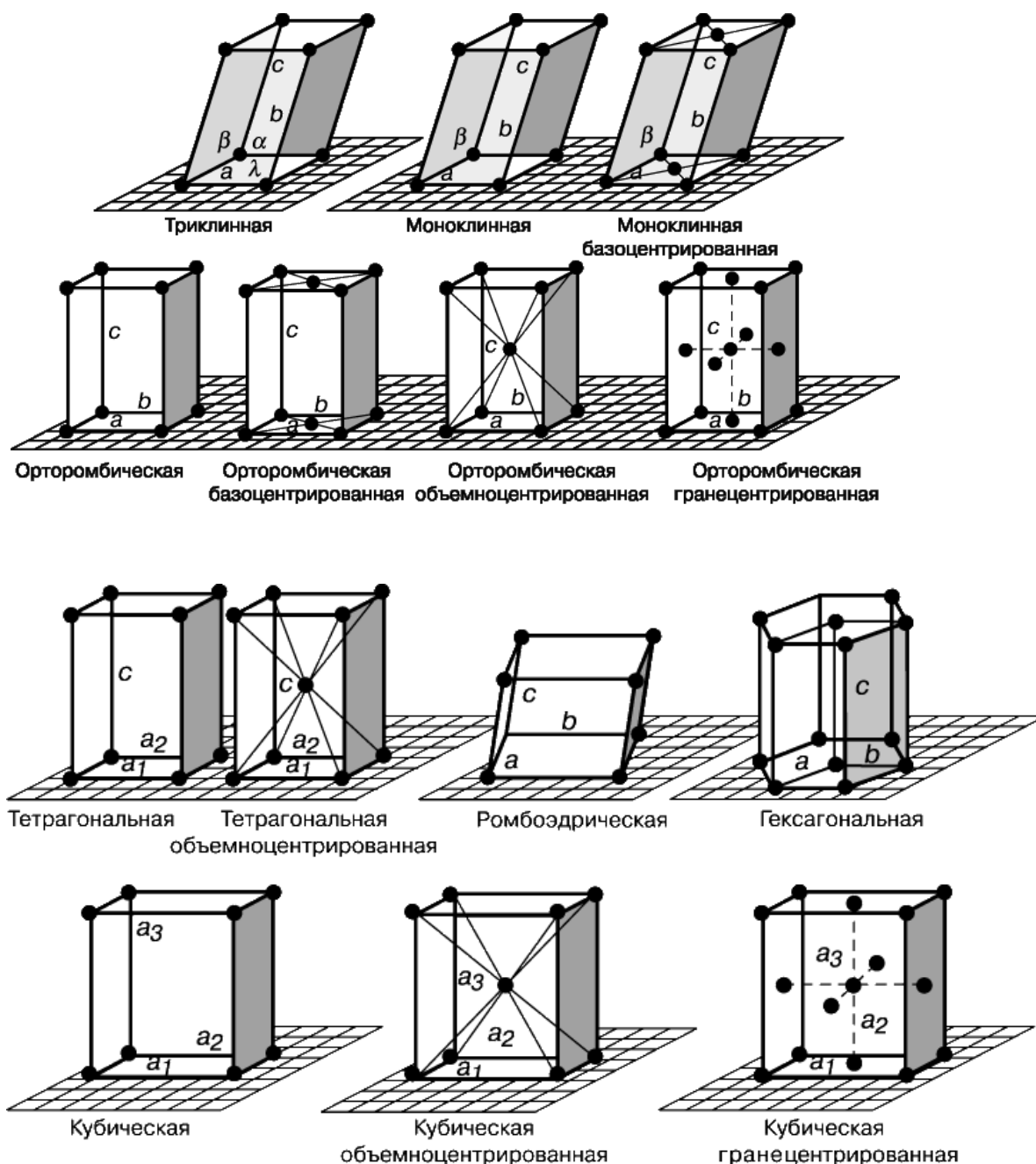


Рисунок 1.2 – 14 різних способів упорядкованого розташування в просторі однакових крапок (просторові решітки) [1]

Загальними для всіх кристалів є 14 просторових решіток. Елементарний осередок будь-якого кристала подібний до однієї з них, але його розміри визначаються розмірами, числом і розташуванням атомів. Елементарний осередок у вигляді паралелепіпеда, загалом кажучи, аналогічний «цеглинці» Гаюі, тобто базисному елементу, при повторенні якого утворюється кристал.

Рентгенівський аналіз дозволяє з великою точністю визначати довжину сторін осередку й кути між сторонами. Елементарні осередки дуже малі й мають розміри порядку нанометра. Наприклад, сторона кубічного елементарного осередку хлориду натрію дорівнює 0,56 нм. Таким чином, у крихітній крупинці звичайної повареної солі втримується приблизно мільйон елементарних осередків, покладених одна до іншої.

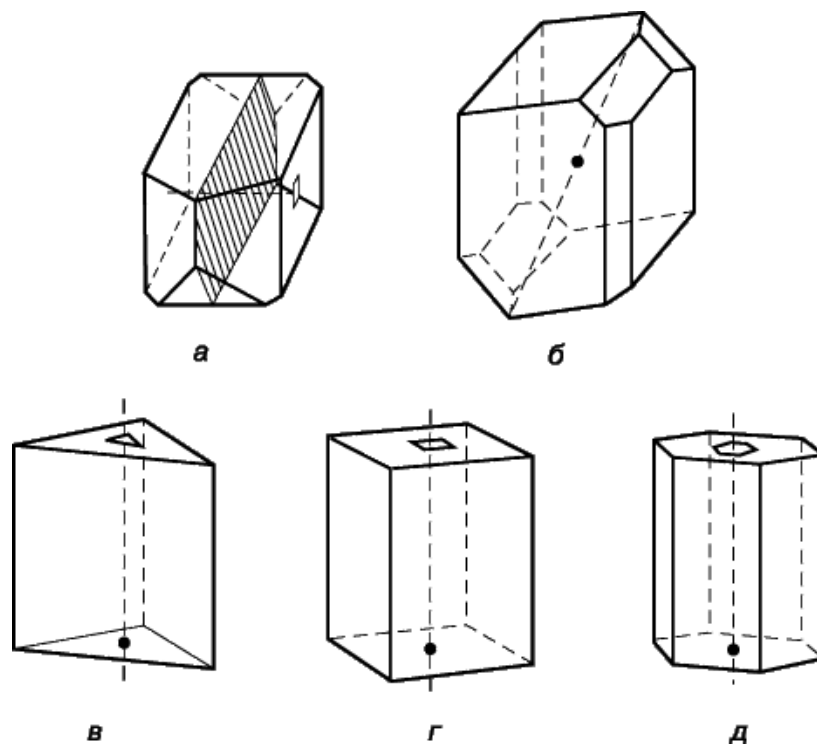
Методом дифракції рентгенівських променів (рентгенографія) можна визначити не тільки абсолютні розміри елементарного осередку, але також просторову групу й навіть розташування атомів у просторі, тобто структуру кристала. Важливу роль у дослідженні кристалічних структур зіграли також методи дифракції електронів (електронографія), дифракції нейтронів (нейтронографія) і інфрачервоної спектроскопії. Кристали мають якусь внутрішню симетрію, що не виявляється в безформній крупинці. Симетрія кристалів одержує зовнішнє вираження тільки тоді, коли вони мають можливість вільно рости без яких-небудь перешкод. Але навіть добре організовані кристали рідко мають досконалу форму, і немає двох кристалів, які були б зовсім однакові.

Форма кристала залежить від багатьох факторів, один із яких - форма елементарного осередку. Якщо такий «цеглинка» повторити однакове число раз паралельно кожній з його сторін, то вийде кристал, форма й відносні розміри якого точно такі ж, як в елементарного осередку. Близька до цього картина характерна для багатьох кристалічних речовин. Але на форму впливають і такі фактори, як температура, тиск, чистота, концентрація й напрямок руху розчину. Тому кристали тієї самої речовини можуть виявляти велику розмаїтність форм. Розходження форм пов'язане з тим, як саме укладаються однакові «цеглинки».

Задовго до того, як 32 типи симетричних розташувань точкових груп були визначені рентгенівськими методами, вони були виявлені шляхом дослідження морфології, тобто форми й структури кристалів. На підставі виду й розташування граней, а також кутів між ними кристали приписувалися одному

з 32 кристалографічних класів. Тому просторові групи й кристалографічні класи - це як би синоніми. Існують три основних елементи симетрії: площина, вісь і центр (рис. 1.4).

**Площина симетрії.** Багато добре відомих нам предметів мають симетрію щодо площини. Наприклад, стілець або стіл можна уявити собі розділеними на дві однакові частини. Точно так само площина симетрії ділить кристал на дві частини, кожна з яких є дзеркальним відображенням іншої. (Площину симетрії іноді називають площиною дзеркального відображення.)



а – площина симетрії, б – центр симетрії, в – вісь симетрії 3 порядку, г – вісь симетрії 4 порядку, д – вісь симетрії 6 порядку

Рисунок 1.4 – Елементи симетрії у кристалах [1]

**Вісь симетрії** – це уявлювана пряма, поворотом навколо якої на частину повного оберту можна привести об'єкт до збігу із самим собою. У кристалах можливі тільки п'ять видів осьової симетрії: 1-го порядку (еквівалентна відсутності обертання), 2-го порядку (повторення через  $180^\circ$ ), 3-го порядку

(повторення через  $120^\circ$ ), 4-го порядку (повторення через  $90^\circ$ ) і 6-го порядку (повторення через  $60^\circ$ ).

**Центр симетрії.** Кристал має центр симетрії, якщо будь-яка пряма, подумки проведена через нього, на протилежних сторонах поверхні кристала проходить через однакові крапки. Таким чином, на протилежних сторонах кристала перебувають однакові грані, ребра й кути.

Є 32 можливі комбінації площин, осей і центрів симетрії в кристалах; кожною такою комбінацією визначається *кристалографічний клас*. Один клас не має симетрії; говорять, що він має одну вісь обертання 1-го порядку.

14 типів решіток (решіток Браве), що відрізняються по формах елементарних осередків і по симетрії, розділяють на 7 кристалографічних сингоній. Кожна решітка Браве - це група трансляцій, що характеризує розташування матеріальних часток у просторі.

За характером взаємного розташування основних трансляцій або по розташуванню вузлів всі кристалічні решітки розбиваються на 4 типи: примітивні P; базоцентровані C; об'ємно-центровані I; гранецентровані F. Сукупність координат вузлів, що входять в елементарний осередок, називається **базисом осередку**. Всю кристалічну структуру можна одержати, повторюючи вузли базису сукупністю трансляцій осередку Браве. Міжнародний символ просторової групи складений так, що по виду символу за допомогою теорем про сполучення елементів симетрії можна наочно представити всю сукупність елементів симетрії цієї групи.

### **1.3. Методи представлення та опису кристалічних структур**

#### **1.3.1. Просторова решітка**

Розглянемо ідеальний кристал, в якому немає ніяких домішок, а всі однакові частки розташовані однаковими паралельними рядами, найкоротшу з можливих відстаней між двома однаковими точками в ряду називають **елементарною трансляцією** або **періодом трансляції**.



Симетричні перетворення, тобто зрушення ряду на один період трансляції, за допомогою якого точка повторюється в просторі, називають *трансляцією*. Для звичайного кристала існують три елементарні трансляції:  $a$ ,  $b$ ,  $c$ . Паралелепіпед, побудований на трьох елементарних трансляціях називають **елементарною коміркою**.

Однакові точки, пов'язані між собою елементарної трансляцією в нескінченному ряду називають *вузлами* ряду. Вибір основних трансляцій в структурі кристала дуже важливий, тому що ними визначають кристалографічні системи координат. У загальному випадку в такій системі координат  $a \neq b \neq c$  і  $\alpha \neq \beta \neq \gamma$ .

Кристали, у яких однакова симетрія елементарних осередків їх структур і однакова кристалографічна система координат об'єднуються в сингонії, яких всього існує 7 штук. Таким чином, **просторова решітка** - геометричне побудова, за допомогою якого в кристалічному просторі виявляються однакові точки.

### 1.3.2. Кристалографічне індексування

Якщо один з вузлів кристалографічної решітки вибрати за початок координат, то будь-який інший вузол можна визначити за допомогою радіус – вектора  $R$ :

$$\vec{R} = m \cdot \vec{a} + n\vec{b} + p\vec{c}$$

де  $a$ ,  $b$ ,  $c$ - вектора елементарних трансляцій по вісям  $x$ ,  $y$ ,  $z$ .  $m$ ,  $n$ ,  $p$  - цілі числа, що називаються **індексами** даного вузла.

Символ ряду вузлів визначається початком координат і будь-яким вузлом лежить в цьому напрямку. Відношення  $m : n : p$  характеризує нахил площини до вісей координат.  $m : n : p$  можуть бути умовними і дробовими числами, тому відношення  $m : n : p$  призводять до співвідношення трьох чисел  $s : g : z$ , де  $s : g : z$  - прості цілі числа - параметри Вейса. У кристалографії прийнято характеризувати площині **індексами Міллера**, які представляють собою величини зворотні параметрам Вейса, наведені до цілих чисел.

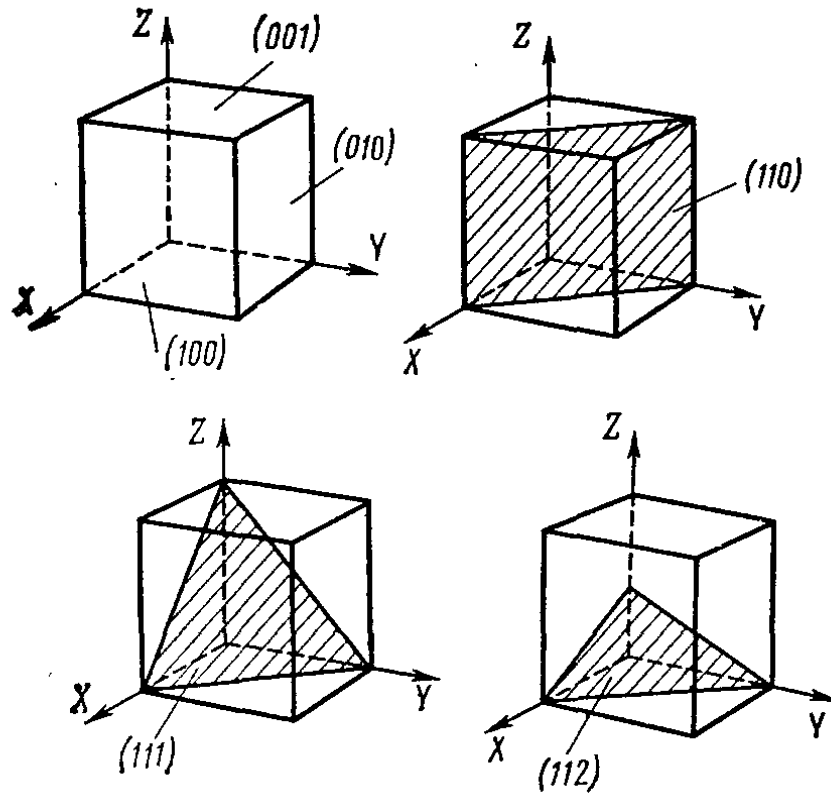


Рисунок 1.5 – Приклади символів деяких площин [2]

Розглянемо декілька прикладів індексування площин у кристалографії:

$$1) \frac{1}{3}; \frac{1}{2}; \frac{1}{4} = \frac{4:6:3}{12} \quad m = 3; n = 2; p = 4$$

Індекс площини (4 6 3)

$$2) m = \frac{1}{2}$$

$$n = \frac{1}{3} \quad \frac{1}{2} : \frac{1}{3} : 1 = \frac{1}{2} \cdot \frac{3}{1} : \frac{1}{1} = \frac{3}{2} : 1 = 3 : 2 : 1 - \text{параметри Вейса}$$

$$P = 1 \quad \frac{1}{2} : \frac{1}{3} : 1 = \frac{2:3:6}{6} \quad (2 \ 3 \ 6) - \text{Індекс Міллера}$$

$$m = \frac{1}{2} \quad \frac{1}{2} : \frac{1}{3} : \frac{1}{\infty} = \frac{3}{2} : 0 = 3 : 2 : 0$$

$$n = \frac{1}{3} \quad \frac{1}{3} : \frac{1}{2} : 0 = \frac{2:3:0}{6} = (2:3:0)$$

$$p = \infty$$

$$m = \frac{3}{2} \quad \frac{3}{2} : 1 : \infty = \frac{3}{2} : \frac{1}{1} : \frac{1}{\infty} = 3 : \frac{2}{1} : \infty = \frac{1}{3} : \frac{1}{2} : \frac{1}{\infty} = (2 \ 3 \ 0)$$

$$n = 1$$

$$p = \infty$$

$$m = 1 \quad \frac{1}{1} : \frac{1}{\infty} : \frac{1}{\infty} (100)$$

$$n = \infty$$

$$p = \infty$$

$$m = \infty$$

$$n = 1 (010)$$

$$p = \infty$$

$$m = \infty \quad \frac{1}{\infty} : \frac{1}{\infty} : \frac{1}{1}$$

$$n = \infty (0 \ 0 \ 1)$$

$$p = 1$$

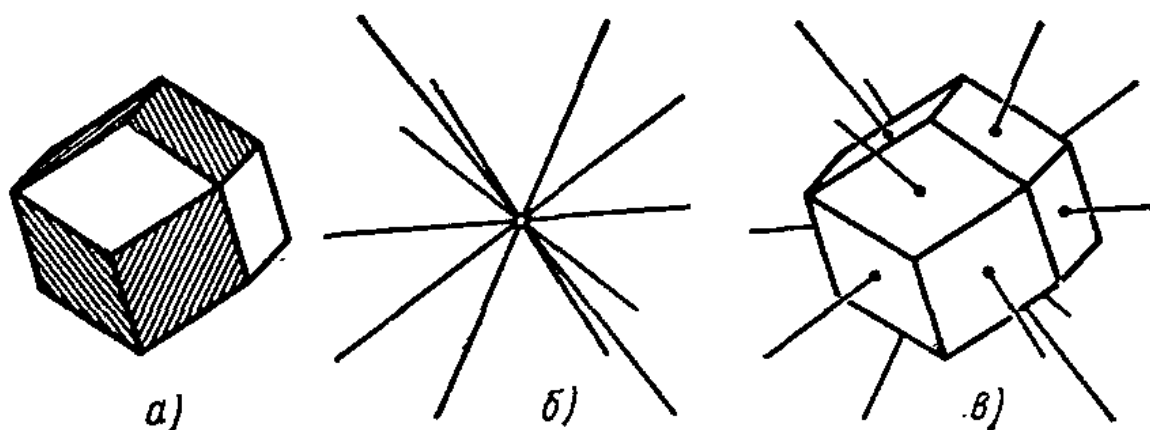
### 1.3.3. Кристалографічні проєкції

Коли кристал росте, частки шикуються в закономірні і симетричні ряди, сітки, решітки. Грані кристалічних багатогранників відповідають площинам, складеним з матеріальних частинок. Кристал росте так, що частки речовини відкладаються на його гранях з навколишнього середовища. Грані наростають на самих себе, причому взаємне їх розташування при зростанні кристала не змінюється.

**Закон сталості кутів** полягає в тому, що у всіх кристалах даної речовини при однакових умовах кути між відповідними гранями кристалів постійні. Згідно з цим законом характерними параметрами будь-якої кристалічної речовини є кути між гранями кристала, тому форму кристалічного багатогранника, розташування його елементів симетрії, анізотропію фізичних

властивостей можна характеризувати набором кутів між гранями. У кристалографії частіше користуються кутами між нормальними (перпендикулярами) до граней.

Знаючи кути між нормальними до граней, можна замінити кристалічний багатогранник його *полярним комплексом* - сукупністю напівпрямих, що перпендикулярні до граней кристала, та проходить через одиничну точку в центрі комплексу (рис.1.6).



а) – ромбічний додекаедр; б) – полярний комплекс; в) - нормалі до гранів;

Рисунок 1.6 – Задача побудови полярного комплексу ромбічного додекаедру [2]

У *сферичній* проекції всі грані кристала шляхом паралельного перенесення переміщуються в центр сфери проекцій, потім будують сліди перетину цих граней зі сферою проекцій. Ребро має своєю проекцією точку, грань має своєю проекцією окружність визначеного діаметру.

Згідно рис.1.7 положення будь-якої точки на сферичній проекції задається двома координатами:  $\rho$  - полярна відстань, відлік від N - полюса до S - полюсу змінюється від 0 до 360°;  $\varphi$  - довгота - відлік по екватору від 0-го меридіана, змінюється від 0 до 360°.

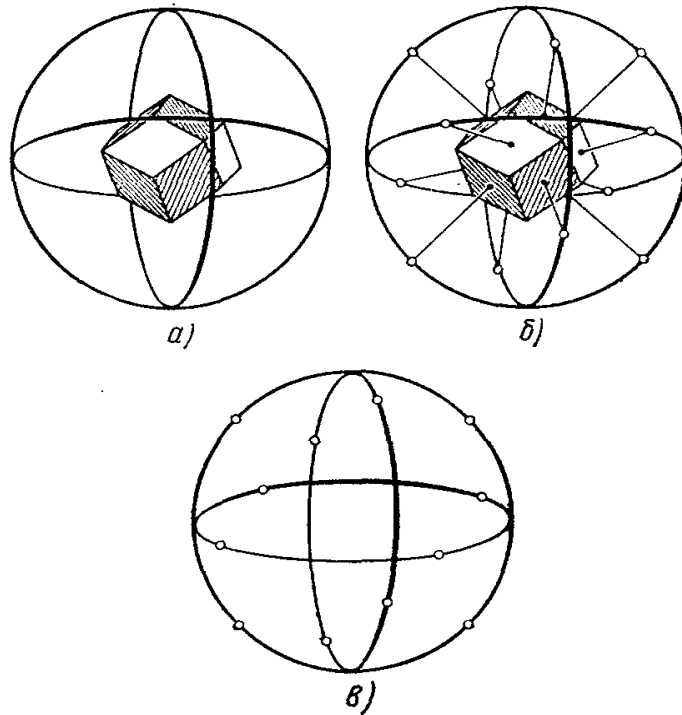


Рисунок 1.7 - Повна сферична проекція ромбічного додекаедра [2]

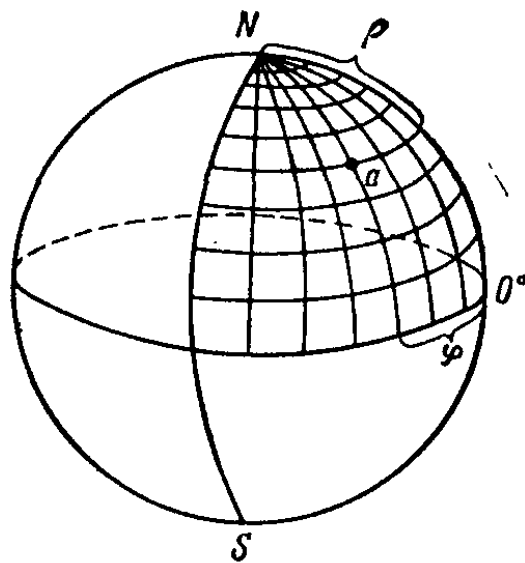


Рисунок 1.8 – Сферичні координати на поверхні сфери [2]

**Стереографічна** (СГ) проекція може бути отримана, якщо сферичну проекцію спроектувати на екваторіальну площину. Для цього згідно рис.1.9 в одному з полюсів сферичної проекції вибирають «очну» точку S. Що б

спроєктувати пряму  $O_{a1}$  проводимо лінію  $AS$  з очної точки  $S$  до точки  $A$  на сфері.

Крапка  $A$  на рис.1.9 є- результатом перетину лінії  $AS$  з колом проєкції; , а крапка  $a$  на рис.1.9 - стереографічна проєкція напрямку  $O_{a1}$  на стереографічній проєкції.

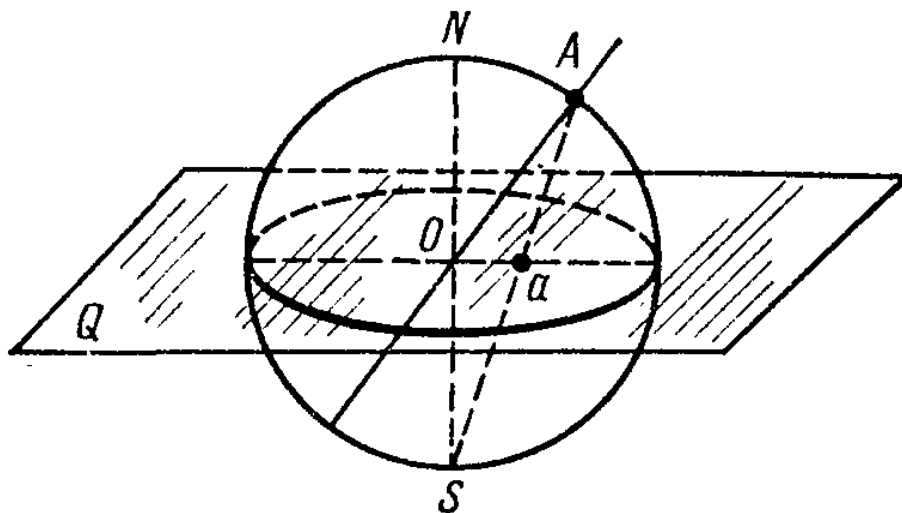


Рисунок 1.9 – Побудова стереографічної проєкції [2]

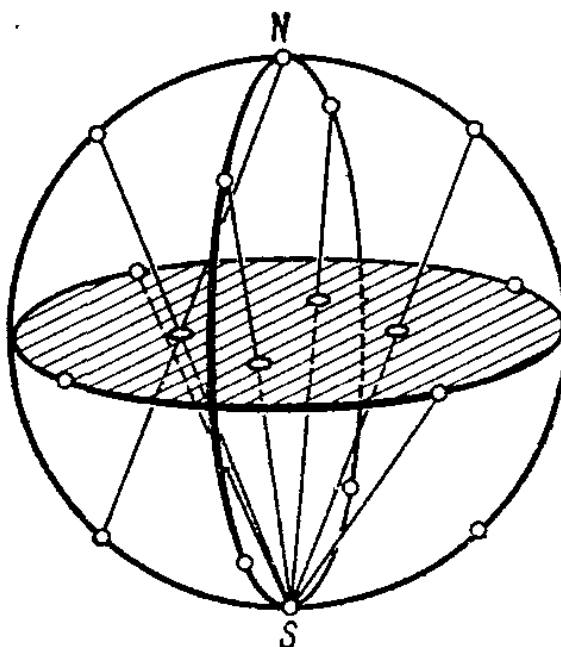


Рисунок 1.10 – Побудова гномостереографічної проєкції [2]

*Гномостереографічна* проекція (рис.1.10) - сукупність стереографічних проекцій полярного комплексу. Площиною такої проекції є екваторіальна площина сфери проекції.

*Гномонічна* проекція (рис.1.11) - сукупність СГ- проекції полярного комплексу на площину паралельна екваторіальній і розташовану у ставленні до N-полюса сфери проекції. Недолік гномонічної проекції - зберігаються співвідношення кутів між площинами. Перевага - координати точки гномонічної проекції прямо пропорційні індексам Міллера. Цей вид проекції застосовується в структурному аналізі кристалічних твердих тіл.

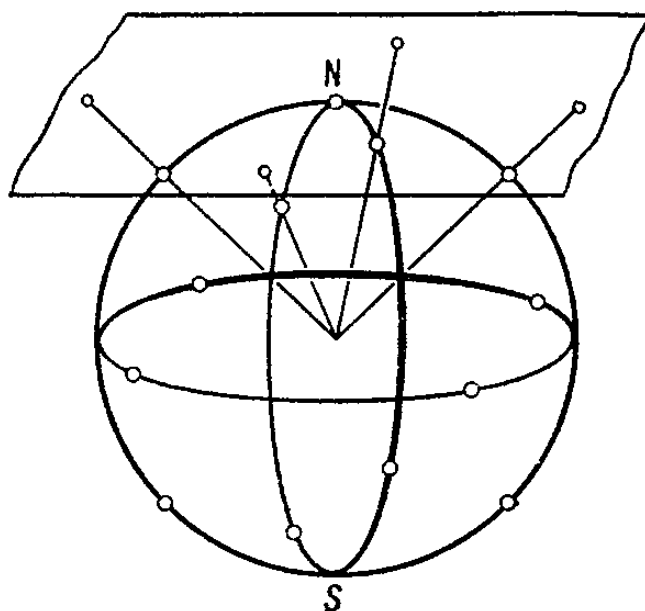


Рисунок 1.11 – Побудова гномонічної проекції [2]

#### 1.4. Обернена решітка

Кожній реальній кристалічній структурі відповідає дві кристалічні решітки – вже розглянута вище пряма решітка і так звана *обернена решітка*.

Її основні властивості:

1 )  $\vec{a}, \vec{b}, \vec{c}$  - вектора елементарних трансляції прямої решітки.

$\vec{a}^*, \vec{b}^*, \vec{c}^*$  - вектора елементарних трансляції оберненої решітки.

Векторні співвідношення:

$$\vec{a}^* = \vec{b} \cdot \vec{c}, \vec{a}^* \perp \vec{b}^*, \vec{c}^*$$

$$\vec{b}^* = \vec{c}^* \cdot \vec{a}, \vec{b}^* \perp \vec{a}^*, \vec{c}^*$$

$$\vec{c}^* = \vec{a}^* \cdot \vec{b}, \vec{c}^* \perp \vec{a}^*, \vec{b}^*$$

2) Площині (hkl) прямої решітки відповідає вузол [[hkl]] оберненої решітки.

3) Осьові параметри оберненої ґратки  $a^*$ ,  $b^*$ ,  $c^*$  рівні зворотнім величинам міжплощинних відстаней плоских сіток прямої решітки до цієї вісі.

$$4) \vec{H}_{hkl} = h\vec{a} + k\vec{b} + l\vec{c}$$

Вектор  $\vec{H}$  оберненої ґратки площині (hkl), а його довжина дорівнює зворотній величині відстані між сімейством паралельних площин {hkl} прямої решітки.

$$5) V^* = \frac{1}{V}$$

Об'єм елементарного осередку оберненої решітки дорівнює величині, оберненої до об'єму елементарного осередку прямої решітки.

Поняття про зворотну решітку вводиться для опису періодичності розподілу здатності кристала відбивати рентгенівські промені. Рентгенівське випромінювання - електромагнітні хвилі, енергія фотонів яких лежить на шкалі електромагнітних хвиль між ультрафіолетовим випромінюванням і гамма-випромінюванням, що відповідає довжинам хвиль від  $10^{-12}$  до  $10^{-8}$  м.

Інтерференція - зміна в характеристиці звукових, теплових, світлових і електричних явищ пояснене коливальним рухом. Дифракція - відхилення, огинання перешкод світлом.

Відбивання рентгенівських променів від кристалографічної площини структури кристала описується формулою Вульфа Бреґга:

$$2d \sin \alpha = n\lambda$$

d – відстань між паралельними площинами в кристалі;

$\alpha$  - кут падіння рентгенівського випромінювання на площину;

n - ціле число;



$\lambda$  - довжина хвилі рентгенівського випромінювання.

Якщо промінь з довжиною хвилі  $\lambda$  падає як сукупність паралельних атомних площин, що відстають одна від одної на відстань  $d$ , то він породжує дифрагований промінь, що йде також як промінь відбитий під кутом  $\alpha$ . Згідно з умовою Вульфа Брегга максимальна дифракція виникає тільки для певних напрямків і міжплощинних відстаней. Симетрія розподілу дифракції плям відповідає симетрії кристала.

Дифрагований максимум відповідає площині в кристалі, по геометрії дифракційної картини можна судити про геометрію кристалічної решітки, а по інтенсивності максимумів дифракції - про розподіл атомів кристалічної решітки.

### 1.5. Дефекти кристалічних структур

Кристалів з ідеальною будовою в природі не існує. У реальних кристалах завжди спостерігаються ті чи інші відхилення від періодичності розташування частинок в кристалічній решітці звані дефектами кристалічної структури або структурними недосконаlostями. Дефектів будови в кристалічних тілах дуже багато, їх концентрація, активність і взаємодії багато в чому визначають фізичні властивості твердих тіл і області їх технічного застосування.

Принципи класифікації дефектів можуть бути різні, найбільш часто використовують розмірний принцип:

- Точкові дефекти або мікродефекти (вакансії, міжвузельні атоми активної речовини, атоми домішки заміщення або впровадження, носії заряду) - умовно безрозмірні (нульмірні).
- Лінійні дефекти (дислокації) - одномірні.
- Двовимірні дефекти (межі зерен, двійникові межі, дефекти упаковки).
- Тривимірні або об'ємні недосконаlostі (пори, частинки сторонніх фаз).

Розглянемо деякі з цих дефектів.

Точкові (або атомні) дефекти виявляються у вигляді незайнятих вузлів решітки (вакансії), у вигляді зсувів атома з вузла в міжвузля, у вигляді входження чужорідного атома (або іона) домішки у вузол (заміщення) або в міжвузлові (впровадження) (див.рис.1.12).

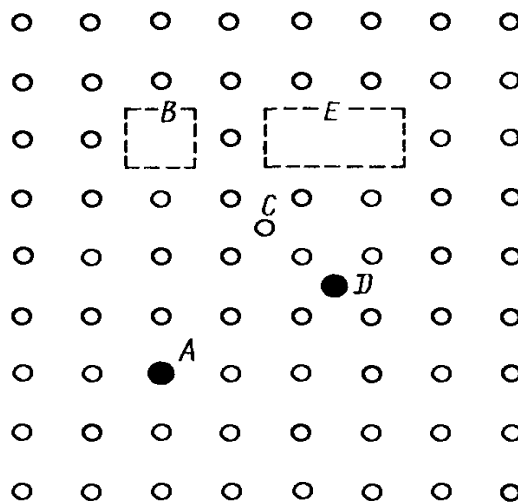


Рисунок 1.12 – Основні типи точкових дефектів в кристалічній решітці:

A - атом домішки заміщення, B - вакансія, C - атом в міжвузлі,  
D - атом домішки впровадження, E – дівакансія [2]

Розглянемо тепер не точковий, а протяжний (одновимірний) дефект кристалічної будови, іменованій **дислокацією**. Природа крайової і спіральної (гвинтової) дислокацій на прикладі примітивної кубічної решітки показана на рис. 1.13, рис. 1.14.

При утворенні **крайової дислокації** відбувається зрушення однієї частини кристала щодо іншої на одну міжатомну відстань. Кордон між тією частиною кристала, де зсув має місце і тією частиною, де його немає, називається крайовою дислокацією. Зрушення перпендикулярно осі дислокації. Така дислокація знаходиться в кінці півплощині, викликає лінійне порушення порядку декількох постійних решітки, за яким кристал має вже ідеальну структуру.

**Спіральна (гвинтова) дислокація** - результат зміщення однієї частини кристала щодо іншої на одну постійну решітки. При цьому зрушення

паралельно осі дислокації. Дислокації в кристалах можуть переміщатися і виявляються методами хімічного травлення.

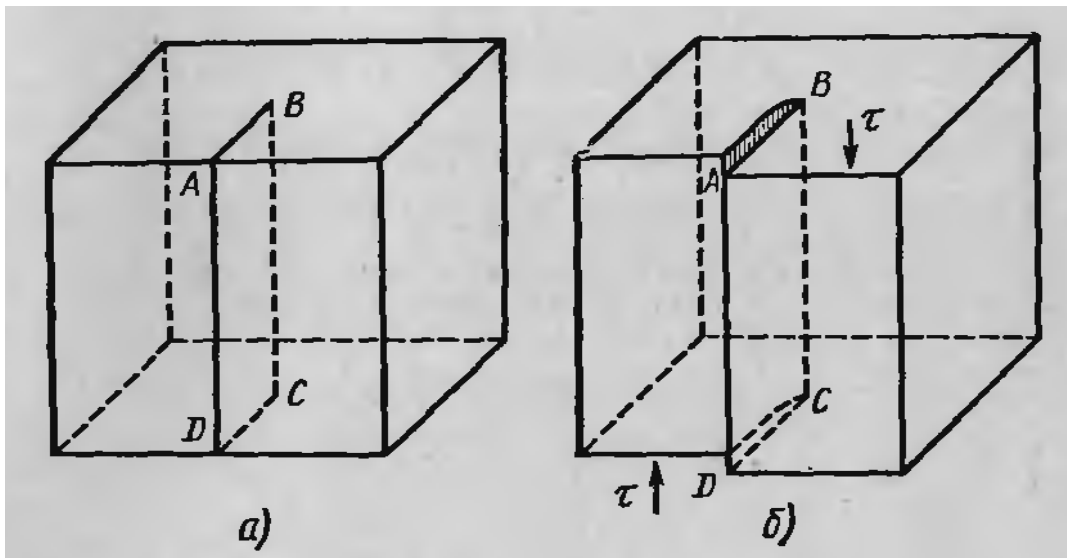


Рисунок 1.13 – Зрушення, що створило гвинтову дислокацію:  
BC - лінія гвинтової дислокації, AB - сходишка на поверхні кристала,  
 $\tau$  - вектор зсуву [2]

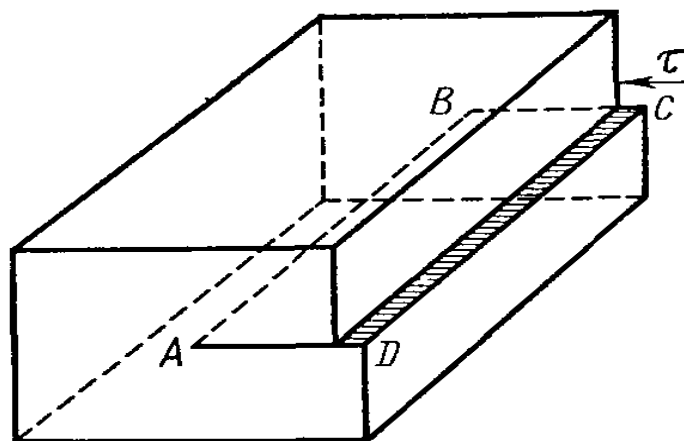


Рисунок 1.14 – Зрушення, що створило крайову дислокацію:  
AB - лінія крайової дислокації, CD - сходишка на поверхні кристала,  
 $\tau$  - вектор зсуву [2]

Такий прошарок, в якому порушено нормальне чергування щільноупакованих шарів, називається **дефектом упаковки (ДУ)**. Дефект упаковки – це двовимірний дефект. Краї ДУ, які обриваються усередині кристала, утворюють часткові дислокації. Таке порушення чергування шарів може бути створене шляхом додавання або вилучення шару, тому розрізняють ДУ впровадження і віднімання.

**Границя зерна** – це площа, тобто двовимірний дефект, що розділяє два монокристалічних зерна в полікристалі і являє собою сімейство паралельних або пересічних дислокацій.

### 1.6. Природа хімічного зв'язку в твердих тілах

При зближенні атомів до відстаней порядку декількох ангстрем між ними виявляються сили взаємодії - сили тяжіння і сили відштовхування. У першому випадку відбувається синтез молекули хімічної сполуки, в другому - розкладання, дисоціація. Як відомо, згідно з сучасними уявленнями, хімічний зв'язок виникає в результаті руху електронів на зовнішніх (валентних) оболонках атома в полі між ядрами. Хімічний зв'язок утворюється, коли кожен з валентних електронів знаходиться в полі обох ядер і належить обом атомам. Таким чином, атоми об'єднуються в молекули, а між ними діють сили, природа яких, в загальному випадку, може бути різною:

- сильні взаємодії - ядерні сили, які проявляються на відстані  $10^{-13}$  -  $10^{-12}$  см.
- слабкі взаємодії - сили, що зумовлюють  $\beta$  - розпад, тобто випромінювання електронів. Ці сили зазвичай слабкіші ніж електромагнітні в  $10^8$  -  $10^{10}$  разів.
- електромагнітні взаємодії: кулонівської взаємодії в  $10^6$  разів сильніші за взаємодії магнітних диполів.
- гравітаційні взаємодії в  $10^{36}$  разів слабкіші за електромагнітні.

Будова молекул визначається, головним чином, взаємодією електричних зарядів. Розрізняють кілька видів хімічного зв'язку.

Гомеоплярний (ковалентний) зв'язок. Перегрупування електронів може викликати утворення електронних пар, загальних для взаємодіючих атомів. В основі ковалентного зв'язку лежить обмінна взаємодія, обумовлена обміном атомів електронами, і має суто квантово-механічну природу. Кожен атом для зв'язку з іншим віддає один електрон і один отримує від нього. Належність будь-якого з цих електронів до будь-якого з атомів рівноймовірна. У процесі руху ці електрони утворюють електронну хмару, симетричну щодо їх обох, але як би «стягнуту» в простір між ядрами. У ковалентних зв'язках беруть участь тільки неспарені електрони. Цей вид зв'язку характерний:

для однакових атомів: H - H, C - C, Si - Si, J - J.

для хімічно подібних атомів: Si - C, Si - Ge.

для атомів не надто віддалених по періоду таблиці Д.І.Менделєєва: B - C, Ga - As.

Молекули з ковалентним зв'язком бувають полярними або неполярними відповідно до симетричного або асиметричного виду електронної хмари. Ковалентний зв'язок характеризується дуже високою міцністю. Це підтверджується високою твердістю і температурою плавлення таких речовин як: алмаз, карбід кремнію і ін.

Гетерополярний (іонний) зв'язок. Якщо в молекулу об'єднуються два атоми, один з яких метал (наприклад, Na), а інший металоїд (наприклад, Cl), то через перехід валентних електронів від металевого атома до металоїда, між позитивним іонним залишком металу і негативним іонним залишком металоїди виникає електростатичне тяжіння і утворюється стійка молекула (NaCl). Типовим прикладом іонних кристалів, є галоїдні солі лужних металів.

Металевий зв'язок. У металах існує кристалічний "каркас" з позитивно заряджених нерухомих (або малорухомих) іонів, між якими циркулюють вільні електрони, що врівноважують іонний залишок по величині заряду. Металевий зв'язок виникає завдяки існуванню рівнодіючої сили тяжіння між іонами і сукупністю колективізованих електронів. Це дуже великі сили, які надають

металам міцність і еластичність. Вони мають, завдяки наявності «електронного газу», високу тепло і електропровідність.

Молекулярний зв'язок або зв'язок Ван-дер-Ваальса спостерігається між електрично-нейтральними атомами або молекулами, у яких зовнішня електронна оболонка заповнена, як, наприклад, у інертних газів. Для того щоб зовнішні електрони не заважали тяжінню між двома молекулами, необхідний їх взаємоузгоджений рух, щоб в будь-який момент часу електрони були максимально віддалені один від одного, і в той же час максимально наближені до ядер (до позитивних зарядів). Такі структури, які в цілому залишаючись електро-нейтральними, мають зміщені в просторі позитивно і негативно заряджені центри, називають *диполями*. У цьому випадку ці диполі періодично виникають і періодично зникають. Зв'язок Ван-дер-Ваальса є слабким, енергія його на два порядки нижче іонного та ковалентного зв'язків. Молекулярні зв'язки легко руйнуються тепловим рухом. З цього молекулярні кристали мають низьку температуру плавлення (наприклад, парафін –  $T_{пл.} = 50 - 52 \text{ } ^\circ\text{C}$ ).

## ЛАБОРАТОРНА РОБОТА № 1.1

### ВИВЧЕННЯ СИМЕТРІЇ КРИСТАЛІЧНИХ БАГАТОГРАННИКІВ

**Ціль роботи:** навчитися визначати симетрію кристалічних багатогранників.

#### Теоретичні відомості

Порядок визначення симетрії, форми й символів граней кристалічних багатогранників наступний: елементи симетрії; сингонія і її категорія; назва виду симетрії; число й назва простих форм; проекція; орієнтування кристалографічних осей; символи граней (для однієї грані кожної простої форми).

#### Порядок виконання роботи

1. Одержати моделі кристалічних структур у викладача або лаборанта
2. Виконати малюнок моделі мінімум у двох проекціях;
3. Визначити кількість граней і ребер моделі;
4. Визначити кількість і вид елементів симетрії моделі;
5. Скласти формулу моделі
6. Перевірити складену формулу по табл. 1.1 і визначити клас симетрії

#### Контрольні питання

1. Що таке вісь симетрії?
2. Що таке площина симетрії?
3. Як складається формула симетрії багатогранника?
4. Сформулюйте принципи Кюрі та Неймана.

Таблиця 1.1 – 32 класи симетрії кристалічних структур

Категорія	Сингонія	Вид симетрії										
		Примитивний	Центральний	Планальний	Аксиальний	Плантаксильний	Інверсіонно примітивний	Інверсіонно планальний				
Низша	Трикліна	$\bar{1}^*$	$C_1$									
	Монокліна			$P/m$	$L_2/2$	$L_2PC/2/m$						
	Ромбічна			$L_22P/mm2$	$3L_2/222$	$3L_23PC/mmm$						
Средня	Тригональна	$L_3/3$	$L_3C/3$	$L_33P/3m$	$L_33L_2/32$	$L_33L_23PC/3m$						
	Тетрагональна	$L_4/4$	$L_4PC/4/m$	$L_44P/4mm$	$L_44L_2/422$	$L_44L_25PC/4/mmm$			$L_{i4}(=L_2)/4$		$L_{i4}(=L_2)2L_22P/42m$	
	Гексагональна	$L_6/6$	$L_6PC/6/m$	$L_66P/6mm$	$L_66L_2/622$	$L_66L_27PC/6/mmm$			$L_{i6} = L_3P/6$		$L_{i6}3L_23P = L_33L_24P/6m2$	
Вышша	Кубічна	$4L_33L_2/23$	$4L_33L_23PC/m3$	$4L_33L_26P/43m$	$3L_44L_36L_2/432$	$3L_44L_36L_29PC/m3m$						

\*) Обозначение к таблице: номер класса симметрии, кристаллографическая формула, международный символ.



## ЛАБОРАТОРНА РОБОТА № 1.2

### РЕШІТКИ БРАВЕ

**Ціль роботи:** навчитися визначати симетрію нескінченних кристалічних структур і записувати її за допомогою міжнародних символів.

#### Теоретичні відомості

У символі просторової групи пишуться тільки елементи, що породжують, симетрії. На першому місці в ньому завжди коштує буква, що позначає тип ґрати Браве, що потім породжують елементи симетрії, кожний на певнім місці. Якщо в одному напрямку є площини дзеркального й ковзного відбиття, у символ групи вводяться позначення площини дзеркального відбиття. Якщо в одному напрямку є площини й осі, у символі вказується площина. Якщо на якійсь позиції немає елемента симетрії, пишуть цифру 1.

Таблиця 1.2 - Правила запису міжнародного символу просторової групи

Сингонія	Позиція			
	I	II	III	IV
Триклинна	Тип решітки Браве	Наявний елемент симетрії		
Моноклінна		Наявний елемент симетрії		
Ромбічна		Площина нормальна або вісь паралельна		
Тетрагональна		Осі X	Осі Y	Осі Z
Гексагональна		Вісь вищого порядку (і площина, нормальна до неї)	Координатна площина або вісь	Діагональна площина або вісь
Кубічна		Координатні площини або вісь	3	Діагональні площини або

При визначенні й записі просторової групи надзвичайно важливо розрізняти координатні (минаючі уздовж координатних площин) і діагональні

(минаючи по бісектрисах кутів між координатними площинами) елементи симетрії, тому що вони породжують різні елементи симетрії. Правила запису міжнародних символів просторових груп наведені в нижченаведеній табл. 1.2.

### **Порядок виконання роботи**

1. Одержати модель кристалічної структури.
2. Замалювати отриману модель.
3. Визначити симетрію, сингонію моделі.
4. Записати міжнародний символ просторових ґрат.

### **Контрольні питання**

1. Які існують види осей симетрії?
2. Які існують види осей симетрії?
3. Що таке ґрати Браве?
4. Які бувають типи кристалічних ґрат?
5. Що таке координатної й діагональної площини симетрії?
6. Як записуються міжнародні символи просторових груп?

## **ЛАБОРАТОРНА РОБОТА №1.3**

### **СТЕРЕОГРАФІЧНІ ПРОЕКЦІЇ ТА РОБОТА ІЗ СІТКОЮ ВУЛЬФА**

**Ціль роботи:** навчитися будувати стереографічні проекції площин і напрямків у кристалі, освоїти кутові виміри між площинами (напрямами) за допомогою сітки Вульфа.

### **Теоретичні відомості**

Для розв'язування кількісних задач за допомогою стереографічної і гномостереографічної проекцій користуються зазвичай градусними сітками. Найбільш уживана сітка Вульфа.

Сітка Вульфа (рис. 1.15) — це стереографічна проекція всієї системи меридіанів і паралелей, нанесених на поверхню сфери. Площиною проекцій є

площина одного з меридіанів. Положення будь-якої точки на сітці Вульфа визначається її сферичними координатами  $\varphi$  і  $\rho$ .

Сітка Вульфа стандартно креслиться на колі діаметром 20 см, лінії паралелей і меридіанів проводять через  $2^\circ$ . Відстані між ними можна розділити на око ще на 4 частини, тобто працювати з точністю до  $0,5^\circ$ .

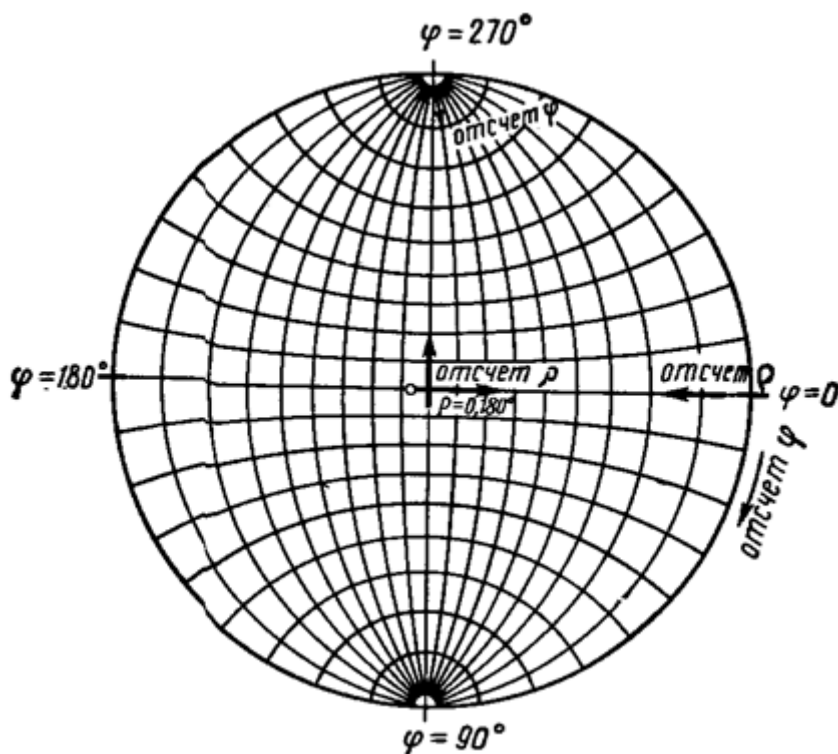


Рисунок 1.15 - Сітка Вульфа

Правила роботи з сіткою Вульфа:

1) готують наклеєний на картон сітки Вульфа, кальку, гостро відточений твердий олівець;

2) сітку розташовують так, щоб її екватор був горизонталей. На сітку кладуть кальку, хрестиком відзначають центр проєкції, а горизонтальною рисою на правому кінці екватора сітки - нульову точку. За цими двома відмітками завжди можна привести креслення у вихідне положення;

3) вся робота виконується на кальці. Не допускаються ніякі відмітки на самій сітці;

4) всі побудови виробляються шляхом концентричних обертань сітки. При поворотах креслення не можна фіксувати голкою вісь повороту: від цього не тільки псується сітка, але і робиться менш виразним центр креслення, що дуже істотно позначається на точності розв'язання задач.

Наведемо приклади розв'язання задачі допомогою сітки Вульфа.

Задача 1. Побудувати стереографічну проекцію точки, що має координати  $\varphi$  і  $\rho$ .

Рішення:

1) накладаємо кальку на сітку, відзначаємо хрестиком центр проекції і рисою — нульову точку ( $\varphi = 0^\circ$ );

2) відраховуємо заданий кут  $\varphi$  від  $\varphi_0 = 0^\circ$  по основному колу проекцій за годинниковою стрілкою і відзначаємо точку на колі;

3) повертаємо кальку так, щоб знайдена точка потрапила на кінець одного з діаметрів сітки (при обертанні необхідно стежити, щоб центр кальки збігався з центром сітки);

4) з даного діаметру відраховуємо  $\rho$ , ведучи відлік від центру сітки ( $\rho_0 = 0$ ) за одним з її діаметрів, Для кутів  $0^\circ \leq \rho \leq 90^\circ$  проекції позначають кружечками.

Якщо  $90^\circ \leq \rho \leq 180^\circ$ , відлік продовжується за площину креслення. Таку точку, що знаходиться як би під площиною креслення, тобто «невидиму» для спостерігача, позначають хрестиком.

Задача 2. (зворотня задача). Визначити сферичні координати заданої точки на стереографічній проекції,

Рішення:

1) обертаємо кальку так, щоб задана точка потрапила на один з діаметрів сітки, і відраховуємо  $\rho$  по діаметру від центру проекції;

2) робимо відмітку на кінці діаметра сітки, за яким відраховуємо  $\rho$ ;

3) від цієї позначки відраховуємо  $\rho$  по основному колу проекцій проти годинникової стрілки до  $\varphi = 0^\circ$ .

Задача 3. Виміряти кутову відстань між двома заданими точками. Кутові відстані на сфері вимірюються по дугах великих кіл, тобто по меридіанах або екватора.

Рішення:

1) якщо обидві точки лежать на одній половині сфери (обидві зображені гуртками або обидві хрестиками), то обертаючи кальку, наводимо обидві точки на один меридіан і відраховуємо за нього кут;

2) якщо обидві точки лежать в різних напівсферах (гурток і хрестик), то повертаємо кальку так, щоб вони потрапили на меридіани, симетричні щодо центру сітки, і відраховуємо кут по одному меридіану від точки до полюса, а з іншого — від полюса до точки.

Якщо дві точки є гномостереографічними проекціями граней, то знайдений кут є кутом між нормаллями до граней, а кут, додатковий до нього до  $180^\circ$ , — кутом між гранями. Якщо ж ці точки є стереографічними проекціями ребер, то знайдений кут відповідає куту між цими ребрами.

Задача 4. Через дві задані точки провести дугу великого кола.

Рішення:

1) обертаючи кальку, наводимо обидві точки на один меридіан (або на симетричні меридіани, як у попередній задачі). Цей меридіан (або ці два симетричних меридіани) і є шуканої дугою великого кола;

2) частину дуги, що проходить по нижній півсфері, прокреслюємо пунктиром, по верхній півсфері — суцільною рисою.

Якщо задані точки — гномостереографічні проекції граней, то знайдена дуга великого кола є гномостереографічною проекцією ребра, по якому перетинаються ці межі; якщо ж точки — стереографічні проекції ребер, то знайдена дуга — стереографічна проекція межі, в площині якої лежать ці ребра.

Задача 5. Побудувати точку, діаметрально протилежну даній.

Рішення: обертаючи кальку, наводимо цю точку на один з меридіанів сітки і відраховуємо за допомогою сітки з цього меридіану  $180^\circ$ . Діаметрально протилежні точки, звичайно, опиняться на різних половинах сфери.

Задача 6. Знайти полюс дуги великого кола, тобто точку, віддалену від усіх точок дуги на  $90^\circ$ .

Рішення:

1) поєднуємо дугу з одним із меридіанів;

2) відраховуємо  $90^\circ$  від точки перетину дуги з екватором у бік центру проекції.

Знайдена точка відліку і є полюс, Рішення цієї задачі дає можливість переходити від гномостереографічної проекції до стереографічної і назад. Якщо задана дуга є стереографічною проекцією межі, то знайдений полюс є стереографічною проекцією нормалі до грані, тобто гномостереографічною проекцією межі. Якщо задана дуга є гномостереографічна проекція ребра, то знайдений полюс — гномостереографічна проекція межі, нормальної до цього ребру, або стереографічна проекція цього ребра.

Задача 7 (зворотна задача). По заданому полюсу знайти відповідну йому дугу великого кола (екватор до полюса).

Рішення:

1) обертаючи кальку, виводимо задану точку на екватор сітки;

2) відраховуємо по екватору  $90^\circ$  в напрямку центру сітки і відзначаємо меридіан, що проходить через точку відліку. Цей меридіан і є тим, що шукали. Якщо заданий полюс є стереографічною проекцією ребра, то знайдена дуга — стереографічна проекція межі, нормальної до цього ребру, або гномостереографічна проекція самого ребра. Якщо ж заданий полюс — це гномостереографічна проекція межі, то знайдена дуга є гномостереографічною проекцією ребра, нормального до межі, або стереографічною проекцією цієї межі. Перехід, показаний в задачах 5 і 6, значно полегшує розв'язання багатьох кристалографічних завдань.

Задача 8. Знайти кут між двома ребрами мулу двома гранями кристалів.

Рішення: шуканий кут дорівнює куту між полюсами двох дуг великих кіл. На гномостереографічній проекції кут між дугами великих кіл — це кут між

двома ребрами, на стереографічній — кут між гранями. Знаходимо полюси дуг (див. задачу 5) визначаємо кут (див. задачу 3).

Задача 9. Побудувати зону і знайти вісь зони, якщо дані гномостереографічні проекції двох граней, що належать до цієї зони.

Рішення: обертаємо кальку так, щоб точки проекцій потрапили на один меридіан. Від точки перетину цього меридіана з екватором відраховуємо  $90^\circ$  до центра проекцій. Отримана точка на екваторі є проекція осі зони.

Задача 10. Поєднати шляхом повороту дві задані точки.

Рішення: зазначивши одну з точок на кальці, обертаємо кальку так, щоб друга точка потрапила на ту ж паралель. Кут повороту дорівнює куту між точками, виміряному по паралелі. Вісю повороту є вертикальний діаметр. Рішення цієї задачі важливо для відшукування осей симетрії в кристалі.

### **Порядок виконання роботи:**

Виконати задачі 1-10. Координати вузлів задає викладач.

### **Контрольні питання**

1. Як будують зображення в сферичній проекції?
2. Як будують зображення в стереографічній проекції?
3. Як будують зображення в гномостереографічній проекції?
4. Як будують зображення в гномонічній проекції?

## ТЕСТОВІ ПИТАННЯ ДО РОЗДІЛУ 1

1. Всі речовини в природі діляться на;

- тверді, рідкі та газоподібні;
- кристалічні та аморфні;
- монокристали і полікристали;
- метали і неметали;

2. Всі тверді тіла поділяються на;

- тверді, рідкі та газоподібні;
- кристалічні та аморфні;
- монокристали і полікристали;
- метали і неметали;

3. Всі кристалічні речовини діляться на;

- тверді, рідкі та газоподібні;
- кристалічні та аморфні;
- монокристали і полікристали;
- метали і неметали;

4. Різниця фізичних властивостей в кристалі за різними кристалографічними напрямками називається;

- анізотропія;
- трансляція;
- елементарна комірка;
- ізотропія;

5. Найкоротша з можливих відстаней між однаковими точками в ряду називається;

- структура кристала;



- анізотропія;
- елементарна комірка;
- трансляція;

6. Паралелепіпед, побудований на 3-х елементарних трансляціях називається;

- структура кристала;
- анізотропія;
- елементарна комірка;
- просторова решітка;

7. Геометрична побудова, за допомогою якої в кристалічному просторі виявляються однакові точки, називається;

- структура кристала;
- трансляція;
- елементарна комірка;
- просторова решітка;

8. Закон сталості кутів лежить в основі методу;

- кристалографічних проєкцій;
- кристалографічного індиціювання;
- елементарної комірки;
- просторової решітки;

9. Число, що показує скільки разів фігура суміститься сама з собою при повороті навколо осі симетрії, називається;

- кристалографічна проєкція;
- кристалографічна індекс;
- порядок осі симетрії;
- номер осі симетрії;

10. Площини в кристалографії характеризують;

- параметрами Вейса;
- цілими числами;
- індексами вузлів, що лежать в цій площині;
- індексами Міллера;

11. Символ напрямку ряду визначається;

- початком координат і будь-яким вузлом, що лежить в цьому напрямку;
- початком координат;
- будь-яким вузлом, що лежить в цьому напрямку;
- площиною, якій належить цей напрямок;

12. Площина (100) перпендикулярна;

- напрямку (001);
- напрямку (100);
- напрямку (111);
- напрямку (010);

13. Площина (111) перпендикулярна;

- напрямку (001);
- напрямку (100);
- напрямку (111);
- напрямку (010);

14. Площина (112) ділить;

- відрізок А на 1 частину, відрізок В на 2 частини, відрізок С на 2 частини;
- відрізок А на 2 частини, відрізок В на 2 частини, відрізок С на 2 частини;
- відрізки А, В і С на рівні частини;
- відрізок А на 1 частину, відрізок В на 1 частину, відрізок С на 2 частини;

23. Індекс вузла записується в дужках виду;

- [[...;
- [...;
- (...);
- {...};

24. Індекс сімейства паралельних площин записується в дужках виду;

- [[...;
- [...;
- (...);
- {...};

25. Індекс площини записується в дужках виду;

- [[...;
- [...;
- (...);
- {...};

26. Індекс напрямку записується в дужках виду;

- [[...;
- [...;
- (...);
- {...};

27. Затвердження «симетричним напрямками в кристалі відповідають однакові фізичні властивості» узгоджується з ...;

- принципом Неймана;
- законом сталості кутів;
- зонного теорією твердих тіл;
- принципом Паулі;

28. Фігура суміститься сама з собою при повороті навколо осі 6 порядку на;

- 180 градусів;
- 60 градусів;
- 45 градусів;
- 120 градусів;

29. Фігура суміститься сама з собою при повороті навколо осі 4 порядку на;

- 180 градусів;
- 60 градусів;
- 90 градусів;
- 120 градусів;

30. Фігура суміститься сама з собою при повороті навколо осі 2 порядку на;

- 180 градусів;
- 60 градусів;
- 90 градусів;
- 120 градусів;

31. Фігура суміститься сама з собою при повороті навколо осі 3 порядку на;

- 180 градусів;
- 60 градусів;
- 90 градусів;
- 120 градусів;

32. У реальних кристалічних структурах не існують;

- осі симетрії 5 порядку;
- площини симетрії;
- осі симетрії;
- центри симетрії;

33. У кубічному кристалі відсутні;

- осі симетрії 2 порядку;
- осі симетрії 6 порядку;
- площини симетрії;
- осі симетрії 3 порядку;

34. Агрегати багатьох монокристалів, в яких далекий порядок існує для обсягу одного зерна, називаються;

- монокристали;
- полікристали;
- впорядковані;
- багатогранники;

35. Кристали речовини, в якому існує дальній порядок розташування частинок для всього обсягу кристала, називаються;

- монокристали;
- полікристали;
- впорядковані;
- багатогранники;

36. Металевий зв'язок виникає завдяки існуванню;

- рівнодіючої сили тяжіння між іонами і сукупністю колективізованих електронів;
- електрично нейтральних атомів або молекул, у яких зовнішня електронна оболонка заповнена;
- обмінної взаємодії, обумовленої рівновірогідним обміном атомів електронами і який має чисто квантово-механічну природу;
- переходу валентних електронів від металевого атома до металоїдного;

15. Молекулярний зв'язок або зв'язок Ван-дер-Ваальса спостерігається завдяки існуванню;

- рівнодіючої сили тяжіння між іонами і сукупністю колективізованих електронів;
- електрично нейтральних атомів або молекул, у яких зовнішня електронна оболонка заповнена;
- обмінної взаємодії, обумовленої рівновірогіднісним обміном атомів електронами і має чисто квантово механічну природу;
- переходу валентних електронів від металевого атома до металоїдного;

16. Ковалентний зв'язок спостерігається завдяки існуванню;

- рівнодіючої сили тяжіння між іонами і сукупністю колективізованих електронів;
- електрично нейтральних атомів або молекул, у яких зовнішня електронна оболонка заповнена;
- обмінної взаємодії, обумовленої рівновірогіднісним обміном атомів електронами і має чисто квантово механічну природу;;
- переходу валентних електронів від металевого атома до металоїдного;

17. Відображення рентгенівських променів від площин структури кристала описується формулою;

- $\sin^2 \alpha - \cos^2 \alpha = 1$  ;
- $2 d \lambda = n \cdot \sin \alpha$  ;
- $2d \cdot \sin \alpha = n \lambda$  ;
- $\sin (n - \lambda) = 2d \cdot \sin \alpha$  ;

18. Дефекти в кристалах класифікують за

- розмірним принципом
- принципом Паулі
- буквах
- проєціям

19. Протяжний в одному напрямку дефект кристалічної структури називається

- дислокація
- дефект по Френкелю
- дефект упаковки
- точковий дефект

20. Площина гномонічної проекції

- паралельна площині стереографічної проекції і дотичних до північного полюса проекцій
- перпендикулярна площині стереографічної проекції і дотичних до південного полюса проекцій
- паралельна площині стереографічної проекції
- перпендикулярна площині стереографічної проекції

## РОЗДІЛ 2 ФІЗИЧНІ ПРОЦЕСИ В ТВЕРДИХ ТІЛАХ

### 2.1. Класифікація твердих тіл за електричними властивостями

**Провідники** мають сильно виражену електропровідність при нормальних температурах. **Діелектрики** мають здатність до поляризації, в них неможливе існування електростатичного поля. **Напівпровідники** за електропровідністю займають проміжне місце між провідниками та діелектриками. Відмінною властивістю напівпровідників є сильна залежність електропровідності від концентрації та виду домішок, різних дефектів, а також від різних зовнішніх енергетичних впливів (температури, освітлення, потужності, механічних впливів і т.д.)

Основною характеристикою провідних властивостей матеріалу є питомий електричний опір  $\rho$ , вимірюється Ом·см і є наслідком закону Ома:

$$\rho(l/S)=R ,$$

де  $R$ -повний електричний опір, Ом;  $l$ - довжина матеріалу зразку, см;  $S$ - площа поперечного перерізу, см<sup>2</sup>.

За значеннями питомого опору  $\rho$  всі тверді тіла поділяються на:

- провідники  $\rho=10^{-6} \div 10^{-4}$  Ом·см;
- напівпровідники  $\rho=10^{-4} \div 10^{-10}$  Ом·см;
- діелектрики  $\rho=10^{10} \div 10^{12}$  Ом·см.

Цей розподіл є кількісним, але не якісним.

Зонна структура довільного твердого тіла в загальному вигляді наведена на рис.2.1. В залежності від величини ширини забороненої зони  $E_g$  всі тверді тіла поділяють (див. рис.2.2) на:

- провідники  $E_g = 0$ ;
- напівпровідники  $E_g \leq 3$  эВ;
- діелектрики  $E_g > 3$  эВ.



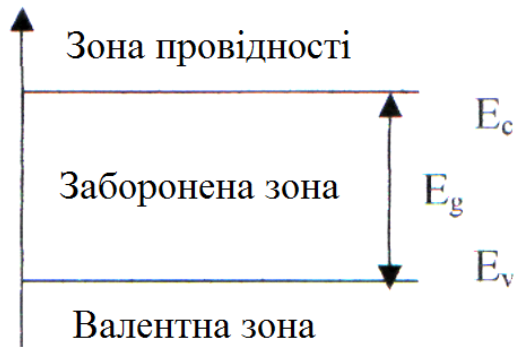


Рисунок 2. 1- Зонна структура твердих тіл

В напівпровідниках та діелектриках при  $T = 0\text{K}$  всі електрони знаходяться у валентній зоні. Електрони повністю заповненої валентної зони при накладанні зовнішнього електричного поля не можуть приймати участь у створенні електричного струму. Щоб перевести електрони в зону провідності потребується більш сильний вплив. Наприклад, нагрівання твердого тіла (освітлення, тиск та ін.), тобто  $T > 0\text{K}$ .

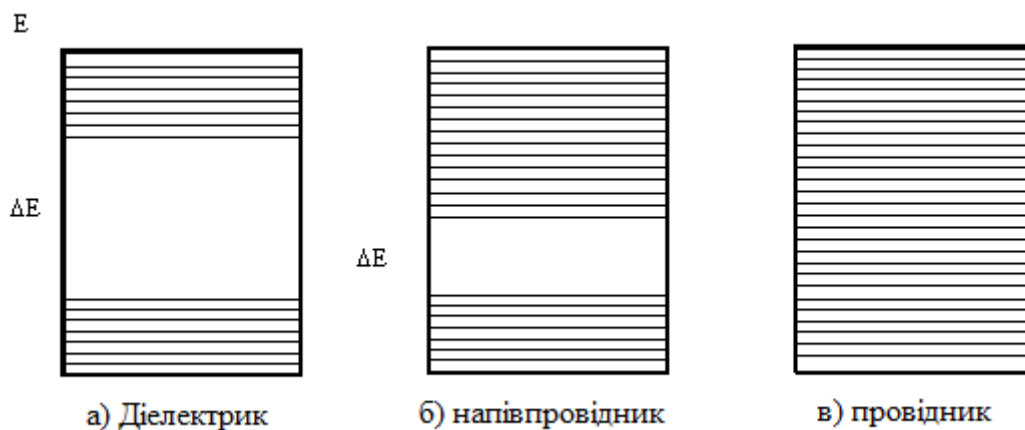


Рис.2.2. Зонні моделі твердих тіл

У цьому випадку за рахунок теплових флуктуацій атоми при взаємодії один з одним віддають надлишок своєї енергії електронам, деякі з яких можуть з валентної зони перейти в зону провідності. При підвищенні температури число вільних електронів зростає, а зі зменшенням- зменшується (аж до нуля

при  $T = 0K$ ). Тобто напівпровідники при  $T = 0K$  є ізоляторами, а між діелектриками і напівпровідниками з точки зору зонної теорії існує лише кількісна відмінність, вони відносяться до класу неметалів.

## 2.2. Квантова теорія електропровідності металів

В реальних металах електрони не є абсолютно вільними (мають ефективну масу) і, найголовніше, для часток з напівцілим спіном, згідно принципу Паулі, справедливо їх квантовий розподіл по енергіям, який має назву розподіл Фермі-Дірака. Оскільки для металів концентрація електронів є дуже великою величиною, то і енергія Фермі в металах має високі значення і становить  $3 \div 15$  eВ.

Для визначення числа часток, що мають енергію в заданому інтервалі, крім щільності квантових станів  $N(E)$  необхідно знати ймовірність того, що даний стан з енергією  $E$  зайнятий часткою, тобто потрібно знати функцію розподілу  $f(E)$ . В умовах теплової рівноваги для часток з напівцілим спином, що підкоряються принципу Паулі, діє функція Фермі-Дірака [3]

$$f(E) = \frac{1}{e^{(E-F)/kT} + 1}$$

де  $k$ - постійна Больцмана;  $T$ - абсолютна температура;  $F$ -- **енергія Фермі** або **електрохімічний потенціал**, тобто робота, яку необхідно затратити, щоб змінити число часток у системі на одиницю, за умови сталості температури й об'єму ( $t, V = \text{const}$ ).

Функція Фермі-Дірака характеризує ймовірність заповнення одного квантового стану електроном. Імовірність того, що при тепловій рівновазі в стані з енергією  $E$  електрони відсутні, тобто він зайнятий діркою, дорівнює

$$f_{0p}(E) = 1 - f_0(E) = 1 - \frac{1}{\exp\left(\frac{E-F}{kT}\right) + 1} = \frac{1}{\exp\left(\frac{F-E}{kT}\right) + 1}$$

Отже, функція розподілу для дірок аналогічна функції розподілу для електронів, якщо відраховувати енергію дірок від рівня Фермі в протилежну сторону в порівнянні з напрямком відліку енергії для електронів.

Для електронів, що перебувають у станах з енергією  $E - F \gg kT$ , вираз для  $f_0(E)$  має вигляд:

$$f_0(E) = e^{(F-E)/kT} = Ce^{-\frac{E}{kT}}$$

тобто збігається з функцією розподілу Больцмана для часток, що підкоряються класичній статистиці. Якщо носії заряду підкоряються статистиці Больцмана, то електронний газ невироджений, і відповідно, напівпровідник з таким розподілом носіїв заряду прийнято називати *невиродженим*.

### 2.3. Температурна залежність електропровідності провідників

Питома електропровідність визначається залежністю  $\sigma = en\mu = \frac{1}{\rho}$ .

Тобто електричні властивості провідника визначаються двома факторами: концентрацією і рухливістю носіїв заряду і характером залежності кожного з них від температури та інших зовнішніх факторів. *Рухливість* - швидкість носіїв заряду при напруженості електричного поля 1 В / м. Провідність металів майже цілком визначається рухливістю носіїв заряду (електронів), тобто розсіюванням їх на динамічних і статичних дефектах кристалічної решітки.

*Довжина вільного пробігу електрона* - відстань, яку електрон проходить між двома зіткненнями. Якби довжина вільного пробігу електронів була нескінченно великою (ідеальний кристал  $T=0 K$ ), то ніякого розсіючого впливу на потік електронів не було б і опір електричному струму дорівнював нулю. При підвищенні температури зростає амплітуда теплових коливань атомів решітки та ймовірність її взаємодії з вільними електронами, зменшується довжина вільного пробігу. Тому в першому наближенні можна прийняти, що

довжина вільного пробігу прямо пропорційна рухливості за обернено пропорційна температурі, тому рухливість електронів  $\mu$  також спадає із ростом температури, тобто питомий опір провідників зростає при підвищенні температури.

Однак ця закономірність має місце лише при не дуже низьких температурах. При досить низьких температурах зменшується не тільки амплітуда теплових коливань атомів, але і їх частота.

Типова залежність  $\rho(T)$  для провідників представлена на рис. 2.3.

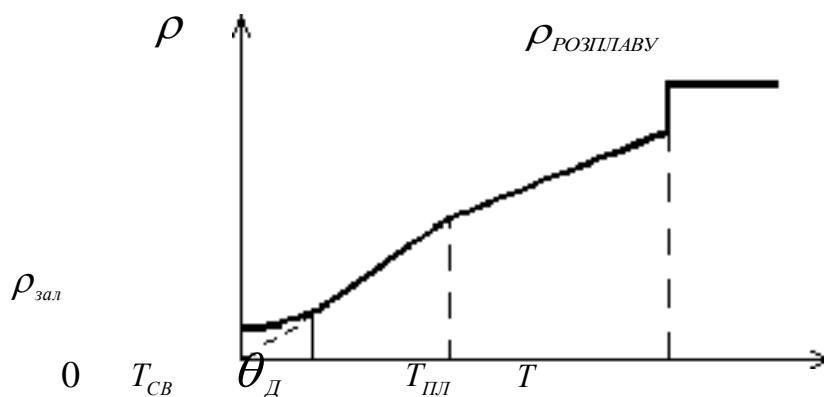


Рисунок 2.3 – Типова температурна залежність питомого опору провідника

$\theta_D$  - температура Дебая, яка визначає максимальну частоту теплових коливань, які можуть з'являтися в кристалі; вона залежить від сил зв'язку між вузлами кристалічної решітки та є важливим параметром твердого тіла. З рис.2.1 бачимо, що від  $\theta_D$  і вище, аж до температури плавлення, питомий опір змінюється лінійно з температурою. Для деяких металів (надпровідних) при  $T_{СВ}$  в області низьких температур має місце різке падіння опору. Більшість металів при  $T=0$  К володіє деяким залишковим опором  $\rho_{зал}$ . Пунктиром показаний хід

залежності  $\rho(T)$  для ідеального металу. В області від  $T_{CB}$  до  $\theta_D$  має місце залежність типу  $\rho \sim T^n$ , де  $n$  при зниженні температури від  $\theta_D$  до  $T_{CB}$  змінюється від 5 до 1. У ряду металів поблизу  $T = 0\text{K}$  має місце ефект надпровідності.

Відносну зміну питомого опору при зміні температури на один градус термодинамічної шкали називають **температурним коефіцієнтом питомого електричного опору**:

$$\alpha_\rho = \frac{1}{\rho} \cdot \frac{d\rho}{dT}, \text{ тобто } \alpha_\rho \sim \frac{1}{T}.$$

Для більшості чистих металів  $\alpha_\rho \approx 0,004 \text{ K}^{-1}$ .

Згідно з правилом Матісена повний опір металу складається з суми опору, обумовленого розсіюванням на фонах (коливаннях кристалічної решітки), і залишкового опору, обумовленого розсіюванням електронів на дефектах кристалічної будови і домішках.

$$\rho = \rho_T + \rho_{ост}$$

Величина  $\rho_T$  для всіх металів майже однакова, а при  $T = 0 \text{ K}$   $\rho = \rho_{зал}$ , що характеризує кожен метал індивідуально. Таким чином головною причиною зростання питомого опору провідників при підвищенні температури є зниження рухливості електронів на зростаючих коливаннях кристалічної решітки.

## 2.4. Опір провідників на високих частотах

До цих пір мова йшла про проходження через провідник постійного струму. Якщо через провідник проходить частотнозмінний, наприклад, високочастотний синусоїдальний сигнал, то опір провідника буде визначатися поверхневим або **скін ефектом** (англ. Skin - шкіра). Суть цього явища полягає

в тому, що на високих частотах щільність струму в поперечному розрізі провідника розподіляється нерівномірно, причому силові лінії струму згущуються переважно в поверхневому шарі і розріджуються в міру проникнення в глиб провідного середовища (рис.2.4). Нерівномірний розподіл струму пояснюється дією магнітного поля того ж провідника на розподіл електронів, тобто явищем самоіндукції, завдяки якому магнітні сили відштовхують електрони до поверхні провідника.

Якщо прийняти, що напрямок струму  $X$ , а нормаль до поверхні провідячого простору  $Z$ , то в цьому напрямку плотність струму в розрізі розподіляється

$$j_X(Z) = j_0 \exp(-Z/\Delta)$$

де  $j_0$  - поверхнева плотність струму,  $\Delta$  - глибина проникнення електричного поля в провідник

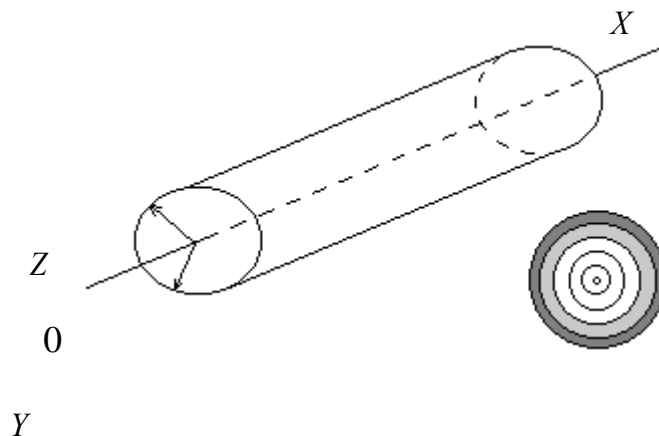


Рисунок 2.4 - Розподіл щільності змінного струму в провіднику

Виявляється, що

$$\Delta = A \sigma^{-1/2} \omega^{-1/2}$$

де  $\sigma$  - питома електропровідність,  $\omega$  - частота струму, що протікає через зразок;  $A$  - постійна величина, що залежить від магнітних властивостей провідника.

Чим більшою є частота струму і питома електропровідність провідника, тим яскравіше проявляється скін-ефект, тобто електричне поле менше проникає в провідник. Тому скін-ефект посилюється в міру збільшення частоти і провідності матеріалу. На дуже високих частотах для більшості металів величина  $\Delta$  змінюється від  $10^{-5}$  см при  $f = 0,1$  МГц до  $10^{-2}$  см при  $f = 10^4$  МГц. При цих частотах весь струм протікає в приповерхневому шарі, а в більшій частині перетину провідника  $j = 0$ . Оскільки центральна частина провідника не використовується, то активний опір змінному струму  $R$  має бути більшим за активний опір постійного струму  $R_0$ .

## 2.5. Опір тонких металевих плівок

Металеві плівки використовують в мікроелектроніці (в т.ч. в комп'ютерній електроніці) в якості межелементних з'єднань, резисторів, контактних площадок, індуктивних, ємнісних і інших елементів. Електричні властивості тонких плівок істотно відрізняються від властивостей об'ємних зразків цих же матеріалів. Основна відмінність полягає в тому, що електричний опір плівки практично завжди більше опору масивного провідника. Цьому сприяють два основні чинники:

- структурно-технологічні особливості проявляються в тому, що металеві плівки отримують шляхом осадження парів металу на підкладку, ці плівки мають своєрідну островкову структуру, при цьому ці ділянки можуть бути розділені окисленими прошарками, які підсилюють ізоляційні властивості;
- розмірні ефекти мають місце, коли товщина плівки настільки мала, що може дорівнювати середньої довжини вільного пробігу електронів. Фізично це означає, що в процесах розсіяння електронів починають грати роль відносно великі ймовірності зіткнення їх з поверхнею плівки, в тому числі рухливість електронів в плівках повинна бути нижче, ніж в масивних зразках і, отже, величина питомого опору повинна бути завищена.

Для оцінки провідних властивостей тонких плівок використовують поняття питомого поверхневого електроопору, який визначається як опір квадрата  $R_{\square}$ , він чисельно дорівнює повному опору ділянки плівки, довжина якого дорівнює його ширині при проходженні струму через дві його протилежні грані паралельно поверхні підкладки  $R_S = R_{\square}$ . Поверхневий опір має розмірність Ом на квадрат (Ом / кв або Ом /  $\square$ ). Зазвичай для тонкоплівкових резисторів  $R_S = 5 \cdot 10^2 - 1 \cdot 10^3$  Ом / кв.

## 2.6. Явище надпровідності

Як було показано вище, у деяких металів і сплавів (а також у деяких напівпровідників) при зниженні температури поблизу абсолютного нуля температур спостерігається ефект різкого стрибкоподібного падіння питомого електроопору. Це явище отримало назву **надпровідності**. Температура переходу провідника в надпровідний стан отримала назву критичної температури  $T_m$ , значення є характерним для кожного матеріалу. В даний час відомо більше 2000 таких надпровідників. Однак є провідники, що не виявляють надпровідності.

Явище надпровідності вперше було виявлено Х. Каммерлінг-Оннесом (Голландія, 1911р.). Він встановив, що при  $T=4,15$  К ртуть переходить в надпровідний стан. Дещо пізніше, він же виявив, що електричний опір ртуті відновлюється, якщо помістити її в досить сильне магнітне поле напруженістю  $H \geq H_m$ , яке отримало назву **критичного магнітного поля**.

Пояснення фізичної природи надпровідності в рамках звичайної електромагнітної теорії виявилось неможливим. У 1957 американці Бардін, Купер і Шріффер (згодом цю теорію розвинув академік Н. Н. Боголюбов) запропонували теорію (БКШ), засновану на квантових уявленнях. Згідно цієї теорії електрон, що знаходиться поблизу рівня Фермі, при своєму русі



деформує кристалічну ґратку поблизу. Це призводить до народження фонона, який поширюється по кристалу. Поглинаючи цей фонон, другий електрон включається у взаємодію з першим електроном. Для пари електронів, що знаходяться поблизу рівня Фермі, фононний обмін призводить до притягуючої взаємодії і створює зв'язані стани так звані *куперовські пари*. Це можливо, якщо обидва електрони володіють протилежними спінами. Заряд такої пари дорівнює  $2e$ , а спінове число  $S=0$ .

Такі частинки є *бозонами*, тобто підкорюються статистиці Бозе -Ейнштейна. Енергія зв'язку цих електронів дуже мала  $\sim 3,5 kT$ . Куперовські пари постійно виникають, розпадаються, знову створюються і т. д., утворюючи своєрідний електронний конденсат. При підвищенні  $T$  відбувається розрив деякої частини пар, а при  $T = T_{ин}$  - повний їх розрив, і надпровідність зникає.

Надпровідність може бути зруйнована магнітним полем або електричним струмом, якщо  $I \geq I_{ин}$ , який називають *граничним струмом надпровідності*.

За характером переходу матеріалу з надпровідного стану в стан зі звичайною електропровідністю розрізняють надпровідники I та II-го роду. Надпровідники першого роду переходять з надпровідного стану в нормальний стрибкоподібно, як тільки  $H$  перевищить  $H_{ин}$ . До них відносяться всі чисті надпровідні метали за винятком вольфраму та ніобію. Надпровідники II-го роду переходять з одного стану в інший поступово, плавно. До них відносяться надпровідні сплави або сильно леговані надпровідники першого роду.

## 2.7. Основи теорії електропровідності напівпровідників

Існують електронні та іонні напівпровідники. В іонних напівпровідниках електричний струм переноситься іонами речовини, а в електронних - електронами. До електронних напівпровідників відносяться: В-бор, С- вуглець,

Si-кремній, Ge-германій, P-фосфор,  $\alpha$ -S-сірка, As- миш'як,  $\alpha$ -Sn- сіре олово, Sb- сурма, Se-селен, Te-телур, I- йод і хімічні сполуки:

-елементів III и V групи таблиці Д.І. Менделєєва

GaAs- арсенід галію,

InSb- антимонід індію;

-елементів II и VI групи

CdS- сульфід кадмію,

CdSe- селенід кадмію,

ZnO- оксид цинку,

ZnS- сульфід цинку;

-елементів IV и VI групи

PbS- сульфід свинцю,

PbTe- теллурид свинцю.

Поведінка носіїв заряду в напівпровідниках описується статистикою

**Максвелла- Больцмана:**

$$f_0(E) = A \exp\left(-\frac{E - F}{kT}\right),$$

де  $f_0(E)$ - рівноважна функція розподілу,  $A$ - const,  $E$ - значення енергії частинки,  $F$ -енергія Фермі,  $T$ -температура,  $K$ ,  $k$ - стала Больцмана,  $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$  Дж/К.

Зовнішня електрична оболонка атома кремнію заповнена не повністю, вона має 4 валентних електрона ( $Si^{14} 1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^2$ ). При утворенні кристала кремнію 4 валентних електрона кожного атома зі стану  $3s^2 3p^2$  переходять в так зване гібридне становище  $3s^1 3p^3$ . Тому чотири електрона утворюють чотири просторові еквівалентні зв'язки, в результаті кожен атом оточений чотирма найближчими сусідами- електронами і знаходиться в центрі тетраедра (рис.2.5).

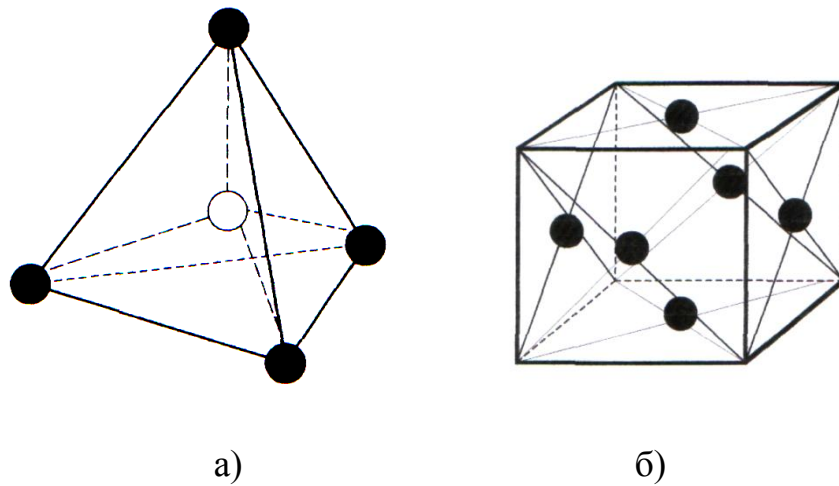
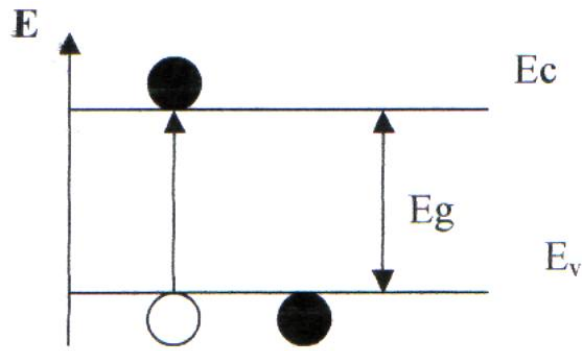


Рисунок 2.5 – тетраedr ковалентних зв'язків в атомі кремнію (а)  
та кубічна граніцентована решітка (б) кремнію

Кремній має граніцентовану кубічну (ГЦК) решітку по типу алмазу, в якій чотири зовнішніх електрони кожного атома беруть участь в утворенні ковалентних зв'язків з електронами сусідніх атомів (рис.2.5). В ідеальному напівпровіднику всі електрони зв'язані, всі зв'язки кристалічної решітки заповнені, вільних носіїв заряду немає. Розрив ковалентних зв'язків може статися в результаті зовнішніх впливів. Перетворення зв'язаного електрона в вільний називається *генерацією*.

Вакантне місце ковалентного зв'язку, що має позитивний заряд, називається *діркою*. Кристал кремнію залишається електронейтральним, тому що одному вільному електрону відповідає одна дірка. Таким чином, у власному напівпровіднику в результаті розриву ковалентних зв'язків утворюється рівна кількість вільних електронів і дірок. При кімнатній температурі їх кількість складає  $\approx 10^{10} \text{ см}^{-3}$ . З точки зору зонної теорії утворення вільних електронів можливо за рахунок переходу електрона з валентної зони в зону провідності (рис.2.6).



$E_c$ - мінімальна енергія вільного електрона в кристалі;

$E_v$ - максимальна енергія зв'язаного електрона;

Рисунок 2.6 - Генерація електрона з валентної зони в зону провідності

Величина ширини забороненої зони  $E_g$  залежить від сорту атомів, що утворили кристал. Чим менша постійна решітки (міжатомні відстані), тим більше величина ширини забороненої зони.

Для напівпровідникових речовин IV гр. таблиці Д.І. Менделєєва донорною домішкою є атоми елементів V гр. Розглянемо домішковий напівпровідник із домішкою миш'яку. Атом миш'яку, знаходячись в кристалічній решітці кремнію, має п'ятий електрон, який не може утворити сильного зв'язку з атомами кремнію. При низких температурах цей п'ятий електрон локалізований біля атома миш'яку. Але при підвищених температурах він може вільно рухатися по кристалу. Атом As при цьому стає позитивно зарядженим іоном, тому загальна електронейтральність зберігається. В кристалі Si з домішкою As домінуючими носіями заряду є електрони (це власні електрони валентних зв'язків Si і домішкові електрони). Такий напівпровідник називають **донорним (електронним або напівпровідником n-типу)**. Основні носії заряду в ньому – електрони. Домішка, що віддає електрони, називається **донорною**. На енергетичній діаграмі наявність донорної домішки характеризується появою рівня  $E_d$  в забороненій зоні неподалік від дна зони провідності.

Для напівпровідникових речовин IV групи таблиці Д.І.Менделєєва, речовини III групи є акцепторними домішками. Розглянемо, наприклад, поведінку атомів алюмінія у кристалі кремнію, атом алюмінію має три валентних електрони. У незаповнений четвертий зв'язок близько атома Al за рахунок теплової енергії може перейти електрон з атома Si. При цьому утворюється негативно заряджений іон Al і вільна дірка, яка може при підвищенні температури пересуватися по зв'язках Si і брати участь в провідності напівпровідника.

Домішка, що захоплює електрони, називається **акцепторною**. А напівпровідник з такою домішкою називають **акцепторним (дірковим, ніпівпровідником p-типу)**. Основними носіями заряду в такому напівпровіднику є дірки. На енергетичній діаграмі акцепторна домішка має в забороненій зоні енергоуровень  $E_a$ , розташований на невеликій відстані від стелі валентної зони.

## 2.8. Статистика носіїв заряду у власному напівпровіднику

Напівпровідник буде **власним**, якщо вплив домішок для нього дуже малий. У ньому вільні носії заряду виникають тільки за рахунок розриву ковалентних зв'язків (рис.2.7), тому

$$n_0 = p_0 \quad (2.1)$$

Співвідношення (2.1) виражає собою **умову електронейтральності** власного напівпровідника, відповідно до якої сумарний заряд всіх заряджених часток кристала повинен ї дорівнювати нулю.

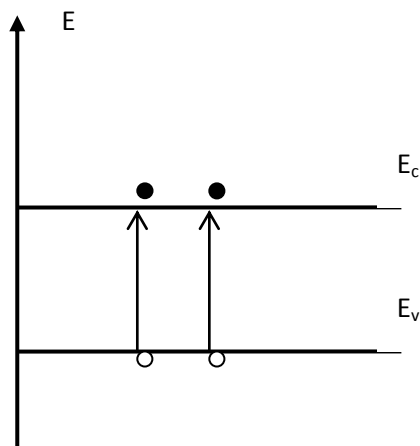


Рисунок 2.7 - Теплова генерація носіїв

заряду у власному напівпровіднику.

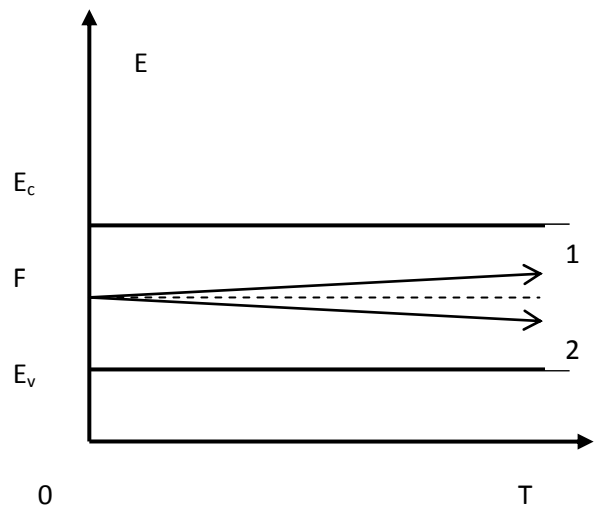


Рисунок 2.8 - Зміна рівня Фермі

з температурою у власному напівпровіднику

Для невиродженого напівпровідника положення рівня Фермі визначається за формулою [3]:

$$F = E_c - \frac{1}{2} E_g + \frac{kT}{2} \ln \frac{N_v}{N_c} = \frac{E_c + E_v}{2} + \frac{kT}{2} \ln \frac{N_v}{N_c}, \quad (2.2)$$

де  $E_g = E_c - E_v$  – ширина забороненої зони.

Якщо підставити у формулу (2.2) відомі значення щільності імовірностей для валентної зони  $N_v$  і зони провідності  $N_c$ , то одержимо:

$$F = \frac{E_c + E_v}{2} + \frac{3}{4} kT \ln \frac{m_p^*}{m_n^*}. \quad (2.3)$$

Зі співвідношення (2.3) випливає, що при температурі абсолютного нуля рівень Фермі для власного напівпровідника розташовується посередині між дном зони провідності й стелею валентної зони, тобто

$$F = \frac{1}{2}(E_c + E_v).$$

У випадку  $m_p^* = m_n^*$  його положення не залежить від температури й  $F$  лежить у середині забороненої зони.

При  $m_p^* > m_n^*$  рівень Фермі з підвищенням температури лінійно зміщується до дна зони провідності, а при  $m_p^* < m_n^*$  - до стелі валентної зони (рис. 2.8, криві 1 і 2 відповідно).

Визначимо власну концентрацію носіїв заряду:

$$\begin{aligned} n_i &= (n_0 p_0)^{1/2} e^{-\frac{E_c - E_v}{2kT}} = 2 \left( \frac{2\pi k}{h^2} \right) (m_n^* m_p^*)^{3/4} T^{3/2} e^{-\frac{E_g}{2kT}} = \\ &= 4.9 * 10^{15} \left( \frac{m_n^* m_p^*}{m_0^2} \right)^{3/4} T^{3/2} e^{-\frac{E_g}{2kT}} \end{aligned} \quad (2.4)$$

Таким чином, концентрація носіїв заряду в невиродженому власному напівпровіднику залежить від температури  $T$ , ширини забороненої зони  $E_g$ , значень ефективних мас електронів  $m_n^*$  і дірок  $m_p^*$  і не залежить від положення рівня Фермі  $F$ . Температурна залежність власної концентрації носіїв заряду при  $E_g \gg kT$  визначається в основному експоненціальним членом рівняння (2.4).

Відповідно до рівняння (2.4) графічна залежність  $\ln(n_i T^{-3/2})$  від  $1/T$  повинна виражатися прямою лінією:

$$\ln(n_i T^{-3/2}) = const - \frac{E_g}{2k} \frac{1}{T} \quad (2.5)$$

Кут нахилу цієї прямої  $\text{tg}\theta = E_g/2k$ . Однак обчислена величина  $E_g$  не відповідає істинній ширині забороненої зони германія. Причина цієї розбіжності полягає в тому, що сама ширина забороненої зони змінюється з температурою. Ріст амплітуди теплових коливань атомів решітки приводить до її зменшення. Крім того, зі збільшенням температури змінюються міжатомні відстані, що також впливає на ширину забороненої зони. У результаті залежність  $E_g(T)$  може мати складний характер. Як правило, залежність  $E_g(T)$  підкоряється лінійному закону виду

$$E_g = E_{g0} + \alpha T, \quad (2.6)$$

де  $E_{g0}$  - ширина забороненої зони при 0 К.

Підставивши вираження (2.6) у рівняння (2.4), одержимо:

$$n_i T^{-3/2} = 2 \left( \frac{2\pi n_n^* m_p^* k^2}{h^2} \right)^{3/4} e^{-\alpha/2k} e^{-E_{g0}/2kT}, \quad (2.7)$$

звідки знайдемо, що

$$\ln(n_i T^{-3/2}) = \text{const} - \frac{\alpha}{2k} - \frac{E_{g0}}{2k} \frac{1}{T} \quad (2.8)$$

Таким чином, якщо ширина забороненої зони напівпровідника лінійно залежить від температури, графік залежності  $\ln(n_i T^{-3/2})$  від  $1/T$  також являє собою пряму лінію, нахил якої характеризується величиною  $E_{g0}$ , що є шириною забороненої зони при 0 К. **Істинна ширина забороненої зони** напівпровідника при даній температурі визначається формулою (2.6).

Відповідно до виразу (2.3) швидкість зміни положення рівня Фермі у власному напівпровіднику з ростом температури залежить від співвідношення ефективних мас електронів і дірок. Якщо відстань від рівня Фермі до дна зони провідності або до стелі валентної зони стає порівнянною з величиною коефіцієнта Больцмана  $k$ , тобто  $E_c - F \approx kT$  або  $F - E_v \approx kT$ , то у відповідній зоні



наступає виродження. Для такої зони використовується статистика Фермі-Дірака. У зоні провідності настає виродження, а у валентній зоні виродження немає (рис.2.9).

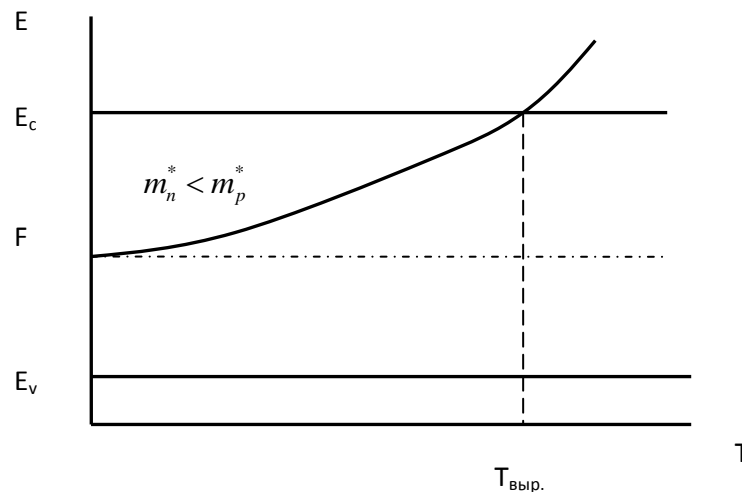


Рисунок 2.9 – Зміна положення рівня Фермі при підвищенні температури

## 2.9. Статистика носіїв заряду в домішкових напівпровідниках

Власні носії заряду в домішковому напівпровіднику утворюються за рахунок:

- розриву ковалентних зв'язків основного напівпровідника;
- іонізації легуючої домішки.

Згідно з статистикою Максвелла – Больцмана [3] концентрація носіїв заряду у домішковому напівпровіднику описується виразами (2.9) і (2.10):

$$n_0 = N_c \exp\left(-\frac{E_c - F}{kT}\right) \quad (2.9)$$

$$p_0 = N_v \exp\left(-\frac{E_v - F}{kT}\right) \quad (2.10)$$

У невідродженому напівпровіднику добуток концентрацій власних електронів і дірок при термодинамічній рівновазі є величиною постійною і

дорівнює квадрату власної концентрації власного напівпровідника при даній температурі.

Напівпровідник може містити як донорну, так і акцепторну домішки. Нехай концентрації цих домішок відповідно рівні  $N_d$  і  $N_a$ . Енергетична схема такого напівпровідника представлена на рис. 2.10. Електрони в зоні провідності й дірки у валентній зоні виникають у результаті теплового порушення електронів з валентної зони й атомів домішки. Ці переходи на показані стрілками.

Для визначення положення рівня Фермі в напівпровіднику використовується умова електронейтральності, по якій в будь-якій крапці кристала сумарний заряд всіх заряджених часток повинен дорівнювати нулю:

$$n_0 p_0 = n_i^2, \quad (2.11)$$

де  $n_0$  – кількість електронів у зоні провідності;  $p_0$  – кількість дірок у валентній зоні;  $n_i$  – власна концентрація носіїв заряду в даному напівпровіднику при даній температурі.

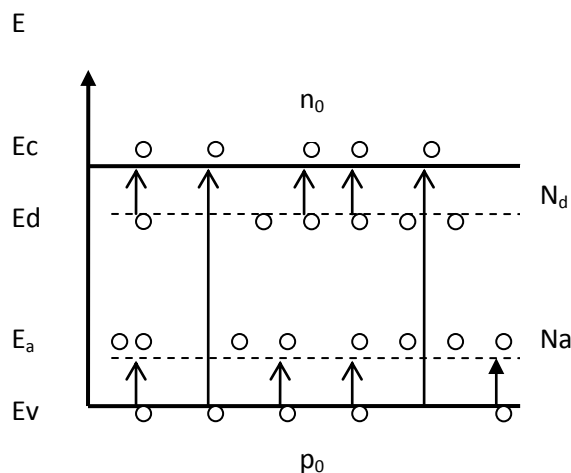


Рисунок 2.10 – Зонна діаграма напівпровідника, який має домішки донорного й акцепторного типу

Розглянемо детально поведінку носіїв заряду у донорному напівпровіднику. Обмежимося спочатку областю температур, при яких має

місце лише іонізація домішкових центрів, а власна провідність відсутня, тобто  $\rho_0=0$ .

Положення рівня Фермі визначається зі співвідношення [3]:

$$F = E_c - kT \ln \left[ \frac{N_c}{2N_d} + \sqrt{\left( \frac{N_c}{2N_d} \right)^2 + g e^{\varepsilon_d} N_c N_d^{-1}} \right], \quad (2.12)$$

де  $N_c$  ефективна щільність станів у зоні провідності,  $\text{см}^{-3}$ , що визначається за виразом (2.13);  $g$  - фактор спінового виродження ( $g = 2$  для донорної домішки,  $g = 4$  для акцепторної домішки).

$$N_c = 2,5 * 10^{19} \left( \frac{m_n^*}{m_o} \right)^{3/2} \left( \frac{T}{300} \right)^{3/2}, \quad (2.13)$$

де  $m_o = 9,11 * 10^{-31}$  кг – маса вільного електрона.

Проведемо аналіз виразу (2.12) для рівня Фермі. В області низьких температур, де справедлива умова  $e^{-(E_c - E_d)/kT} \gg \frac{N_c}{2N_d}$ , формула (2.12)

спрощується й положення рівня Фермі буде визначатися співвідношенням виду

$$F = E_c - \frac{E_c - E_d}{2} - \frac{kT}{2} \ln \frac{gN_c}{N_d} = \frac{E_c + E_d}{2} - \frac{kT}{2} \ln \frac{gN_c}{N_d}, \quad (2.14)$$

Співвідношення показує (2.14) у донорному напівпровіднику при температурі абсолютного нуля рівень Фермі розташовується посередині між дном зони провідності й рівнем донорної домішки.

В області досить низьких температур (кілька градусів по шкалі Кельвіна), коли  $gN_c < N_d$ , рівень Фермі спочатку підвищується до деякого максимального значення, а потім починає знижуватися, і при  $gN_c = N_d$  знову маємо  $F = 1/2(E_c + E_d)$ , як і для випадку  $T = 0\text{К}$ .

Подальше підвищення температури супроводжується ростом  $N_c$  і в області температури, коли  $gN_c > N_d$ , рівень Фермі продовжує знижуватися. Такому переміщенню рівня Фермі відповідає експонентна температурна залежність концентрації електронів

$$n_0 = N_c e^\eta = N_c e^{\left( -\frac{E_c - E_d}{2kT} - \frac{1}{2} \ln \frac{gN_c}{N_d} \right)} = \left( g^{-1} N_c N_d \right)^{1/2} e^{-\frac{E_c - E_d}{2kT}}. \quad (2.15)$$

Ця область зміни рівня Фермі з температурою, що описується формулою (2.12), є *областю слабкої іонізації домішки* (або *областю виморожуванові*). Вона позначена цифрою 1 на рис.2.11, на якому проілюстрована зміна рівня Фермі (а) і концентрації електронів (б) залежно від температури для донорного напівпровідника.

При подальшому підвищенні температури концентрація електронів у зоні провідності дорівнює концентрації домішки й вираз (2.14) і (2.15) у цьому випадку незастосовні. Однак тепер можна розглядати інший крайній випадок, коли температура досить висока й виконується нерівність

$$e^{-(E_c - E_d)/kT} \ll \frac{N_c}{2N_d}.$$

При цьому формула (2.14) апроксимується виразом

$$F = E_c - kT \ln \frac{N_c}{N_d},$$

якому відповідає:  $n_0 = N_d$ .

Це означає, що практично вся донорна домішка іонізована, і концентрація електронів у зоні провідності не залежить від температури. Ця область температур, при якій має місце повна іонізація домішки, зветься *областю виснаження домішки* (або *областю насичення*) і на рис.2.15 позначена цифрою 2.

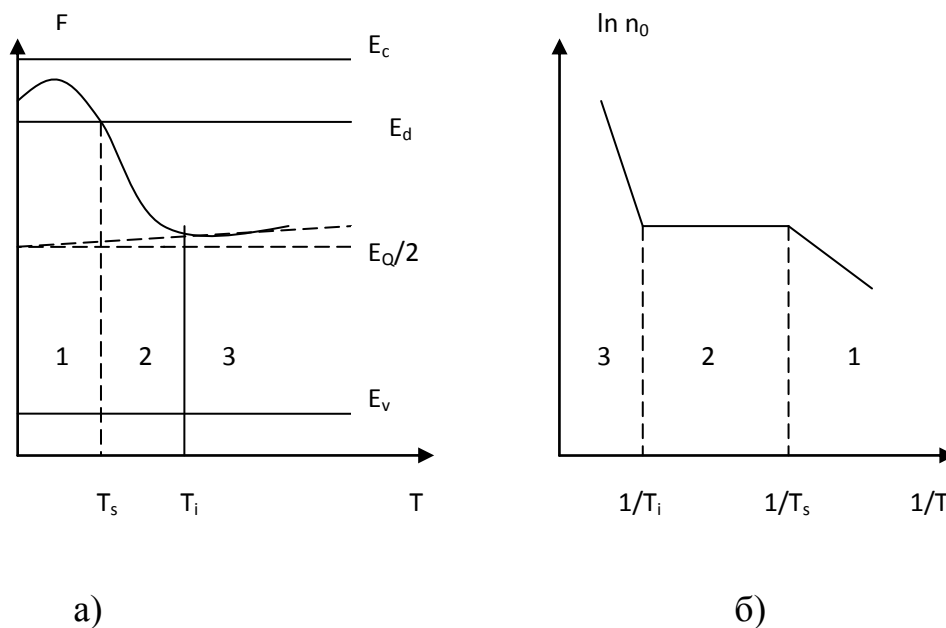


Рисунок 2.11 - Зміна положення рівня Фермі(а) і концентрації електронів (б) з температурою для донорного напівпровідника.

Умова повної іонізації донорної домішки, коли  $n_0 = N_d$ , відповідає положенню рівня Фермі на трохи  $kT$  нижче рівня домішки  $N_d$ . Це значить, що при підвищенні температури рівень Фермі, знижуючись, перетинає рівень  $E_d$  і йде вниз. Температура, при якій  $F = E_d$ , зветься **температури насичення  $T_s$** , її можна визначити з умови

$$F = E_c - kT_s \ln \frac{N_c}{N_d} = E_d .$$

Звідси

$$T_s = \frac{E_c - E_d}{k \ln \frac{N_c}{N_d}} .$$

Температура насичення тим нижче, чим менше енергія іонізації ( $E_c - E_d$ ) і концентрація донорної домішки  $N_d$  і чим більше ефективна маса електронів, що визначає величину  $N_c$ . При малих значеннях ( $E_c - E_d$ ) насичення настає при

дуже низьких температурах.

При подальшому підвищенні температури збільшення концентрації електронів у зоні провідності буде здійснюватися за рахунок переходів електронів з валентної зони. На рис.2.11 область 3 відповідає області власної провідності. У цьому випадку  $F=F_i$ , і рівень Фермі визначається виразом

$$F_i = E_c - \frac{1}{2} E_g - \frac{kT_i}{2} \ln \frac{N_c}{N_v} = E_c - kT_i \ln \frac{N_c}{N_d}.$$

Звідси для *температури власної провідності*  $T_i$  маємо:

$$T_i = \frac{E_g}{k \ln \left( \frac{N_c N_v}{N_d^2} \right)}.$$

Аналіз останнього виразу показує, що температура  $T_i$ , при якій настає власна провідність у донорного напівпровідника, тим нижче, чим менше ширина забороненої зони й концентрація домішки і чим більше значення ефективних мас носіїв заряду.

Таким чином, використовуючи описані наближення, можна простежити зміну концентрації електронів і положення рівня Фермі в забороненій зоні електронного напівпровідника у всій області зміни температури.

Коли рівень Фермі досягає середини забороненої зони, то  $n_0 = p_0 = n_i$  і напівпровідник від домішкового переходить до власного. При подальшому підвищенні температури рівень Фермі наближається до тої зони, що має меншу ефективну щільність станів.

Розглянемо аналогічну ситуацію у акцепторному напівпровідникові. Рішення завдання для напівпровідника, легованого акцепторною домішкою, повністю аналогічно випадку для донорного напівпровідника.

Положення рівня Фермі в області низьких температур, коли виконується умова  $e^{(E_a - E_v)/kT} \gg \frac{N_v}{2N_a}$ , буде визначатися рівністю [3]:

$$F = E_c - E_g + \frac{1}{2}(E_a - E_v) + \frac{kT}{2} \ln \frac{gN_v}{N_a} = \frac{E_v + E_a}{2} + \frac{kT}{2} \ln \frac{gN_v}{N_a} \quad (2.16)$$

де  $N_v$  – ефективна щільність станів у валентній зоні, що визначається наступним виразом

$$N_v = 2,5 * 10^{19} \left( \frac{m_p^*}{m_o} \right)^{3/2} \left( \frac{T}{300} \right)^{3/2} \quad (2.17)$$

Таким чином, у дірковому напівпровіднику при температурі абсолютного нуля рівень Фермі лежить посередині між стелею валентної зони й рівнем акцепторної домішки, тобто  $F = \frac{1}{2}(E_v + E_a)$ . Зі збільшенням температури рівень Фермі спочатку опускається, коли  $N_a > gN_v$ , а потім піднімається до рівня  $E_a$ . Концентрація вільних дірок у цій області визначається співвідношенням

$$p_0 = N_v e^{-\eta - \varepsilon_i} = (g^{-1} N_a' N_v)^{1/2} e^{(E_v - E_a)/2kT}$$

При високих температурах, коли  $e^{(E_a - E_v)/kT} \ll \frac{N_v}{2N_a}$ , положення рівня Фермі визначається виразом:

$$F = E_c - E_g + kT \ln \frac{N_v}{N_a}, \quad (2.18)$$

а концентрація вільних дірок -

$$p_0 = N_v e^{-\ln(N_v/N_a)} = N_a.$$

В акцепторному напівпровіднику, при високих температурах настає область виснаження, яка характеризується повною іонізацією атомів акцепторної домішки. При подальшому рості температури рівень Фермі піднімається до середини забороненої зони, і напівпровідник поводить як власний.

Розглянемо умови виродження домішкових напівпровідників на прикладі донорного напівпровідника. Відповідно до умови виродження, донорний напівпровідник є сильно виродженим, коли рівень Фермі розташований у зоні провідності вище  $E_c$  (дна зони провідності) на відстані меншому або рівному  $5kT$ , тобто при  $T = 0$  К у забороненій зоні є вільні електрони. Для донорного виродженого напівпровідника концентрація електронів визначається виразом:

$$n_0 = \frac{8\pi}{3} \left( \frac{2m_n^*}{h^2} \right)^{3/2} (F - E_c)^{3/2}$$

Концентрація дірок визначається виразом (2.10).

Отже концентрація електронів у виродженому напівпровіднику не залежить від температури. При досить великій концентрації донорної домішки енергорівень  $E_d$  розмивається в енергозону, що перекривається із зоною провідності. Виродження настає тим раніше, чим більше концентрація носіїв заряду й чим менше ефективні маси електронів і дірок.

Положення рівня Фермі в такому напівпровіднику також не залежить від температури:

$$F = E_c + \frac{h^2}{2m_n^*} \left( \frac{3n_0}{8\pi} \right)^{2/3}$$

Вироджений напівпровідник здатний проводити струм навіть при дуже низьких температурах, тому такі напівпровідники часто називають напівметалами.



Компенсовані напівпровідники містять одночасно домішки донорного й акцепторного типів у різних співвідношеннях. На практиці випадки чисто донорних і чисто акцепторних напівпровідників не реалізуються. У легованому донорної домішкою напівпровіднику завжди є деяка концентрація акцепторної домішки, що компенсує.

Розглянемо загальний випадок: у напівпровіднику IV групи таблиці Менделєєва є атоми домішок елементів V і III групи. Інтервали температур і концентрацій такі, що рівень Фермі лежить у забороненій зоні між  $E_d$  і  $E_a$ . При чому:  $E_d - F > kT$  і  $E_a - F > kT$ . Якщо  $N_d > N_a$ , то напівпровідник називається частково компенсований напівпровідник донорного типу. Якщо  $N_d < N_a$ , то напівпровідник називається частково компенсований напівпровідник акцепторного типу. Якщо  $N_d = N_a$ , то напівпровідник називається повністю компенсований.

## 2.10. Генерація та рекомбінація носіїв заряду в напівпровідниках

**Генерація** - будь-який процес, що приводить до збільшення концентрації власних носіїв заряду. У напівпровідникових твердих тілах генерацію розділяють на монополярну (домішкову) та біполярну. **Рекомбінація** - процес, в результаті якого зникає пара носіїв заряду. У напівпровідникових твердих тілах рекомбінацію розділяють на між зонну та через пастки. В умовах термодинамічної рівноваги обидва процеси – генерація та рекомбінація – урівноважують один одного:

$$G_0 = R_0$$

Рухливі носії заряду, які не перебувають у стані термодинамічної рівноваги називають нерівноважними.

Рівняння безперервності описує зміну концентрації носіїв заряду в часі внаслідок зовнішнього збудження. Така зміна концентрацій відбувається в

результаті процесів генерації, рекомбінації і міграції. Наступні два вирази (2.19) та (2.20) описують математично процеси зміни концентрації електронів та дірок відповідно:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = G - \frac{\Delta n}{\tau_n} + \frac{\partial I_n}{\partial x} \quad (2.19)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = G - \frac{\Delta p}{\tau_p} + \frac{\partial I_p}{\partial x} \quad (2.20)$$

де  $I_n, I_p$  - потік електронів і дірок;  $\tau_n, \tau_p$  - час життя електронів і дірок.

Перший доданок у виразі (2.19) та (2.20) – це швидкість генерації, другий доданок – це швидкість рекомбінації, третій доданок описує зміну концентрації в наслідок процесів міграції. процеси міграції, що включають в себе дифузію та дрейф носіїв заряду.

**Дифузія** - рух носіїв заряду з області з більшою концентрацією в область з меншою концентрацією під дією градієнта концентрація. **Дрейф** - дифузний струм, що виникає через градієнт коцентрації, призводить до просторового розділення зарядів. Це викликає появу статичного електричного поля напруженістю  $E$ , яке створює дрейфові струми електронів і дірок.

Повний струм через напівпровідник для електронів та дірок відповідно:

$$j_n = j_{n_{др}} + j_{n_{диф}} = en\mu_n E + eD_n \frac{dn}{dx} \quad (2.21)$$

$$j_p = j_{p_{др}} + j_{p_{диф}} = ep\mu_p E + eD_p \frac{dp}{dx} \quad (2.22),$$

де  $E$  - напруженість статичного електричного поля;  $\mu$  - рухливість;  $D_p$  - коефіцієнт дифузії електронів;  $D_n$  - коефіцієнт дифузії дірок;

Загальна щільність струму в кристалі напівпровідника має вигляд:

$$j = j_n + j_p$$

При термодинамічній рівновазі в кожній точці напівпровідника дрейфовий струм буде врівноважуватися дифузійним струмом. Тому результуючий сумарний струм буде дорівнювати нулю. Виходячи з умови  $j_{др.} = J_{диф.}$  для електронів і для дірок можна отримати **співвідношення Ейнштейна**:

$$\frac{\mu_n}{D_n} = \frac{e}{kT} \quad (2.23)$$

$$\frac{\mu_p}{D_p} = \frac{e}{kT} \quad (2.24)$$

Співвідношення (2.23) і (2.24) показують, що відношення рухливості до коефіцієнта дифузії залежить тільки від температури і не залежить ні від яких інших параметрів матеріалу. При заданій температурі співвідношення Ейнштейна однаково для всіх кристалів напівпровідників і для всіх типів носіїв.

Розглянемо напівпровідник, в якому деяким зовнішнім впливом створюється біполярна генерація, тобто утворюється пара носіїв заряду, тоді  $\Delta n = \Delta p$ . Разом з генерацією йде процес рекомбінації, який врівноважує генерацію. В деякий момент часу зовнішній вплив прибирають, і концентрація надлишкових пар носіїв заряду зменшується внаслідок рекомбінації.

а) розглянемо малий рівень збудження:

$$\Delta n \ll (n_0 + p_0)$$

Швидкість убавання носіїв заряду внаслідок рекомбінації визначається виразом

$$\left( \frac{dn}{dt} \right)_r = -\gamma_r (n_0 + p_0) \Delta n \quad (2.25)$$

де  $\gamma_r$  - коефіцієнт рекомбінації.

Введемо позначення -  $\tau$  - час життя носіїв заряду:

$$\tau = \frac{1}{\gamma_r(n_0 + p_0)} \quad (2.26)$$

$$\left(\frac{dn}{dt}\right)_r = -\frac{\Delta n}{\tau}$$

Розділивши змінні та інтегруючи, отримаємо рішення

$$\Delta n = \Delta n(0) \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (2.27)$$

де  $\Delta n(0)$  - надмірна концентрація в момент вимикання зовнішнього збудження, тобто початку рекомбінації.

З виразу (2.27) випливає, що в разі низького рівня біполярної генерації надмірна концентрація електронів і дірок після припинення збудження зменшується за експоненціальним законом, при чому за **час життя**  $\tau$  кількість пар носіїв заряду в результаті рекомбінації зменшується в  $e$  раз ( $e = 2,7$ ). З рівняння (2.25) випливає, що **час життя** - це середній час існування надлишкової концентрації електронів і дірок.

б) великий рівень біполярної генерації:

$$\Delta n \gg (n_0 + p_0)$$

Швидкість зміни концентрації внаслідок рекомбінації визначається:

$$\left(\frac{dn}{dt}\right)_r = \gamma_r \Delta n^2$$

Тобто в даному випадку за умови високого рівня біполярної генерації швидкість рекомбінації залежить від надлишкової концентрації носіїв заряду за квадратичним законом. В цьому випадку час життя називається миттєвим часом життя:

$$\tau_{me} = \frac{1}{\gamma_k \Delta n} \quad (2.28)$$

В такому випадку час життя  $\tau$  залежить від надлишкової концентрації  $\Delta n$  і є величиною змінною, на відміну від часу життя, що визначаються виразом (2.25).

Розглянемо монополярну генерацію, яка виникає внаслідок освітлення в донорному напівпровіднику. Внаслідок освітлення утворюється надмірна концентрація основних носіїв заряду, тобто електронів. Негативний заряд утворившихся електронів компенсується позитивним зарядом іонів донорної домішки. Концентрація електронів в освітленій області дорівнює:

$$n = n_0 + \Delta n.$$

У неосвітленій області в результаті дифузії утворюється негативний об'ємний заряд надлишкових електронів, а в освітленій області при цьому накопичується позитивний об'ємний заряд іонізованих атомів домішки.

Якщо в момент часу  $t = 0$  вимкнути світло, то генерація припиниться, а електричне поле, породжене об'ємними зарядами, викличе струм провідності, який знищить об'ємний заряд. Зміна щільності просторового заряду  $\rho$  в результаті протікання струму підпорядковується рівнянню безперервності.

$$\rho(t) = \rho(0) \exp(-t/\tau_m) \quad (2.28)$$

де  $\rho(0)$  - об'ємний заряд в момент часу 0 (вимикання світла);  $\tau_m$  - *максвелловський час релаксації*.

$$\tau_m = \frac{\epsilon_r \epsilon_0}{\sigma} \quad (2.29)$$

де  $\sigma$  - питома провідність.

У разі монополярної генерації об'ємний заряд, створений в результаті

струму провідності, зникне в середньому через час  $\tau_m$  після виключення зовнішнього збудження.

Розглянемо дифузію і дрейф неосновних надлишкових носіїв заряду в донорному напівпровіднику при наявності зовнішнього однорідного електричного поля напруженістю  $E$  і вузькій області  $h$ , що є освітленою світлом.

Маємо:  $p_0 \ll n_0$

В області  $-h \leq x \leq 0$   $\Delta n = \Delta p$ ;  $n_0 \gg \Delta p$

Рівняння безперервності для неосновних носіїв заряду (дірок) (див. (2.20)). Проведемо рішення рівняння (2.20) для неосвітленій області в стаціонарних умовах, тоді в неосвітленій області відсутня генерація і зміна концентрації дірок; і рівняння безперервності має вигляд:

$$\frac{\Delta p}{\tau_p} - E\mu_p \frac{dp}{dx} + D_p \frac{d^2 p}{dx^2} = 0 \quad (2.30)$$

а)  $E = 0$  або дуже маленька величина.

Тоді у виразі (2.30) другий доданок дорівнює нулю і з (2.30) можна отримати:

$$L_p = \sqrt{D_p \tau_p} \quad (2.31)$$

$L$  - *дифузійна довжина* - це відстань, на якій в процесі дифузії надмірна концентрація неосновних носіїв заряду зменшується в  $e$  разів:

$$\Delta p(x) = \Delta p(0) \exp\left(-\frac{x}{L_p}\right) \quad (2.32)$$

З виразу (2.32) випливає, що під час відсутності зовнішнього електричного поля надмірна концентрація неосновних носіїв заряду

зменшується за експоненціальним законом.

б)  $E > 0$ , тобто у виразі (2.30) диференціальний третій доданок – є дуже малою величиною, якою можна знехтувати, тоді маємо:

$$L_{p\partial\partial} = \mu_p E \tau_p \quad (2.33)$$

де  $L_{p\partial\partial}$  - довжина дрейфу.

Рішення рівняння безперервності має вигляд:

$$\Delta p(x) = \Delta p(0) \exp\left(-\frac{x}{L_{p\partial p}}\right) \quad (2.34)$$

*Довжина дрейфу* - це відстань, при проходженні якої в процесі дрейфу під дією зовнішнього електричного поля концентрація неосновних носіїв заряду зменшується в  $e$  раз за рахунок рекомбінації.

## 2.11. Поляризація і електропровідність діелектриків

Діелектрики - це речовини погано проводять електричний струм. Цей термін ввів Н.Фарадей: *dia* (грец.) «Через» і *electric* (англ.) - «Електричний». У такій речовині зовнішнє електричне поле викликає два ефекти:

- спрямований рух зарядів вздовж напрямку прикладеного зовнішнього поля (електричний струм);
- зміщення позитивних і негативних зарядів один отн-но одного (поляризація).

Перший з них більш властивий напівпровідникам, другий - діелектрикам.

*Поляризацією* називають такий стан речовини, при якому зовнішнє електричне поле або інші фактори викликають зміщення і впорядкування пов'язаних електричних зарядів так, що будь-який елемент об'єму характеризується наявністю електричного моменту, відмінного від нуля.

Поляризацію характеризують вектором поляризації  $\vec{P}$ , який представляє собою дипольний момент одиниці об'єму, тобто вектор, що дорівнює добутку відстані між центрами позитивних і негативних зарядів на величину заряду одного із знаків. Він спрямований від центру «ваги» негативних зарядів до центру «тяжкості» позитивних зарядів.

Модуль цього вектора називається поляризацією діелектрика ( $P$ ) і є кількісною мірою поляризації. Він дорівнює відношенню електричного дипольного моменту до об'єму, тобто це електричний момент одиниці об'єму. У слабкому електричному полі поляризованість пропорційна напруженості зовнішнього поля  $\vec{E}$

$$\vec{P} = \epsilon_0 \chi \vec{E}$$

де  $\chi$  - діелектрична сприйнятливість,  $\epsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12}$  Ф/м - електрична постійна, т.зв. діелектрична проникність вакууму.

Відправною точкою у вивченні електричних і магнітних явищ в твердому тілі є основні рівняння теорії поля (рівняння Максвелла). Зокрема, мають місце лінійні рівняння для вектора електричної індукції  $\vec{D}$ :

$$\vec{D} = \epsilon_a \vec{E} \text{ та } \vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}$$

Введемо величину абсолютної діелектричної проникності

$$\epsilon_a = \epsilon_0 \epsilon$$

Величина  $\epsilon$  називається **відносною проникністю** і характеризує ступінь впливу внутрішнього поля діелектрика на напруженість зовнішнього прикладеного поля:

$$\epsilon = 1 + \chi$$

де  $\chi = \epsilon - 1$  діелектрична **сприйнятливість**.

У вакуумі  $\chi = 0$  та  $\epsilon = 1$  тоді



$$\vec{D} = \varepsilon_0 \frac{\varepsilon_a}{\varepsilon_0} \vec{E} = \varepsilon_0 \varepsilon \vec{E}.$$

З іншої сторони

$$\vec{D} = \varepsilon_a \vec{E} + \vec{P}$$

тобто

$$\vec{P} = \varepsilon_0(\varepsilon - 1)\vec{E}$$

В ізотропних середовищах напрями векторів  $\vec{P}$ ,  $\vec{E}$ ,  $\vec{D}$  збігаються. Для анізотропних середовищ (наприклад, кристалів) в загальному випадку діелектрична сприйнятливість  $\chi$  є тензорною величиною.

Якщо діелектрик заповнює простір між обкладинками плоского конденсатора, який має в вакуумі ємність  $C_0$  (геометрична ємність); то відносна діелектрична проникність дорівнює:

$$\varepsilon = \frac{C_D}{C_0}$$

де  $C_D$  – ємність конденсатора з діелектриком;  $C_0$  – ємність конденсатора у вакуумі.

Значення  $C_D$  (і  $\varepsilon$  також) обумовлено різними механізмами поляризації, які можуть діяти в даному матеріалі одночасно і залежать, в основному, від природи хімічного зв'язку, тобто від розподілу електронних щільностей.

Існують наступні механізми поляризації [4]:

1. Іонна поляризація. Позитивні і негативні іони відчують зсув на відстані, менші періоду решітки. Центри «ваги» позитивних і негативних іонів в постійному зовнішньому електричному полі також виявляються зміщеними. З підвищенням температури відстань між іонами збільшується, сили пружного зв'язку зменшуються, поляризованість зростає. Час встановлення іонної поляризації складає близько  $10^{-13}$ с. Це проміжки часу, протягом якого впорядкованість орієнтованих полем диполів після його зняття зменшується в  $e$  ( $\sim 2,7$ ) разів, тобто система стає рівноважною.

2. Електронна поляризація. Вона пов'язана з деформацією електронних оболонок атомів і іонів. Зазвичай вона діє сукупно з іонним. Час релаксації її дуже малий  $\sim 10^{-15}$  с.

3. Дипольно-релаксаційна поляризація. Цей вид поляризації більше характерний для рідин. Дипольні моменти під час відсутності поля  $\vec{E}$  знаходяться в хаотичному тепловому русі, а при його накладення частково орієнтуються по полю, викликаючи нагрівання діелектрика. Час релаксації тут сильно залежить від температури. Чим вища температура, тим менше час релаксації ( $10^{-2} \div 10^{-10}$  с).

4. Резонансна поляризація спостерігається при світлових частотах. При резонансі сильно збільшується поглинання електромагнітної енергії - поляризованість зростає стрибком.

5. Міграційна поляризація. Діелектрик, що має неоднорідну структуру, внесений в електричне поле, в кожній своїй частині поляризується в різному ступені. Деякі неоднорідні включення подібні до гігантської поляризованої молекули, в межах якої переміщаються (мігрують) іони і електрони. Ефект найбільш сильний в шаруватих матеріалах (міграційне накопичення заряду).

6. Спонтанна поляризація. Це поляризація, існує за відсутності зовнішнього поля. Обумовлена вона т.зв. доменною структурою речовини, а іноді впливом механічної напруги. Речовини, що володіють спонтанною поляризацією, відносяться до окремого класу технічно важливих діелектриків - **сегнетоелектриків**.

Електронний механізм провідності в діелектриках обумовлений тими ж причинами, що і в напівпровідниках. Однак електронна провідність діелектриків дуже мала в порівнянні з напівпровідниками. У діелектриках внаслідок поляризації зростає роль так званих поляризаційних струмів або струмів зміщення зарядів, які зазвичай дуже короткочасні і не фіксуються вимірювальними приладами.

Позначимо щільність струму вільних носіїв заряду  $J_{nc}$  (струми наскрізний електропровідності або наскрізні струми). Струми зміщення характеризуються

величиною  $J_{зм}$  (щільність зміщення). Повна щільність струму в діелектрику (щільність струму витoku):

$$J_{\text{вит}} = J_{\text{нс}} + J_{\text{зм}}$$

При постійній напрузі провідність діелектрика визначається тільки наскрізними струмами (рис.2.12). При змінній напрузі активна провідність визначається не тільки наскрізними, а й поляризаційними струмами. У більшості випадків, в діелектриках провідність носить не електронний, а іонний характер.

*Діелектричними втратами* називають електричну потужність, затрачену на нагрів діелектрика, що знаходиться в електричному полі.

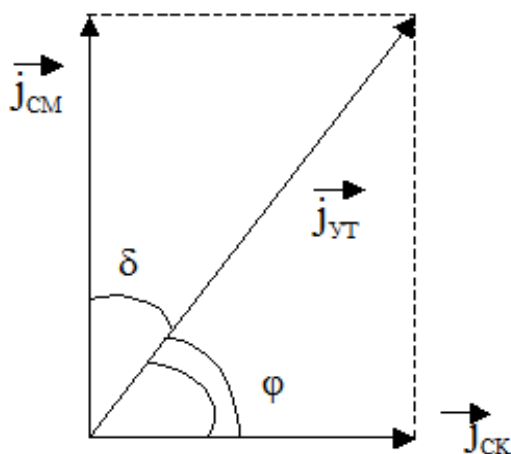


Рис.2.12 - Векторна діаграма струмів в діелектрику

У діелектриках між напруженістю електричного поля  $\vec{E}$  і електричної індукцією  $\vec{D}$  виникне деяке зрушення фаз, який і зумовлює втрати енергії в потужності  $W_{\vec{e}}$ , що характеризуються кутом  $\varphi$ . Можна сказати, що вектор електричної індукції відстає від вектора електричного поля на деякий кут, який отримав назву кута діелектричних втрат.

В інженерній практиці *кутом діелектричних втрат  $\delta$*  називають кут, що доповнює до  $90^\circ$  кут зсуву фаз  $\varphi$  між струмом і напругою в ємнісному ланцюзі:

$$\varphi = 90 - \delta$$

Втрати на електропровідність виявляються в діелектриках, які мають помітну провідність. Величина  $\operatorname{tg} \delta$  називається **тангенсом кута діелектричних втрат**, а добуток  $E \cdot \operatorname{tg} \delta$  - **коефіцієнтом діелектричних втрат**.

Для якісних діелектриків  $\operatorname{tg} \delta \leq 10^{-3}$  ( $\Delta \Rightarrow 0$ ) при цьому визначальну роль відіграє  $J_{\text{зм}}$ . Для якісних провідників  $\delta \Rightarrow 90^\circ$ , при цьому визначальну роль відіграє  $J_{\text{нс}}$ . Великі діелектричні втрати в електроізоляційних матеріалах небажані, тому що вони викликають теплової нагрів і руйнування матеріалу.

Втрати в діелектриках поділяють на чотири основних види [5]:

1. Втрати на електропровідність;
2. Релаксаційні втрати характерні для діелектриків з уповільненими механізмами поляризації, і тому вони особливо помітну роль грають в області високих частот.
3. Іонізаційні втрати найбільш сильні в газоподібних середовищах, тому особливого інтересу для нас не представляють. Вони пов'язані з додатковими витратами енергії зовнішнього поля на іонізацію молекул. Всі гази відрізняються малою провідністю, тому для них  $\operatorname{tg} \delta \Rightarrow 0$ , і основні втрати пов'язані з іонізацією, особливо при високих (радіо) частотах.
4. Резонансні втрати характерні для твердих тіл, в яких власна частота коливань атомів або молекул збігається з частотою вимушених коливань, що викликаються дією електричного поля.

Підвищення напруги електричного поля, прикладеного до діелектрика, викликає пропорційне цьому полю збільшення його опору, тобто виконується закон Ома. Однак в досить сильних полях струм наростає швидше, ніж за законом Ома, при деякому критичному полі  $E_{\text{прб}}$  і відповідному йому значенні напруги  $U_{\text{прб}}$  струм в діелектрику різко зростає, утворюється канал високої провідності, і настає **електричний пробій** діелектрика.

Якщо товщина діелектрика дорівнює  $h$ , то

$$E_{\text{прб}} = \frac{U_{\text{прб}}}{h}$$

Величина  $E_{\text{прб}}$ , зазвичай вимірюється в МВ/м або МВ/см, називається **електричною міцністю діелектрика**.

Пробій призводить до незворотних змін в діелектрику і втрати ним ізоляційних властивостей. Наприклад (при кімнатній температурі  $T = 300\text{K}$ )  $E_{\text{прб}}$  в МВ/см становить для: кварцового скла 0,2 - 0,3; поліетилену 0,4; слюди 1,0 - 2,0; порцеляни 0,3; мармуру 0,2 - 0,3 [5].

Електрична міцність діелектрика залежить від цілого ряду чинників: хімічної природи матеріалу, ступеня його структурного досконалості, параметрів прикладеної напруги (амплітуда і частота), температури, вологості, чистоти повітря, часу прикладання напруги та ін. Електрична міцність діелектриків зростає із збільшенням ширини їх забороненої зони.

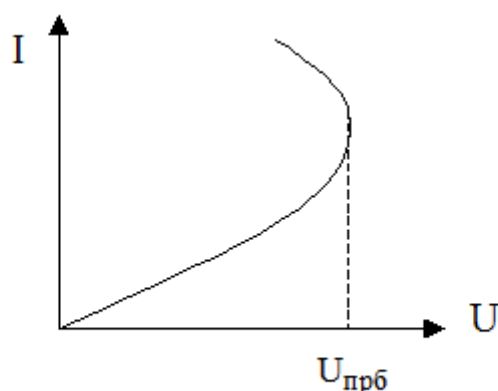


Рис.2.13 - ВАХ діелектричного пробію

Дуже суттєва для пробію однорідність електричного поля - при плоских електродах пробій менш ймовірний, ніж при електродах у вигляді голки або конуса. Збільшення товщини діелектрика зменшує його електричну міцність.

Існують наступні види пробію:

Електричний пробій – деякі вільні електрони, прискорюючись електричним полем, викликають лавину ударну іонізацію. В розрядному каналі створюються області високих і неоднорідних механічних напружень. Тому

електричний пробій найчастіше супроводжується розтріскуванням або повним руйнуванням ізолятора.

При теплоелектричному пробії із зростанням напруженості зовнішнього електричного поля ізолятор розігрівається за рахунок діелектричних втрат. Підвищення температури знижує його опір, тобто призводить до зростання наскрізного струму, що знову ж таки стимулює розігрів. У якийсь момент кількість виділяється теплової енергії може перевищити ту межу, при якій вона встигає розсіюватися. Внаслідок цього теплова рівновага порушується, а процес набуває лавиноподібного характеру. Відбувається розтріскування, обвуглювання або розплавлення матеріалу.

Електрохімічний пробій спостерігається при дії змінного електричного поля на діелектрик. Він викликає цілий ряд електрохімічних процесів: електроліз, іонізацію, окислення, корозію та ін. В результаті продукти електрохімічних реакцій знижують електричну міцність матеріалу і викликають його передчасне старіння або навіть пробій, який стимулюється підвищенням температури, вологості і забрудненням зовнішнього середовища. В реальних умовах важко відокремити один вид пробою від іншого.

## ЛАБОРАТОРНА РОБОТА 2.4 ФУНКЦІЯ РОЗПОДІЛУ ФЕРМІ- ДІРАКА

**ЦІЛЬ:** проаналізувати поведження функції розподілу Фермі – Дірака в напівпровідниках при різних температурах

### Теоретичні відомості

Для визначення числа часток, що мають енергію в заданому інтервалі, крім щільності квантових станів  $N(E)$  необхідно знати ймовірність того, що даний стан з енергією  $E$  зайнятий часткою, тобто потрібно знати функцію розподілу  $f(E)$ . В умовах теплової рівноваги для часток з напівцілим спином, що підкоряються принципу Паулі, діє Фермі-Дірака. Зробимо оцінку області зміни функції розподілу  $f_0(E)$  для випадку  $T > 0K$ . Для цього підрахуємо  $f_0(E)$  для різних значень енергії.

Для енергій, що відрізняються від  $F$  на  $\pm kT$ , значення  $f_0(E)$  становить

$$(1 + e)^{-1} = 0.27 \text{ и } (1 + 1/e)^{-1} = 0.73.$$

При  $E - F = \pm 2kT$  значення  $f_0(E)$  рівні 0.118 і 0.882, а при  $E - F = \pm 3kT$  значення  $f_0(E)$  рівні 0.047 и 0.953 [3]. Ці дані свідчать, що ймовірність заповнення станів помітно відрізняється від одиниці або нуля лише в межах  $(2 \div 3)kT$  поблизу значення  $E = F$ .

Для електронів, що перебувають у станах з енергією  $E - F \gg kT$ , вираз для  $f_0(E)$  має вигляд:

$$f_0(E) = e^{(F-E)/kT} = C e^{-\frac{E}{kT}}$$

тобто збігається з функцією розподілу Больцмана для часток, що підкоряються класичній статистиці. Якщо носії заряду підкоряються статистиці Больцмана, то електронний газ невинроджений, і відповідно, напівпровідник з таким розподілом носіїв заряду прийнято називати *невинродженим*.

### Порядок виконання:

1. Користуючись формулою розподілу Фермі -Дірака побудувати вид функції розподілу при температурі абсолютного нуля.

2. Користуючись формулою розподілу Фермі -Дірака побудувати залежність функції розподілу  $f_0$  від енергії (E-F) при різних температурах.  
Значення температури та (E-F) задаються викладачем.
3. На залежності  $f_0$  від енергії (E-F), отримані в п.2, накласти залежність  $f_0$  від енергії (E-F), отриману в п.1.
4. Отриману діаграму перенести у звіт.
5. Проаналізувати отримані результати.

#### **Контрольні питання:**

1. Фізичний зміст функції розподілу.
2. Фізичний зміст енергії Фермі.
3. Чому дорівнює ймовірність заповнення рівня Фермі при температурах, відмінних від абсолютного нуля?

### **ЛАБОРАТОРНА РОБОТА 2.5 ВЛАСНИЙ НАПІВПРОВІДНИК**

**ЦІЛЬ:** вивчити статистику носіїв заряду у власному напівпровіднику, визначити власну концентрацію носіїв заряду в різних напівпровідниках і щирі значення ширини забороненої зони

#### **Порядок виконання:**

*Вихідний напівпровідниковий матеріал задає викладач*

1. Користуючись формулою (2.4) і даними таблиці 2.1 розрахувати власну концентрацію носіїв заряду при температурі 300 К для різних напівпровідників
2. Користуючись формулою температурної залежності ширини забороненої зони (2.6) розрахувати значення  $E_{g0}$  при абсолютному нулі.
3. Побудувати діаграму залежності  $E_g(T)$  у діапазоні від 100К до 400К.
4. Використовуючи даної діаграми залежності  $E_g(T)$  розрахувати температурну залежність власної концентрації носіїв заряду в діапазоні від 100 К до 400К.



5. Побудувати діаграму залежності власної концентрації носіїв заряду від зворотної температури –  $n_i$  ( $1/T$ ) у діапазоні від 100До до 400 К.
6. Проаналізувати отримані результати.

Таблиця 2.1 - Властивості напівпровідників

Напівпровідник	$m_n^*$	$m_p^*$	$E_{g300}, \text{eV}$	$\alpha, \text{eV/K}$
Si	1,08 $m_0$	0,56 $m_0$	1,11	$-2,4 \cdot 10^{-4}$
Ge	0,56 $m_0$	0,35 $m_0$	0,67	$-3,9 \cdot 10^{-4}$
InSb	0,013 $m_0$	0,6 $m_0$	0,18	$-2,9 \cdot 10^{-4}$
GaAs	0,07 $m_0$	0,55 $m_0$	1,43	$-4,3 \cdot 10^{-4}$
PbS	0,1 $m_0$	0,1 $m_0$	0,37	$4 \cdot 10^{-4}$
GaP	0,13 $m_0$	0,8 $m_0$	2,25	$-5,4 \cdot 10^{-4}$

### Контрольні питання:

1. Що таке власний напівпровідник
2. Умови виродження напівпровідника
3. Що таке вырожденный власний напівпровідник
4. Як зміниться положення рівня Фермі з ростом температури у власному напівпровіднику?
5. Від чого залежить концентрація носіїв заряду в невиродженому власному напівпровіднику?
6. Які фактори впливають на зміну ширини забороненої зони з ростом температури у власному напівпровіднику?

## ЛАБОРАТОРНА РОБОТА 2.6 ДОМІШКОВИЙ НАПІВПРОВІДНИК

**ЦІЛЬ:** навчитися визначати характеристичні температури для донорного й акцепторного напівпровідників.

### Порядок виконання роботи

Таблиця 2.2 - Варіанти завдань

Варіант	Напівпровідник	Домішка	концентрація домішки, см <sup>-3</sup>	рівень домішки, еВ
1	Si	B	10 <sup>15</sup>	0,4
2	Si	B	10 <sup>16</sup>	0,3
3	Si	B	10 <sup>17</sup>	0,2
4	Ge	Al	10 <sup>15</sup>	0,25
5	Ge	Al	10 <sup>16</sup>	0,18
6	Ge	Al	10 <sup>17</sup>	0,1
7	Si	As	10 <sup>15</sup>	0,8
8	Si	As	10 <sup>16</sup>	0,9
9	Si	As	10 <sup>17</sup>	1
10	Ge	P	10 <sup>15</sup>	0,6
11	Ge	P	10 <sup>16</sup>	0,7
12	Ge	P	10 <sup>17</sup>	0,8

1. Вихідний напівпровідник, тип і концентрацію легуючої домішки взяти з таблиці 2.2. Значення ефективних мас електронів і дірок, ширину

забороненої зони напівпровідника взяти з таблиці 2.1 лабораторної роботи 2.5.

2. Розрахувати температурну залежність ефективної щільності станів  $N_c$  для донорного або  $N_v$  для акцепторного напівпровідників по формулах (2.14) і (2.16) у діапазоні температур від 10К до 900К с кроком 10К.
3. Розрахувати температурне поведження рівня Фермі в області домішкової провідності по формулах (2.15 ) і (2.17) у діапазоні температур від 10К до 900К с кроком 10К. Ширину забороненої зони при  $T=0K$  розрахувати за формулою (2.6).
4. Побудувати графік залежності  $F(T)$  і за графіком визначити температуру виснаження домішки  $T_s$  і температуру власної провідності  $T_i$ .
5. Проаналізувати отримані результати

#### **Контрольні питання:**

1. Умови переходу від невиродженого напівпровідника до виродженого
2. Температурне поведження рівня Фермі в донорному напівпровіднику
3. Температурне поведження рівня Фермі в акцепторному напівпровіднику
4. Чому дорівнює рівень Фермі при температурі виснаження  $T_s$ ?
5. Чому дорівнює рівень Фермі при температурі власної провідності  $T_i$ ?
6. Умова електронейтральності для домішкового напівпровідника
7. Умова електронейтральності для компенсованого напівпровідника

## ТЕСТОВІ ПИТАННЯ ДО РОЗДІЛУ 2

1. Чому дорівнює ймовірність заповнення рівня Фермі при температурах, відмінних від абсолютного нуля згідно зі статистикою Фермі-Дірака?

- $1/2$  ;
- 1 ;
- 0 ;
- нескінченність;

2. Чому дорівнює ймовірність заповнення рівня Фермі при температурі абсолютного нуля згідно зі статистикою Фермі-Дірака?

- $1/2$  ;
- 1 ;
- 0 ;
- нескінченність;

3. Стеля валентної зони позначається:

- $E_c$  ;
- $F$  ;
- $E_g$  ;
- $E_v$  ;

4. Дно зони провідності позначається:

- $E_c$  ;
- $\chi F$  ;
- $E_g$  ;
- $E_v$  ;

5. Явище надпровідності - це;

- різке збільшення питомого опору в металах при низьких температурах;

- різке падіння питомого опору в металах при високих температурах;
- різке падіння питомого провідності в металах при низьких температурах;
- різке падіння питомого опору в металах при низьких температурах;

6. Системи мікрочастинок, поведінка яких описується функцією Фермі-Дірака, називають;

- виродженими;
- невиродженими;
- класичними;
- статистичними;

7. Температурна поведінка питомого опору металів визначається залежністю;

- концентрації електронів від температури;
- рухливості електронів від температури;
- рівня Фермі від температури;
- функції розподілу від температури;

8. Питомий опір металів з ростом температури;

- зменшується;
- не змінюється ;
- збільшується;
- різко падає до нуля;

9. Імовірність заповнення рівня Фермі дорівнює  $1/2$  при;

- $T = 0 \text{ K}$ ;
- $T = 300 \text{ K}$ ;
- $T < 0 \text{ K}$ ;
- $T > 0 \text{ K}$ ;

10. Залежність функції розподілу Фермі -Дірака від енергії частинки при  $T = 0$

К має вигляд;

- сходи;
- параболи;
- експоненти;
- синусоїди;

11. Розподіл Фермі -Дірака описує поведінку електронів у;

- напівпровідниках;
- металах;
- діелектриках;
- електролітах;

12. Чому дорівнює ймовірність заповнення енергорівнів з енергією  $E \leq F$  при температурі абсолютного нуля згідно зі статистикою Фермі-Дірака? ;

- $1/2$ ;
- 1;
- 0;
- Нескінченність;

13. Розподіл Фермі -Дірака описується математичною функцією;

- логарифма;
- параболи;
- синуса;
- експоненти;

14. Відображення рентгенівських променів від площин структури кристала описується формулою;

- $\sin^2 \alpha - \cos^2 \alpha = 1$  ;
- $2 d \lambda = n \sin \alpha$  ;

- $2d \cdot \sin \alpha = n \lambda$  ;
- $\sin (n - \lambda) = 2d \cdot \sin \alpha$  ;

15. Функція розподілу - це;

- залежність енергії частки від ймовірності її знаходження на даному енергорівні;
- залежність ймовірності знаходження частинки на даному енергорівні від енергії;
- залежність ймовірності знаходження частинки на даному енергорівні від тиску;
- залежність тиску в системі частинок від ймовірності знаходження частинки на даному енергорівні;

16. Чому дорівнює ймовірність заповнення енергорівнів з енергією  $E > F$  при температурі абсолютного нуля згідно зі статистикою Фермі-Дірака? ;

- 0;
- 1;
- 1/2;
- Нескінченність;

17. Розподіл Фермі-Дірака виконується для частинок;

- зі спіном, рівним 1;
- зі спіном, рівним 1/2;
- зі спіном, рівним 1/3;
- зі спіном, рівним 1/4;

18. Електрони не підкоряються розподілу;

- Максвелла- Больцмана;
- Фермі- Дірака;
- Бозе-Ейнштейна;

- немає правильної відповіді;

19. Скін - ефект - це;

- рівномірний розподіл струму по перетину провідника;
- різке зростання питомого опору провідника при зниженні температури;
- різке падіння питомого опору провідника при зниженні температури;
- нерівномірний розподіл струму по перетину провідника;

20. У акцепторному напівпровіднику;

- електронів більше, ніж дірок;
- дірок більше, ніж електронів;
- немає вільних носіїв заряду;
- рівна кількість електронів і дірок;

21. Генерація - це;

- будь-який процес, що призводить до збільшення концентрації вільних носіїв заряду;
- будь-який процес, в результаті якого зникає пара вільних носіїв заряду;
- рух вільних носіїв заряду з області з більшою концентрацією в область з меншою концентрацією;
- спрямований рух вільних носіїв заряду під дією статичного електричного поля;

22. Рекомбінація - це;

- будь-який процес, що приводить до збільшення концентрації вільних носіїв заряду;
- будь-який процес, в результаті якого зникає пара вільних носіїв заряду;
- рух вільних носіїв заряду з області з більшою концентрацією в область з меншою концентрацією;



- спрямований рух вільних носіїв заряду під дією статичного електричного поля;

23. Дифузія - це;

- будь-який процес, що приводить до збільшення концентрації вільних носіїв заряду;

- будь-який процес, в результаті якого зникає пара вільних носіїв заряду;

- рух вільних носіїв заряду з області з більшою концентрацією в область з меншою концентрацією;

- спрямований рух вільних носіїв заряду під дією статичного електричного поля;

24. Дрейф - це;

- будь-який процес, що приводить до збільшення концентрації вільних носіїв заряду;

- будь-який процес, в результаті якого зникає пара вільних носіїв заряду;

- рух вільних носіїв заряду з області з більшою концентрацією в область з меншою концентрацією;

- спрямований рух вільних носіїв заряду під дією статичного електричного поля;

25. При термодинамічній рівновазі в кожній точці напівпровідника;

- дрейфовий струм врівноважується дифузійним струмом;

- дрейфовий струм перевищує дифузійний струм;

- дифузійний струм перевищує дрейфовий струм;

- існує тільки дифузійний струм;

26. При термодинамічній рівновазі в напівпровіднику;

- швидкість генерації перевищує швидкість рекомбінації;

- швидкість генерації дорівнює швидкості рекомбінації;

- швидкість рекомбінації перевищує швидкість генерації;
- існує тільки генерація носіїв заряду;

27. Генерація, при якій виникає один вид носіїв заряду, називається;

- біполярною;
- міжзонною;
- монополярною;
- випромінювальною;

28. У співвідношенні Ейнштейна відношення рухливості до коефіцієнта дифузії;

- є величина постійна;
- однаково для всіх напівпровідників;
- однаково для всіх типів носіїв заряду;
- залежить тільки від температури;

29. При біполярній генерації;

- надмірна концентрація електронів дорівнює надлишковій концентрації дірок;
- надмірна концентрація електронів більше надлишкової концентрації дірок;
- надмірна концентрація електронів менше надлишкової концентрації дірок;
- сума надлишкових концентрацій електронів і дірок дорівнює нулю;

30. Час життя нерівноважних носіїв заряду - це;

- швидкість рекомбінації;
- середній час існування надлишкових концентрацій електронів і дірок;
- надмірна концентрація електронів і дірок в початковий момент часу;
- швидкість генерації;

31. Процес накопичення в області напівпровідника неосновних носіїв заряду при наявності сильного позитивного зовнішнього поля називається;

- ексклюзією;
- акумуляцією;
- інжекцією;
- екстракцією;

32. Процес збіднення області напівпровідника неосновними носіями заряду при наявності сильного негативного зовнішнього поля називається;

- ексклюзією;
- акумуляцією;
- інжекцією;
- екстракцією;

33. Процес збіднення області напівпровідника неосновними носіями заряду при наявності сильного позитивного зовнішнього поля називається;

- ексклюзією;
- акумуляцією;
- інжекцією;
- екстракцією;

34. Процес накопичення в області напівпровідника неосновних носіїв заряду при наявності сильного негативного зовнішнього поля називається;

- ексклюзією;
- акумуляцією;
- інжекцією;
- екстракцією;

35. Властивість деяких видів діелектриків змінювати величину електричної поляризації при зміні температури називається;

- піроелектрика;
- п'єзоелектрика;

- фоторезистивний ефект;
- поляризація;

36. Температура виснаження домішки для домішкового напівпровідника відповідає наступному положенню рівня Фермі на його температурній залежності;

- $F = E_{\text{домішки}}$  ;
- $F = \frac{1}{2} * E_g$  ;
- $F = E_c$  ;
- $F = E_v$  ;

37. Напівпровідник, що містить одночасно домішки донорного і акцепторного типів в різних співвідношеннях називається;

- неметаллом;
- напівметал;
- металом;
- компенсований;

38. Виникнення електричної поляризації в діелектрику під дією механічної напруги або деформації;

- піроелектрика;
- п'єзоелектрику;
- Фоторезистивний ефект;
- поляризація;

39. Діелектрики, у яких напрямок спонтанної поляризації можна змінити зовнішнім полем, називають;

- піроелектрики;
- п'єзоелектрики;
- ферромагнетики;

- сегнетоелектрики;

40. Домени - це;

- області, всередині яких вектори спонтанної поляризації окремих частинок мають однаковий напрямок;

- області, всередині яких вектори спонтанної поляризації окремих частинок мають різне спрямування;

- області, всередині яких вектори спонтанної поляризації окремих частинок мають протилежний зміст;

- коерцетивна сила дорівнює нулю;

41. Умова електронейтральності означає, що сумарний заряд всіх заряджених частинок кристала має дорівнювати;

- заряду електрона;

- нескінченності;

- 0;

- 1;

42. Концентрація носіїв заряду в домішковому напівпровіднику в області іонізації домішки;

- не змінюється зі зростанням температури;

- не залежить від температури;

- зменшується з ростом температури;

- збільшується зі зростанням температури;

43. Концентрація носіїв заряду в домішковому напівпровіднику

- не змінюється зі зростанням температури;

- залежить від освітленості;

- зменшується з ростом температури;

- збільшується зі зростанням температури;

44. На ділянці зворотного ходу електропровідності напівпровідників на температурній залежності електропровідності;

- значення рухливості не змінюється;
- значення рухливості збільшується;
- значення концентрації збільшується;
- значення концентрації не змінюється;

45. Процеси розсіювання характеризуються наступним параметром;

- рівноважною функцією розподілу;
- положенням рівня Фермі;
- рухливістю носіїв заряду;
- шириною забороненої зони;

46. В області низьких температур на величину рухливості впливає розсіювання на;

- теплових коливаннях кристалічної решітки;
- носіях заряду;
- атомах домішки і дислокаціях;
- іонах домішок;

47. В області високих температур на величину рухливості впливає розсіювання на;

- теплових коливаннях кристалічної решітки;
- носіях заряду;
- атомах домішки і дислокаціях;
- іонах домішок;

48. При розсіянні на іонах домішок;

- рухливість збільшується з ростом температури;

- рухливість зменшується з ростом температури;
- рухливість не залежить від температури;
- рухливість не змінюється зі зростанням температури;

49. При розсіянні на коливаннях кристалічної решітки;

- рухливість збільшується з ростом температури;
- рухливість зменшується з ростом температури;
- рухливість не залежить від температури;
- рухливість не змінюється зі зростанням температури;

50. При розсіянні на атомах кристалічної решітки;

- рухливість збільшується з ростом температури;
- рухливість зменшується з ростом температури;
- рухливість не залежить від температури;
- рухливість не змінюється зі зростанням температури;

51. На температурній залежності електропровідності напівпровідників ділянка зі зворотним ходом електропровідності обумовлена;

- Збільшенням значення рухливості;
- Зменшенням значення концентрації;
- Зменшенням значення рухливості;
- Збільшенням значення концентрації;

52. Температура власної провідності для домішкового напівпровідника відповідає наступному положенню рівня Фермі на його температурній залежності;

- $F = E_{\text{домішки}}$  ;
- $F = \frac{1}{2} * E_g$  ;
- $F = E_c$  ;
- $F = E_v$  ;

53. Рівень Фермі в акцепторному напівпровіднику розташовується;

-вище середини ЗЗ;

-нижче середини ЗЗ;

-посередині ЗЗ;

-в валентній зоні;

54. Рівень Фермі в донорному напівпровіднику розташовується;

-вище середини ЗЗ;

-нижче середини ЗЗ;

-посередині ЗЗ;

-в валентній зоні;

55. Рівень донорної домішки розташовується;

-вище середини ЗЗ;

-нижче середини ЗЗ;

-посередині ЗЗ;

-в валентній зоні;



## РОЗДІЛ 3 КІНЕТИЧНІ ЯВИЩА У ТВЕРДИХ ТІЛАХ

### 3.1. Розсіювання носіїв заряду в напівпровідниках

У разі термодинамічної рівноваги поведінка носіїв заряду в напівпровіднику описується рівноважною функцією розподілу Максвелла - Больцмана і діє умова електронейтральності. Рух таких носіїв заряду хаотичний, тобто неупорядкований. Якщо на такий напівпровідниковий кристал накласти зовнішнє постійне поле, то рух носіїв заряду набуває спрямований характер. Явища, зумовлені рухом носіїв заряду під дією електричного і магнітних полів, градієнта температури і концентрації носіїв заряду називаються *явищами переносу* або *кінетичними явищами*.

При наявності зовнішніх сил носії заряду знаходяться в нерівноважних умовах. Стан системи таких частинок описується за допомогою кінетичного рівняння Больцмана:

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \left( \frac{\partial f}{\partial t} \right)_{\text{пол}} + \left( \frac{\partial f}{\partial t} \right)_{\text{зітк}} \quad (3.1)$$

Де  $f$  – нерівноважна функція розподілу;  $t$  – час.

Фізичний сенс рівняння Больцмана: зміна нерівноважної функції розподілу в часі відбувається під дією зовнішніх полів (електричних або магнітних; 1<sup>й</sup> так званий польовий доданок) і зіткнень носіїв заряду з локальними порушеннями періодичності поля решітки (2<sup>й</sup> доданок - інтеграл зіткнень). При зіткненні відбувається зміна кількості носіїв заряду, що рухаються в заданому напрямку. Тому такі процеси називають *процесами розсіювання*.

У разі стаціонарних процесів ліва частина (3.1) дорівнює нулю, тому кінетичне рівняння набуває вигляду:

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{пол} = -\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{ст} \quad (3.2)$$

З виразу (3.2) випливає, що зміни функції розподілу, викликані рухом носіїв заряду під дією зовнішніх сил, компенсуються зіткненнями носіїв заряду з локальними порушеннями періодичності кристалічної решітки.

Для вирішення рівняння (3.2) вводиться поняття про час релаксації. **Час релаксації** - це середній час, протягом якого в системі існує нерівноважний розподіл носіїв заряду після зняття зовнішніх сил:

$$f - f_0 = (f - f_0)_{t=0} \exp\left(\frac{-t}{\tau_p}\right) \quad (3.3)$$

де  $(f - f_0)_{t=0}$  - різниця між рівноважною і нерівноважною функцією розподілу в початковий момент часу;  $t$  - час;  $\tau_p$  - час релаксації.

Під дією зовнішніх полів носії заряду набувають деяку спрямовану швидкість руху (дрейфу) і створюють електричний струм. Відношення середньої сталої швидкості спрямованого руху носіїв заряду до напруженості електричного поля має назву **рухливість**.

$$\mu = \frac{\bar{V}}{E} \quad (3.4)$$

У напівпровідниках розрізняють рухливість електронів і дірок. З урахуванням двох видів носіїв заряду в напівпровідниках вираз для електропровідності:

$$\sigma = en_0\mu_n + ep_0\mu_p \quad (3.5)$$

де  $e$  - заряд електрона;  $n_0$  - рівноважна концентрація електронів;  $p_0$  - рівноважна концентрація дірок;  $\mu_n$  - рухливість електронів;  $\mu_p$  - рухливість дірок.

Час релаксації  $\tau_p$  і рухливість  $\mu$  залежать від процесів розсіювання носіїв заряду, що рухаються в напівпровідниковому кристалі. Чим більше частота зіткнень і чим вони інтенсивніше, тим менше час релаксації і рухливість.

### 3.2. Механізми розсіювання носіїв заряду у напівпровідниках

Розсіювання на атомах домішки і дислокаціях. В областях низьких температур атоми домішки ще не іонізовані, тому рухомі носії заряду відхиляються від початкової траєкторії за рахунок зіткнень з атомами домішки і лінійними дефектами кристалічної структури - дислокаціями. Вираз для рухливості при розсіюванні на атомах домішки має наступний вигляд:

$$\mu_a = \frac{e^2 m^*}{20 \varepsilon \hbar^2} \frac{1}{N_a} \Rightarrow \mu_a \neq f(T) \quad (3.6)$$

де  $\varepsilon$  - діелектрична проникність;  $N_a$  - концентрація домішки;  $\hbar$  - приведена постійна Планка. Рухливість при розсіянні на дислокаціях має дуже слабку залежність від температури.

Розсіювання на іонах домішок істотно проявляється в області з низьких і середніх температур. У домішковому напівпровіднику під дією електричного поля іонів домішки відбувається відхилення траєкторії носіїв заряду. Зіткнення носіїв заряду з іонами домішки вважають пружними, тому що маса електрона набагато менша за масу іона, також іони менш рухливі, тобто електрони практично не змінюють свою енергію.

$$\mu_u = \frac{eT^{3/2}}{m^* VSN_i} \quad (3.7)$$

де  $T$  - температура;  $\bar{v}$  - середня швидкість направленої руху;  $S$  - диференційний перетин розсіювання;  $N_i$  - концентрація іонізованої домішки.

При підвищенні температури швидкість руху носіїв заряду зростає, тому послаблюється взаємодія електрона і іона домішки (тобто з підвищенням температури збільшується рухливість носіїв заряду, а їх розсіювання знижується).

Розсіювання на теплових коливаннях кристалічної решітки спостерігається в області високих температур. В результаті взаємодії електрона з кристалічною решіткою можливі два процеси:

- поява фонона: якщо електрон передав частину енергії кристалічній решітці. Фонон - квант теплових коливань кристалічної решітки.
- поглинання фонона: якщо розсіювання електронів в атомах напівпровідника відбувається на локальних деформаціях, викликаних поздовжніми коливаннями кристалічної решітки.

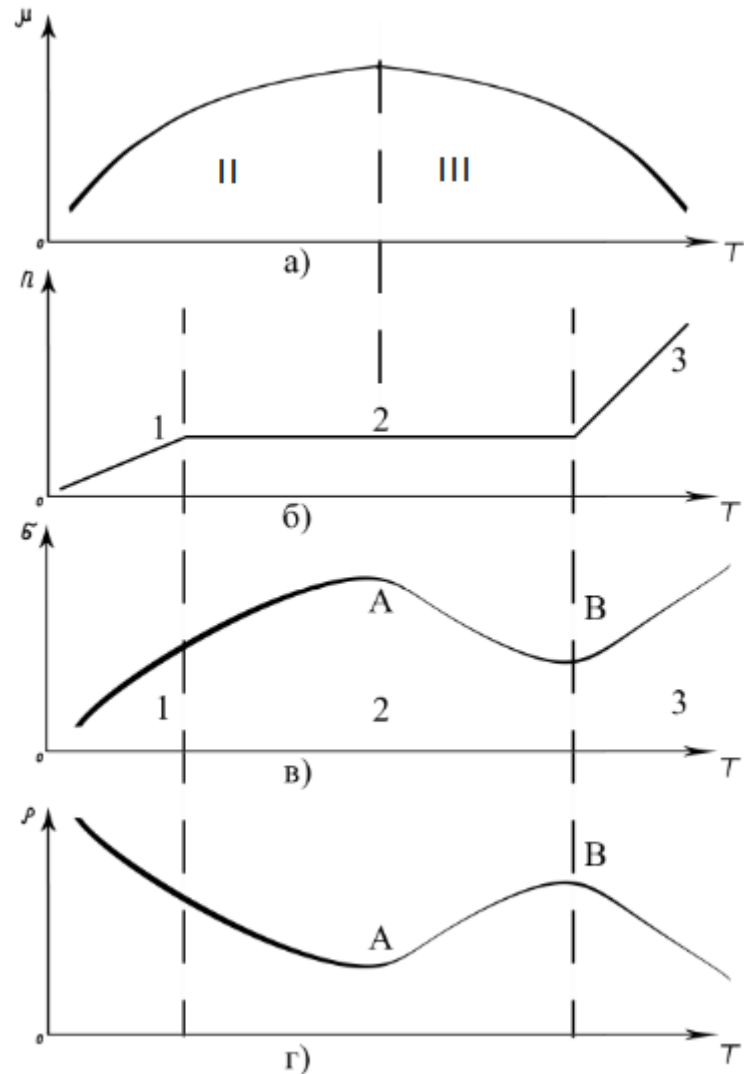
Залежність  $\mu$  від температури для цього виду розсіювання має вигляд::

$$\mu_{кр} = \frac{4e}{3\sqrt{\pi}} * \frac{\tau_p}{\sqrt{km} * T^{3/2}} \quad (3.8)$$

де  $k$  - хвильовий вектор;  $\tau_p$  - час релаксації.

З підвищенням температури амплітуди коливань кристалічної решітки стають більшими, отже, розсіювання відбувається частіше, тому рухливість зменшується.

Питома електропровідність напівпровідника з носіями заряду обох типів (електронів і дірок) визначається відповідно до виразу (3.5). Температурна залежність рухливості і концентрації носіїв заряду, а також провідності та питомого опору у домішкових напівпровідниках наведені на рис. .



II – ділянка розсіювання н.з. на іонах домішок; III – ділянка розсіювання н.з. на коливаннях кристалічної решітки; 1- ділянка іонізації домішки; 2- область виснаження домішки, 3 – область власної провідності;  
 Рисунок 3.1 - Температурні залежності рухливості (а), концентрації носіїв заряду (б), питомої провідності (в) та питомого опору (г) у напівпровіднику

На рис. 3.1,а бачимо, що в температурну залежність рухливості вносять вклад лише два (II та III) з трьох розглянутих нами механізмів. Концентрація носіїв заряду має три ділянки (див.рис. 3.1,б) – 1 область – зростання концентрації завдяки іонізації домішки; 2 область – область виснаження домішки, концентрація носіїв заряду не змінюється, тому що всі атоми

домішки вже іони звані, а іонізація власних атомів напівпровідника ще не розпочалася; 3 область – зростання концентрації завдяки розриву ковалентних зв'язків атомів власного напівпровідника. Для ділянок 1 та 3 (див.рис. 3.1,в) для областей власної та домішкової провідності для залежності  $\sigma$  (Т) характерно збільшення провідності з підвищенням температури. А в області виснаження домішки 2 є ділянка АВ із зворотним ходом електропровідності, на якій  $\sigma$  зменшується з підвищенням температури. Така поведінка питомої провідності на відрізку АВ обумовлена поведінкою рухливості, яка зменшується під впливом розсіювання на кристалічній решітці. Чим вище концентрація домішки, тим більше температурний діапазон ділянки із зворотним ходом електропровідності.

### 3.3. Оптичні явища в напівпровідниках

Енергія світла (електромагнітного випромінювання) є зовнішнім фактором, який сильно впливає на електропровідність напівпровідників. Фотон- це квант світлового випромінювання, його енергія залежить від частоти світла і дорівнює

$$E = h \cdot \nu,$$

де  $h$ - Постійна Планка;  $\nu$  - частота випромінювання.

Монохроматичне випромінювання - електромагнітне випромінювання однієї певної частоти (або довжини хвилі).

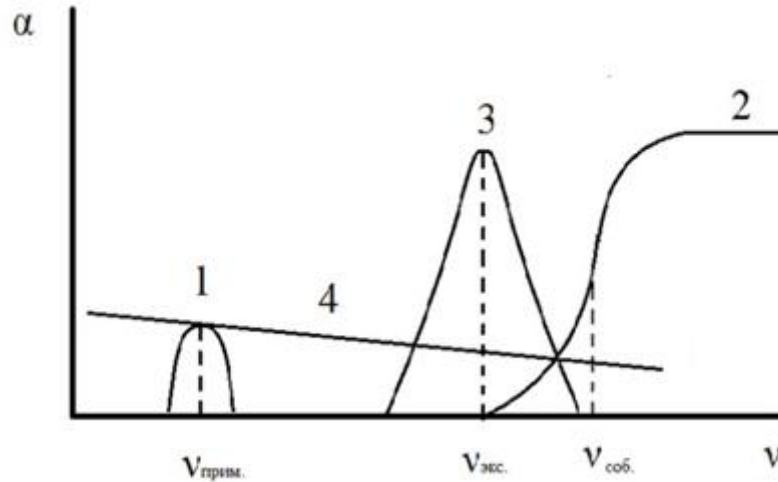
Коли пучок монохроматичного випромінювання проходить через тверде тіло, то внаслідок відбиття від поверхні і поглинання в об'ємі речовини його інтенсивність зменшується за законом Бугера-Ламберта:

$$I = I_0 \exp(-\alpha x),$$

де  $I_0$  - інтенсивність падаючого світла;  $x$ - товщина речовини;  $\alpha$  **коефіцієнт поглинання** - кількість поглиненої речовиною енергії з пучка одиничної інтенсивності випромінювання в одиницю часу в шарі одиничної товщини.

Залежність коефіцієнта поглинання від енергії кванта падаючого світла називається **спектром поглинання**:

$$\alpha = f(E) = f(\nu).$$



1 – домішкове; 2 – власне; 3 – ексітонне; 4 – на вільних носіях заряду;

Рисунок 3.2 – Механізми поглинання світла у напівпровіднику

Повний спектр поглинання напівпровідника складається зі спектру поглинання різних поглинаючих центрів і має вигляд, що наведений на рис.3.2. Кожній цифрі на графіку відповідає свій механізм поглинання світла. Розглянемо ці механізми детальніше.

1) домішкове поглинання:

$$h\nu_{pr} = E_c - E_d$$

$$h\nu_{pr} = E_a - E_v$$

Воно обумовлене іонізацією донорних або акцепторних атомів кристалічної решітки напівпровідника, тобто має місце монополярна генерація. Взаємодія фотонів з домішковими атомами носить резонансний характер, тобто

ймовірність поглинання світла істотно падає, якщо енергія фотонів значно відрізняється від енергії іонізації домішки. Отже, за спектром домішкового поглинання можна визначити енергію іонізації конкретного виду домішки.

2) Власне поглинання:

$$h\nu_{cob} \geq E_g$$

Якщо енергія падаючого на напівпровідник випромінювання стає більшою або дорівнює ширині забороненої зони цього напівпровідника, то спостерігається різке збільшення коефіцієнту поглинання; в цьому випадку під дією світла в напівпровіднику відбувається біполярна генерація носіїв заряду за рахунок переходу електронів з валентної зони в зону провідності.

3) Ексітоне поглинання: при поглинанні світла напівпровідником можливий такий стан електрону, коли він не переходить в зону провідності, а утворює з діркою електростатичну пов'язану систему - **ексітон**. Енергорівень ексітона розташовується набагато нижче дна зони провідності, завдяки чому на спектрі поглинання пік ексітонного поглинання розташований зліва від краю власного поглинання.

4) Поглинання на вільних носіях заряду: фотон взаємодіє з електронами в зоні провідності і дірками у валентній зоні; при цьому енергія фотонів витрачається носіями заряду для переходу на більш високі енергорівні в межах своїх зон.

Вплив зовнішніх чинників на власне поглинання світла напівпровідником:

1. Із зростанням температури ширина забороненої зони зменшується, тобто край власного поглинання зсувається в бік менших частот.

2. Вплив сильно електричного поля викликає нахил енергетичних зон і відбуваються тунельні переходи - електрони з валентної зони переходять в зону провідності. Отже, енергія необхідна для таких переходів стає менше ширини забороненої зони, власна частота зменшується.



3. Магнітне поле збільшує ширину забороненої зони за рахунок зміщення дна зони провідності в верх, отже, край власного поглинання зсувається в бік більших значень частоти.

**Фоторезистивний ефект** - зменшення елементів опору напівпровідник під дію світлового випромінювання.

$$\sigma = en_0\mu_n + ep_0\mu_p \quad (3.9)$$

Внаслідок поглинання квантів світла в такому напівпровідник утворюється надлишкові носії заряду. У цьому випадку провідність напівпровідника під дією зовнішнього світла визначається виразом (3.10):

$$\sigma = e(n_0 + \Delta n)\mu_n + e(p_0 + \Delta p)\mu_p \quad (3.10)$$

Якщо з виразу (3.10) відняти вираз (3.9), отримаємо вираз для визначення фотопровідності:

$$\sigma_{cp} = e\Delta n\mu_n + e\Delta p\mu_p \quad (3.11)$$

**Фотопровідність** називається додаткова провідність, обумовлена носіями заряду, створеними оптичної генерацією. Значення концентрацій  $\Delta n$  та  $\Delta p$  залежать від інтенсивності і частоти світлової хвилі.

Кількість електронів і дірок, що генеруються при поглинанні квантів світла з енергією  $h\nu$ , визначається формулою

$$\sigma = \frac{\alpha\beta}{h\nu} \cdot I \quad (3.12)$$

де  $\alpha$  - коефіцієнт поглинання;  $I$  - інтенсивність світла;  $h\nu$  - енергія падаючого фотона;  $\beta$  - **квантовий вихід фотоефекту**, який визначає число пар носіїв заряду, утворених одним поглинанням фотона.

Ставлення питомої фотопровідності до інтенсивності падаючого на напівпровідник випромінювання називається **питомою фоточутливістю**:

$$S_{\phi} = \frac{\sigma_{\phi}}{I} \quad (3.13)$$

Вона використовується для порівняння питомої фотопровідності різних напівпровідників. Існує 2 механізми фотопровідності: домішкова та власна фотопровідність.

**Люмінесценція** - це процес, зворотній поглинанню, спостерігається в напівпровідниках і проявляється у випромінюванні електромагнітного випромінювання. **Електролюмінесценція** - світіння, надлишкове над тепловим, воно має кінцеву тривалість, що перевищує період світлових коливань. Основний механізм люмінесценції - це рекомбінація між зоною провідності і рівнем акцепторної домішки, або рекомбінація між рівнем донорної домішки і валентною зоною, тобто випромінювальна рекомбінація. Ексітонна рекомбінація - анігіляція (зникнення) ексітона з випусканням кванта світла.

### 3.4. Фотовольтаїчні ефекти в напівпровідниках

Розглянемо, за яких умов у напівпровідниках відбувається **ефект Дембера**. Якщо напівпровідник висвітлити світлом з частотою, що відповідає області власного поглинання, то поблизу поверхні виникнуть надлишкові концентрації  $\Delta n$  та  $\Delta p$  ( $\Delta n = \Delta p$ ).

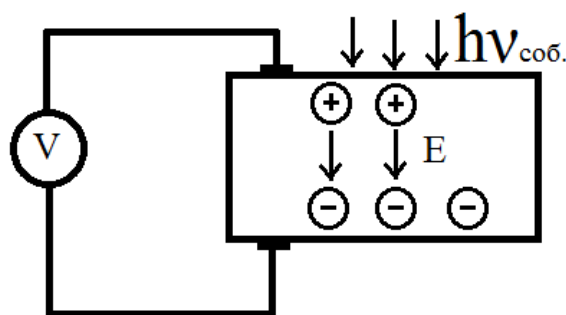


Рисунок 3.3 – Схема спостереження ефекту Дембера у напівпровіднику,

в якому  $\mu_n > \mu_p$

Ці носії заряду будуть дифундувати з освітленої області в глибину напівпровідника, оскільки електрони мають більші значення рухливості, ніж дірки, то вони просунуться далі в глибину кристала, ніж дірки. Ця різниця в швидкості дифундування носіїв заряду призведе до того, що поверхня напівпровідника з'явиться позитивно зарядженою по відношенню до його об'єму. Отже, виникне електричне поле, спрямоване від поверхні в глибину напівпровідника. Об'ємна ЕРС, що виникає в освітленому зразку напівпровідника внаслідок відмінності рухливості електронів і дірок називається **ЕРС Дембера**:

$$U_D = \frac{kT}{e} \cdot \frac{b-1}{b+1} \cdot \ln \left[ 1 + \frac{(b+1)\Delta n}{bn_0+p_0} \right] \quad (3.14)$$

де  $b = \frac{\mu_n}{\mu_p}$  - відношення рухливості

З виразу (3.14) видно, що чим сильніше розрізняються між собою рухливості електронів і дірок, тим більше ЕРС Дембера. Якщо у напівпровіднику рухливості електронів та дірок рівні, то ЕРС Дембера відсутня.

Розглянемо, за яких умов спостерігається фотоелектромагнітний (ФЕМ) ефект. Якщо освітлений напівпровідник помістити в магнітне поле, перпендикулярне напрямку дифундування носіїв заряду, то в ньому виникне поперечна ЕРС. Таке явище називається **фотоелектромагнітним ефектом** (ФЕМ- ефект).

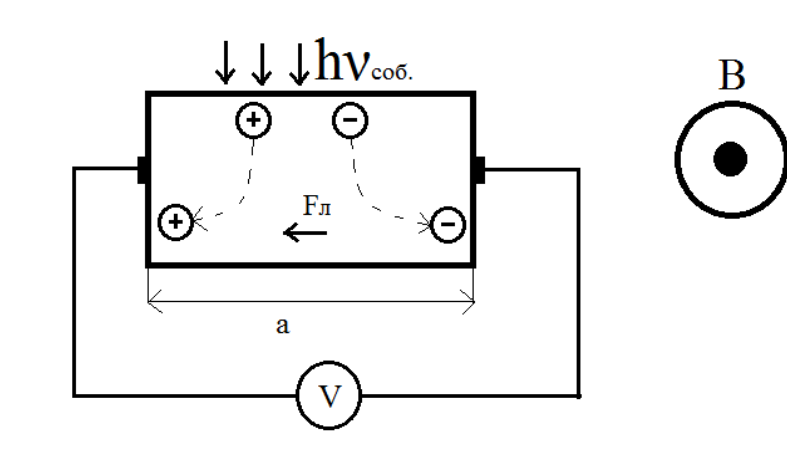


Рисунок 3.4 – Схема спостереження ФЕМ- ефекту

На дифундуючі електрони і дірки, створенні світлом, в магнітному полі діє сила Лоренца, що відхиляє їх в напрямку, перпендикулярному напрямку їх руху і напрямку магнітного поля. При цьому потоки електронів і дірок відхиляються в різні боки. Тому у протилежних сторін зразка скупчуються заряди протилежного знака і виникає поперечне електричне поле. Цей ефект використовується для визначення параметрів напівпровідників. Якщо р-n перехід і прилеглу до нього область висвітлити, то відбувається генерація надлишкових нерівноважних носіїв заряду. В області р-n переходу утворюється додаткові електрони і дірки, що створюють дрейфовий струм. В області поблизу кордонів р-n переходу виникає дифузійні потоки неосновних носіїв заряду. Ці носії заряду, підходячи до р-n переходу, зтягуються його полем. Таким чином, в системі виникає додатковий струм, обумовлений надмірними носіями заряду, що призводить до появи додаткової різниці потенціалів. Виникає на р-n переході фото-ЕРС, що зменшує потенційний бар'єр на р-n переході. Даний ефект лежить в основі роботи сонячних елементів і приймачів світлового випромінювання.

### 3.5. Термоелектричні явища в напівпровідниках

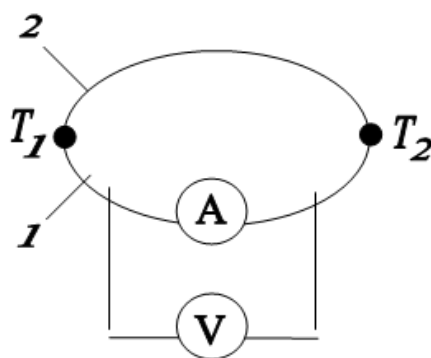
**Термоелектричні явища** - це сукупність фізичних явищ, обумовлених взаємозв'язком між тепловими і електричними процесами в металах і напівпровідниках.

**Ефект Зеебека:** у замкнутому ланцюзі, що складається з двох послідовно з'єднаних різнорідних провідників або напівпровідників виникає різниця потенціалів  $U$  (термо-ЕРС.), якщо місця контактів підтримуються при різній температурі, тобто існує якийсь перепад температур  $\Delta T$ , тоді

$$U = \lambda_{12} \Delta T ,$$

де  $\Delta T = T_1 - T_2$ ;  $\lambda_{12}$  - константа - диференціальна термо-ЕРС. ланцюги, значення її залежить від контактуючих матеріалів, від їх хімічної природи.

Якщо існує градієнт температури, то існує і градієнт концентрації носіїв заряду від гарячого до холодного кінця, тоді всередині матеріалу утворюється електричне поле і дрейф - носії заряду компенсують градієнт температури, тобто виникає термо-ЕРС. Електричне коло, що складається з двох різних провідних матеріалів, називається термоелементом або термопарою.



1 - перший провідник або напівпровідник; 2 - другий провідник або напівпровідник;  $T_1 > T_2$

Рисунок 3.5 – Схема спостереження ефекту Зеебека

**Ефект Томсона:** якщо в кристалі створено градієнт температури, а значить і градієнт концентрації, то дифузійні процеси призводять до утворення внутрішнього електричного поля. Якщо такий кристал помістити в зовнішнє електричне поле, що спрямоване проти внутрішнього, то зовнішнє поле здійснює додаткову роботу проти сил внутрішнього поля при переміщенні носіїв заряду, отже, виділяється додаткова теплова енергія.

Якщо зовнішнє поля сонаправлене з внутрішнім, то робота, що здійснюються зовнішнім джерелом по перенесенню заряду, менше, ніж у випадку однорідного кристала, отже виділяється сумарна теплова енергія; вона буде меншою за енергію Джоуля - Ленца, яка виділилася б в однорідному кристалі, тобто тепло поглинається.

$$Q_T = \mp \lambda_T j \frac{dT}{dx},$$

де  $Q_T$ - тепло Томсона ;  $\lambda_T$  - коефіцієнт Томсона, залежний від хімічної природи кристала;  $j$  – щільність струму.

**Ефект Томсона** - це явище виділення або поглинання теплової енергії, обумовленої градієнтом температури при проходженні струму через кристал.

Ефект Пельтьє обернений ефекту Зеебека. Він полягає в тому, що при проходженні електричного струму через контакт двох різнорідних провідних матеріалів в залежності від напрямку струму виділяється або поглинається теплота.

$$Q_{\Pi} = \mp \Pi_{12} j$$

де  $Q_{\Pi}$  - теплота Пельтьє;  $\Pi_{12}$  - коефіцієнт Пельтьє, що залежить від хімічної природи контактуючих матеріалів;  $j$  - щільність струму.

Ефект Пельтьє пояснюється тим, що в різнорідних провідниках кінетична енергія електронів різна. Якщо напрямок струму такий, що електрони з більшою енергією переходять у провідник з меншою енергією електронів, то відбувається виділення тепла на контакті за рахунок передачі надлишкової енергії електрона кристалічній решітці. Якщо ж напрямок струму такий, що електрони з меншою енергією переходять у провідник з більшою енергією електронів, відбувається охолодження контакту, тому що електрони, що прийшли, повинні заповнити відсутню енергію за рахунок енергії решітки.

Кількість виділеного або поглиненого тепла

$$Q = P \cdot I \cdot t,$$

де  $P$  - коефіцієнт Пельтьє (ЕРС Пельтьє);  $I$  - сила струму;  $t$  - час.

Одночасно в ланцюзі ТЕ виділяється теплота, що передається до холодного спаю за рахунок теплопровідності. Особливо яскраво ефект Пельтьє проявляється на границі напівпровідників з дірковою і електронною провідністю (рис.3.6). Різниця кінетичної енергії носіїв по обидві сторони контакту при цьому особливо велика. Якщо електричний струм тече з праворуч у ліворуч, то електрони рухаються з ліворуч у праворуч, а дірки - по напрямку струму. Тоді при русі електронів з електронного напівпровідника в дірковий у місці контакту 2 відбувається рекомбінація електронів і дірок. Електрон при

цьому із зони провідності робить перехід у валентну зону, при якому відбувається виділення тепла. Воно виділяється на контакті, і температура контакту стає більше температури навколишнього середовища  $T_e$ , тобто  $T_2 > T_e$ .

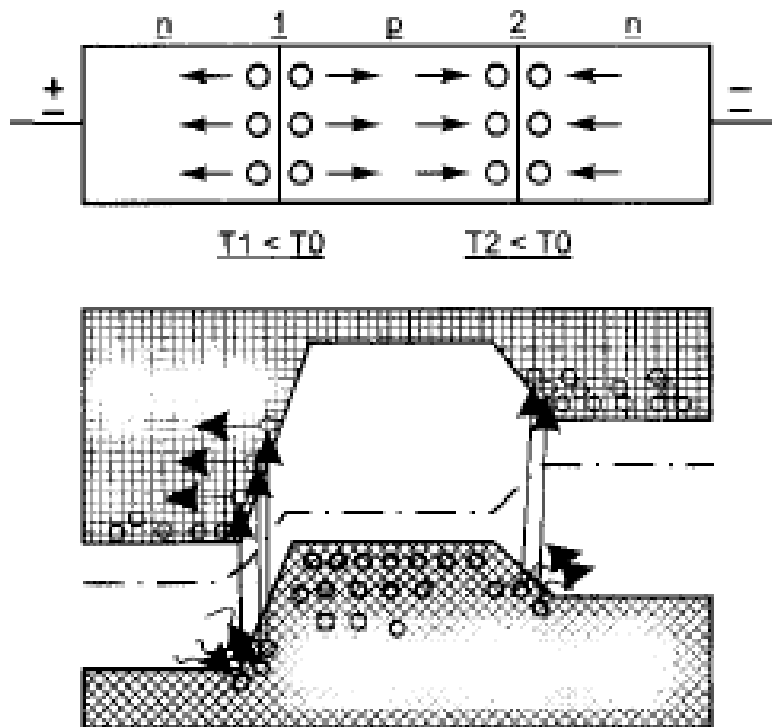


Рисунок 3.6 - Зонна діаграма контакту напівпровідників різного типу провідності

На контакті 1 електрони в n-області й дірки в p-області відтягуються від області контакту. При цьому електрони з валентної зони діркового напівпровідника втягуються полем p-n переходу в зону провідності електронного напівпровідника. Виникаючі в результаті термогенерації електрони й дірки рухаються убік від контакту, а оскільки на створення електронно-діркових пар була витрачена енергія  $A$ , то вона заповнюється за рахунок енергії решітки. Це приводить до охолодження контакту.

Фізична природа всіх термоелектричних явищ полягає в порушенні теплової рівноваги в потоці носіїв заряду. Абсолютні значення всіх термоелектричних

коефіцієнтів зростають із зменшенням концентрації носіїв заряду, саме тому термоелектричні ефекти в сотні разів сильніші в напівпровідниках, ніж в металах і їх сплавах. Ці ефекти відомі і широко використовуються в промисловості, в термоелектричних приладах.

### 3.6. Основи теорії гальваномагнітних явищ

Ефекти (явища), що виникають у речовині при одночасному впливі на нього електричного  $\epsilon$  й магнітного (H або B) полів, називаються *гальваномагнітними*. До них відносяться:

- ефект Холла – це виникнення в напівпровіднику з електричним струмом перетинаючого електричного поля під дією магнітного поля;
- ефект Гауса – зміна опору речовини в магнітному полі;
- ефект Етгінгсгаузена – виникнення поперечного градієнта температури;
- ефект Нернста – виникнення поздовжнього градієнта температури.

Виникнення цих ефектів пов'язане з дією сили Лоренца на заряджену частку, що рухається зі швидкістю  $\vartheta$ , в електричному й магнітному полях:

$$F = e \epsilon + e[\vartheta B] = m * r \quad (3.15)$$

де  $e$  - заряд електрона або дірки;  $B$  - індукція магнітного поля;  $m^*$  -тензор ефективної маси;  $r = d^2r / dt^2 = a$  - прискорення.

Взагалі поле  $E$  і індукція  $B$  можуть бути змінними, а ефективна маса – тензорною величиною, у даному випадку розглядаються постійні поля, а ефективна маса - скалярна. Вектор сили  $F$  перпендикулярний до векторів  $E$  і  $B$ , а напрямок сили Лоренца визначається за правилом лівої руки і не залежить від знаку заряду частки. Траєкторія руху електрона або дірки залежить від напрямку полів і початкової швидкості.

Під дією електричного поля напруженістю  $\vec{E}$  по напівпровіднику тече струм із щільністю  $\mathbf{j}$ , при цьому  $U_{AB}$  - напруга між крапками  $A$  и  $B$ ,  $U_{AB} = 0$ . Зразок розміщується у магнітному полі, вектор магнітної індукції  $\vec{B}$  перпендикулярний до поверхні зразка й спрямований знизу нагору.



На напівпровідник, що розташований у магнітному полі, діє сила Лоренца, що визначається за правилом лівої руки. Під дією сили Лоренца електрони й дірки відхиляються від первісного напрямку руху, відбувається перерозподіл зарядів, у результаті з'являється поперечне поле з напрямком  $\vec{E}_H$ .

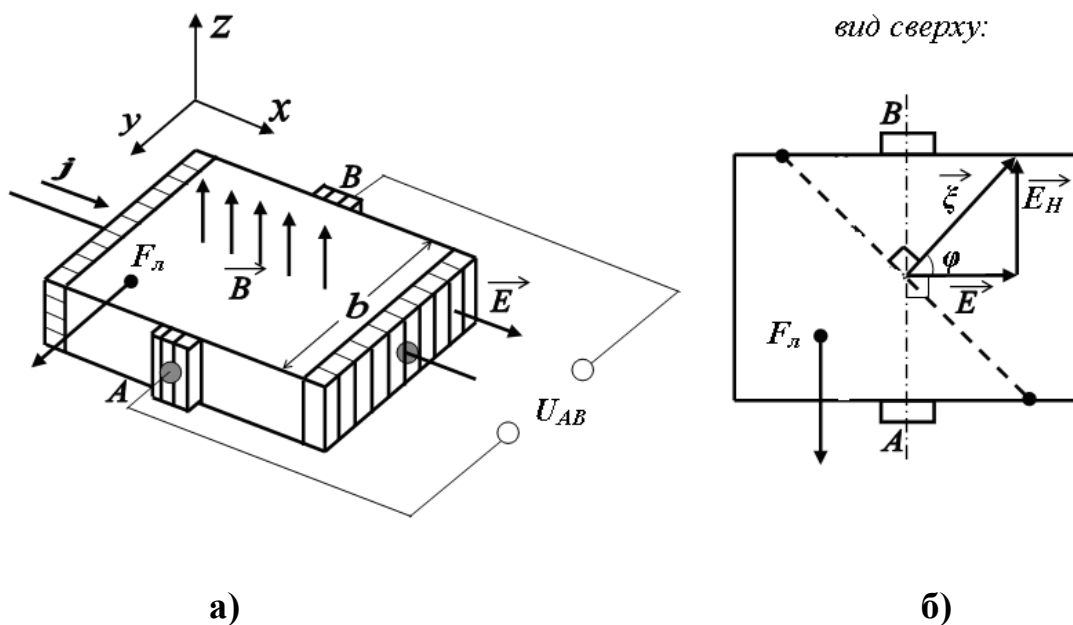
Тоді результуюча напруженість  $\vec{\xi}$  буде дорівнювати:

$$\vec{E} + \vec{E}_H = \vec{\xi}$$

Внаслідок того, що  $\vec{E} + \vec{E}_H = \vec{\xi}$ , екіпотенціальна поверхня **AB** повертається на кут  $\varphi$ , і тоді  $U_{AB} \neq 0$

$$U_{AB} = Rj\vec{B}b \quad (3.16)$$

де  $R$  - коефіцієнт Холу;  $\vec{B}$  – магнітна індукція прикладеного поля;  $b$  - ширина зразка (геометричний розмір);  $j$  - щільність струму, що протікає.



**AB** – екіпотенціальна поверхня

Рисунок 3.7 – Схема спостереження ефекту Холла (а)

і відхилення траєкторії носіїв заряду під дією сили Лоренца (б)

Значення цього поля буде рости доти, поки не наступить рівність сил:

$$\varepsilon_{хол} = -R[B j] = R[jB]$$

де R – коефіцієнт Холу, що залежить від властивості речовини.

Для електронного напівпровідника в слабкому магнітному полі

$$R_n = -\mu_n / \sigma = -A / en, \quad (3.17)$$

Для діркового напівпровідника:

$$R_p = -\mu_p / \sigma = -A / e_p p, \quad (3.18)$$

Із співвідношень (3.17 та 3.18) бачимо, що знак коефіцієнта R залежить від знаку заряду частки, тому по відомому знаку коефіцієнта R можна визначити тип носіїв заряду або тип провідності.

Величини  $\mu_n$  і  $\mu_p$  називаються холловськими рухливостями електронів і дірок відповідно. Вони пов'язані із дрейфовими рухливостями співвідношеннями:

$$\mu_n = A \mu_n; \quad \mu_p = A \mu_p, \quad (3.19)$$

де коефіцієнт A називається холл - фактором. Він залежить від механізмів розсіювання. Зокрема, для низьких температур, коли переважає розсіювання на домішках,  $A=1,93$ . При високих температурах, коли переважає розсіювання на фонах,  $A=1,18$  [3]. У вироджених напівпровідниках і металах коефіцієнт Холла не залежить від розсіювання, тому  $A=1$ . У таких випадках співвідношення (3.17) - (3.19) приймають вигляд:

$$\begin{aligned} R_n &= -1 / en & R_p &= -1 / e_p p & (3.20) \\ \mu_n &= \mu_n & \mu_p &= \mu_p \end{aligned}$$

Одиницею виміру коефіцієнта Холла R є  $[м^3Кл^{-1}]$ . При відомому значенні R розраховують концентрацію n або p.

### 3.7. Магнітні властивості твердих тіл

Будь-яка речовина, розміщена у магнітному полі, здобуває деякий магнітний момент M. Магнітний момент одиниці об'єму називається **намагніченістю** й визначається виразом:

$$\frac{dM}{dV} = I_M$$

Намагніченість  $\vec{I}_M$  величиною векторною

$$\vec{I}_M = \chi \vec{H},$$

де  $\vec{H}$  - напруженість магнітного поля;  $\chi$  - коефіцієнт - магнітна сприйнятливість.

**Магнітна сприйнятливість**  $\chi$  - це здатність даної речовини намагнічуватися в магнітному полі.

$$\mu = 1 + \chi$$

де  $\mu$  - **відносна магнітна проникність**, яка показує в скільки разів магнітна індукція поля  $\vec{B}$  в даному середовищі більше, ніж магнітна індукція у вакуумі.

Першопричиною магнітних властивостей речовин є внутрішні сховані форми руху електричних зарядів, що представляють собою елементарні кругові струми, які мають магнітні моменти. Такими струмами є електронні спини й орбітальне обертання електрона в атомі.

По реакції на зовнішнє магнітне поле й характеру внутрішньої магнітної впорядкованості всі речовини ділять на дві групи:

I група - слабомагнітні : діамагнетики, парамагнетики, антиферромагнетики.

II група - сильномагнітні: ферромагнетики, ферримагнетики.

**Діамагнетизм** обумовлений невеликою зміною кутової швидкості орбітального обертання електронів при внесенні атомів у магнітне поле. Даний ефект є проявом закону електромагнітної індукції на атомному рівні. Електронну орбіту можна розглядати, як замкнутий контур, що не володіє активним опором. Під дією зовнішнього поля в контурі змінюється сила струму й виникає додатковий магнітний момент. Зовнішнім проявом діамагнетизму є виштовхування діамагнетиків з неоднорідного магнітного поля. Діамагнетизм є універсальним явищем, що притаманне всім речовинам. Для діамагнетиків:  $\mu < 1$ ,  $\chi \ll 1$ ,  $\chi$  - негативна, маленька величина ( $10^{-6}$ - $10^{-7}$ ).

У вихідному стані атоми й іони **парамагнетиків** мають постійні магнітні моменти, які звичайно орієнтовані хаотично через тепловий рух в усіх

напрямок, так що макроскопічна сумарна намагніченість відсутня. Накладення зовнішнього магнітного поля викликає переорієнтацію елементарних магнітних моментів, вони вишикуються уздовж поля переважно в одному напрямку. Орієнтація магнітних моментів під дією магнітного поля незалежно один від одного одержала назву **парамагнетизму**. Для парамагнетиків:  $\mu > 1$ ,  $\chi > 0$ ,  $\chi$  - позитивна, маленька величина ( $10^{-3} - 10^{-6}$ ). До парамагнетиків відносять лужні й лужноземельні метали, солі заліза, нікелю, кобальту й рідкоземельних елементів.

**Ферромагнетикам** властива внутрішня магнітна впорядкованість, що виражається в існуванні макроскопічних областей з паралельно орієнтованими магнітними моментами атомів. До ферромагнетиків відносять речовини з великою величиною  $\chi(10^6)$ , що сильно залежить від напруженості магнітного поля й температури.

Важлива особливість таких магнітних матеріалів – це їхня здатність намагнічуватися до насичення у відносно слабких магнітних полях. Особливі властивості ферромагнетиків обумовлені їхньою доменною будовою. **Домени** являють собою макроскопічні області, намагнічені практично до насичення навіть при відсутності зовнішнього магнітного поля. Спонтанна намагніченість доменів обумовлена паралельною орієнтацією магнітних моментів атомів. Т.ч. ферромагнетизм заснований на колективному вишикуванні постійних атомних диполів, які виникають в атомах, що мають непарні електрони. Лінійні розміри доменів  $10^{-2} - 10^{-5}$  см; перехідний шар, що розділяє два домени, які намагнічені у протилежних напрямках, має товщину 100 нм. До ферромагнетиків відносять залізо, кобальт, нікель і сплави на їхній основі.

При намагнічуванні у ферромагнетиках спостерігаються такі процеси:

1) **магнітна анізотропія** - у ферромагнетиках існують напрямку легкого й важкого намагнічування, число таких напрямків визначається симетрією кристалічної решітки.

2) **магнітний гістерезис** - явище залежності вектора намагнічування і вектора напруженості магнітного поля у речовині не тільки від прикладеного

зовнішнього поля, але й від передісторії даного зразка. Саме магнітним гістерезисом пояснюється існування постійних магнітів.

3) **магнітострикція** – зміна лінійних розмірів і форми ферромагнетика при його внесенні в магнітне поле, тобто відбувається перекручування кристалічної решітки під дією зовнішнього поля.

Розглянемо явище магнітного гістерезису докладніше. Якщо попередньо розмагнічений зразок ферромагнітного матеріалу піддати намагнічуванню до стану технічного насичення, то зі збільшенням напруженості магнітного поля  $H$  магнітна індукція зразка  $B$  буде змінюватися відповідно до кривої  $OAB$  (рис.3.8). У крапці  $A$  при  $H = H_s$  магнітна індукція зразка досягне індукції насичення  $B_s$ . При зменшенні напруженості поля  $H$  намагніченість зразка зменшується по кривій  $BA B_r$ , і при  $H = 0$  зразок буде мати деяку індукцію, величина якої буде відмінна від нуля. Ця **індукція** називається **залишковою** й позначається  $B_r$ . Залишкова індукція (залишкова намагніченість) обумовлена тим, що при розмагнічуванні, коли  $H = 0$ , магнітні моменти доменів виявляються орієнтованими уздовж осі легкого намагнічування, напрямком якої близько до напрямку зовнішнього.

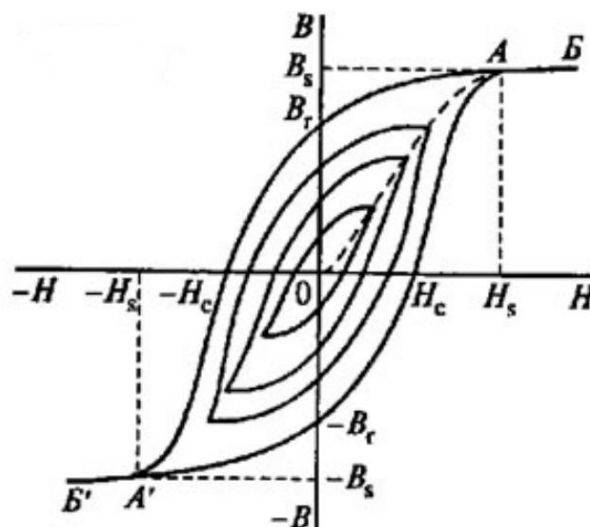


Рисунок 3.8 - Магнітний гістерезис ферромагнетика

Для досягнення повного розмагнічування зразка до нього необхідно прикласти протилежне за знаком поле певної напруженості. Напруженість такого поля називають *коерцитивною силою  $H_c$* . При подальшому посиленні негативного поля магнітна індукція теж стає негативною й у крапці  $A'$  при  $H = -H_c$  досягає значення індукції технічного насичення ( $B = -B_s$ ). Після зменшення негативного поля, а потім збільшення позитивного поля крива перемагнічування опише петлю, названу *граничною петлею магнітного гістерезису*, що є важливою технічною характеристикою магнітних матеріалів. Таким чином, гранична петля магнітного гістерезису – це крива зміни магнітної індукції при зміні зовнішнього магнітного поля від  $+H_s$  до  $-H_s$  і назад. Користуючись граничною петлею магнітного гістерезису можна визначити основні параметри матеріалу: коерцитивну силу  $H_c$ , індукцію насичення  $B_s$ , залишкову індукцію  $B_r$  і ін.

Індукція насичення залежить тільки від хімічного складу магнітних матеріалів. Коерцитивна сила  $H_c$ , магнітна проникність  $\mu$  і площа петлі гістерезису є структурно чутливими. Чим більшим є розмір зерна (менше сумарна питома поверхня зерен) і більш досконала структура кристалічної решітки (менше дислокацій, внутрішніх напружень, домішок і інших дефектів), тим менше значення  $H_c$  і більше значення магнітного моменту, а матеріал легше намагнічується й перемагнічується.

Теорія явища гістерезису враховує конкретну магнітну доменну структуру зразка і її зміни в ході намагнічування й перемагнічування. Ці зміни обумовлені зсувом доменних границь і ростом одних доменів за рахунок інших, а також обертанням вектора намагніченості в доменах під дією зовнішнього магнітного поля. Усе, що затримує ці процеси й сприяє влученню магнетиків у метастабільні стани, може служити причиною магнітного гістерезису.

Ферромагнетики з малою коерцитивною силою називаються *м'якими*. Вони мають вузьку петлю гістерезису й застосовуються для виготовлення сердечників трансформаторів, у статорах і роторах електродвигунів і генераторів струму. Ферромагнетики з великою коерцитивною силою мають

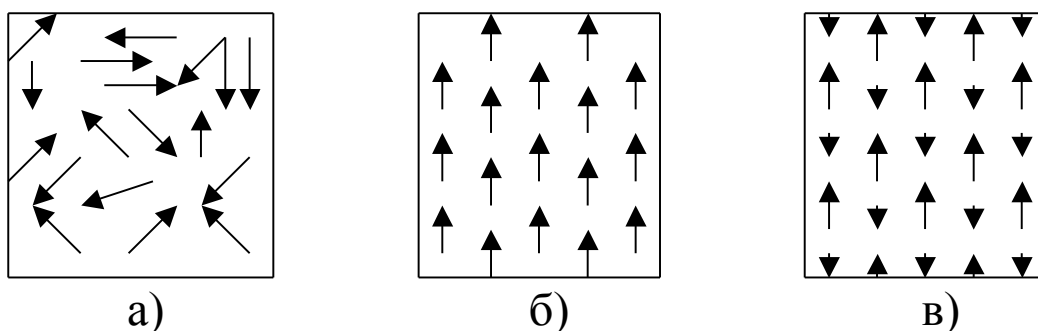
широку петлю гістерезису й називаються **твердими**. На відміну від м'яких тверді ферромагнетики важко перемагнічуються. Тверді ферромагнетики (вуглецеві сталі, спеціальні сплави), що володіють великим значенням коерцитивної сили, використовують для виготовлення постійних магнітів.

Площа петлі магнітного гістерезису пропорційна енергії, що втрачається в зразку за один цикл зміни поля. Ця енергія йде, в остаточному підсумку, на нагрівання зразка. Такі втрати називають гістерезисними.

Модель магнітного впорядкування, при якому тверде тіло не проявляє значної намагніченості через те, що сусідні диполі антипаралельні по відношенню один до одного, називається **антиферомагнетизмом**.

Для антиферромагнетиків:  $\chi > 0$ ,  $\chi$ - позитивна, але маленька величина ( $10^{-3} - 10^{-5}$ ), що залежить від температури й від напруженості магнітного поля. Незважаючи на магнітну впорядкованість сумарна намагніченість кристала під час відсутності зовнішнього поля дорівнює нулю.

До **ферримагнетиків** відносять речовини, магнітні властивості яких обумовлені не скомпенсованим антиферомагнетизмом, тобто кристал містить дві підрешітки з нерівними, протилежно спрямованими магнітними моментами.



- а) діамагнетики і парамагнетики;  
 б) ферромагнетики; в) антиферро- і ферримагнетики.

Рисунок 3.9 - Орієнтація магнітних моментів

**ЛАБОРАТОРНА РОБОТА № 3.7**  
**ЗАСТОСУВАННЯ ЕФЕКТУ ПЕЛЬТ'Є**  
**У ТЕРМОЕЛЕКТРИЧНИХ ПРИСТРОЯХ**

**Ціль роботи:** дослідження холодопродуктивності термоелемента, що працює на основі ефекту Пельт'є.

**Теоретичні відомості**

Термоелектричні пристрої, що охолоджують, застосовуються для охолодження й термостатування термочутливих елементів радіоелектронної й оптичної апаратури, а також у побутових і транспортних холодильниках, термостатах, медико-біологічних приладах та ін. Ці пристрої мають ряд принципових переваг перед звичайними системами примусового охолодження: компактність, легкість регулювання температури, малу інерційність. Термоелементи мають зручну й гнучку характеристику й нескладний перехід з режиму охолодження в режим нагрівання. Вони відрізняються простотою керування, можливістю точного регулювання температури, безшумністю, гарними масо-габаритними показниками, високою надійністю роботи й мають практично необмежений термін служби.

**Термоелемент (TE)** — це пристрій для переносу теплової енергії від теплопередавача з низькою температурою до теплоприймача з високою температурою, дія яких заснована на *ефекті Пельт'є*. Основним функціональним вузлом TE є термоелектрична батарея, що набрана з електрично з'єднаних між собою TEів. При проходженні електричного струму (від зовнішнього джерела) через TE виникає різниця температур між гарячим і холодним спаями TE. При цьому на холодному спаї теплота поглинається з охолоджуваної речовини й передається гарячому спаю й далі в навколишнє середовище.

Термоелементи характеризуються ефективністю охолодження

$$Z = \alpha^2 \cdot \sigma / \lambda,$$



де  $\alpha$  — термоелектричний коефіцієнт;  $\sigma$  - питома електропровідність;  $\lambda$  — питома теплопровідність.

Очевидно, що ККД термоелемента тим більший, чим вище електропровідність  $\sigma$  напівпровідникового матеріалу, тому що при цьому зменшується внутрішній опір і витрати на тепло, і тем менший, чим більше його теплопровідність  $\lambda$ , тому що при цьому збільшується потік тепла від гарячого спаю до холодного. Параметр  $Z$  є функцією температури й концентрації носіїв заряду, при чому для кожної заданої температури існує оптимальне значення концентрації, при якій величина  $Z$  максимальна. Найбільшою ефективністю охолодження володіють напівпровідники. При виготовленні термоелементів звичайно використовують такі напівпровідникові матеріали як халькогеніди вісмуту й сурми. Такі сполуки є вузькозонними напівпровідниками з високою рухливістю носіїв.

Тепловий баланс контактів ТЕ складається з теплоти Пельть'є, що поглинається на них, і Джоулева тепла, що виділяється при проходженні струму. При цьому температура спаю, що охолоджується, буде знижуватися при відборі тепла доти, поки потік тепла, викликаного ефектом Пельть'є, не зрівноважиться зустрічним потоком, викликаним теплопровідністю, який прагне вирівняти температури холодного й гарячого спаїв. Максимальна різниця температур, одержувана на кінцях ТЕ при пропусканні через нього струму, пов'язана з величиною ефективності виразом

$$\Delta T_{\text{макс}} = Z \cdot T_0^2 / 2,$$

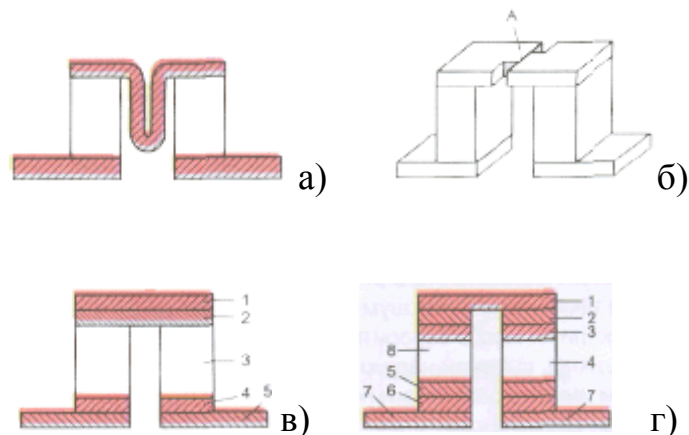
де  $T_0$ -температура холодного спаю ТЕ.

Сучасні напівпровідникові ТЕ забезпечують зниження температури від +20 до -200°C, їх холодопродуктивність, як правило, не більше 100 Вт. Від правильного конструктивного рішення одиничного ТЕ в значній мірі залежить якісна робота всього термоохолоджуючого пристрою. Основною вимогою, якій повинна задовільняти раціональна конструкція ТЕ, є усунення або значне зменшення механічних напруг, що виникають в останньому в результаті стиску холодних і розширенні гарячих комутаційних пластин. При

підключенні до ТЕ живлячої напруги верхня комутаційна пластина починає охолоджуватися й відповідно стискуватися. Нижня, навпаки, починає нагріватися й розширюватися. У результаті цього виникає пара сил. Під впливом цих сил у ТЕ створюються значні механічні напруги, які можуть привести до його руйнування.

Оскільки повністю усунути механічні напруги неможливо, було розроблено кілька конструкцій ТЕ, у яких механічні напруги зменшені настільки, що вони не приводять до виходу ТЕ з ладу. Одна з таких конструкцій передбачає використання як можливо більш короткої холодної комутаційної пластини. Відповідно до цього частини ТЕ не повинні бути далеко рознесені одна від іншої.

Другий з можливих конструктивних варіантів ТЕ полягає в тому, що холодна комутаційна пластина виготовляється у вигляді ресори (рис. 3.10, а). У цьому випадку під впливом виникаючих у ТЕ механічних напруг вона буде вигинатися, не виходячи за межі пружної деформації. Природно, що перетин ресори повинен бути таким, щоб протікаючий через неї робочий струм не виділяв помітної кількості Джоулевого тепла.



а – ресорна комутаційна пластина; б - комутаційна пластина с перемичкою;  
в- с демпфуючим шаром; г – с прошарками вісмута в демпфуючем шарі.

Рисунок 3.10 - Конструкції ТЕ, що передбачають зменшення механічних напруг

На рис. 3.10, б зображена інша конструкція холодної комутаційної пластини, у якій зроблені два тонких пропила, що зміщені назустріч один одному. У місці А утворюється досить тонка перемичка невеликої довжини, що виконує роль пружної пластини. Завдяки незначній довжині перемичка не вносить значного опору в електричне коло термоелемента.

Інший шлях зменшення шкідливого впливу механічних напруг, що виникають у ТЕ, передбачає створення шарів, що демпфують, між частинами ТЕ й комутаційними пластинами. Шар, що демпфує, повинен бути виготовлений з матеріалу, що має достатньо пластичність й малий омичний опір. На рис. 3.10, в зображена конструкція подібного ТЕ. До обох частинок 3, попередньо залуженим легкоплавким комутаційним припоєм, припаюються свинцеві пластинки 2 і 4. Потім до них припаюються верхня 1 і нижня 5 комутаційні пластини. Завдяки гарній пластичності свинцю застосування таких прокладок, що демпфують, практично повністю знімає механічні напруги, що виникають у ТЕ. На рис. 3.10, г показаний ТЕ, у якому роль демпфера виконують достатньо товсті прошарки вісмуту 3 і 5, нанесені на ділянки ТЕ 4 і 8. Припаювання ділянок до комутаційних пластин 1 і 7 здійснюється легкоплавким комутаційним сплавом 2 і 6.

Термоелектричні батареї збираються із послідовно з'єднаних термоелементів, що складаються з ділянок р- і n-типу, зв'язаних через комутаційні пластини, при цьому кількість термоелементів може досягати декількох сотень. Звичайно термоелементи розташовуються таким чином, щоб всі холодні спаї виходили на одну сторону батареї, а всі гарячі - на іншу.

### **Порядок виконання роботи:**

1. Зібрати й підключити стендову установку за блок -схемою (рис.3.11). Первісні виміри виконуються без нагрівання ТЕ, тобто при виключеному блоці живлення для нагрівального елемента.
2. Подати на ТЕ напругу  $U_{TE} = 2$  В на ТЭОУ, зачекавши 2-3 хвилини, зафіксувати значення струму  $I_{TE}$ , що протікає через нього й показання двох термометрів  $T_1$  і  $T_2$ . Дані занести в таблицю 3.1.

3. Змінювати напругу на ТЕ із кроком 2В и реєструвати відповідні йому значення  $I_{TE}$ ,  $T_1$  і  $T_2$ . дані занести в таблицю 3.1.
4. Включити блок живлення для нагрівача, виміряти напругу  $U_H$  і струм  $I_H$ , що подається на нагрівач, розрахувати потужність, що подається до нагрівача, за формулою  $W_H = U_H * I_H$  і занести її в таблицю 3.1.

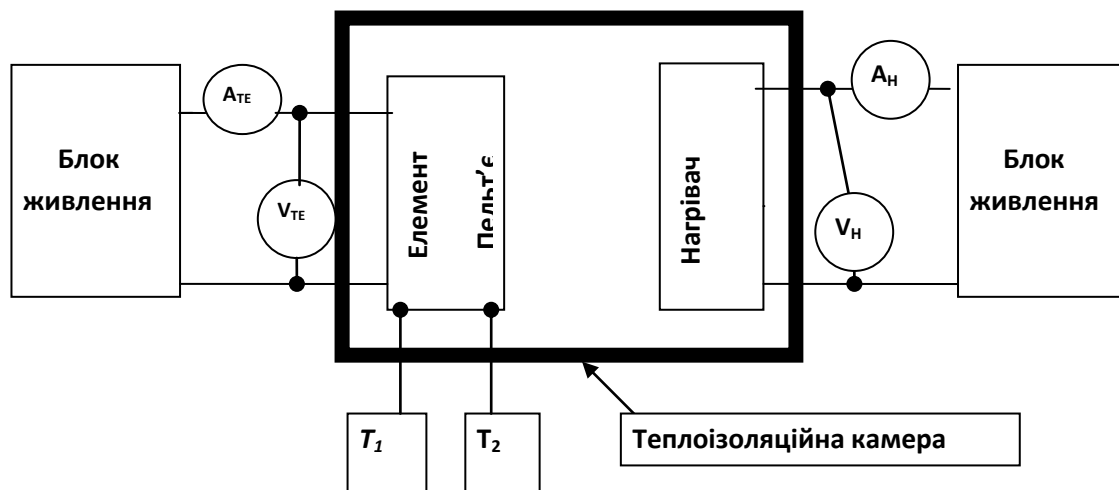


Рисунок 3.11 – Блок- схема установки для визначення холодопродуктивності термоелемента

5. Повторити дії, що описані в п.2 і п.3.
6. За допомогою ручки регулювання на блоці живлення змінити потужність  $W_H$ , що подається до ТЕ від нагрівача, занести її значення в таблицю 3.1 і повторити дії п.2 і п.3 для даної потужності нагрівача.
7. Виконати розрахунки холодопродуктивності тобто потужності термоелемента  $W_{TE}$  за формулою

$$W_{TE} = U_{TE} * I_{TE}$$

і результати розрахунків занести в таблицю 3.1.

8. Побудувати графіки залежності холодопродуктивності ТЕ від різниці температур тобто  $W_{TE} = f(\Delta T)$ .

9. Зробити виводи по отриманих залежностях.  $W_{TE} = f(\Delta T)$  і оцінити холодопродуктивність досліджуваного ТЕ.

Таблиця 3.1 - Результати досліджень холодопродуктивності ТЕ

<b>W<sub>H</sub> = 0 Вт</b>	<b>U, В</b>	<b>2</b>	<b>4</b>	<b>6</b>	<b>8</b>	<b>...</b>
	<b>I, А</b>					
	<b>T<sub>1</sub>, С</b>					
	<b>T<sub>2</sub>, С</b>					
	<b>ΔT, С</b>					
	<b>W<sub>TE</sub> Вт</b>					
<b>W<sub>H</sub> = ... Вт</b>	<b>U, В</b>					
	<b>I, А</b>					
	<b>T<sub>1</sub>, С</b>					
	<b>T<sub>2</sub>, С</b>					
	<b>ΔT, С</b>					
	<b>W<sub>TE</sub> Вт</b>					
<b>W<sub>H</sub> = ... Вт</b>	<b>U, В</b>					
	<b>I, А</b>					
	<b>T<sub>1</sub>, С</b>					
	<b>T<sub>2</sub>, С</b>					
	<b>ΔT, С</b>					
	<b>W<sub>TE</sub>, Вт</b>					

### Контрольні питання

1. Термоелектричні явища.
2. Принцип дії термоелемента
3. Конструктивні особливості термоелементів та батарей.
4. Від яких факторів залежить ефективність охолодження термоелемента?
5. Методика оцінки холодопродуктивності термоелемента.

**ЛАБОРАТОРНА РОБОТА №3.8**  
**ВИЗНАЧЕННЯ ПАРАМЕТРІВ НАПІВПРОВІДНИКІВ**  
**МЕТОДОМ ЕФЕКТУ ХОЛЛА**

**Ціль роботи:** вивчити теорію гальваномагнітних явищ; освоїти методику дослідження ефекту Холу; у заданому інтервалі магнітних полів виміряти холлівську напругу, визначити чутливість датчика Холу й параметри напівпровідника, з якого виготовлений датчик.

**Теоретичні відомості**

Датчик Холла ДХК-0.5А призначений для перетворення магнітної індукції у вихідну напругу і є знакочутливим як стосовно напрямку магнітної індукції, так і стосовно полярності керуючого струму. Датчик виконаний на основі планарної топологічної структури, сформованої на поверхні кремнієвого кристала.

Технічні характеристики датчика Холла ДХК-0.5А:

Номінальний керуючий струм - 3 мА.

Напруга Холу при магнітній індукції 0.25 Тл і номінальному керуючому струмі - 70 мВ (чутливість  $K = 280$  мВ/Тл).

Залишкова напруга при номінальному керуючому струмі - не більше 7 мВ (значення цього параметра залежить від умов постачання).

Вхідний опір - 1.8... 3 кОм (опір між виводами Ix).

Вихідний опір - не більше 3 кОм (опір між виводами Ux).

Маса - не більше 2.5 грамів.

На рис.3.12 показана проста схема підключення датчика ДХК 0,5, на якій:  
-Ix і +Ix - виводи для підключення джерела керуючого струму (струмові виводи);  
-Ux і +Ux - виводи вихідного сигналу (холловские виводи);  
опір між струмовими виводами менше, ніж між холлівськими.

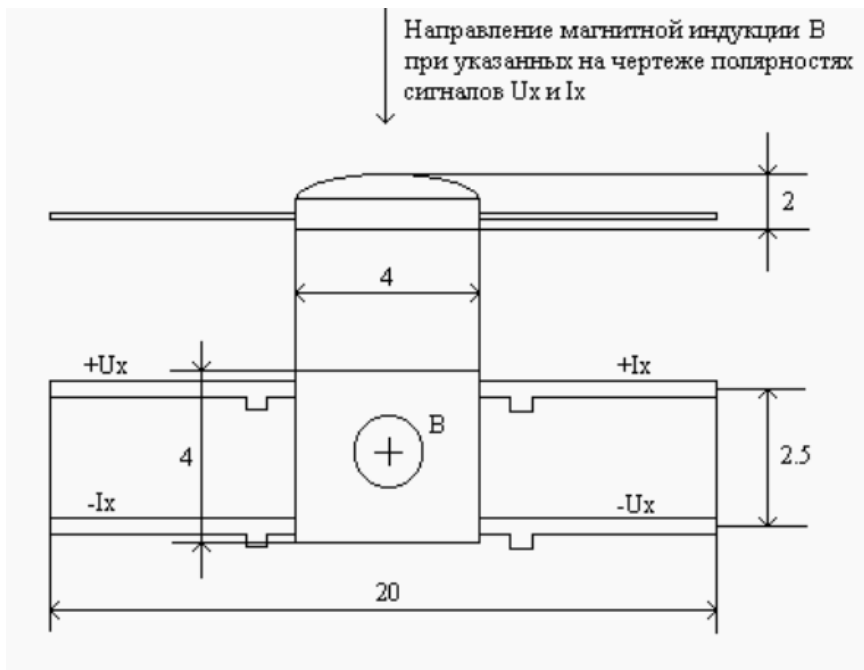


Рисунок 3.12 - Конструкція датчика Холу ДХК-0.5А (розміри зазначені в мм)

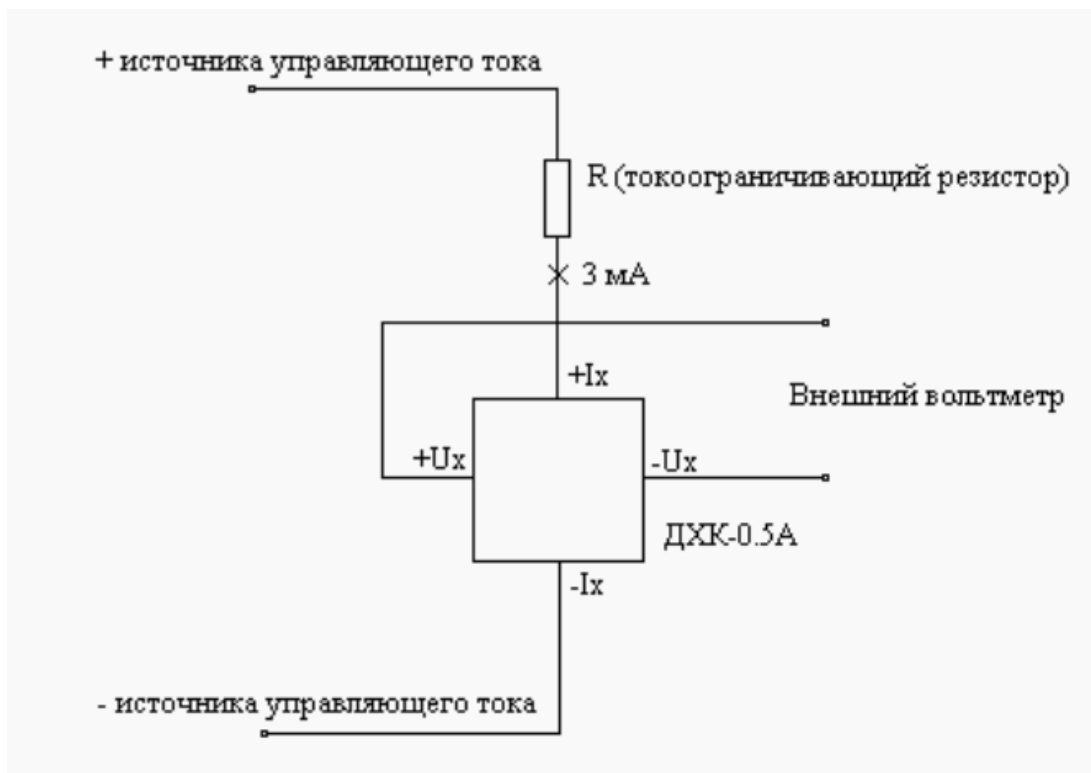


Рисунок 3.13 - Схема підключення датчика ДХХ 0,5

**Чутливість  $K$**  датчика визначається відношенням напруги Холла до величини магнітної індукції, виміряється у мВ/Тл:

$$K = \frac{U_H}{B}$$

Зв'язок між холлівською напругою й чутливістю датчика має вигляд

$$U_H = K * B * j/3$$

де  $j$  - щільність керуючого струму,  $K$  - чутливість,  $B$  - величина магнітної індукції.

### Порядок виконання роботи

Дослідженням підлягають датчики Холла, підключені за схемою, наведеною на рис.3.13. Виміри проводять за методом постійного магнітного поля й постійного струму в заданих інтервалах температури й магнітного поля.

1. Виміряти  $U_{хол}$  - холлівську різницю потенціалів і магнітну індукцію прикладеного магнітного поля  $B$ .
2. При різних значеннях напруги Холла і магнітної індукції розрахувати чутливість датчика за формулою (3.16), результати занести в таблицю 3.3.

Таблиця 3.3 – Результати спостереження ефекту Холла

<b><math>U_{хол}</math>, мВ</b>	
<b><math>B</math>, Тл</b>	
<b><math>K</math>, мВ/Тл</b>	

2. Побудувати графік залежності  $U_{хол} = f(B)$ .
3. Обчислити середнє значення чутливості датчика  $K$ . Розрахувати величину щільності струму  $j$ , користуючись виразом (3.18) і середнім значенням  $K$ .
4. Користуючись формулою (3.2) розрахувати значення постійної Холла  $R$  для досліджуваного датчика, якщо геометричний розмір робочої області датчика дорівнює 0,1 мм.
5. Визначити концентрацію носіїв заряду в досліджуваному зразку, користуючись формулою (3.15).
6. Зробити висновки.

### Контрольні питання

1. Фізичні основи ефекту Холла



2. Які параметри матеріалу можна визначити за допомогою ефекту Холла?
3. Що таке холл- фактор та коефіцієнт Холла?
4. Принцип дії датчика Холла

### ЛАБОРАТОРНА РОБОТА № 3.9 ФІЗИЧНІ ПРОЦЕСИ В МАГНІТНИХ МАТЕРІАЛАХ

**Ціль роботи:** одержати осцилограму петлі магнітного гістерезису, визначити динамічну проникність  $\mu$ , залишкову індукцію  $B_{ост}$ , коерцитивну силу  $H_c$  і втрати енергії  $W$  на перемагнічування ферромагнетика.

#### 1. Установка для спостереження гістерезису

У якості досліджуваного ферромагнетика служить матеріал сердечника трансформатора. Його первинна обмотка із числом витків  $N_1$  харчується від іншого трансформатора регульованої напруги частотою 50 Гц і служить для створення змінного магнітного поля  $H_{\sim}$ , що намагнічує досліджуваний ферромагнетик. У ланцюг цієї обмотки включений амперметр  $A$  і опір  $R_1$ , з якого подається напруга  $U_x$  на «горизонтальний» підсилювач осцилографа. У ланцюг індукційної (вторинної) обмотки із числом витків  $N_2$  включені вольтметр  $V$ , опір  $R_2$  і конденсатор ємністю  $C$ . Напруга  $U_y$  з обкладок конденсатора підводить до пластин вертикальне відхилення електронного пучка.

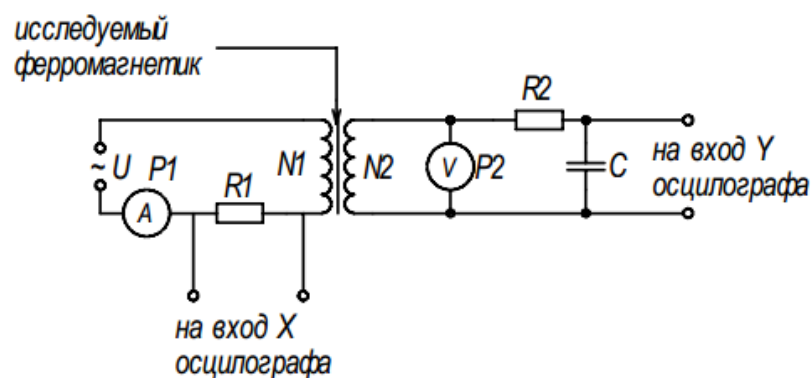


Рисунок 3.14 - Стенд для спостереження петлі гістерезису

#### Порядок виконання роботи:

1. Включити стендову установку (рис.3.14). Одержати на екрані осцилографа 3 петлі гістерезису. Для одержання на екрані зображення

динамічної петлі магнітного гістерезису на «горизонтальний» підсилювач осцилографа подається напруга, пропорційне напруженості  $H_{\sim}$  поля, що намагнічує, а на «вертикальний» підсилювач ? напруга, пропорційна миттєвим значенням магнітної індукції  $B$ .

2. Перенести графіки залежності магнітної індукції від напруги зовнішнього магнітного поля у звіт.

3. За графіком граничної петлі насичення визначити динамічну магнітну проникність, що являє собою відношення амплітудного значення індукції магнітного поля до добутку амплітудного значення напруженості магнітного поля на магнітну постійну:

$$\mu = \frac{B_{\max}}{\mu_0 H_{\max}},$$

де  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$  Гн/м – магнітна постійна.

4. Для кожної експериментальної петлі гістерезису визначити значення коерцитивної сили і залишкової індукції  $B_r$ , записати ці значення в зошит.

5. Зробити висновки за результатами експерименту.

### Контрольні питання

1. Основні параметри, що характеризують здатність твердого тіла до намагнічування.
2. Поясніть поняття «домен» та «доменна структура».
3. Причини виникнення магнітного гістерезису.
4. Основні властивості слабомагнітних матеріалів.
5. Основні властивості сильномагнітних матеріалів.
6. Що таке магнітострикція та магнітна анізотропія?

## ТЕСТОВІ ПИТАННЯ ДО РОЗДІЛУ 3

1. Ефект Холла - це;

- виникнення поздовжньої різниці потенціалів в зразку зі струмом, вміщеному в магнітне поле;
- виникнення поперечної різниці потенціалів в зразку зі струмом, вміщеному в магнітне поле;
- деформація зразка зі струмом, вміщеного в магнітне поле;
- зменшення електричного опору напівпровідника під дією світла;

2. Холлівська різниця потенціалів виникає;

- при освітленні зразка;
- при нагріванні зразка;
- при дії на носії заряду сили Лоренца;
- при механічній деформації зразка;

3. Еквіпотенційна площина в зразку з ефектом Холла повертається;

- під дією сили Лоренца;
- під дією магнітного поля;
- через виникнення напруженості холлівського поля;
- за правилом лівої руки;

4. Коефіцієнт Холла;

- прямо пропорційний концентрації носіїв заряду;
- дорівнює 1;
- дорівнює 0;
- обернено пропорційний концентрації носіїв заряду;

5. Час життя нерівноважних носіїв заряду характеризує;

- процес генерації;

- процес міграції;
- процес дрейфу;
- процес рекомбінації;

#### 6. Магнітний гістерезис властивий;

- антиферомагнетики;
- феромагнетики;
- діамагнетики;
- парамагнетики;

#### 7. Феромагнітні домени - це;

- макроскопічні області діамагнетиків, що сильно взаємодіють один з одним;
- макроскопічні області парамагнетиків, які описуються вектором спонтанної поляризації;
- немає правильної відповіді;
- макроскопічні області феромагнетиків, намагнічені до насичення навіть за відсутності зовнішнього магнітного поля;

#### 8. Ефект Холла відноситься до;

- гальваномагнітних явищ;
- термоелектричних явищ;
- термомагнітних явищ;
- фотоелектромагнітних явищ;

#### 9. Явище магнітної анізотропії притаманне;

- всім без винятку речовин;
- тільки феромагнетикам;
- тільки діамагнетикам;
- немає правильної відповіді;

10. Ефект Гаусса - це;

- зміна опору зразка з струмом під дією магнітного поля;
- зміна геометричних розмірів зразка з струмом під дією магнітного поля;
- зміна провідності зразка з струмом під дією випромінювання;
- зміна опору зразка з струмом під дією магнітного поля і опромінення;

11. Першопричиною магнітних властивостей речовин є;

- зовнішнє прикладене магнітне поле;
- електромагнітна індукція ;
- електронні спіни і орбітальне обертання електрона в атомі;
- кулонівські сили;

12. Залишкова індукція магнітного гістерезиса - це;

- індукція феромагнетика при нульовій напруженості прикладеного магнітного поля;
- максимальне значення індукції феромагнетика;
- мінімальне значення індукції феромагнетика;
- напруженість магнітного поля, при якій зразок повністю розмагнічується;

13. Коерцитивна сила магнітного гістерезиса - це;

Залишкова індукція магнітного гістерезиса - це;

- індукція феромагнетика при нульовій напруженості прикладеного магнітного поля;
- максимальне значення індукції феромагнетика;
- мінімальне значення індукції феромагнетика;
- напруженість магнітного поля, при якій зразок повністю розмагнічується;

14. Здатність речовини намагнічуватися в магнітному полі називається;

- магнітної індукції;
- магнітною сприйнятливістю;

- магнітної напруженістю;
- магнітним моментом;

15. Важлива особливість феромагнетиків::

- намагнічується тільки в сильних магнітних полях;
- намагнічується навіть в слабких магнітних полях;
- поляризується і намагнічується одночасно;
- немає правильної відповіді;

16. Різке збільшення струму через діелектрик з утворенням каналу високої провідності називається;

- електричною міцністю;
- електричним пробоем;
- діелектричними втратами;
- поляризацією;

17. Електрична потужність, що витрачається на нагрів діелектрика називається;

- електричною міцністю;
- електричним пробоем;
- діелектричними втратами;
- поляризацією;

18. Стан речовини, при якому зовнішнє електричне поле викликає зміщення і впорядкування пов'язаних електричних зарядів і виникнення електричного моменту, називається;

- електричною міцністю;
- електричним пробоем;
- діелектричними втратами;
- поляризацією;

19. Здатність тіла проводити тепло називається;

- теплопровідність;
- електропровідність;
- термоелектричним явищем;
- терморезистивним ефектом;

20. Виникнення різниці потенціалів між кінцями розімкненого провідника, що мають різну температуру, називається;

- ФЕМ-ефект;
- ефект Зеебека;
- ефект Пельтьє;
- ефект Томпсона;

21. Явище виділення або поглинання теплової енергії, обумовлене градієнтом температури при проходженні струму через кристал, називається;

- ФЕМ-ефект;
- ефект Зеебека;
- ефект Пельтьє;
- ефект Томпсона;

22. Явище виділення або поглинання теплової енергії при пропусненні електричного струму через контакт двох різнорідних матеріалів, називається;

- ФЕМ-ефект;
- ефект Зеебека;
- ефект Пельтьє;
- ефект Томпсона;

23. Явище виникнення напруги в напівпровіднику, освітленому сильно поглинаючим світлом і вміщеному в магнітне поле, називається;

- ФЕМ-ефект;

- ефект Зеебека;
- ефект Пельтьє;
- ефект Томпсона;

24. Зменшення електричного опору напівпровідника під дією світла називається;

- магніторезистивним ефектом;
- фоторезистивним ефектом;
- ефектом Дембера;
- люмінесценцією;

25. Для порівняння фотопровідних властивостей різних напівпровідників використовують величину;

- питомої фотопровідності;
- коефіцієнта фотоефекту;
- питомої фоточутливості;
- квантового виходу фотоефекту;

26. Процес, зворотний оптичному поглинанню в напівпровідниках, називається;

- генерація;
- поляризація;
- релаксація;
- люмінісценція;

27. Спектр поглинання речовини - це;

- залежність коефіцієнта поглинання речовини від енергії падаючого випромінювання або його довжини хвилі;
- залежність коефіцієнта відбиття речовини від енергії падаючого випромінювання або його довжини хвилі;
- залежність енергії падаючого випромінювання від його довжини хвилі;



- залежність довжини хвилі падаючого випромінювання від енергії падаючого фотона;

28. Всім речовинам властивий:

- антиферомагнетизм;
- феромагнетизм;
- діамагнетизм;
- парамагнетизм;

29. Магнітострікція - це;

- спотворення кристалічної решітки феромагнетика під дією зовнішнього магнітного поля;
- спотворення кристалічної решітки феромагнетика через рух дислокацій при внесенні його в зовнішнє магнітне поле;
- намагнічування феромагнетика під дією зовнішнього магнітного поля;
- немає правильної відповіді

30. Петлі магнітного гистерезиса в феромагнетиках обумовлені;

- доменною структурою феромагнетика;
- зрушенням катіонної і аніонної підрешіток феромагнетика;
- некомпенсованість магнітних моментів атомів всередині однієї елементарної комірки;
- немає правильної відповіді;

## ЛІТЕРАТУРА

1. Киттель, Ч. Введение в физику твердого тела [Текст] : в качестве учебника / Ч. Киттель ; ред. А. А. Гусев. - М. : Наука, 1978. - 791 с.
2. Шаскольская, М. П. Кристаллография [Текст] : учеб. пособие для вузов / М.П. Шаскольская. - 2-е изд., перераб. и доп. - М. : Высшая школа, 1984. - 376 с.
3. Шалимова, К. В. Физика полупроводников [Текст] : учебник для вузов / К.В. Шалимова. - 3-е изд., перераб. и доп. - М. : Энергоатомиздат, 1985. - 392 с.
4. Физика твердого тела [Текст] : учеб. пособие для вузов / ред. И.К.Верещагин. - 2-е изд., испр. - М. : Высшая школа, 2001. - 237 с.
5. Орешкин, П. Т. Физика полупроводников и диэлектриков [Текст] : учеб. пособие для вузов / П.Т.Орешкин. - М. : Высшая школа, 1977. - 448 с.
6. Блейкмор, Дж. Физика твердого тела [Текст] / Дж. Блейкмор. - М. : Мир, 1988. - 608 с.
7. Бушманов, Б. Н. Физика твердого тела [Текст] : учеб. пособие / Б.Н.Бушманов, Ю. А. Хромов. - М. : Высшая школа, 1971. - 224 с.
8. Павлов, Л. П. Методы измерения параметров полупроводниковых материалов [Текст] : учебник для вузов / Л. П. Павлов. - 2-е изд., перераб. и доп. - М. : Высшая школа, 1987. - 239 с.
9. Воробьев, Ю. В. Методы исследования полупроводников [Текст] : учеб. пособие / Ю. В. Воробьев, В. Н. Добровольский, В.И.Стриха. - К. : Вища школа, 1988. - 232 с.
10. Поплавко, Ю. М. Физика диэлектриков [Текст] : учеб. пособие для вузов / Ю.М.Поплавко. - К. : Вища школа, 1980. - 398 с.