

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
ЧЕРКАСЬКИЙ ДЕРЖАВНИЙ ТЕХНОЛОГІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ
Факультет комп'ютеризованих технологій машинобудування та дизайну

КОНСПЕКТ ЛЕКЦІЙ
з дисципліни

СТРУКТУРА І ФІЗИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ МАТЕРІАЛІВ

для здобувачів освітнього ступеня бакалавр
за спеціальностями галузі знань 13 “Механічна інженерія” денної форми
навчання

Черкаси 2021

УДК 548

*Затверджено вченою радою ФКТМД,
протокол № _____ / _____ від _____. 2020 р.
згідно з рішенням кафедри
фундаментальних дисциплін та
прикладного матеріалознавства,
протокол*

Упорядники: Колінько С.О., к. ф.-м. н., доцент
Бутенко Т.І., к. т. н., доцент
Ващенко В.А., д.т.н., професор

Рецензент: Яценко І.В. д.т.н., професор

Конспект лекцій з дисципліни «Структура і фізичні властивості матеріалів» для здобувачів освітнього ступеня бакалавра за спеціальностями галузі знань 13 “Механічна інженерія” денної форми навчання денної форми навчання [Електронний ресурс] / [Упоряд.: С.О. Колінько., Т.І. Бутенко, Ващенко В.А.]; М-во освіти і науки України, Черкас. держ. технол. ун-т. – Черкаси : ЧДТУ, 2021. – 128 с.

Розглянуто структуру та фізичні властивості матеріалів різного типу, включаючи метали та їхні сплави, композитні матеріали, а також фізичні основи класичних та новітніх технологій. Містить означення та загальні характеристики основних фізичних властивостей, їх зв'язок із структурою, хімічними властивостями та дефектністю матеріалів. Розглянуто механічні властивості, теоретичні основи теплових властивостей твердих тіл, основні властивості напівпровідників, діелектриків, металів, магнітні властивості матеріалів.

Призначений для студентів спеціальностей галузі знань 13 “Механічна інженерія” денної форми навчання.

Навчальне електронне видання
комбінованого використання
Конспект лекцій
з дисципліни «**Структура і фізичні властивості матеріалів**»
для здобувачів освітнього ступеня “бакалавр”
за спеціальностями галузі знань 13 “Механічна інженерія” денної форми навчання
денної форми навчання.

Упорядники: Колінько Сергій Олександрович,
Бутенко Тетяна Іванівна,
Ващенко Вячеслав Андрійович.

В авторській редакції.

© С. О. Колінько Т. І. Бутенко, В.А. Ващенко, упорядкування, 2021.

ЗМІСТ

ВСТУП	
НАВЧАЛЬНО – ТЕМАТИЧНИЙ ПЛАН	
МОДУЛЬ 1. Означення та загальна характеристика основних фізичних властивостей. Механічні властивості. Теоретичні основи теплових властивостей твердих тіл.	
Лекція № 1. Кристалічні та аморфні тіла. Типи кристалічних решіток.	
Лекція №2. Механічні властивості твердих тіл. Пружність і пластичність. Деформація та руйнування металів і сплавів. Твердість, міцність, мікротвердість.	
Лекція №3. Теоретичні основи теплових властивостей твердих тіл. Теплоємність. Теплопровідність і температуропровідність. Теплове розширення. Основні методи вимірювання теплопровідності.	
Лекція №4. Основні властивості металів. Електропровідність. Температурна залежність провідності.	
Лекція №5. Основні експериментальні дані про властивості металів. Питомий опір сплавів. Теплопровідність металів.	
Лекція №6. Теплоємність металів. Термоелектрорушійна сила. Коефіцієнт лінійного розширення провідників.	
МОДУЛЬ 2. Загальна класифікація основних властивостей напівпровідників, діелектриків, металів.	
Лекція №7. Класична електронна теорія металів. Зауваження щодо зонної теорії металів. Вплив магнітного поля.	
Лекція №8. Механізми перенесення електричного заряду і теплоти в металах.	
Лекція №9. Основні властивості діелектриків. Поляризація діелектриків. Пієзоелектрики. Пієзоелектричні перетворювачі. Піроелектрики.	
Лекція №10. Основні властивості напівпровідникових матеріалів. Електропровідність напівпровідників та основні методи її вимірювання.	
МОДУЛЬ 3. Магнітні властивості. Діамагнетики. Феромагнетики.	
Лекція №11. Магнітно-невпорядковані речовини. Діамагнетизм. Парамагнетизм.	
Лекція №12. Кінетичні ефекти у магнітних полях. Гальваноманітні ефекти. Термомагнітні ефекти. Магнітооптичні ефекти. Ядерний магнітний резонанс. Електронний парамагнітний резонанс. Квантовий ефект Холла. Магнітне охолодження.	
Лекція №13. Магнетики з далеким магнітним порядком.	
Лекція №14. Теплоємність феромагнетиків. Доменна структура феромагнетиків. Крива намагнічення. Магнітний гістерезис. Анізотропія магнітних властивостей Магнітострикція і термострикція.	

Лекція 15. Антиферомагнетизм і феримагнетизм. Ферити на основі рідкісноземельних елементів.	
Лекція 16. Магнітні напівпровідники і діелектрики. Магнітооптичні явища. Магнітні напівпровідники.	
ВИКОРИСТАНА ЛІТЕРАТУРА.....	

ВСТУП

Широке застосування матеріалів в техніці зумовлюється різноманітністю їх властивостей. Властивості матеріалів залежить від особливостей їх внутрішньої будови. Тому важливим є вивчення будови матеріалу в тісному зв'язку з їх властивостями. Від властивостей матеріалів залежить конструкційна міцність виробів при різних експлуатаційних навантаженнях. Вивчення міцності і руйнувань потрібне для вибору певних конструкційних матеріалів для деталей різного призначення, сприяє пошуку раціональних способів забезпечення надійності і довговічності виробів.

Метою викладання дисципліни «Структура і фізичні властивості матеріалів» є формування у майбутнього матеріалознавця системи знань з будови та фізико-хімічних властивостей різного типу матеріалів. Це передбачає виклад закономірностей внутрішньої будови металів, металічних сплавів, полімерів, пластиків, скла та композитних матеріалів, включаючи нанокompозити, а також фізичні основи методів покращення параметрів, які визначають основні експлуатаційні характеристики.

У програмі використовуються приклади з найновіших досягнень науки і техніки, включаючи і наноматеріалознавство. Передбачається використання технічних засобів навчання, з допомогою яких наглядно демонструються структурні особливості металів та інших матеріалів, моделюються процеси дифузії і кристалізації на комп'ютерах.

1.2. Основні завдання вивчення дисципліни «Структура і фізичні властивості матеріалів».

1. Оволодіння логікою та методологією наукового пізнання.
2. Формування знань про основні групи матеріалів та здатність обґрунтовано здійснювати їх вибір для конкретного використання.
3. Формування у студентів знань щодо будови металів, неметалів, композитів та функціональних матеріалів методи модифікації їх властивостей.
4. Вироблення у студентів навичок кваліфіковано вибирати матеріали для виробів різного призначення з урахування фізичних властивостей та обґрунтовувати вибір матеріалів для конкретних практичних цілей.

В результаті вивчення даного курсу студент повинен знати:

- основні закономірності будови металів та сплавів, їх зв'язок з фізико-хімічними властивостями;
- фізичні основи класифікації матеріалів та основні механічні, електричні, магнітні властивості матеріалів;
- вплив температури та інших факторів на основні характеристики матеріалів;
- фізичні основи технологій та інших сучасних способів отримання матеріалів;
- сфери практичного застосування матеріалів.

вміти:

- застосовувати фундаментальні знання з матеріалознавства до аналізу поведінки металічних, полімерних та інших матеріалів в різних термодинамічних умовах, включаючи і нерівноважні;
- проводити експериментальні дослідження матеріалів різного типу і аналізувати отримані результати;
- використовувати методи покращення механічних, електричних, магнітних та антикорозійних властивостей матеріалів;
- вибирати матеріали для конкретних практичних потреб і синтезувати з них нанокompозитні системи різного функціонального призначення.

НАВЧАЛЬНО-ТЕМАТИЧНИЙ ПЛАН

№ п/п	НАЗВА ТЕМИ	НАЗВИ ПІДТЕМ
1.	Кристалічні та аморфні тіла. Типи кристалічних решіток.	Тверді тіла. Моно- та полікристали. Особливості аморфних тіл. Типи кристалічних решіток.
2.	Механічні властивості твердих тіл. Пружність і пластичність. Деформація та руйнування металів і сплавів. Твердість, міцність, мікротвердість.	Механічні властивості твердих тіл. Пружна і пластична деформація. Твердість. Міцність. Мікротвердість.
3.	Теоретичні основи теплових властивостей твердих тіл. Теплоємність. Теплопровідність і температуропровідність. Теплове розширення. Основні методи вимірювання теплопровідності.	Теоретичні основи теплових властивостей твердих тіл. Теплоємність. Теплопровідність і температуропровідність. Основні методи вимірювання теплопровідності. Теплове розширення.
4.	Основні властивості металів.	Електропровідність. Температурна залежність провідності.
5.	Основні експериментальні дані про властивості металів.	Гіпотеза про електронний газ. Питомий опір сплавів. Теплопровідність металів.
6.	Теплоємність металів. Термоелектрорушійна сила. Коефіцієнт лінійного розширення провідників.	Теплоємність металів. Термоелектрорушійна сила. Коефіцієнт лінійного розширення провідників.
7.	Класична електронна теорія металів. Зауваження щодо зонної теорії металів. Вплив магнітного поля.	Класична електронна теорія металів. Зауваження щодо зонної теорії металів. Вплив магнітного поля.
8.	Механізми перенесення електричного заряду і теплоти в металах.	Рухливість носіїв заряду. Ефект Холла. Магнітоопір (або магніторезистивний ефект).

		Перенесення теплоти у металах.
9.	Основні властивості діелектриків.	Поляризація діелектриків. П'єзоелектрики. П'єзоелектричні перетворювачі. Піроелектрики.
10.	Основні властивості напівпровідникових матеріалів.	Основні властивості напівпровідникових матеріалів. Електропровідність напівпровідників та основні методи її вимірювання. Електронно - дірковий перехід (р-п перехід). Термоелектричні явища в напівпровідниках. Фотопровідність напівпровідників. Вплив деформацій на провідність напівпровідників.
11.	Магнітно-невпорядковані речовини. Діамагнетизм. Парамагнетизм.	Магнітні властивості речовини. Діамагнетизм та парамагнетизм. Парамагнетизм: механізм Ланжевена–Кюрі. Парамагнетизм металів: механізм Паулі.
12.	Кінетичні ефекти у магнітних полях.	Гальваномагнітні ефекти. Термомагнітні ефекти. Магнітооптичні ефекти. Ядерний магнітний резонанс. Електронний парамагнітний резонанс. Квантовий ефект Холла. Магнітне охолодження.
13.	Магнетики з далеким магнітним порядком.	Загальні положення. Фізична природа феромагнетизму. Феромагнетизм, антиферомагнетизм, ферімагнетизм.
14.	Теплоємність феромагнетиків. Доменна структура феромагнетиків. Крива намагнічення. Магнітний гістерезис. Анізотропія магнітних властивостей. Магнітострикція і	Теплоємність феромагнетиків. Доменна структура феромагнетиків. Крива намагнічення. Магнітний гістерезис. Анізотропія

	термострикція.	магнітних властивостей. Магніострикція і термострикція.
15.	Антиферомагнетизм і феримагнетизм. Ферити на основі рідкісноземельних елементів.	Антиферомагнетизм. Феримагнетизм. Ферити на основі рідкісноземельних елементів. Магнітом'які ферити. Постійні магніти на основі рідкісноземельних феритів. Монокристалічні ферити. Феритові плівки.
16.	Магнітні напівпровідники і діелектрики.	Магнітооптичні явища. Магнітні напівпровідники.

МОДУЛЬ 1 ОЗНАЧЕННЯ ТА ЗАГАЛЬНА ХАРАКТЕРИСТИКА ОСНОВНИХ ФІЗИЧНИХ ВЛАСТИВОСТЕЙ. МЕХАНІЧНІ ВЛАСТИВОСТІ. ТЕОРЕТИЧНІ ОСНОВИ ТЕПЛОВИХ ВЛАСТИВОСТЕЙ ТВЕРДИХ ТІЛ.

Лекція №1

КРИСТАЛІЧНІ ТА АМОРФНІ ТІЛА. ТИПИ КРИСТАЛІЧНИХ РЕШІТОК

1. Тверді тіла. Моно- та полікристали.
2. Особливості аморфних тіл.
3. Типи кристалічних решіток.

1. Тверді тіла. Моно- та полікристали

Тверді тіла характеризуються наявністю значних сил взаємодії і зберігають постійними форму і об'єм. Частинки у твердих тілах (молекули, атоми та іони) можуть здійснювати лише коливальні рухи навколо положення рівноваги. Існує два різновиди твердих речовин – аморфні і кристалічні (рис. 1.1).

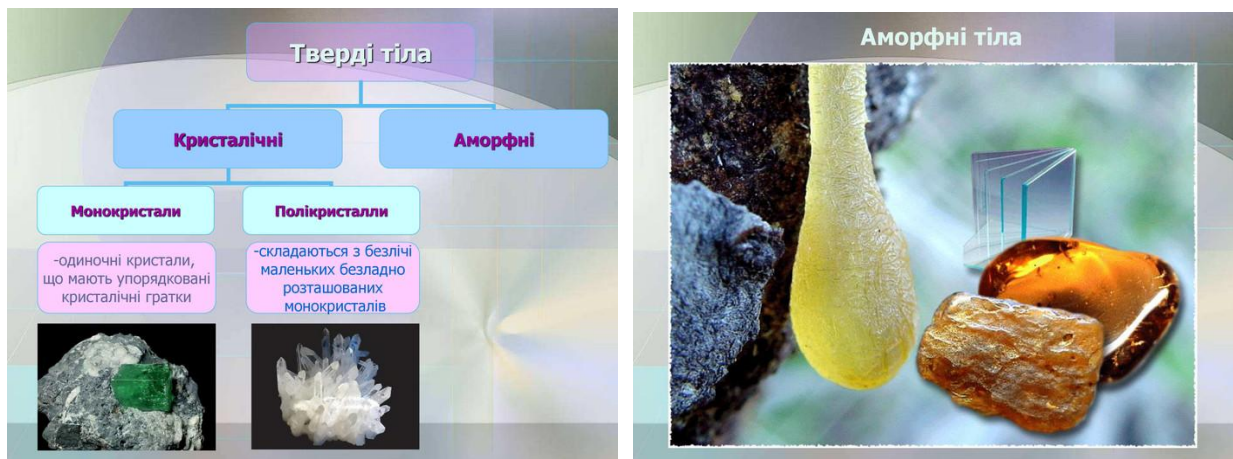


Рисунок 1.1 – Класифікація твердих тіл

Аморфні тіла розглядають як переохолоджені рідини із сильно зниженою рухомістю частинок, що їх складають. *Аморфними* називають такі тіла, у яких розташування матеріальних частинок неупорядковане, у той час як тверді тіла – кристали – мають окрім ближнього, також дальній порядок, тобто строгу періодичність у розташуванні частинок, які складають кристал.

Кристалічними називають такі тверді тіла, в яких молекули, атоми чи іони розташовуються в строго певному геометричному порядку, утворюючи в просторі структуру, яка називається *кристалічною решіткою*. Цей порядок періодично

повторюється в усіх напрямках у тривимірному просторі. Він зберігається на великих відстанях і не обмежений у просторі. Його називають *дальнім порядком*.

Одиночний кристал називають *монокристалом*. Він має правильну геометричну форму, безперервну кристалічну решітку. Приклади природних монокристалів – алмаз, рубін, гірський кришталь, кам'яна сіль, ісландський шпат, кварц. В штучних умовах монокристали отримують в процесі кристалізації, коли охолоджуючи до певної температури розчини або розплави, виділяють з них тверді речовини у формі кристалів. При повільній швидкості кристалізації огранювання таких кристалів має природну форму. Таким способом в спеціальних промислових умовах отримують, наприклад, монокристали напівпровідників або діелектриків.



Рисунок 1.2 – Монокристал

Дрібні кристалики, безладно зрощені один з одним називаються *полікристалами*. Найяскравіший приклад полікристала – камінь граніт. Всі метали також є полікристалами.



Рисунок 1.3 – Полікристал

У кристалах частинки розташовані з різною щільністю за різними напрямками (рис. 1.4). На різних напрямках між атомами діють різні за величиною сили взаємодії. Тому і фізичні властивості речовини за цими напрямками будуть відрізнятися. Це явище називається *анізотропією* – залежністю властивостей речовини від напрямку.

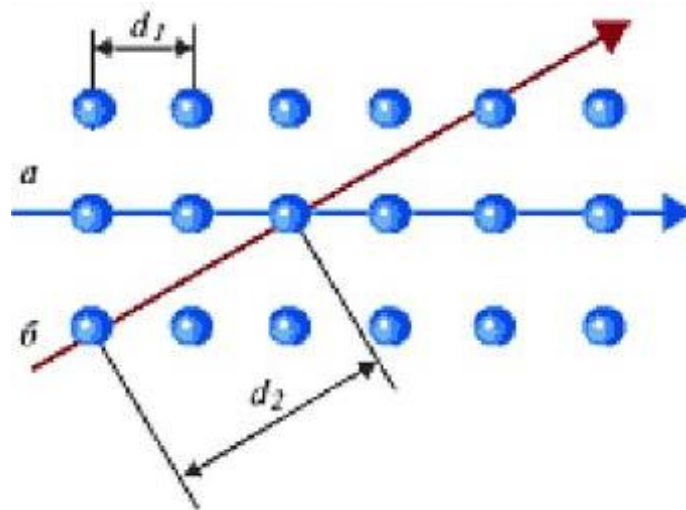


Рисунок 1.4 – Кристалографічна площина

Властивості кристалічної речовини відрізняються в залежності від напрямку в кристалі. По-різному в різних напрямках проводиться електричний струм, по-різному речовина нагрівається, по-різному заломлюються світлові промені.

У полікристалах явище анізотропії не спостерігається. Властивості речовини залишаються однаковими за всіма напрямками.

2. Особливості аморфних тіл

Атоми в аморфних тілах (скло, бурштин, штучні смоли, віск, парафін, пластилін та ін.) здійснюють коливання навколо точок, які розташовані хаотично (рис. 1.5).

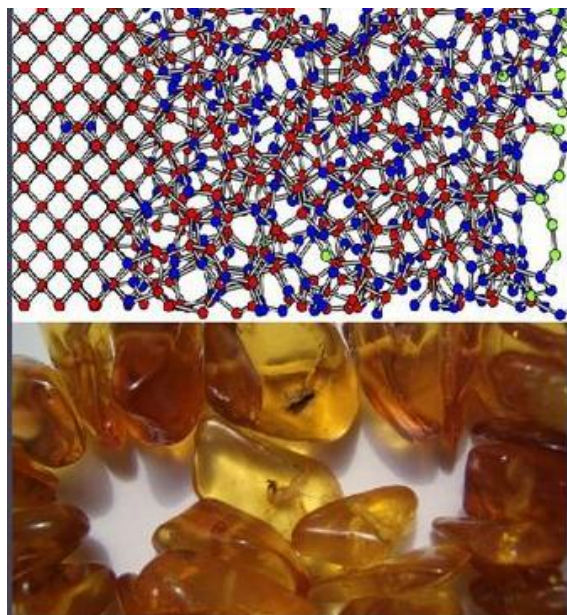


Рисунок 1.5 – Структура аморфної речовини

Так як властивості аморфних тіл схожі з властивостями рідин, то їх розглядають як переохолоджені рідини з дуже великою в'язкістю (застиглі рідини). При звичайних умовах текти вони не можуть. Але при нагріванні перескакування атомів в них відбуваються частіше, зменшується в'язкість, і аморфні тіла поступово розм'якшуються. У аморфних тіл немає певної температури плавлення. При нагріванні вони не плавляться, а поступово розм'якшуються. Чим вище температура, тим менше в'язкість, і поступово аморфне тіло стає рідким.

Аморфний стан речовини нестійкий. З часом з аморфного стану воно поступово переходить у кристалічний.

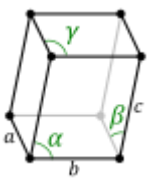
У кристалічних твердих тілах фізичні властивості різняться в різних напрямках. А в аморфних тілах вони по всіх напрямках однакові. Це явище називають *ізотропністю*.

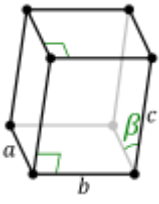
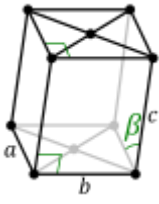
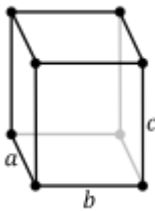
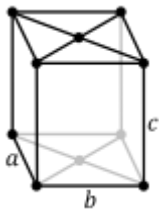
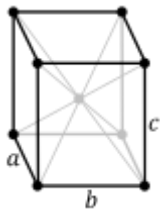
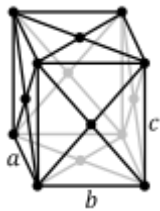
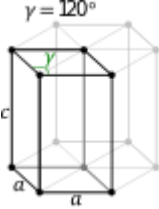
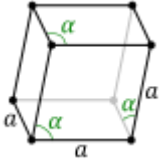
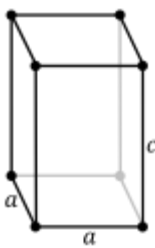
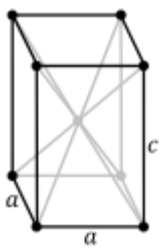
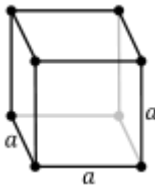
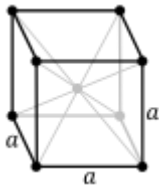
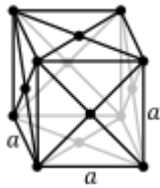
Аморфне тіло однаково проводить електрику і тепло в усіх напрямках, однаково заломлює світло. Звук також однаково поширюється в аморфних тілах за всіма напрямками.

3. Типи кристалічних решіток

Кристалічна гратка, як правило, має одночасно декілька видів симетрії. Проте не кожне сполучення елементів симетрії виявляється можливим. Можливі 230 комбінацій елементів симетрії, що отримали назву просторових груп. Ці 230 просторових груп за ознаками симетрії розбиваються на 32 класи. І нарешті, за формою елементарної комірки всі кристали поділяють на 7 кристалографічних систем (або сингоній), кожна з яких включає в себе декілька класів симетрії.

В порядку зростання симетрії кристалографічні системи розташовані наступним чином:

Типи просторових ґраток			
Кристалічні системи (<u>сингонія</u>)	14 <u>ґраток Браве</u>		
<u>триклінна</u> Елементарна комірка має форму косокутного паралелепіпеда			
<u>моноклінна</u>	примітивна	базоцентрована	

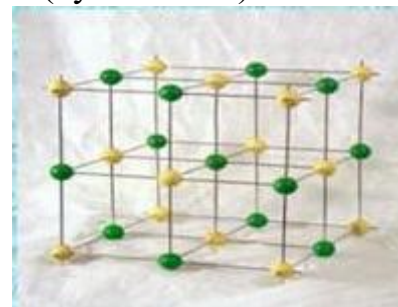
<p>Пряма призма, в основі якої лежить паралелограм (тобто прямий паралелепіпед).</p>				
<p>ромбічна Прямокутний паралелепіпед.</p>	<p>примітивна</p> 	<p>базоцентрована</p> 	<p>об'ємноцентрована</p> 	<p>гранецентрована</p> 
<p>гексагональна Якщо скласти разом три елементарні комірки, то одержимо правильну шестигранну призму.</p>				
<p>тригональна Куб, деформований стисканням, або розтягом вздовж діагоналі.</p>				
<p>тетрагональна Пряма призма з квадратом в основі.</p>	<p>примітивна</p> 	<p>об'ємноцентрована</p> 		
<p>кубічна</p>	<p>примітивна</p> 	<p>об'ємноцентрована</p> 	<p>гранецентрована</p> 	

В залежності від природи частинок, що містяться у вузлах кристалічних ґраток і від характеру сил взаємодії між частинками розрізняють 4 типи

кристалічних ґраток і відповідно, 4 типи кристалів: іонні, атомні, металічні та молекулярні:

1. **іонні кристали** (NaCl – кам'яна сіль). У вузлах кристалічних ґраток – іони різних знаків. Сили взаємодії переважно електростатичні (кулонівські).

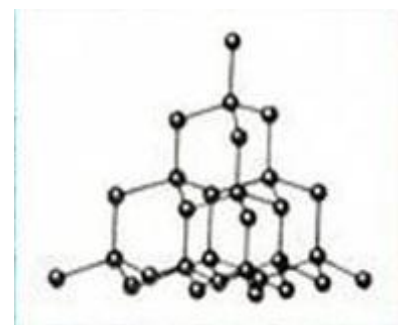
Зв'язок обумовлений електростатичними силами притягання між різнойменно зарядженими іонами називається гетерополярним (або іонним).



Більшість діелектриків є іонними кристалами. Електропровідність іонних кристалів за кімнатної температури на 20 порядків менша, ніж електропровідність металів. Із підвищенням температури електропровідність їх зростає. На відміну від металів електропровідність іонних кристалів здійснюється в основному рухом іонів, що зв'язано із переносом маси, тоді як за електронної провідності переносу маси немає.

Іонні кристали прозорі для електромагнітних хвиль у широкій області частот, аж до деякої граничної частоти – так званої основної, чи граничної частоти поглинання, що відповідає власній частоті коливань іонів у ґратках.

2. **атомні кристали** (алмаз, графіт). У вузлах кристалічних ґраток - нейтральні атоми. Зв'язок, що об'єднує в кристалі (а також в молекулі) нейтральні атоми, називаються гомеополярним (або ковалентним). Сили взаємодії при гомеополярному зв'язку також мають кулонівський характер.



Кожний іон діє на всі достатньо близькі до нього йони. Дія направлена на той атом, з яким у даного атома є спільна електронна пара.

Гомеополярний зв'язок здійснюється лише валентними (найменш зв'язаними з атомом) електронами. Оскільки кожен електрон може забезпечити зв'язок лише з одним атомом, число зв'язків, в яких може брати участь даний атом, дорівнює його валентності.

Для ковалентних кристалів характерні суттєва залежність ширини забороненої зони від температури, істотний вплив домішок і температури на провідність, високі значення твердості, температури плавлення і теплоти плавлення. Ковалентний зв'язок – ознака напівпровідникових кристалів. Електропровідність ковалентних кристалів змінюється в дуже широких межах: від хороших ізоляторів до хороших провідників.

Усі ковалентні кристали відповідають "правилу $8 - N$ ": кожен атом пов'язаний з $(8 - N)$ найближчими сусідами, де N – порядковий номер групи в періодичній таблиці, до якої належить даний атом. Так, карбон, силіцій, германій і сіре олово належать до 4-ї групи періодичної системи і утворюють ковалентні

кристали типу алмаза, в яких кожен атом пов'язаний чотирма (8 – 4) зв'язками із сусідніми атомами. Такі ж локалізовані парні зв'язки існують у кристалі карборунду SiC між атомами силіцію і карбону.

Здатність атома віддавати зовнішні електрони характеризується потенціалом іонізації I – енергією, яку треба надати атому, щоб відірвати зовнішній електрон. Здатність приєднувати електрон вимірюється спорідненістю до електрона E , тобто енергією приєднання.

3. металічні кристали. У всіх вузлах кристалічної ґратки – позитивні йони металу, між ними хаотично подібно до молекул газу, рухаються електрони, відщеплені від атомів при утворенні іонів. Ці електрони грають роль "цементу", утримуючи разом позитивні йони; в супротивному випадку ґратка розпалася б під дією сил відштовхування між йонами.

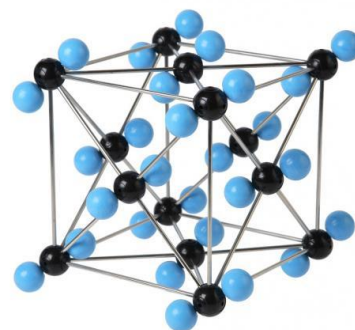
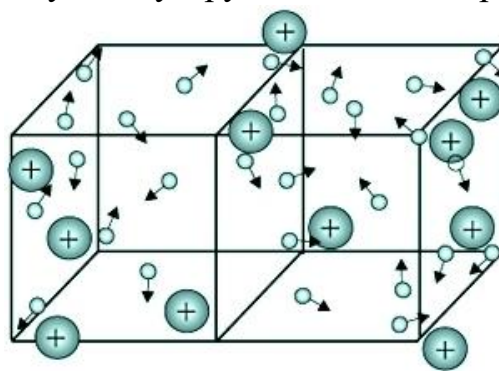
Разом з тим, і електрони утримуються йонами в межах ґратки і не можуть її покинути.

Завдяки незначній енергії іонізації від кожного атома можуть легко відщеплюватись електрони, які узагальнюються кристалом. Для металевих кристалів характерні високі електро- і теплопровідність (обумовлені наявністю вільних електронів), мала ширина забороненої зони, малі коефіцієнти стиснення і теплового розширення. Електроопір металів зростає із підвищенням температури. Метали непрозорі для електромагнітних хвиль від найнижчих частот і до дальньої ультразвукової області та мають високу відбивну здатність.

Переважає більшість металів утворюють структури типу міді (елементарна комірка гранецентрована кубічна, найщільніша упаковка), магнію (елементарна комірка гексагональна, найщільніша упаковка) або вольфраму (об'ємноцентрована кубічна комірка).

4. молекулярні кристали. У вузлах кристалічної ґратки поміщені певним чином орієнтовані молекули. Сили зв'язку між молекулами в кристалі мають ту саму природу, що й сили притягання між молекулами, яка призводять до відхилення газів від ідеальності. По цій причині, їх називають ван-дер-вальсовськими силами.

Це рихлі структури з низькою температурою плавлення, з малою теплою плавлення і випаровування, із великою стисливістю. За електричними властивостями молекулярні кристали – діелектрики. Зазвичай вони прозорі для



електромагнітних хвиль аж до дальньої ультрафіолетової області. Молекулярні кристали утворюють у твердому стані благородні гази, гази O_2 , H_2 , HCl , CH_4 і органічні кристали.

Лекція № 2

МЕХАНІЧНІ ВЛАСТИВОСТІ ТВЕРДИХ ТІЛ. ПРУЖНІСТЬ І ПЛАСТИЧНІСТЬ. ДЕФОРМАЦІЯ ТА РУЙНУВАННЯ МЕТАЛІВ І СПЛАВІВ. ТВЕРДІСТЬ, МІЦНІСТЬ, МІКРОТВЕРДІСТЬ

1. Механічні властивості твердих тіл.
2. Пружна і пластична деформація.
3. Твердість. Міцність. Мікротвердість.

1. Механічні властивості твердих тіл

Під дією зовнішніх сил тверді тіла здатні деформуватися, зберігаючи загалом при цьому форму за відсутності чи незначному силовому впливі. Деформацією твердого тіла називають зміну його розмірів і об'єму, що переважно супроводжується зміною форми тіла. В деяких випадках (всестороннє стиснення або розтягування) форма тіла зберігається.

В залежності від величини прикладеної сили деформація може бути пружною, пластичною. При пружній деформації тіло повертає собі початкову форму і розміри після припинення дії прикладених сил. Кожне пружне тверде тіло характеризується модулями пружності (закон Гука). Відмінною рисою твердого тіла в порівнянні з рідинами та газами є те, що воно чинить опір не тільки розтягу та стисканню, а також зсуву, згину й крученню.

Кожне тверде тіло має властивий йому поріг деформації, після якої настає руйнування. Властивість твердого тіла опиратися руйнуванню характеризується міцністю. При руйнуванні в твердому тілі з'являються і розповсюджуються тріщини, які врешті-решт призводять до розлому.

До механічних властивостей твердого тіла належить також його здатність проводити звук, який є хвилею, що переносить локальну деформацію з одного місця в інше. На відміну від рідин та газів у твердому тілі можуть розповсюджуватися не лише поздовжні звукові хвилі, а й поперечні, що зв'язано з опором твердого тіла деформації зсуву. Швидкість звуку в твердих тілах загалом вища, ніж у газах, зокрема в повітрі, оскільки міжатомна взаємодія набагато сильніша. Швидкість звуку в кристалічних твердих тілах характеризується анізотропією, тобто залежністю від напрямку поширення.

2. Пружна і пластична деформація

Основними явищами, які визначають механічні властивості кристалів, є їх деформація та руйнування під дією прикладених сил. Деформація тіла під дію прикладених до нього сил суттєво залежить від його розмірів та форми. Опис деформацій розтягу та стиснення здійснюють за допомогою таких величин:

– механічна напруга, яка рівна відношенню сили пружності до площі поперечного перерізу тіла - $\sigma = \frac{F}{S}$;

– відносна деформація, яка рівна відношенню видовження стержня Δl до його початкової довжини l_0 - $\varepsilon = \frac{\Delta l}{l_0}$.

Графічна залежність відносної деформації від прикладеної напруги наведена на рис. 14.1.

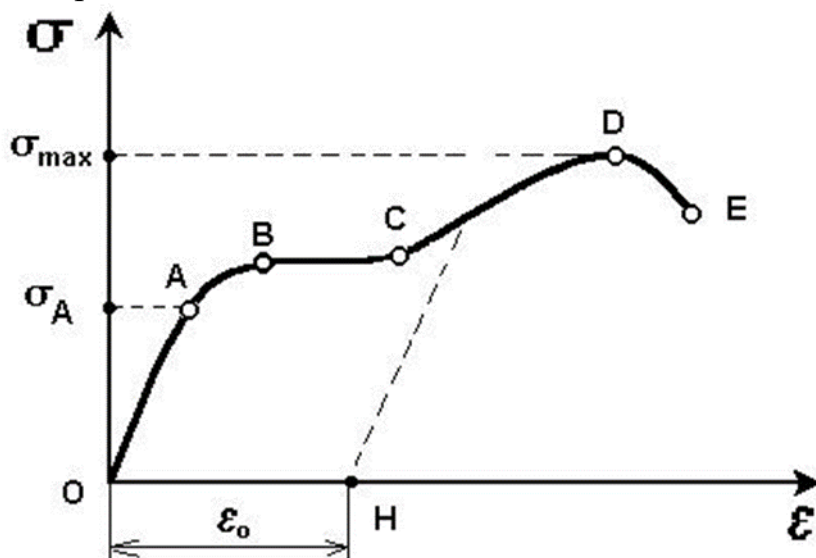


Рисунок 2.1 – Діаграма деформації

На ділянці *OA* виконується *закон Гука*, який встановлює лінійну залежність між відносною деформацією та механічною напругою: $\sigma = E\varepsilon$, де *E* – *модуль Юнга*, що характеризує пружні властивості речовини. Така деформація називається *пружною* і зникає при знятті напруги, а зразок з точки *A* по лінії *OA* повертається у початковий стан. Значення σ_A називають межею пружності.

На ділянці *AB* з'являються і наростають порушення закону Гука, а в точці *B* починається текучість речовини. Горизонтальна ділянка *BC* – ділянка текучості: зразок видовжується при незмінній напрузі. В середині тіла розмножуються дефекти, а в околі точки *C* їх стає так багато, що взаємовплив дефектів суттєво зміцнює матеріал зразка.

Ділянка *CD*: розтяг зразка продовжується. Зняття напруги у будь-якій точці на ділянці *BD* призводить до скорочення зразка по лінії *CH*, яка паралельна *OA* так, що зразок набуває залишкову деформацію ε_0 .

Значення σ_{\max} у верхній точці кривої називається границею міцності. На ділянці *DE* тіло розривається.

Таким чином, крива розтягування у координатах $\sigma - \varepsilon$ характеризує міцність, крихкість та пластичність, які є механічними характеристиками кристала. Ці властивості визначаються не тільки природою кристала, але й залежать від температури, швидкості і типу деформації, наявності домішок у кристалі, його орієнтування, попередньої механічної та термічної обробки.

Пластична деформація - складова залишкової деформації, що не викликає зміни об'єму. Залишкова деформація - деформація, що залишається після усунення навантаження, яке її викликало.

Різниця між пружною та пластичною деформаціями обумовлена різними процесами, які відбуваються на атомному рівні. Пружна деформація характеризується тим, що під дією зовнішніх невеликих напружень атоми лише трішки зміщуються із положень рівноваги, а після припинення дії сил атоми повертаються у своє вихідне положення. У однорідному полі напружень пружна деформація усього кристала також однорідна.

Пластична деформація надто неоднорідна. Пластична деформація у протилежність пружній настільки значна, що можна говорити про розрив зв'язків між атомами, які до деформації були сусідами, та про утворення нових стійких зв'язків (рис. 2.2). Пластична деформація кристала може відбуватися двома шляхами: *ковзанням* і *двійникуванням*.

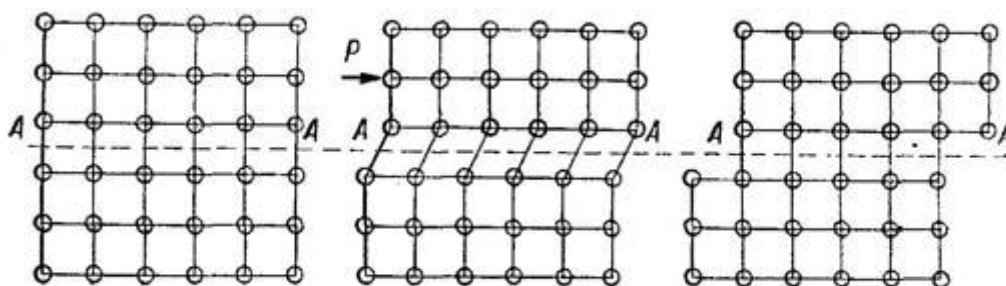


Рисунок 2.2 – Пластичний зсув (схема) у ідеальній кристалічній решітці

Ковзання – це деформація, при якій відбувається переміщення однієї частини кристала відносно другої шляхом зміщення тонких шарів кристала один відносно одного подібно до стопки книжок, що зісковзують без зміни об'єму (рис. 2.3). Площини, вздовж яких відбувається переміщення шарів кристала, називаються *площинами ковзання*, а напрямки руху шарів, які зсовуються, – *напрямком ковзання*.

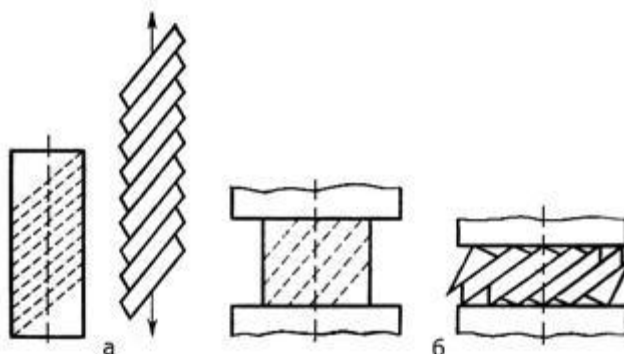


Рисунок 2.3 – Деформація ковзанням при розтягуванні (а) і стисненні (б)

Механічне двійникування – це деформація, у наслідок якої дві частини кристала виявляються у положенні дзеркально-симетричному або повернутих відносно осі другого порядку (рис. 2.4). Процес двійникування здійснюється шляхом послідовних зміщень одна відносно одної атомних площин на відстані, котрі не перевищують параметр ґратки.

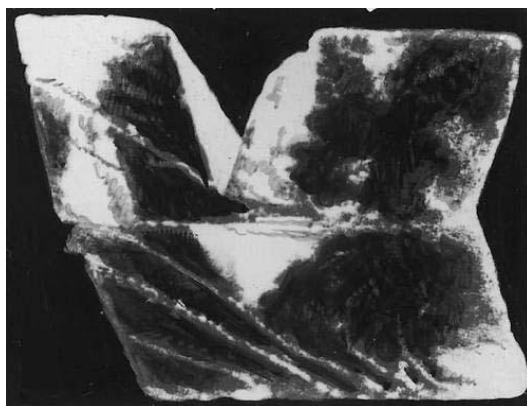


Рисунок 2.4 – Схема двійникування кальциту

Двійникування, як і ковзання, розвивається тільки по визначених кристалографічних площинах. Цей процес розвивається дуже швидко і супроводжується зазвичай характерним тріском. Двійникування виявляється лише тоді, коли деформація ковзанням утруднена.

Спаяність називається здатність кристалів розколюватися під дією механічних сил по визначених площинах – площинах *спаяності*. Кристали можуть розколюватися у одному (слюда, гіпс), двох (ортоклаз, піроксени), трьох (кальцит, галеніт) і більше напрямках (флюорит). Спаяність пов'язана зі структурою кристала.

3. Твердість. Міцність. Мікротвердість

Твердість – це властивість кристала чинити опір пластичній деформації, яка виникає при вдавлюванні в нього більш твердого тіла (індентора). Твердість визначається шляхом утворення контактних напружень, які виникають при натисненні тіл одно на одне по невеликій площині стику їх між собою.

Для вимірювання твердості кристалів використовують дві групи методів: вдавлювання індентора (кульки, конуса, піраміди) та дряпанням вістрям, на яке діє контрольоване навантаження.

Твердість, яка виміряна за методом вдавлювання, визначається відношенням навантаження до площі відбитка на поверхні грані. В залежності від форми індентора розрізняють такі види випробовувань: по Бринеллю (сталева кулька), по Роквеллу (алмазний конус або сталева кулька), по Віккерсу (алмазна піраміда) мікротвердості (рис. 2.5) тощо. Частіше для вимірювання твердості

кристалів методом вдавлювання використовується пристрій типу ПМТ - 3, в якому індентор – алмазна чотиригранна піраміда. Твердість, яка виміряна за цим методом, має назву *мікротвердість*, тому що цей прилад дозволяє оцінювати властивості окремих мікрооб'єктів та зерен (кристалітів). За розміром та формою відбитка можливо також визначити анізотропію, ступінь крихкості та пластичності.



Рисунок 2.5 – Відбиток піраміди Віккерса

Для визначенні твердості *мінералів* використовують зазвичай метод Мооса (рис 2.6), який полягає в здатності одного тіла дряпатися іншим, більш твердим тілом.












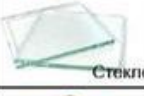







Твёрдость по Моосу	Эталонный минерал	Абсолютная твёрдость	Изображение	Обрабатываемость	Другие минералы с аналогичной твёрдостью	Аналоги строительных материалов «мягче-твёрже»
1	Тальк $Mg_3Si_4O_{10}(OH)_2$	1		Царапается ногтем	Графит	 Мел
2	Гипс $CaSO_4 \cdot 2H_2O$	3		Царапается ногтем	Галит, хлорит	 Газобетон
3	Кальцит $CaCO_3$	9		Царапается медной монетой	Биотит, золото, серебро	 Кирпич силикатный
4	Флюорит CaF_2	21		Царапается ножом, оконным стеклом	Доломит, сфалерит	 Кирпич
5	Апатит $Ca_5(PO_4)_3(OH, Cl, F)$	48		Царапается ножом, оконным стеклом	Гематит, лазурит	 Кирпич
6	Ортоклаз $K(AlSi_3O_8)$	72		Царапается напильником	Опал, рутил	 Стекло
7	Кварц SiO_2	100		Поддается обработке алмазом, царапает стекло	Гранат, турмалин	 Напольная плитка
8	Топаз $Al_2SiO_4(OH, F)_2$	200		Поддается обработке алмазом, царапает стекло	Берилл, шпинель, аквамарин	 Керамогранит
9	Корунд Al_2O_3	400		Поддается обработке алмазом, царапает стекло	Сапфир, рубин	 Al_2O_3
10	Алмаз C	1600		Резет стекло		

Рисунок 2.6 – Шкала Мооса

Моос запропонував десятибальну шкалу твердості, яка складається із ряду мінералів, розташованих у порядку зростання їх твердості. Для більш точного (кількісного) визначення твердості кристала у різних напрямках користуються спеціальними приладами – склерометрами. Мірою твердості по Мартенсу в цьому випадку служить ширина подряпини, яка нанесена стандартним алмазом – різцем (пірамідкою, конусом).

Лекція № 3

ТЕОРЕТИЧНІ ОСНОВИ ТЕПЛОВИХ ВЛАСТИВОСТЕЙ ТВЕРДИХ ТІЛ. ТЕПЛОЄМНІСТЬ. ТЕПЛОПРОВІДНІСТЬ І ТЕМПЕРАТУРОПРОВІДНІСТЬ. ТЕПЛОВЕ РОЗШИРЕННЯ. ОСНОВНІ МЕТОДИ ВИМІРЮВАННЯ ТЕПЛОПРОВІДНОСТІ

1. Теоретичні основи теплових властивостей твердих тіл. Теплоємність.
2. Теплопровідність і температуропровідність. Основні методи вимірювання теплопровідності.
3. Теплове розширення.

1. Теоретичні основи теплових властивостей твердих тіл. Теплоємність

Зміна температури викликає деформацію твердого тіла, в основному підвищення температури призводить до розширення. Кількісно вона характеризується коефіцієнтом теплового розширення. Теплоємність твердого тіла залежить від температури, особливо при низьких температурах, проте в області кімнатних температур і вище, безліч твердих тіл мають приблизно постійну теплоємність (закон Дюлонга - Пті). Перехід до стійкої залежності теплоємності від температури відбувається при характерною для кожного матеріалу температурі Дебая. Від температури залежать також інші характеристики твердотільних матеріалів, зокрема механічні: пластичність, текучість, міцність, твердість.

Для кристалів будь-якого типу – атомних, іонних, металічних та молекулярних, характерним є те, що у вузлах кристалічної решітки перебувають частинки, які здійснюють теплові коливання біля положення рівноваги. Для малих амплітуд ці коливання будуть гармонічними. Енергія кожного атома в кристалі в рівній мірі складається із кінетичної і потенційної енергії, рівних $\frac{1}{2}kT$.

Середнє значення повної енергії, яка приходить на одну коливальну ступінь вільності буде дорівнювати: $E = \bar{E}_{kin} + \bar{E}_{nom} = kT$. Виходячи з таких міркувань визначають теплоємність кристалічної решітки. Можна вважати, що всі атоми однакові. Кожний атом в кристалі має три ступені вільності. Повна енергія одного вузла відповідно дорівнює $3kT$. Оскільки в одному молі перебуває N_A атомів, то внутрішня енергія моля кристалічної речовини буде дорівнювати:

$$U = N_A \cdot 3kT = 3RT$$

Теплоємність одного моля кристалічної речовини буде дорівнювати:

$$C_\mu = \frac{dU}{dT} = 3R.$$

Це закон Дюлонга і Пті, отриманий французькими фізиками в 1819 р. При низьких температурах закон Дюлонга і Пті не працює. При температурах, вищих за температуру Дебая, закон Дюлонга і Пті дає добрі результати.

Для багатоатомних кристалів молярна теплоємність визначається формулою:

$$C_{\mu} = 3nR,$$

де n – число атомів у молекулі; R – універсальна газова стала.

Класичні уявлення про внутрішню енергію кристалічної речовини і відповідно теплоємності, не дають пояснення їх залежності від температури. З квантової точки зору при низьких температурах внутрішня енергія атомів в кристалах може набувати лише окремих значень. В цьому випадку кінетична енергія вузлів кристалічної ґратки має різні значення для різних ступенів вільності. Енергія одних ступенів вільності стає не суттєвою, енергія інших ступенів вільності стає домінуючою.

Експериментальна залежність молярної теплоємності від температури показана на рис. 3.1.

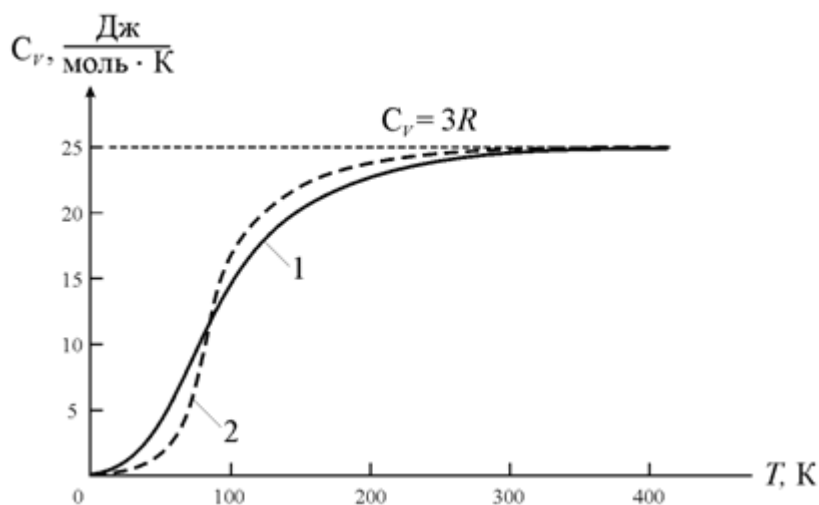


Рисунок 3.1– Експериментальна залежність молярної теплоємності від температури

Залежність виявилася однаковою для різних твердих тіл. Досліджуючи теоретично з позиції квантової теорії внутрішню енергію кристалів, Дебай визначив молярну теплоємність кристала при низьких температурах:

$$C_{\mu} = 4aT^3.$$

Теплоємність, яка визначається за даною формулою носить назву закону кубів Дебая.

Важливою для твердих тіл є температура плавлення - температура, при якій відбувається перехід в рідкий стан. Іншою важливою характеристикою плавлення **теплота́ пла́влення (ентальпія пла́влення)** — кількість теплоти, яку необхідно надати речовині в рівноважному ізобарно-ізотермічному процесі, щоб перевести

її із твердого кристалічного стану в рідкий при температурі плавлення, або ж кількість теплоти, що виділяється при кристалізації речовини.

Теплота плавлення є окремим випадком теплоти фазового переходу I роду. Вона є завжди додатною, оскільки плавлення включає подолання сил міжмолекулярного притягання у твердому тілі

Залежно від обраної одиниці вимірювання речовини розрізняють:

- *питома теплота плавлення* — теплота, що необхідна для плавлення 1 грама або кілограма речовини (розмірність величини у Дж/г, Дж/кг, ккал/кг тощо)
- *молярна теплота плавлення* — теплота, що необхідна для плавлення 1 моля речовини (розмірність величини у Дж/моль)

На відміну від кристалів, в аморфних твердих тілах перехід до рідкого стану з підвищенням температури відбувається поступово. Його характеризують температурою склування - температурою, вище якої матеріал майже повністю втрачає пружність і стає дуже пластичним.

2. Теплопровідність і температуропровідність. Основні методи вимірювання теплопровідності

Температуропровідність и теплопровідність є двома з найважливіших параметрів матеріалів, оскільки описують процеси перенесення теплоти та зміну температури в них. Різниця температур в окремих частинах тіла зумовлює перенесення теплової енергії або теплоти в напрямку меншої температури трьома способами: за рахунок теплопровідності, конвекції та випромінювання. *Теплопровідність* (інші назви: кондукція, тепла дифузія) — це процес передавання внутрішньої енергії або енергії теплового руху мікрочастинок будь-якого тіла у напрямку зменшення температури. Вважають, що це передавання відбувається на молекулярному рівні. В твердих тілах на відміну від газів і рідин неможлива конвекція, тобто рух атомів один відносно іншого. Кожен атом кристала зв'язаний з сусідніми атомами за допомогою молекулярних сил. Всі атоми перебувають в рівноважному стані.

В металах превалює електронна провідність — вільними електронами, а в кристалічних тілах квазічастинками — фононами, тобто квантами пружних коливань атомів або іонів кристалу.

Енергетичні потоки фононів в кристалах залежать від градієнта температур. Кількісний тепловий потік фононів в кристалах добре описується законом теплопровідності Фур'є:

$$dQ = -\lambda \frac{dT}{dx} dS dt,$$

де λ — коефіцієнт теплопровідності; $\frac{dT}{dx}$ — градієнт температури в напрямі осей; dS і dt переріз стержня і час переносу енергії в кристалічній речовині.

При низьких температурах слід врахувати квантовий характер теплових хвиль в кристалі. Але у випадку, коли $h\nu_{\max} \ll kT$ в кристалі можливі будь-які коливання. В цьому випадку в кристалі можливі довільні квантові переходи. Через це квантовий характер теплопровідності є непомітним. При температурах, для яких $h\nu_{\max} \gg kT$ в кристалі збуджуються коливання з достатньо малими частотами. В цьому випадку теплопровідність носить чисто квантовий характер з малими енергетичними переходами.

Температуропровідність (коефіцієнт температуропровідності) — параметр, який характеризує швидкість зміни (вирівнювання) температури речовини у нерівноважних теплових процесах. Чисельно дорівнює відношенню коефіцієнта теплопровідності тіла на добуток його питомої теплоємності та густини^[1], в системі СІ вимірюється в м²/с.

$$\alpha = \frac{\lambda}{c_p \cdot \rho},$$

де — α температуропровідність, λ — коефіцієнт теплопровідності, c_p — ізобарна питома теплоємність, ρ — густина.

Величина коефіцієнта температуропровідності залежить від природи речовини. Метали мають значний коефіцієнт температуропровідності.

Методи визначення теплопровідності, в основному, поділяються на стаціонарні і нестаціонарні, або, як інакше про них говорять, — динамічні. До перших відносять методи з наявністю внутрішніх джерел теплоти й електричні стаціонарні методи, зокрема абсолютні і порівняльні методи, а також і метод Кольрауша. Серед методів вимірювання теплопровідності стаціонарні методи є найбільш поширеними. Їх сутність полягає в тому, що температура в окремих точках не змінюється в процесі експерименту.

Принцип визначення коефіцієнта теплопровідності стаціонарних методів ґрунтується на вимірюванні теплового потоку і різниці температур згідно [5]:

$$\lambda = \frac{q \cdot d}{T_2 - T_1} = \frac{P \cdot d}{S \cdot (T_2 - T_1)},$$

де q — тепловий потік; P — потужність електричного нагрівача; S — площа зразка; $T_2 - T_1$ — різниця температур між двома протилежними поверхнями зразка; d — товщина зразка.

Зазвичай геометрія зразка і конфігурація вимірювальної системи найбільш сильно впливає на величину коефіцієнта теплопровідності. Відповідно за взаємозв'язком між геометрією зразка (зазвичай циліндрична форма) і напрямом теплового потоку — розрізняють осьовий і радіальний методи вимірювання теплопровідності.

3. Теплове розширення

Тепловий рух у кристалічній ґратці порушує ідеальний порядок розташування частинок. Середні відстані між вузлами ґратки залежать від температури, що зумовлює теплове розширення кристалів.

У більшості своїй тверді тіла (полікристали; аморфні тіла) і рідини ізотропні, тому при нагріванні розширюються однаково за всіма напрямками. Проте у монокристалах, які є анізотропними, доводиться враховувати розширення лише в одному напрямі. Наприклад, при прокладанні трубо- і електропроводів, рейок, будіванні залізничних мостів.

Лінійним розширенням (стисканням) – називають зміну одного певного розміру твердого тіла при зміні температури.

Залежність лінійних розмірів твердих тіл від температури має вигляд:

$$l = l_0(1 + \alpha t),$$

де l_0 – довжина тіла при $t = 0^\circ\text{C}$; l – довжина тіла при t ; α – коефіцієнт лінійного розширення (характеризує залежність лінійного розширення при нагріванні від роду речовини і зовнішніх умов, та показує, на яку частину довжини тіла, взятого при 0°C , змінюється його довжина при нагріванні на 1°C):

$$\alpha = \frac{l - l_0}{l_0 t} = \frac{\Delta l}{l_0 t}.$$

Для металів $[\alpha] \sim (10^{-5} \div 10^{-3}) \text{K}^{-1}$.

Об'ємним розширенням (стисканням) називають зміну об'єму тіла при його нагріванні.

Залежність об'єму твердих тіл від температури має вигляд:

$$V = V_0(1 + \beta t)$$

де V_0 – об'єм тіла при $t = 0^\circ\text{C}$, V – об'єм тіла при t , β – коефіцієнт об'ємного розширення (характеризує залежність об'ємного розширення від роду речовин і зовнішніх умов і показує, на яку частину об'єму тіла, взятого при 0°C , змінюється об'єм цього тіла при нагріванні на 1°C).

$$\beta = \frac{V - V_0}{V_0 t} = \frac{\Delta V}{V_0 t}$$

Враховуючи, що $V \sim l^3$, маємо: $\beta = 3\alpha$.

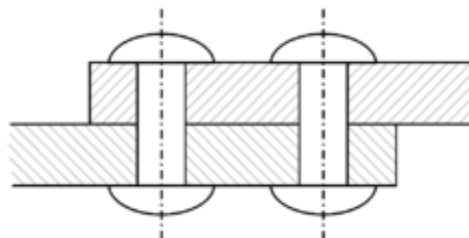
Оскільки маса тіла $m = \text{const}$ (у припущенні класичної механіки), то $\rho = f(\rho)$.

Враховуючи, що $\rho = \frac{m}{V}$ і (33), матимемо:

$$\rho = \frac{\rho_0}{1 + \beta t},$$

тобто густина тіл при нагріванні зменшується, а при охолодженні збільшується.

Теплове розширення може спричинювати виникнення суттєвих напруг, що потребує врахування у техніці. Наприклад, для уникнення небезпечних для цілісності споруд зусиль у будівельній справі застосовують спеціальні заходи.



Рельси укладають з невеликими зазорами, мостові ферми укладають на спеціальні катки. З іншого боку, теплове розширення використовують з технологічними цілями. Наприклад, для міцного з'єднання металевих конструкцій використовують гаряче клепання.

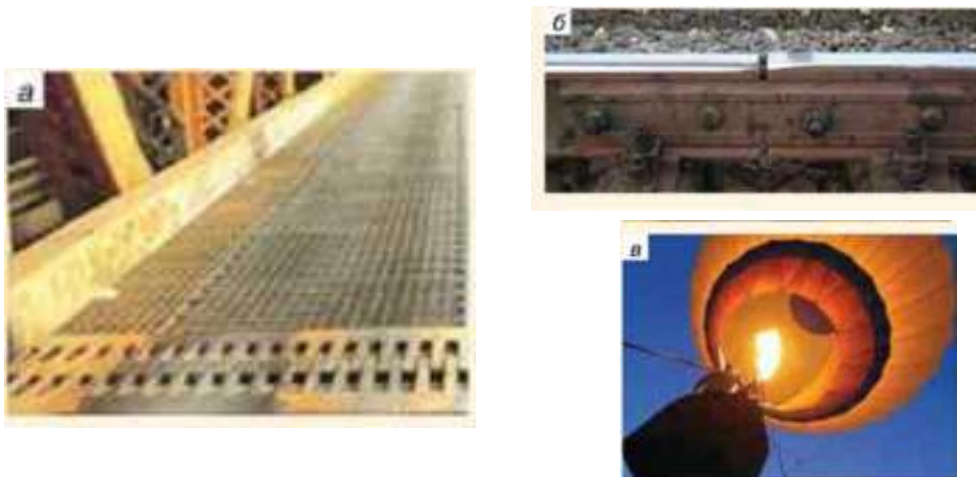


Рисунок 3.2 – Приклади врахування в техніці теплового розширення тіл: а – конструкція мосту; б – зазори між рейками; в – дія повітряної кулі

Лекція № 4

ОСНОВНІ ВЛАСТИВОСТІ МЕТАЛІВ. ЕЛЕКТРОПРОВІДНІСТЬ. ТЕМПЕРАТУРНА ЗАЛЕЖНІСТЬ ПРОВІДНОСТІ

1. Основні визначення.
2. Методи вимірювання невідомих опорів.
3. Температурна залежність опору металів.

1. Основні визначення

Основною властивістю речовини стосовно електричного поля є перенесення електричного заряду – електропровідність. Це здатність матеріалу проводити електричний струм під впливом постійної (яка не змінюється у часі) електричної напруги. Якщо речовина міститься в електричному полі з напруженістю E , В/м, то наявні в речовині вільні заряджені частинки – носії заряду – під дією сили $F = qE$ (де q – заряд частинки) набувають прискорення. У металах це заряд електрона: $q = e$. Прискорення напрямлено у бік вектора E – для носіїв, що мають позитивний заряд $+e$ (електронні дірки), або в зворотному напрямку – для носіїв з негативним зарядом $-e$. Виниклий при цьому упорядкований у просторі рух електричних зарядів (на відміну від їх хаотичного теплового руху) являє собою електричний струм у речовині.

Електричні властивості металів і сплавів на їх основі вивчаються на основі закону Ома, який пов'язує різницю потенціалів на кінцях провідника ($\Delta\varphi$) і силу струму (I), що протікає по ньому. $\Delta\varphi$ і I зв'язані коефіцієнтом пропорційності – опором провідника R .

Електричні властивості металів характеризують константою - питомим опором (ρ), який визначається природою матеріалу і не залежить від форми і розмірів провідника. ρ може бути визначено шляхом вимірювання опору провідника R з поперечним перерізом S та довжиною l :

$$\rho = \frac{R \cdot S}{l}, [\rho] = \frac{\text{Ом} \cdot \text{мм}^2}{\text{м}}.$$

Питома провідність металу γ є величиною оберненою до питомого опору:

$$\gamma = \frac{1}{\rho}.$$

Питомий опір ρ , відповідно, провідність металів залежить від температури. Як правило, електричний опір зростає при збільшенні температури металу. При температурах вище 20^0 виконується залежність:

$$\rho_t = \rho_0(1 + \alpha t),$$

Температурний коефіцієнт α , відповідно,:

$$\alpha = (\rho_t - \rho_0) \cdot \frac{1}{\rho_0 t}$$

Останній вираз визначає середнє значення коефіцієнта в інтервалі температур $0-t^0$. При зменшенні цього інтервала до нуля отримують істинне значення температурного коефіцієнта опору при певній температурі.

При визначенні температурного коефіцієнта питомого опору α_ρ враховують термічне розширення зразка:

$$\alpha_\rho = \alpha_r + \beta(1 + \Delta t \cdot \alpha_r),$$

де α_r – температурний коефіцієнт загального опору зразка;

Δt – температурний інтервал;

β – коефіцієнт лінійного розширення.

2. Методи вимірювання невідомих опорів

Метод вольтметра-амперметра (рис. 4.1.) є найпростішим і може пристосовуватися для запису швидких змін електричного опору на основі застосування закону Ома для ділянки кола.

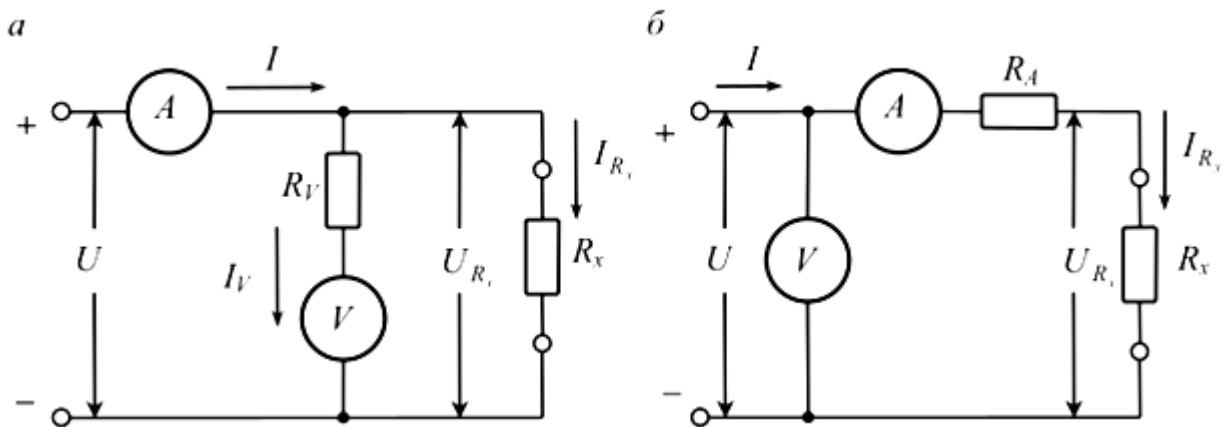


Рисунок 4.1 – Принципові схеми з'єднань зразка і вимірювальних приладів при вимірюванні опору методом вольтметра-амперметра

При використанні першого способу вольтметр показує спад напруги на зразку, амперметр – силу сумарного струму, який протікає через паралельно з'єднані вольтметр і зразок. В цьому випадку $U_\epsilon = U_x = I_x \cdot R_x$, покази амперметра $I_a = I_x + I_\epsilon$. Відповідно, $R'_x = \frac{U_\epsilon}{I_a}$ можна переписати як: $R'_x = \frac{I_x \cdot R_x}{I_x + I_\epsilon}$, де I_ϵ – струм через вольтметр. За законом Ома $I_\epsilon = \frac{U_\epsilon}{R_\epsilon} = \frac{U_x}{R_\epsilon} = \frac{I_x \cdot R_x}{R_\epsilon}$.

$$\text{Тому } R'_x = \frac{R_x R_\epsilon}{R_\epsilon + R_x}.$$

Звідси знаходимо:

$$R_x = \frac{R'_x R_g}{R_g - R'_x}.$$

В другому способі (рис.4.1,б) невідомий опір визначають за співвідношенням $R'_x = \frac{U_g}{I_a}$, враховуючи опір амперметра:

$$R_x = \frac{U_g}{I_a} - R_a,$$

де U_g - покази вольтметра;

I_a - покази амперметра;

R_a - опір амперметра.

Мостові методи вимірювання електроопору

Мости постійного струму [7] являють собою технічну реалізацію одного з варіантів методу зрівноважувального перетворення. Порівняння опорів здійснюється зведенням до нуля (або вимірюванням) різниці спадів напруг на вимірюваному та зразковому опорах. Напряга живлення моста береться від стороннього джерела, а різниця напруг, що порівнюються, утворюється самою мостовою схемою і виявляється нульовим індикатором.

Залежно від наявності чи відсутності напруги в індикаторній діагоналі моста в момент відліку вимірюваної величини мости поділяються на зрівноважені та незрівноважені. Незрівноважені [5.1.] схеми знайшли застосування при вимірюваннях неелектричних величин, попередньо перетворених на електричний опір, а також у процентних мостах, що вимірюють відхилення опору від його номіналу.

Мостові методи застосовуються для вимірювання як малих, так і великих опорів, які різняться на кілька порядків. Розрізняють простий або одинарний та подвійний електричні мости (рис. 4.2).

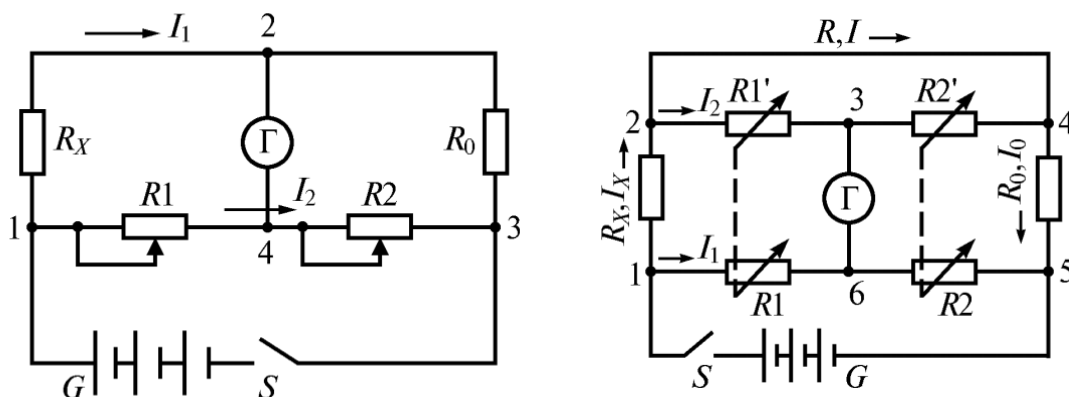


Рисунок 4.2 – Спрощена схема простого та подвійного електричного моста

Перший простіший, дає змогу з достатньою точністю (0,01%—0,0001%) вимірювати високоомні опори (10^3 — 10^6 Ом), але при вимірюванні малих опорів

похибка зростає. Подвійний міст дає можливість з прийнятною похибкою (0,1%—0,001%) вимірювати опори порядку $10^{-3} - 10^{-5}$ Ом.

Компенсаційний метод

Метод ґрунтується на порівнянні падіння напруги на зразку і еталонному або зразковому резисторі [7]. Цей метод називають ще «потенціометричним».

Вимірювання падіння напруги або електрорушійної сили (ЕРС) найточніше проводиться компенсаційним методом за допомогою потенціометрів. Нормальний елемент E_N мірою ЕРС постійного струму і служить для точного встановлення робочого струму I_0 , що протікає через резистор R_0 .

В момент досягнення рівноваги потенціометра (за відсутності струму через нуль-гальванометр) відгалуження робочого струму в бічні ланцюги не відбувається. Наведена на рис. 4.3 схема потенціометра дає змогу відлічувати чотири значущі цифри E_x (або E_N , якщо гальванометр перемкнути в ланцюг нормального елементу). Число значущих цифр визначається числом декад, що входять в ланцюг робочого струму. В цьому випадку це декади $R_{Д2}$, $R_{Д3} - R_{Д3}'$, $R_{Д4} - R_{Д4}'$, $R_{Д5}$. Включивши в ланцюг робочого струму ще дві спарені декади, можна збільшити число відлічуваних знаків ЕРС до п'яти.

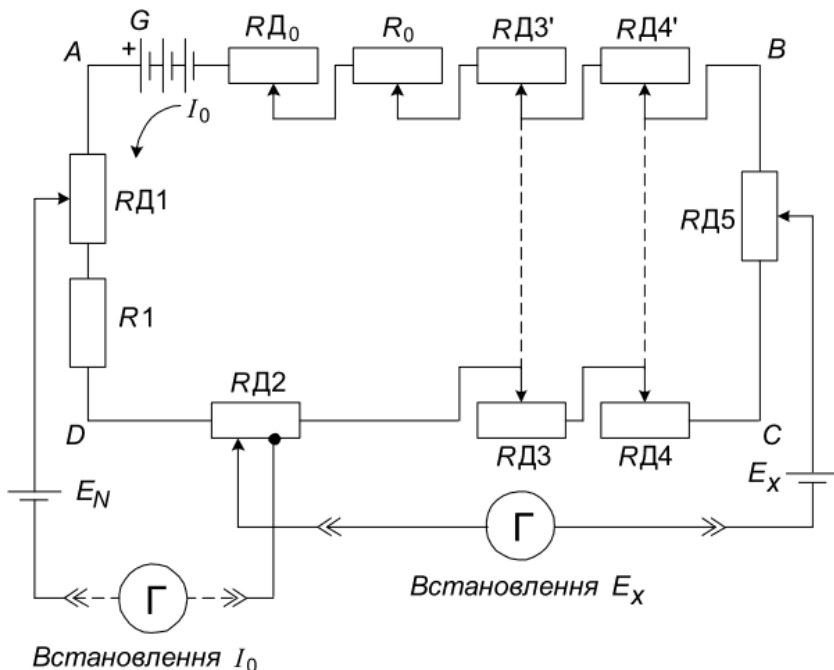


Рисунок 4.3 – Спрощена принципова схема потенціометра постійного струму

Вимірювання електричного опору компенсаційним методом зводиться до компенсаційного вимірювання падінь напруги на зразковому резисторі R_N і досліджуваному зразку R_x , по яких протікає один і той же струм I (рис. 4.5). По

черзі підключаючи R_X і R_N до потенціометра замість E_X , знаходять на них падіння напруги $U_{R_X} = IR_X$, $U_{R_N} = IR_N$ звідки

$$R_X = R_N \frac{U_{R_X}}{U_{R_N}}$$

Компенсаційний метод вимірювання найдоцільніше застосовувати для вимірювань опорів з високою точністю тоді, коли треба усунути вплив з'єднувальних провідників.

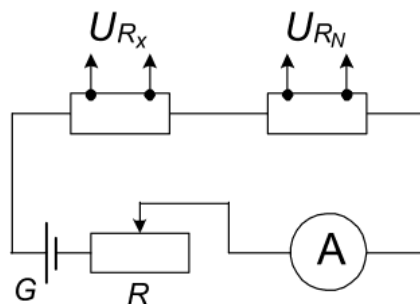


Рисунок 4.5 – Схема з'єднання зразка R_X і еталонного резистора R_N для вимірювання R_X компенсаційним методом

Вимірювання електроопору безконтактними методами

Метод трансформатора [8] застосовується, якщо не можна виготовити звичайний зразок у вигляді дроту, стрічки або тонкого стержня і скористатися вищеописаними методами.

Метод вихрових струмів [8] дає змогу оцінювати питомий електроопір зразків довільної форми і необмежено великих розмірів.

За допомогою котушки збудження, сполученої з джерелом змінної напруги, в зразку наводиться змінний (вихровий) струм. Величина і розподіл вихрових струмів по перетину випробовуваного зразка або іншого об'єкту залежить від його електричної провідності, магнітної проникності, форми, розмірів і від форми котушки. Реєстрація та вимірювання вихрових струмів може проводитися або за допомогою другої котушки, сполученої з вимірювальним пристроєм, або по зміні повного електроопору (імпедансу) котушки збудження при наближенні її до досліджуваного об'єкту. Частіше використовують плоску накладну котушку. Прилад грабують по зразках з відомим опором.

Основні області застосування методу — дефектоскопія і сортування сталей та сплавів.

3. Температурна залежність опору металів

Як показує експеримент, в металах концентрація електронів n від температури практично не залежить. Електропровідність при кімнатній температурі обумовлена передусім часом релаксації τ , тобто середнім часом між зіткненнями електронів провідності з іонами у вузлах кристалічної ґратки металу, а при температурах, що наближаються до абсолютного нуля – із домішковими атомами та механічними дефектами ґратки. Залежність питомого опору від температури характеризують температурним коефіцієнтом опору даної речовини

$$\alpha = \frac{1}{\rho_t} \cdot \frac{d\rho}{dt},$$

який являє собою відносну зміну питомого опору при зміні температури на 1 градус.

У загальному випадку температурний коефіцієнт опору залежить від температури. Однак для великого класу провідників, до якого належать всі метали, зміна α з температурою не дуже велика. Якщо температурний коефіцієнт опору майже сталий, можна визначити за ним опір провідника при різних температурах.

Якщо температурний коефіцієнт опору не залежить від температури $\alpha = const$, проінтегрувавши рівняння

$$\frac{d\rho}{\rho} = \alpha \cdot dT,$$

одержимо:

$$\ln \rho = \alpha \cdot T + C.$$

Нехай при температурі плавлення льоду ($T = 273 \text{ K}$) питомий опір $\rho = \rho_0$, тоді

$$C = \ln \rho_0 - \alpha \cdot T,$$

і температурна залежність питомого опору набуває вигляду

$$\ln \frac{d\rho}{\rho} = \alpha \cdot (T - 273) = \alpha \cdot t,$$

де t - температура, визначена за шкалою Цельсія.

Якщо припустити, що температурний інтервал настільки малий, що $\rho - \rho_0 \ll \rho_0$, то можна записати:

$$\ln \frac{d\rho}{\rho_0} = \ln \left(\frac{\rho}{\rho_0} - 1 + 1 \right) = \ln \left(1 + \frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} \right) \approx \frac{\rho - \rho_0}{\rho_0}.$$

Тоді маємо залежність питомого опору від температури

$$\rho = \rho_0 (1 + \alpha t).$$

Оскільки експериментально вимірюється опір R провідника, а для однорідного провідника сталого перерізу

$$R = \rho \frac{l}{S},$$

де l – довжина провідника, S – площа його поперечного перерізу, формула (4) набуває вигляду:

$$R = R_0(1 + \alpha t)$$

де R_0 – опір провідника при температурі плавлення льоду (0°C).

Лекція № 5

ОСНОВНІ ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ ДАНІ ПРО ВЛАСТИВОСТІ МЕТАЛІВ. ПИТОМИЙ ОПІР СПЛАВІВ. ТЕПЛОПРОВІДНІСТЬ МЕТАЛІВ.

1. Основні експериментальні дані про властивості металів
2. Гіпотеза про електронний газ.
3. Питомий опір сплавів.
4. Теплопровідність металів.

1. Основні експериментальні дані про властивості металів

Відповідно до класичної електронної теорії металів твердий провідник зображають у вигляді системи, що складається з вузлів кристалічної іонної ґратки, всередині якої міститься електронний газ, що складається з колективізованих (вільних) електронів. У колективізований стан від кожного атома металу відокремлюється один або кілька електронів. Уявляючи метал як систему, у якій позитивні іони утворюють стійкі ґратки за допомогою мобільних електронів між ними, можна зрозуміти природу всіх основних властивостей металів: пластичності, ковкості, високої теплопровідності та питомої електричної провідності. У металах, як у твердому, так і в рідкому стані, є велика кількість вільних електронів (електронів провідності), що є носіями заряду під час проходження крізь метал електричного струму. Так, за нормальної температури концентрація електронів провідності у сріблі становить $5,9 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$, у міді $8,5 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ і в алюмінії $8,3 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$, а значення рухливості зарядів для цих металів – відповідно $6,6 \cdot 10^{-5}$, $4,3 \cdot 10^{-5}$ і $2,7 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2 / (\text{В} \cdot \text{с})$ [8].

2. Гіпотеза про електронний газ

У металах гіпотеза про електронний газ підтверджується переконливими експериментами. Так, наприклад, у разі тривалого пропущення електричного струму крізь складені разом пластинки, виготовлені з різних металів, не спостерігаються ні зміни маси окремих пластинок, ні проникнення атомів одного металу в інший. Показано також, що різке гальмування рухомого провідника спричиняє зсув електронного газу за законом інерції в напрямку руху, що приводить до появи різниці потенціалів на кінцях загальмованого провідника. У металевій пластинці, поміщеній в поперечне магнітне поле, виникає поперечна ЕРС (ефект Холла) і змінюється електричний опір провідника (магнітоопір). Нарешті, якщо нагрівати метали до високих температур, швидкість теплового руху вільних електронів настільки збільшиться, що найбільш швидкі електрони вилітають з металу, переборюючи поверхневий потенціальний бар'єр ϕ (рис. 5.1).

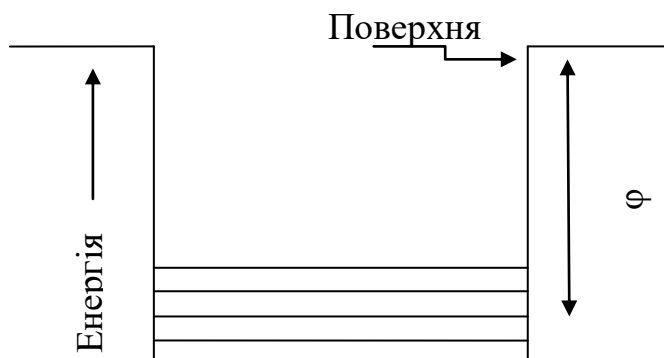


Рисунок 5.1 – Схематичне зображення потенціального бар'єра ϕ на межі метал-вакуум

Раніше до електронного газу застосовували закони статистики звичайних газів (модель Друде), що дало змогу математично вивести і пояснити знайдені раніше експериментальним шляхом основні закони електропровідності (закон Ома) і втрат електричної енергії (закон Джоуля – Ленца), а також зв'язок між електропровідністю і теплопровідністю металів (закон Відемана – Франца – Лоренца). Однак у моделі Друде – класичній електронній теорії металів – виявилися істотні суперечності з іншими експериментальними даними: теплоємність металів значно менша від очікуваної відповідно до простої теорії. Крім того, відзначається розбіжність теоретичних і експериментальних даних про залежність питомого опору від температури. Ці утруднення вдалося здолати завдяки квантовій механіці.

Відповідно до класичної теорії металів під дією електричного поля вільні електрони, крім швидкості теплового руху $v_{\text{теп}}$, здобувають компоненти «дрейфової» швидкості $v_{\text{др}}$, напрямком якої протилежний напрямку вектора електричного поля E . За геометричного додавання швидкостей «вільних» електронів у деякому об'ємі металу хаотично напрямлені швидкості $v_{\text{теп}}$ становлять у сумі нуль, а $v_{\text{др}}$ визначає дрейф електронів. У проміжках між двома послідовними зіткненнями хвилі вільного електрона з фоном швидкість електрона зростає з прискоренням:

$$a = F/m,$$

де F – діюча на електрон сила, $F = eE$;

e – заряд електрона;

m – його маса.

За звичайних умов для металів $v_{\text{теп}} \gg v_{\text{др}}$ ($v_{\text{теп}} = 10^6$ м/с, а $v_{\text{др}}$, якщо $E = 1$ В/м, – лише 10^{-3} м/с), тому середній час вільного пробігу між τ двома зіткненнями з вузлами кристалічної ґратки визначається як відношення середньої довжини вільного пробігу l до середньої швидкості теплового руху електронів $\tau = l/v_{\text{теп}}$. Передбачається, що кінетичну енергію теплового руху електрона $mv_{\text{теп}}^2/2$, як і енергію молекули ідеального газу, можна обчислити за формулою $3/2k_B T$, де k_B –

постійна Больцмана; T – термодинамічна температура.

Квантова фізика істотно уточнює елементарні міркування (зокрема, змінюється залежність ρ від T). Для різних металів питомий опір ρ визначається передусім значенням довжини вільного пробігу електронів l , що, у свою чергу, залежить від структури провідника. Чисті метали з найбільш правильними кристалічними ґратками характеризуються найменшими значеннями питомого опору; домішки, спотворюючи ґратки, призводять до зменшення σ (рис. 5.2).

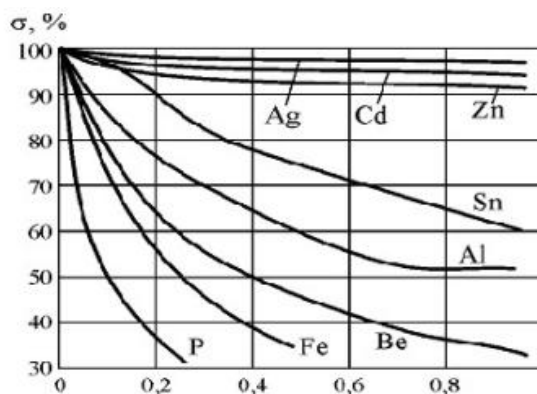


Рисунок 5.2 – Вплив домішок (у відсотках) на питомий опір міді

Такий самий висновок можна зробити, виходячи з хвильової природи електронів. Електронні хвилі розсіюються на таких дефектах кристалічної ґратки, які порівнянні з відстанню чверть довжини хвилі електрона (порушення менших розмірів не зумовлюють помітного розсіювання хвиль). У металевому провіднику довжина хвилі електрона становить 5Å , тому мікрodefекти створюють значне розсіювання, яке зменшує рухливість електронів i , отже, приводить до збільшення опору. Залежність питомого опору металів від температури характеризується температурним коефіцієнтом.

3. Питомий опір сплавів

Домішки і порушення правильної структури металів призводять до збільшення їх питомого опору. Значне підвищення ρ спостерігається під час сплавлення двох металів навіть у тому разі, якщо вони утворюють твердий розчин, тобто мають спільну кристалізацію, тому атоми одного металу входять у кристалічну ґратку іншого металу. Залежність питомого опору сплаву двох металів, що утворюють твердий розчин, від масової частки кожного з них показано на рис. 5.3, а.

Крива залежності $\rho(T)$ має максимум, що відповідає певному співвідношенню компонентів у сплаві; зі зменшенням вмісту кожного з них ρ спадає, наближаючись до відповідних значень опору чистих металів. Зазвичай спостерігається певна закономірність і в зміні $TK\rho$: відносно високі значення $TK\rho$

мають чисті метали, а сплави $TK\rho$ – менші і навіть можуть набувати від’ємних значень – але невеликих за абсолютною величиною (рис. 5.3, б). Це пояснюється тим, що зміна опору в сплавах зумовлюється не тільки зміною рухливості носіїв заряду, але інколи і зростанням концентрації носіїв заряду за підвищених температур.

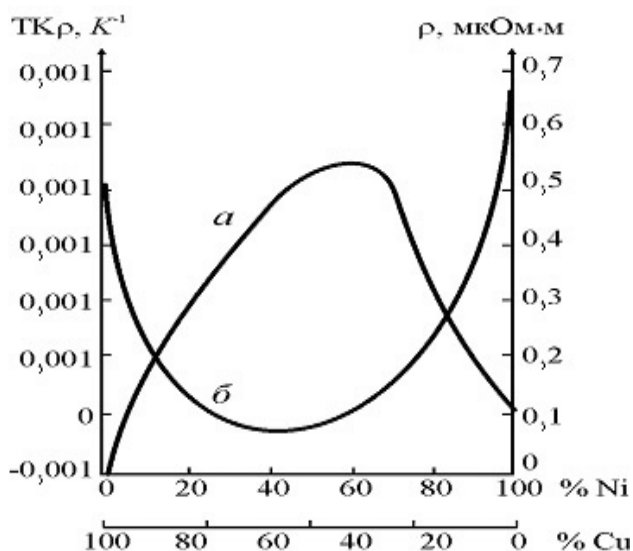


Рисунок 5.3. – Залежності ρ (а) і $TK\rho$ (б) сплавів системи Cu–Ni від сполуки (у масових частках)

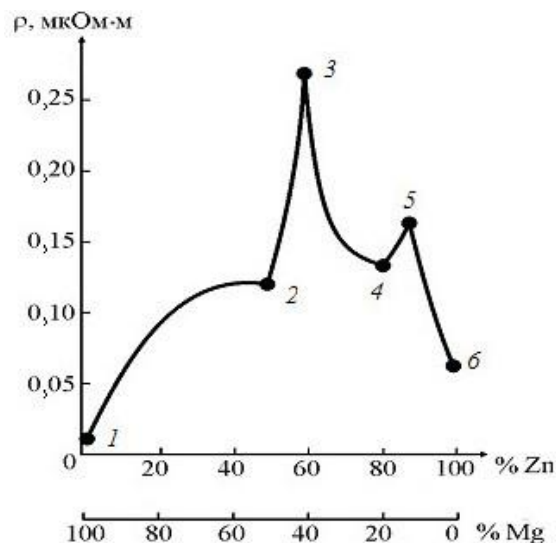


Рисунок 5.4. – Залежності ρ сплавів системи Mg–Zn від сполуки (в атомних частках): 1 – чистий Mg; 2 – інтерметалід MgZn; 3 – Mg_2Zn_3 ; 4 – $MgZn_4$; 5 – $MgZn_6$; 6 – чистий Zn

У тих випадках, коли за певних співвідношень компоненти сплаву утворюють один з одним явно виражені хімічні сполуки – інтерметаліди (дальтоніди), у концентраційних залежностях $\rho(T)$, а також у залежностях $TK\rho(T)$ спостерігаються сингулярні точки (рис. 5.4). Між цими точками для таких сплавів – бертолідів – графік опору ρ у функції від сполуки являє собою плавну криву. А. Ф. Іоффе показав, що багато інтерметалідів уже не є металами (з характерним для металів характером електропровідності), а електронними напівпровідниками.

Якщо ж сплав двох металів створює роздільну кристалізацію (тобто компоненти такого сплаву не утворюють твердого розчину, і кристалічна ґратка кожного з компонентів не спотворюється), то питомий опір ρ такого сплаву приблизно визначається арифметичним правилом змішування.

4. Теплопровідність металів

Теплота через метал передається здебільшого тими самими вільними електронами, що визначають і електропровідність металів. Теплопровідність металів велика, оскільки кількість електронів в одиниці об'єму металу дуже велика. Тому зазвичай значення коефіцієнта електронної теплопровідності λ металів багато більше, ніж λ діелектриків, де теплопровідність переважно фононна.

Очевидно, що за інших рівних умов, чим більша питома електрична провідність σ металу, тим більший і його коефіцієнт теплопровідності λ . З підвищенням температури, коли рухливість електронів у металі і відповідно його питома провідність σ зменшуються, відношення коефіцієнта теплопровідності металу до його питомої електричної провідності $\frac{\lambda}{\sigma}$ має зростати. Математично це виражається законом Відемана–Франца–Лоренца:

$$\frac{\lambda}{\sigma} = L_0 T,$$

де T – абсолютна температура; L_0 – число Лоренца, яке дорівнює:

$$L_0 = (\pi^2/3) (k_B/e)^2.$$

Підставляючи у формулу значення постійної Больцмана $k_B = 1,38 \cdot 10^{23}$ Дж/К і заряду електрона $e = -1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл, маємо для числа Лоренца $L_0 = 2,45 \cdot 10^{-8}$ В²/К². Закон Відемана–Франца–Лоренца для більшості металів добре підтверджується за температур, близьких до нормальної температури, або трохи підвищених. Наприклад, для міді за нормальної температури при $\sigma = 57 \cdot 10^6$ См/м і $\lambda = 390$ Вт/(м·К), дістаємо за температури $T = 293$ К параметр $L_0 = 2,54 \cdot 10^{-8}$ В²/К², що досить близький до теоретичного значення.

За нормальної температури для алюмінію $L_0 = 2,1 \cdot 10^{-8}$, для свинцю й олова – $2,5 \cdot 10^{-8}$, для заліза – $2,9 \cdot 10^{-8}$ В²/К².

Однак, за низьких температур, коефіцієнт Лоренца вже не залишається незмінним: так, для міді з охолодженням він проходить через мінімум, а з наближенням до абсолютного нуля знову стає близьким до теоретичного значення L_0 .

Лекція № 6

ТЕПЛОЄМНІСТЬ МЕТАЛІВ. ТЕРМОЕЛЕКТРОРУШІЙНА СИЛА. КОЕФІЦІЄНТ ЛІНІЙНОГО РОЗШИРЕННЯ ПРОВІДНИКІВ

1. Теплоємність металів.
2. Термоелектрорушійна сила.
3. Коефіцієнт лінійного розширення провідників.

1. Теплоємність металів

Метали, незважаючи на велику і майже не залежну від температури електронну теплопровідність, за звичайних умов ($T \sim 300$ К) мають дуже малу електронну питому *теплоємність* C_v . Теплоємність металу визначається коливаннями їхніх кристалічних ґраток – фононами. Проте електронний внесок у теплоємність металів зростає прямо пропорційно абсолютній температурі:

$$C_{el} = \zeta T.$$

Тому теплоємність електронного газу металу стає істотною як за дуже низьких (кріогенних) температур, так і за досить високих, коли фононний внесок у теплоємність «насичується» (рис. 6.1).

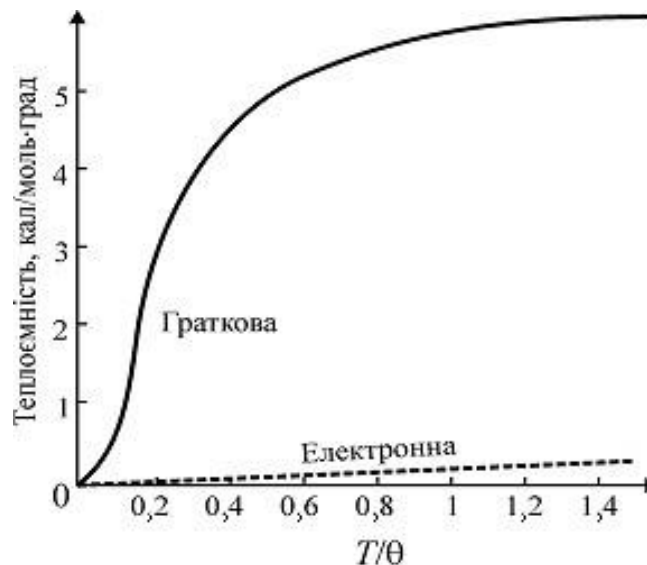


Рисунок 6.1 – Температурна залежність фононної і електронної теплоємності металу

2. Термоелектрорушійна сила

У разі з'єднання двох різних металів (або напівпровідників) між ними виникає контактна різниця потенціалів, зумовлена різницею значень роботи виходу електронів і значень концентрації вільних електронів дотичних металів.

Якщо температури точок дотику («спаїв», як часто говорять, маючи на увазі застосування розглянутого явища в термопарах) різні, то сума різниць потенціалів у замкнутому колі з двох (або більше) металів дорівнює нулю. Якщо ж один зі спаїв (для випадку кола з двох металів A і B) має температуру T_1 , а другий T_2 , причому $T_1 \neq T_2$, то між спаями виникає термо-ЕРС:

$$U = (k_B/e)(T_1 - T_2) \ln(n_A/n_B),$$

де n_A і n_B – концентрація вільних електронів у металах A і B відповідно; k_B і e – постійна Больцмана і заряд електрона.

Цю формулу можна записати у вигляді:

$$U = \alpha(T_1 - T_2),$$

де α – сталий для пари провідників коефіцієнт, названий *коефіцієнтом термо-ЕРС*).

Таким чином, термо-ЕРС має бути пропорційною різниці температур спаїв (рис. 6.2).

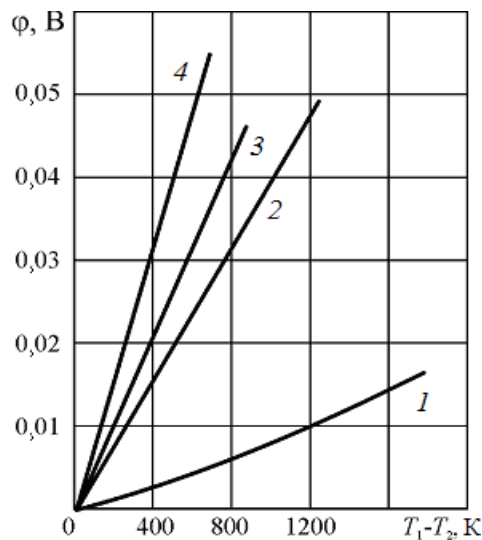


Рисунок 6.2. – Залежності термо-ЕРС потенціалу ϕ від різниці температур спаїв для термопар: 1 – платинородій-платина; 2 – хромель-алюмель; 3 – мідь-копель, 4 – хромель-копель

Термопару, складену з двох різних металів або сплавів, широко використовують для вимірювання температур. У термопарах застосовують провідники, що мають великий і стабільний коефіцієнт термо-ЕРС. Навпаки, у вимірювальних приладах і еталонних резисторах необхідно застосовувати провідникові метали і сплави з можливо меншим коефіцієнтом термо-ЕРС, щоб уникнути появи у вимірювальних схемах паразитних термо-ЕРС, що могли б спричинити похибки під час точних вимірювань.

3. Коефіцієнт лінійного розширення провідників

Коефіцієнт лінійного розширення провідників визначають як:

$$TK_l = l^{-1} dl/dT,$$

де l – довільний лінійний розмір виробу з матеріалу.

Дану характеристику необхідно знати з погляду сумісної роботи різних матеріалів, сполучених у тій або іншій конструкції. Нехтування цим знанням може призвести до розтріскування, або порушення вакуум-щільної сполуки зі стеклами, керамікою й іншими матеріалами у разі зміни температури і т. ін. Знання TK_l необхідне також для розрахунку температурного коефіцієнта електричного опору проводу

$$TK = TK_p - TK_l.$$

Для чистих металів зазвичай $TK_l < TK_p$, тобто для них можна вважати приблизно $TK_R = TK_p$. Однак для сплавів, що мають малий TK_p , дана формула має практичне значення.

Значення TK_l твердих металів зростає з підвищенням температури і наближенням до температури плавлення. Тому за нормальної температури легкоплавкі метали зазвичай мають порівняно високі, а тугоплавкі порівняно низькі значення TK_l .

Унаслідок деформації металів значно змінюється їхній електричний опір. Це явище використовують у **тензометрії**. Тензометричні сплави застосовують для датчиків деформації різних конструкцій (рис. 6.3) під дією механічних зусиль (зазвичай розтягання). Дія таких датчиків ґрунтується на зміні опору під час розтягання тензометричного елемента.



Рисунок 6.3. – Тензометричні датчики

Коефіцієнт тензочутливості визначають з виразу:

$$K_p = (\Delta R/R) : (\Delta l/l),$$

де $\Delta R/R$ – зміна опору R унаслідок деформації Δl елемента довжиною l . У більшості випадків $K_p = 1,6 - 2,2$, винятком є нікель, коефіцієнт якого $K_p = 10$.

Основним матеріалом для тензометричних датчиків, що працюють за порівняно невисоких температур, є константан. Для високотемпературних датчиків застосовують сплави системи Fe – Cr – Ni.

Механічні властивості провідників характеризуються границею міцності під час розтягання, відносним подовженням під час розриву, крихкістю, твердістю й іншими параметрами. Механічні властивості металевих провідників великою мірою залежать від механічного і термічного оброблення, наявності домішок і т. ін. Відпал призводить до істотного зменшення міцності та збільшення відносного подовження.

МОДУЛЬ 2. ЗАГАЛЬНА КЛАСИФІКАЦІЯ ОСНОВНИХ ВЛАСТИВОСТЕЙ НАПІВПРОВІДНИКІВ, ДІЕЛЕКТРИКІВ, МЕТАЛІВ.

Лекція №7

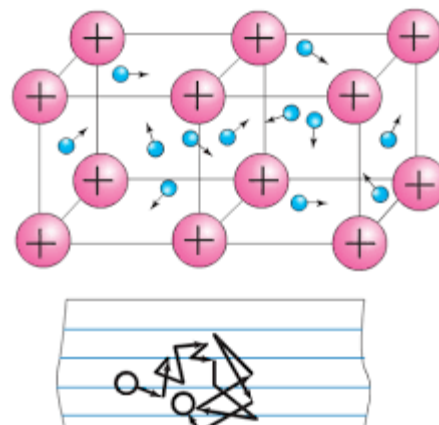
КЛАСИЧНА ЕЛЕКТРОННА ТЕОРІЯ МЕТАЛІВ. ЗАУВАЖЕННЯ ЩОДО ЗОННОЇ ТЕОРІЇ МЕТАЛІВ. ВПЛИВ МАГНІТНОГО ПОЛЯ

1. Класична електронна теорія металів
2. Зауваження щодо зонної теорії металів.
3. Вплив магнітного поля.

1. Класична електронна теорія металів

Класична електронна теорія металів розглядає провідник як систему, що складається з вузлів кристалічної іонної ґратки, усередині якої міститься електронний газ з усупільнених (вільних) електронів. У вільний стан від кожного атома металу переходить від одного до двох електронів. До електронного газу застосовувалися закони статистики звичайних газів.

Більшість металів мають щільнопаковані кристалічні ґратки: *кубічну ґратку з центром* і *гексагональну ґратку*. Перехідні тугоплавкі метали, такі, як Сг, Мо, W, V, Та, мають *кубічну об'ємноцентричну ґратку*. У кристалах цих елементів, крім звичайного металевого зв'язку, діє також і ковалентний зв'язок, зумовлений



електронами внутрішніх незаповнених оболонок.

Зазвичай метали – парамагнетики, але трапляються серед металів і діамагнетики, наприклад, Ag, Cu і деякі інші. Перехідні і рідкісноземельні метали Fe, Ni, Co та Gd – феромагнетики, а такі метали, як Cr – антиферомагнетики.

Висока електропровідність і теплопровідність металів, а також характерний металічний блиск свідчать про те, що електрони в металі поведуться, як вільні. До такого ж висновку приводить аналіз закону Ома: якою б малою не була напруга на ділянці металевого провідника, вона завжди викликає струм, сила якого пропорційна напрузі, причому коефіцієнт пропорційності $1/R$ такий самий, як і для великих значень струму і напруги.

Дослідження з визначення відношення заряду до маси носіїв заряду в металах підтвердили припущення про те, що електричний струм у металах зумовлений напрямленим упорядкованим рухом електронів під дією зовнішнього електричного поля.

Класична електронна теорія металів дала змогу аналітично описати і пояснити отримані експериментально основні закони електропровідності та втрат електричної енергії в металах. Виявилось можливим також пояснити і зв'язок між електропровідністю і теплопровідністю металів. Крім того, деякі експерименти підтвердили гіпотезу про електронний газ у металах, а саме те, що внаслідок скривлення траєкторії електронів у металевій пластинці, поміщеній в поперечне магнітне поле, виникає поперечна електрорушійна сила і змінюється електричний опір провідника.

На відміну від класичної електронної теорії в квантовій механіці припускається, що електронний газ у металах за звичайних температур перебуває в стані *виродження*. У цьому стані енергія електронного газу майже не залежить від температури, тобто тепловий рух майже не змінює енергії електронів. Тому на нагрівання електронного газу теплота не витрачається, що і виявляється під час вимірювання теплоємності металів. Уявляючи метал як систему, у якій позитивні іони скріплюються за допомогою вільно мобільних електронів, легко зрозуміти природу всіх основних властивостей металів: пластичності, ковкості, високих значень теплопровідності й електропровідності.

Фермі і Дірак застосували *принцип заборони Паулі* до електронного газу. У такому газі однакову швидкість і напрямок руху можуть мати не більше двох електронів. Електрони заповнюють усі дозволені стани за швидкістю (енергією), але вище, ніж цього вимагає принцип заборони, не піднімаються. Поверхня Фермі є межею між «заповненими» і «незаповненими» швидкостями в електронному газі; найвища «заповнена» швидкість є швидкістю Фермі, що позначається через V_F . Така теорія електронного газу в металі дозволяє успішно пояснити більшість електронних властивостей металів. Зокрема, принцип заборони пояснює малу теплоємність електронного газу. У процесі нагрівання металу електрони нижніх станів не можуть збільшити свою швидкість, оскільки стани, розміщені над ними, уже зайняті. Таким чином, термічно збуджуються тільки електрони зі швидкостями *поблизу поверхні Фермі* – лише вони можуть піднятися в незайняті стани, що вище над рівнем Фермі.

На енергетичному рівні Фермі ґрунтуються багато електрофізичних явищ у металах (і особливо в напівпровідниках). Для визначення кількості вільних носіїв заряду в металі або напівпровіднику необхідно знати кількість енергетичних рівнів (станів) у зоні провідності, фактично зайнятих електронами, і кількість вільних рівнів енергії (станів) у валентній зоні. Рівень Фермі – це такий енергетичний рівень, імовірність заповнення якого за температури, відмінної від абсолютного нуля, дорівнює $\frac{1}{2}$.

У металах за температури $T = 0$ рівень Фермі *поділяє зону провідності навпіл* – на заповнену частину зони і на порожню частину зони без яких-небудь енергетичних щілин між цими частинами.

Квантові ефекти виявляються в тому разі, коли концентрація частинок n більша від квантової концентрації n_q , за якої відстань між частинками близька

до довжини хвилі де Бройля, тобто коли хвильові функції частинок дотикаються, але не перекриваються. Ця ситуація відповідає металам. Унаслідок електростатичного відштовхування вільні електрони в металі ніколи не наближаються один до одного: кожен електрон оточений вільною порожниною, у яку інший електрон не може ввійти. Але ця порожнина частково заповнюється позитивним зарядом від кристалічної ґратки, тому цей заряд екранує електрон від усіх інших. Таким чином, завдяки електричній силі відштовхування електрони, рухаючись всередині металу, рідко зіштовхуються. Квантова концентрація залежить від температури.

За абсолютного нуля всі електронні стани з енергією, меншою за E_F , зайняті, а стани з енергією, більшою від E_F , вільні. *Енергія, яка розділяє вільні та зайняті стани за температури, що дорівнює абсолютному нулю, називається енергією Фермі*, а відповідна їй поверхня рівної енергії – *поверхнею Фермі*. На відміну від ідеального газу, у якому додаткова енергія поглинається всіма молекулами, у металі поглинене тепло передається лише відносно небагатьом частинкам поблизу фермі-поверхні. Ось чому для підвищення температури електронного газу потрібно значно менше тепла.

2. Зауваження щодо зонної теорії металів

Енергетична модель кристала розглядається на основі уявлень про енергетичний спектр атома, який безпосередньо пов'язаний з енергетичним спектром тих атомів, що входять у його структуру. Конкретні приклади утворення енергетичних зон, а також можливості накладення і перекриття зон розглянуто для порівняно простого металу натрію. Енергетичну діаграму атома натрію, що має 11 орбітальних електронів, які зрівноважують такої ж величини позитивний заряд ядра, показано на рис. 7.1. Перші два електрони натрію займають найнижчий енергетичний рівень $1s$ на K -оболонці. Третій і четвертий електрони займають наступний найбільш низький енергетичний рівень $2s$ (оболонка L_I), п'ятий електрон виявиться на найнижчому рівні, що залишився (оболонка L_{II}) і т. д. З рисунка видно, що на третьому рівні перебувають нібито шість електронів. Насправді це просто накладання трьох енергетичних рівнів, які настільки мало відрізняються за енергією від атомів з невеликим атомним номером, що їх не вдається зобразити розмежувальними лініями.

На найвищому рівні M_I (рис. 7.2) у незбуджений одиночний атом натрію містить тільки один валентний електрон (стан $3s$), і саме від нього залежать усі хімічні, електричні й оптичні властивості натрію. Інші 10 електронів розміщено настільки глибоко в енергетичній потенціальній ямі, що вони не можуть брати участі у звичайних хімічних або теплових процесах.

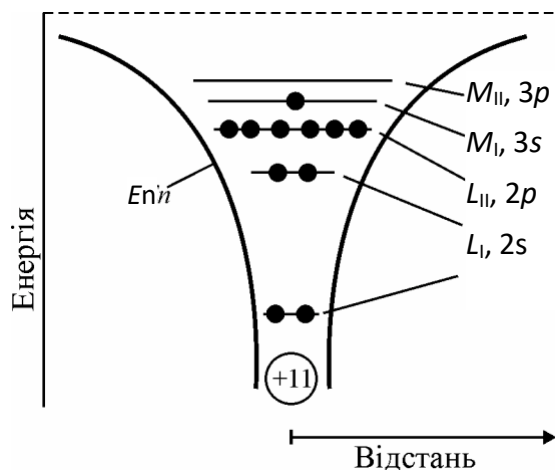


Рисунок 7.1 – Розміщення електронів в атомі натрію у незбудженому стані. Валентний електрон міститься на рівні 3s; K, L, M – позначення електронних оболонок

У разі утворення з окремих атомів *твердого тіла* енергетичну картину можна мати в першому наближенні, побудувавши криві потенціальної енергії ланцюжка атомів, розміщених один від одного на відстанях, що дорівнюють сталій кристалічної ґратки (рис. 7.2).

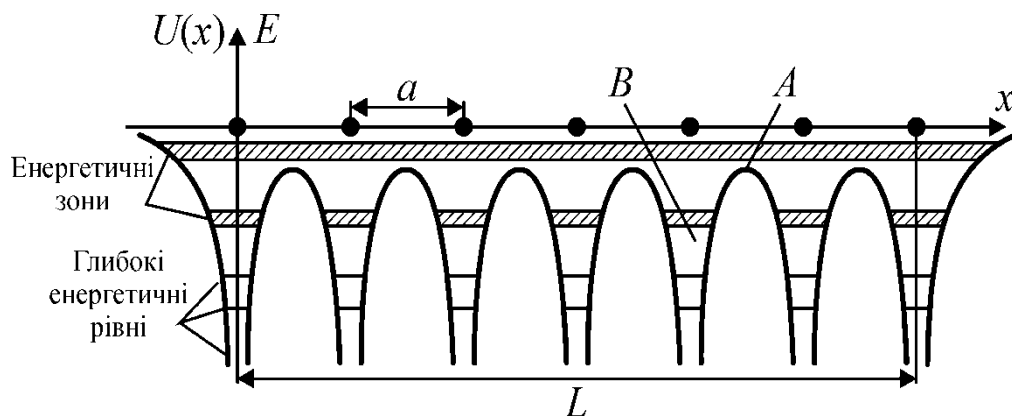


Рисунок 3.18 – Одновимірна енергетична модель кристала: a – міжатомна відстань; L – загальний розмір кристала; A – потенціальний бар'єр, що обмежує перехід електронів від одного атома до сусіднього; B – потенціальна яма

Спектри випромінювання твердих тіл є не лінійчасті, а суцільні: дискретні енергетичні рівні атомів розщеплюються й утворюють *зони*, що складаються з такої ж кількості окремих, але близько розміщених рівнів, скільки атомів у кристалічному тілі. У кристалі очікується стільки таких зон, скільки енергетичних рівнів в ізолюваному атомі цієї речовини.

Як можна бачити з рис. 7.3, валентна зона при цьому має N близько розміщених енергетичних рівнів і може вмістити $2N$ електронів відповідно до принципу Паулі. Тому й рівні валентної зони заповнені лише наполовину, оскільки відокремлений атом натрію має лише по одному електрону на кожному валентному рівні. Крім того, конкретно для натрію ширина розміщених високо зон така, що зони $3s$ і $3p$ перекривають одна одну. Внаслідок цього деякі електрони зі стану $3s$ переходять на нижні рівні зони $3p$, і тому обидві зони заповнюються спільно, поки не вичерпається весь запас електронів (інші енергетичні зони, розміщені вище за зони, що перекриваються, для спрощення на рисунку не показано). Валентна зона кристала натрію не цілком зайнята електронами. Самий верхній енергетичний рівень (E_p), який у металах за температури $T = 0$ зайнятий електроном, називають **рівнем Фермі**, E_F .

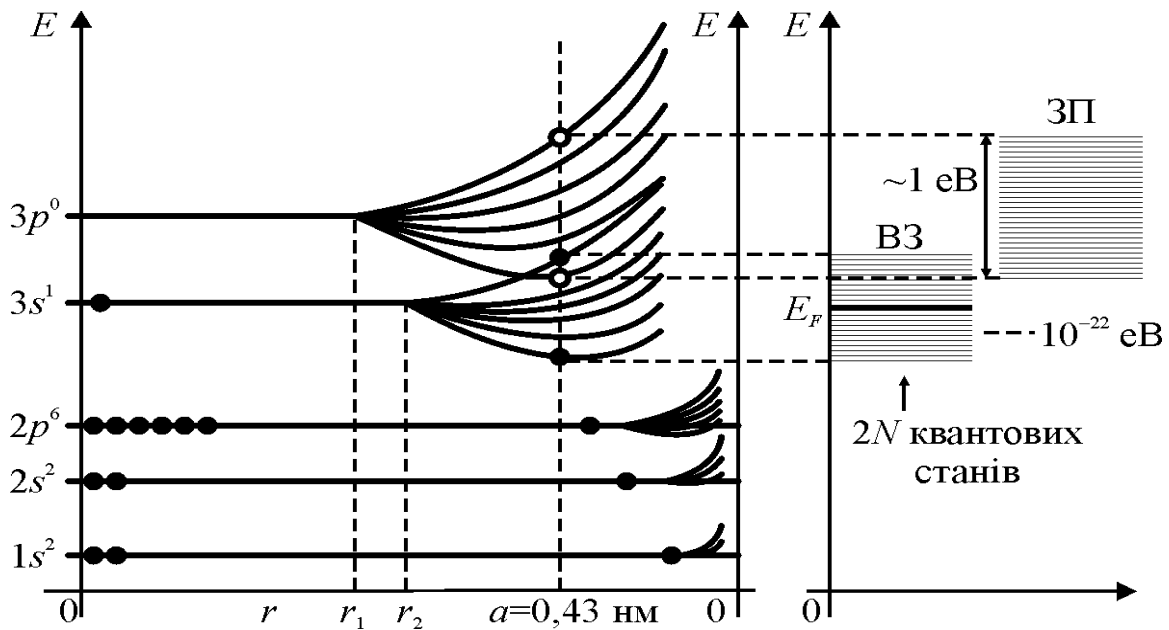


Рисунок 7.3 – Енергетичні спектри: *а* – окремого атома натрію; *б* – системи N атомів залежно від відстані між ними; ЗП – зона провідності; ВЗ – валентна зона

Якщо до кристала прикласти електричне поле, то електрони можуть змінювати свою енергію, переходячи з одного з дуже близько розміщеного рівня на інший. Такі електрони називають **вільними**. Вони, крім хаотичного теплового руху, переміщуються у напрямку, протилежному до електричного поля, що й зумовлює виникнення електричного струму.

Енергетичну діаграму кристала міді – **металевого** твердого тіла – зображено на рис. 7.4. Показано не тільки схему перекриття енергетичних зон міді, але й утворення енергетичних зон у разі зближення відокремлених атомів міді.

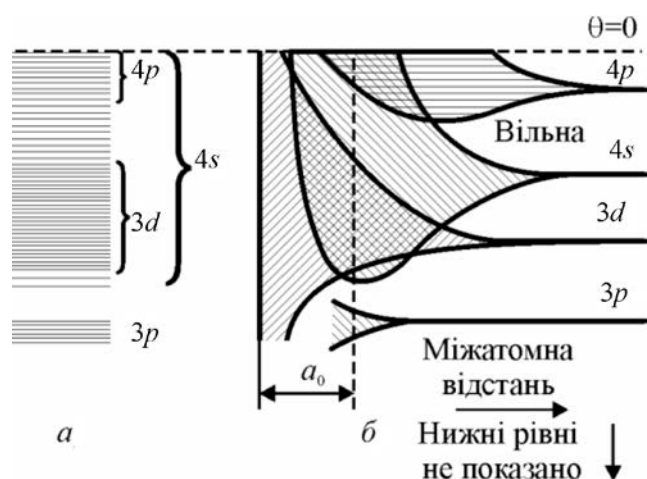


Рисунок 7.4. Перекриття енергетичних зон міді (а) і розщеплення енергетичних рівнів у разі зближення атомів міді (б); a_0 – стала ґратки (штрихування зон довільне)

У відокремленому *атомі* міді всі енергетичні рівні повністю заповнені включно до $3d$. На рівні $4s$, що міг би містити два електрони, перебуває тільки один валентний електрон у кожному атомі. У *кристалі* міді відповідно заповнені всі три верхні зони. Зона $4s$ заповнена до рівня, розміщеного трохи вище від рівня його перекриття верхнім краєм зони $3d$.

У розглянутих випадках валентна зона виявлялася або частково заповненою електронами (Na), або характеризувалася перекриттям енергетичних зон і утворенням більш широкої зони, частина рівнів якої залишилася незаповненою (Cu). У твердих тілах – металах, для яких характерні зазначені енергетичні діаграми, електрони вільні, і ці тіла є провідниками електричного струму.

Зі зближенням атомів й утворенням кристала електронні рівні енергії атомів завдяки їх взаємодії розщеплюються, утворюючи зони. Найінтенсивніше розщеплення відбувається в енергетичних рівнях зовнішніх (валентних) електронів, оскільки вони сильніше взаємодіють один з одним, ніж електрони з глибинних оболонок атома. Вигляд електронних спектрів кристалів залежить від особливостей атомних хвильових функцій частинок та від ступеня перекриття цих функцій під час зближення атомів у процесі утворення кристала.

Залежно від розміщення енергетичних зон, як показано на рис. 7.5, всі кристали розподіляються на діелектрики – з великою *забороненою зоною* в електронному спектрі ($\Delta E > 3$ еВ), на напівпровідники, де заборонена зона лежить у межах $3 \text{ еВ} > \Delta E > 0 \text{ еВ}$, на напівметали, у яких $\Delta E \approx 0$ еВ, і на метали, у яких зона провідності перекривається валентною зоною.

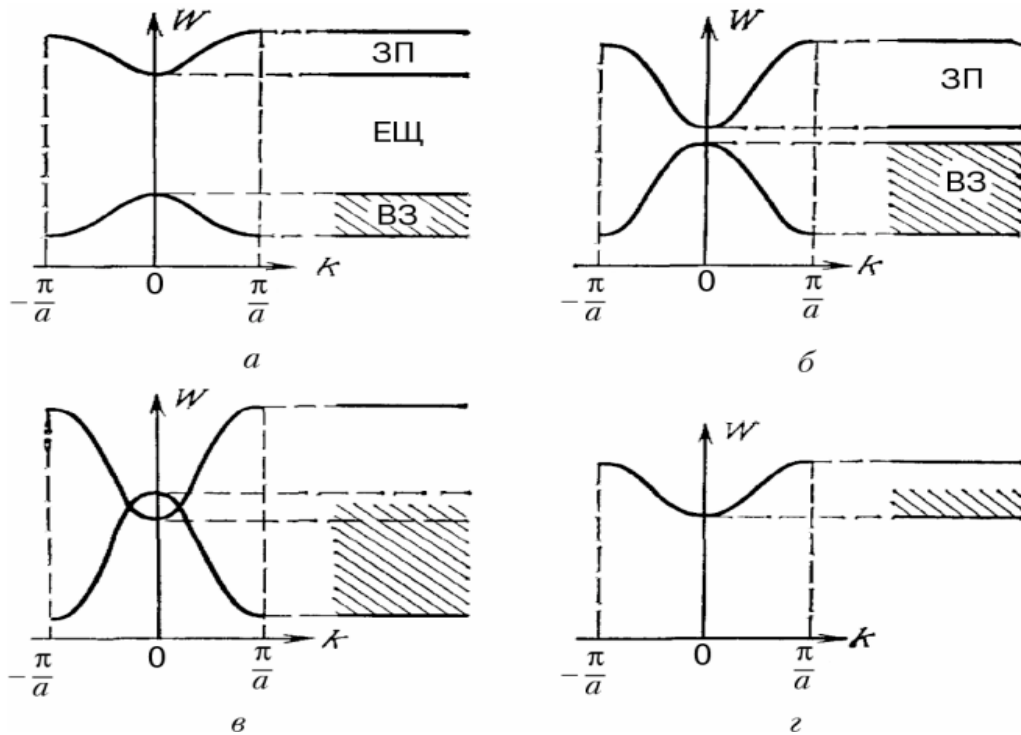


Рисунок 7.5 – Порівняння енергетичних зон діелектрика (а), напівпровідника (б), напівметалу (в) й металу (г)

Для металу характерним є те, що його здатність проводити електричний струм зменшується у разі підвищення температури. Це зумовлено тепловими коливаннями кристалічної ґратки. Електрони, що прискорюються, розсіюються на теплових коливаннях кристалічної ґратки, і тому швидкість електронів зменшується. Підвищення температури підсилює теплові коливання і тим самим скорочує вільний пробіг електронів між двома зіткненнями з коливаннями ґратки. Навпаки, зниження температури металу збільшує інтервали між зіткненнями як і *час релаксації*, що приводить до збільшення електропровідності.

Електропровідність будь-якого металу може бути обчислена, якщо відомі форма поверхні Фермі і час релаксації для всіх електронів на цій поверхні. Поверхня Фермі дозволяє оцінити провідність металом тепла або звуку за різних умов. Нарешті знання форми поверхні Фермі потрібне для пояснення кристалічної будови металу, поглинання і відображення світла, властивості надпровідності за низьких температур і багатьох інших фізичних властивостей.

3. Вплив магнітного поля

З властивостей металів слід відзначити ті, котрі кристал виявляє **в сильному магнітному полі**. Поки на електрон не діють ніякі зовнішні сили, він рухається у кристалі, і середня кінетична швидкість його руху досягає в

металах 10^6 м/с. Коли метал помістити в магнітне поле, то на електрон починає діяти сила Лоренца, напрямлена перпендикулярно до його швидкості.

Характер руху електрона провідності в магнітному полі можна визначити з урахуванням, по-перше, того, що магнітне поле не змінює енергії електрона (вектор сили Лоренца напрямлений перпендикулярно до вектора швидкості електрона), а по-друге, що на електрон, який рухається уздовж магнітного поля, сила Лоренца зовсім не діє. Траєкторія електрона в імпульсному просторі – це зазвичай замкнута крива, по якій електрон виконує періодичний циклічний рух (рис. 7.6). У деяких випадках траєкторія електрона прагне до нескінченності, і рух стає аперіодичним.

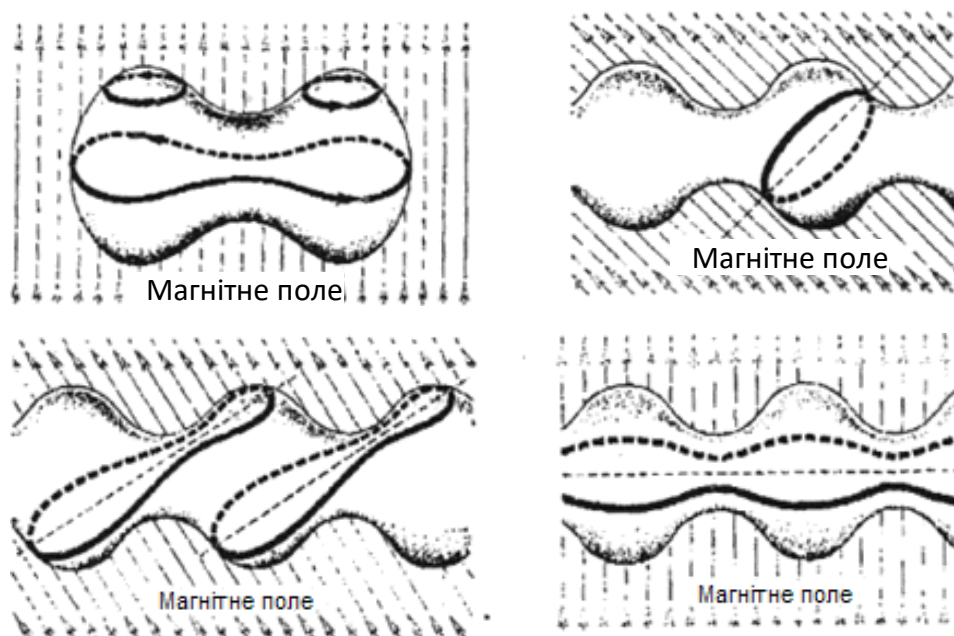


Рисунок 7.6 – Траєкторії електрона в імпульсному просторі – криві, що характеризують перетин поверхні Фермі площиною, перпендикулярною до напрямку магнітного поля (траєкторія замкнута – електрон робить по ній періодичний рух)

Магнітне поле і зіткнення. Характеризуючи рух електронів у магнітному полі, не можна нехтувати їх зіткненням з дефектами кристалічної ґратки, які завжди є в реальних кристалах. Зіткнення електрона з будь-яким порушенням періодичності змінює його траєкторію.

Щоб рух електрона в магнітному полі не ідеалізувати, характер цього руху має проявитися таким чином, щоб у результаті зіткнення квазічастинка не змінювала траєкторії надто швидко, тобто щоб зіткнення відбувалися досить рідко. Це означає, що період руху електрона в магнітному полі має бути набагато меншим за час між його двома послідовними зіткненнями, або **часу вільного пробігу**. У свою чергу, відстань між двома послідовними зіткненнями – **довжина вільного пробігу** – має значно перевищувати діаметр циклічної траєкторії електрона.

Період обертання електрона обернено пропорційний магнітному полю, і тому це поле має бути досить великим. Теплові коливання тим слабкіші, чим нижча

температура, і тому експерименти треба проводити за якомога нижчої температури. Розрахунки показують, що ці вимоги можуть задовольнити поля з напруженістю близько 10 000 ерстедів (E), якщо експерименти виконувати на спеціально приготовлених зразках металів за температури, близької до абсолютного нуля (зазвичай кілька абсолютних градусів).

Лекція №8

МЕХАНІЗМИ ПЕРЕНЕСЕННЯ ЕЛЕКТРИЧНОГО ЗАРЯДУ І ТЕПЛОТИ В МЕТАЛАХ

1. Рухливість носіїв заряду.
2. Ефект Холла.
3. Магнітоопір (або магніторезистивний ефект).
4. Перенесення теплоти у металах.

1. Рухливість носіїв заряду

Між прикладеною до металу різницею потенціалів і тим струмом, який спричиняє дія поля, існує пряма пропорційність – закон Ома. Записаний у диференціальній формі цей закон має вигляд

$$j = \sigma E.$$

Коефіцієнтом пропорційності між густиною струму j і напруженістю електричного поля E є питома провідність σ – густина струму в полі одиничної напруженості.

На основі закону Ома можна встановити, що *середня дрейфова швидкість електронів у провіднику пропорційна діючій на них силі*:

$$v_{\text{сер}} = (\sigma/e^2 n_e) e = u.$$

Величину $u = \sigma/e^2 n_e$ – швидкість частинки, зумовлену впливом одиничної напруженості поля, – називають **рухливістю**. Розмірність рухливості $u = \sigma/E$ дорівнює $u = \text{м}^2/(\text{с}\cdot\text{В})$; але при цьому почасти губиться фізичний зміст цієї одиниці. Якщо і далі поступитися фізичним змістом, то одиницю рухливості в системі СІ можна записати як $u = \text{Тл}^{-1}$, оскільки $\text{В}\cdot\text{с} = \text{Вб}$, а $\text{Вб}/\text{м}^2 = \text{Тл}$ (Тл – тесла, одиниця магнітної індукції в системі СІ).

Одиниця рухливості у системі СІ також буває незручна для інтерпретації: $u = \text{А}\cdot\text{с}^2\cdot\text{кг}^{-1}$. Навпаки, у гаусівській системі одиниць CGSE рухливість оцінюється одиницею с/г, що більш проста, і, отже, більш зрозуміла за змістом. Справді, рухливість характеризує лінійне збільшення швидкості v (м/с) під впливом сили f : $v = uf$. Оскільки сила $f = ma$ у системі СІ має розмірність Н = ньютон, що виражається в Гаусівській системі як $1\text{Н} = 10^3\text{г}\cdot 10^2\text{см}/\text{с}^2$, то і рухливість $u = v/f$ має просту розмірність: с/г.

Рухливість характеризує *силу опору середовища, через яку рухаються електрони*. Не будь цієї гальмівної сили електрони в електричному полі рухалися б з прискоренням (як у вакуумі), а не з постійною середньою швидкістю, як вони рухаються в кристалі. Таким чином, **рухливість – ступінь несвободи електронів** у кристалі.

Аналогія протікання струму в провіднику з рідиною, що тече по трубі, свідчить про те, що електрони в провіднику рухаються з «тертям». Таким

чином, є причини, що гальмують рух електронів усередині металу. Аналізуємо ці причини.

Рухливість u виражають через питому провідність σ , а провідність – через рухливість:

$$\sigma = n_e e^2 u.$$

Потребу виражати одну характеристику металу (провідність σ) через дві інші (n_e й u) зумовлено тим, що кожна з них визначає істотно різні **незалежні характеристики** металевого стану. Справді, кількість вільних електронів в одиниці об'єму n_e майже не змінюється зі зміною температури, вона мало залежить від стану зразка металу (монокристал або полікристал, дуже чистий або з невеликою кількістю домішки).

Інший параметр – рухливість u – може змінюватися в сотні й тисячі разів зі зміною тільки температури. Крім того, очищення металу від домішок також у багато разів збільшують рухливість. Важливо відзначити, що обидві характеристики – і кількість електронів в одиниці об'єму n_e , і рухливість u – допускають незалежне вимірювання.

2. Ефект Холла

Одним з найбільш прийнятних методів вимірювання **концентрації електронів** n_e у провіднику є метод, у якому використовується ефект Холла – виникнення різниці потенціалів у пластині, поміщеній в магнітне поле, коли по ній тече струм (рис. 1.23).

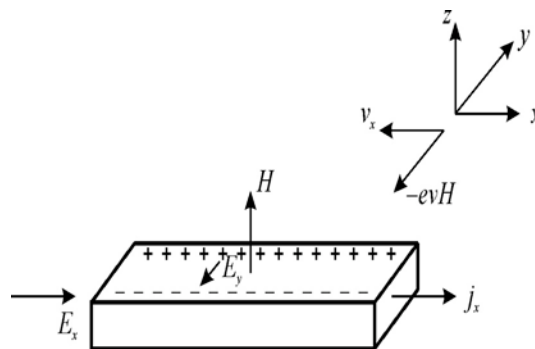


Рисунок 8.1. Схема експерименту Холла

Причина ефекту Холла полягає в тому, що з боку електричного і магнітного полів на електрон діє сила Лоренца

$$f_{\text{Лор}} = e (\mathbf{E} + [\mathbf{v} \mathbf{B}]),$$

під впливом якої електрон прагне рухатися в напрямку, перпендикулярному до векторів \mathbf{E} і \mathbf{B} . Оскільки в цьому напрямку провідник розімкнутий, то й перерозподіл зарядів призводить до появи гальмівної сили – напруженості поля в напрямку осі y (осі координат позначено на рис. 8.1).

Після перетворень:

$$E_y = (1/n_e e c) j.$$

Оскільки заряд електрона e і швидкість світла c відомі, а параметри j і H можна вимірювати безпосередньо, то дана формула дозволяє визначити кількість електронів в одиниці об'єму провідника. Подібні вимірювання показують, що в металах – добрих провідниках – густина електронів досягає $n_e \sim 10^{23} \text{ см}^{-3}$. Найбільша густина електронів спостерігається в берилії ($n_e \sim 2,5 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-3}$) і алюмінії ($1,8 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-3}$); найменша густина – у цезії ($9 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$) і рубідії ($1,1 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$). У метали, що має найвищу провідність, – у сріблі – $n_e = 5,9 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$. Відповідність густини електронів густині іонів підтверджує зроблені вище висновки: від кожного атома металу відірвався і вільно рухається по кристалу один (або декілька) електронів. Це ще один доказ відносної «вільності» електронів у металах, особливо якщо врахувати, що наведені дані про концентрації електронів узгоджуються не тільки з електричними, але і з іншими вимірюваними (наприклад, електронної теплоємності).

Знаючи кількість електронів в одиниці об'єму, можна обчислити рухливість електронів у металі. Для міді, наприклад, $u = 2 \cdot 10^{13} \text{ с/г}$ за кімнатної температури (електрони міді – одні з найбільш рухливих електронів у металах за нормальних умов). Якщо ж порівнювати цю рухливість з рухливістю електронів тієї ж міді, але за дуже низьких температур, то рухливість $2 \cdot 10^{13} \text{ с/г}$ дуже мала. Близько абсолютного нуля рухливість електронів у тисячі разів більша.

3. Магнітоопір (або магніторезистивний ефект)

Магнітоопір – зміна електричного опору матеріалу в магнітному полі. У загальному випадку завжди спостерігається ефект деякої зміни струму під час проходження крізь досліджуваній зразок за незмінної електричної напруги, але в разі зміни магнітного поля. Усі речовини тією чи іншою мірою володіють магнітоопором. У напівпровідниках відносна зміна опору може бути в сотні разів більшою, ніж у металах. Тобто в «нормальних» металах магніторезистивний ефект виражений слабкіше.

Магнітоопір речовини залежить і від орієнтації зразка відносно магнітного поля, оскільки магнітне поле не змінює проекції швидкості частинок на напрямок магнітного поля, але завдяки силі Лоренца закручує траєкторії в площині, перпендикулярній до магнітного поля. Це пояснює, чому поперечне поле діє сильніше від поздовжнього.

Пояснити цей ефект можна, якщо розглянути траєкторії заряджених частинок у магнітному полі. Нехай крізь зразок проходить струм j_x уздовж осі x (рис. 8.1). Електрони мають теплову швидкість i , оскільки електронний газ є вирожденним, то середня швидкість електронів дорівнює ферміївській швидкості (швидкості частинок на рівні Фермі), яка суттєво перевищує швидкість їх напрямленого руху (дрейфу). Без магнітного поля носії заряду рухаються прямолінійно між двома зіткненнями.

Теплопровідність виникає через різницю температур у різних частинах речовин і приводить до вирівнювання температури. Механізм передавання теплової енергії полягає в безпосередньому передаванні енергії частинками (атомами, молекулами, іонами та ін.), що мають більшу енергію, частинкам з меншою енергією. Відповідно до закону Фур'є густина теплового потоку Q пропорційна градієнту температури:

$$Q = -\lambda \operatorname{grad} T,$$

де λ – коефіцієнт теплопровідності.

У твердих тілах явище теплопровідності можна пояснити на підставі уявлення про тверде тіло як об'єкт, наповнений «газом квазічастинок» – фононів, магнонів і т. ін.). У метали, крім фононів, теплота переноситься здебільшого «газом» вільних електронів, причому електронний механізм перенесення теплоти в нормальних умовах домінує. У будь-якому газі його частинки переносять тепло від гарячої стінки до холодної.

Довжини пробігу бувають різні. Під час електроперенесення заряду електрони, не втрачаючи самого заряду, втрачають під час зіткнень *напрямом* руху відносно прикладеного електричного поля E . У цьому випадку довжину вільного пробігу позначають через l .

Довжина вільного пробігу у разі втрати електроном тепла l_T враховує, скільки *енергії* втрачає електрон з кожним зіткненням. Довжина вільного пробігу (без індексу), що входить у вираз для електропровідності, – це довжина вільного пробігу в разі втрати напрямку руху. У загальному випадку величини l і l_T можуть розрізнятися. Їх розбіжність оцінюють співвідношенням:

$$\lambda/\sigma T = (\pi^2 k_B^2 / 3e^2) \cdot (l_T/l).$$

$$\lambda/\sigma T = (\pi^2 k_B^2 / 3e^2) \cdot (l_T/l).$$

Відношення теплопровідності до добутку σT залежить від виду металу і температури. Але за звичайних температур (кімнатних і вищих) l з великою точністю дорівнює l_T , а відношення $\lambda/\sigma T$ виявляється сталою величиною, що не залежить ні від температури, ні від сорту металу. Воно становить $\pi^2 k_B^2 / 3e^2$ і називається числом Лоренца.

Висновок про сталість відношення $\lambda/\sigma T$ для різних металів, отриманий експериментально, називають законом Відемана–Франца. Цей закон доводить правильність наведених вище міркувань про електронні властивості металів.

Дослідження електропровідності і теплопровідності металів за низьких температур показали, що закон Відемана–Франца не універсальний. Це не суперечить основним уявленням про електронні властивості металів. Виявлення відхилень від закону Відемана–Франца – ще одне свідчення правильності теорії, оскільки l_T відрізняється від l . Експеримент показує, коли ця розбіжність найбільш істотна, а теорія з'ясовує її причину.

Лекція № 9

ОСНОВНІ ВЛАСТИВОСТІ ДІЕЛЕКТРИКІВ.

1. Поляризація діелектриків.
2. Сегнетоелектрики.
3. Пізоелектрики. Пізоелектричні перетворювачі. Піроелектрики.

1. Поляризація діелектриків.

Діелектриками (або ізоляторами) називаються речовини, які в нормальних умовах не проводять електричний струм. Насправді реальні діелектрики, хоч і дуже погано, але проводять електричний струм. Їхній питомий опір досягає 10^{15} Ом·м, що в $10^{15} \div 10^{20}$ разів більше ніж питомий опір провідників.

В діелектриках за нормальних умов майже відсутні вільні електричні заряди. Заряджені частинки в діелектриках зв'язані в атомах, молекулах чи в кристалічній ґратці. В зовнішньому електричному полі заряджені частинки можуть зміщуватись на невеликі відстані в межах атомів, молекул чи відносно вузлів кристалічної ґратки, тобто поляризуватись, але не можуть переміщуватись по всьому об'єму діелектрика.

Всі діелектрики можна розділити на три типи: неполярні діелектрики, полярні діелектрики та іонні кристали.

Неполярними називаються діелектрики, в молекулах яких центри розподілу позитивних і негативних зарядів співпадають. В зовнішньому електричному полі центри позитивних і негативних зарядів (електронів) зміщуються в протилежних напрямках, що приводить до виникнення дипольного моменту. При цьому виникає внутрішнє електричне поле, яке частково компенсуватиме зовнішнє. Поляризація таких діелектриків називається електронною (рис. 9.1). До неполярних діелектриків відносяться гази H_2 , N_2 , H_2 , N_2 , O_2 , CO_2 , CH_4 та інші.

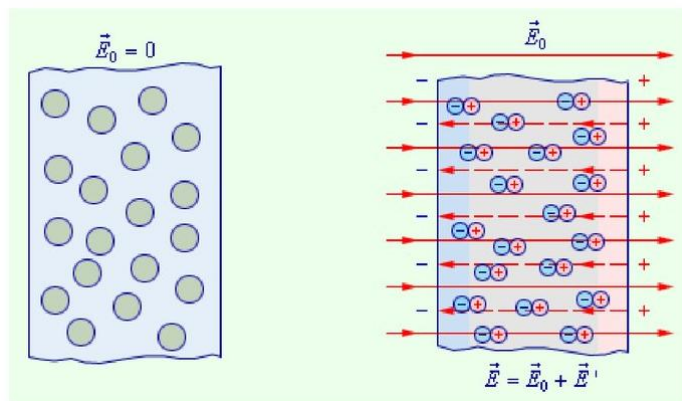


Рисунок 9.1 – Електронна поляризація діелектриків

Полярними називаються діелектрики, в молекулах яких центри розподілу позитивних і негативних зарядів не співпадають. Молекули таких діелектриків можна вважати електричними диполями. При відсутності зовнішнього електричного поля внаслідок теплового руху дипольні моменти молекул орієнтовані хаотично. Тому сумарний дипольний момент і електричне поле в довільному макроскопічному об'ємі діелектрика рівне нулю. В зовнішньому електричному полі диполі молекул будуть повертатись орієнтуючись вздовж силових ліній поля. Внаслідок цього виникне внутрішнє електричне поле, яке частково компенсуватиме зовнішнє. Поляризація таких діелектриків називається орієнтаційною (рис.9.2). До полярних діелектриків відносяться гази SO_2 , H_2S , NH_3 , рідини H_2O , HCl , C_6H_6 та інші речовини.

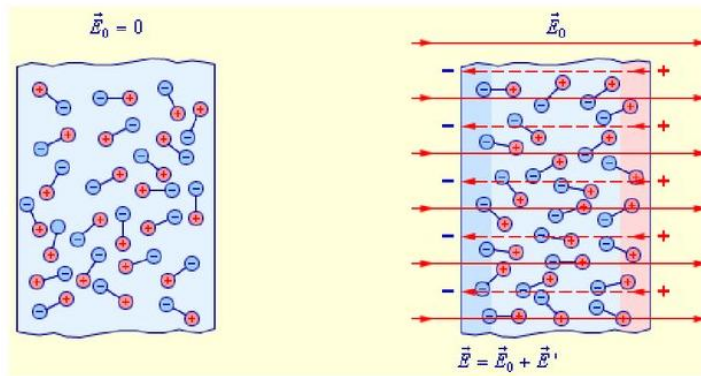


Рисунок 9.2 – Орієнтаційна поляризація діелектриків

Всі діелектрики при поляризації деформуються. Це явище називається електрострикцією.

Помістимо діелектрик в електричне поле плоского конденсатора (рис. 9.3). Внаслідок поляризації діелектрика на його протилежних поверхнях виникнуть зв'язані електричні заряди протилежних знаків з поверхневою густиною $+\sigma_p$ і $-\sigma_p$. В об'ємі діелектрика позитивні і негативні заряди будуть взаємно компенсувати один одного. Однак, кожна молекула діелектрика буде мати деякий дипольний момент \vec{p}_i .

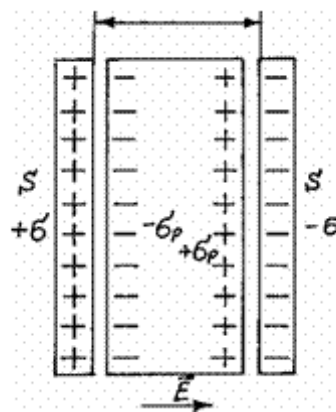


Рисунок 9.3 – Діелектрик в електричному полі плоского конденсатора

Вектором поляризації називається векторна сума електричних дипольних моментів молекул одиниці об'єму поляризованого діелектрика

$$\vec{P} = \frac{1}{V} \sum_{i=1}^n \vec{p}_i,$$

де n – число молекул в об'ємі V .

Експериментально встановлено, що дипольний момент неполярних молекул прямо пропорційний до напруженості електричного поля.

Можна показати, що для більшості діелектриків:

$$\vec{P} = \varepsilon_0 \chi \vec{E},$$

де χ – діелектрична сприйнятливість або поляризованість одиниці об'єму діелектрика.

У випадку слабкого електричного поля ця формула справедлива і для полярних діелектриків.

Напруженість результуючого електричного поля у діелектрику рівна

$$\vec{E} = \vec{E}_0 - \vec{E}_p,$$

де \vec{E}_0 – напруженість електричного поля при відсутності діелектрика,

\vec{E}_p – напруженість поля, створеного поляризаційними зарядами.

Поляризаційні заряди на протилежних гранях діелектрика утворюють дві паралельні різнойменно заряджені площини з поверхневою густиною заряду σ_p . Тому напруженість поля поляризаційних зарядів рівна

$$E_p = \frac{\sigma}{\varepsilon_0}.$$

Водночас:

$$E_p = \chi E.$$

Отримаємо остаточно:

$$E = E_0 - \chi E; \quad E = \frac{E_0}{1 + \chi}.$$

Діелектричною проникністю середовища називається фізична величина, рівна відношенню напруженості електричного поля у вакуумі до напруженості електричного поля у середовищі при інших однакових умовах

$$\varepsilon = \frac{E_0}{E}.$$

Між індукцією та напруженістю електричного поля існує зв'язок

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

Тому

$$\vec{D} = (1 + \chi)\varepsilon_0\vec{E} = \varepsilon_0\vec{E} + \varepsilon_0\chi\vec{E};$$

$$\vec{D} = \varepsilon_0\vec{E} + \vec{P}.$$

Полярні молекули діелектрика в електричному полі повертаються і орієнтуються вздовж силових ліній поля. Поряд з цим відбувається і електронна деформаційна поляризація молекул. Тому діелектрична проникність полярних діелектриків складається з орієнтаційної частини і деформаційної частинки, яка набагато менша від орієнтаційної.

2. Сегнетоелектрики

Серед великої кількості діелектриків зустрічаються такі, які мають дуже великі значення діелектричної проникності. Ці діелектрики називаються сегнетоелектриками. Їхня назва походить від назви одного із цих діелектриків – сегнетової солі (подвійна натрієво-калієва сіль винної кислоти $\text{NaKC}_4\text{H}_4\text{O}_6 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$). Діелектрична проникність сегнетової солі при кімнатній температурі досягає 10000. До сегнетоелектриків належать також титанат барію BaTiO_3 , титанат свинцю PbTiO_3 , ніобат літію LiNbO_3 , дигідрофосфат калію KH_2PO_4 та інші. Усі сегнетоелектрики мають кристалічну будову, причому їхня кристалічна ґратка не має центру симетрії.

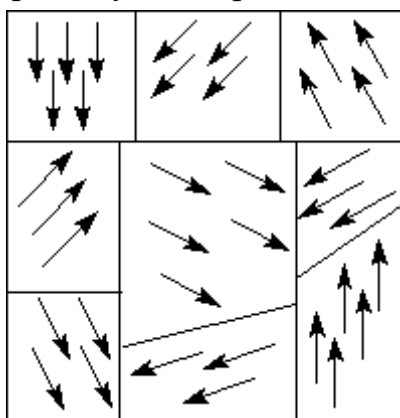


Рисунок 9.4 – Доменна структура сегнетоелектрика

Висока діелектрична проникність сегнетоелектриків пов'язана з наявністю в них самовільних (спонтанних) поляризованих областей при відсутності зовнішнього електричного поля. Ці області спонтанної поляризації називаються доменами. У сусідніх доменах орієнтація дипольних моментів різна. Тому вектор поляризації великого кристалу сегнетоелектрика в середньому рівний нулю і при відсутності зовнішнього електричного поля сегнетоелектрик є неполяризований (рис. 9.4). Якщо сегнетоелектрик внести в зовнішнє електричне поле, то вектори поляризації доменів встановлюються в напрямі, близькому до напрямку поля і сегнетоелектрик поляризується в

цілому. Між вектором поляризації сегнетоелектрика \vec{P} і напруженістю зовнішнього електричного поля \vec{E} існує складна залежність, яка називається діелектричним гістерезисом (запізненням) (рис. 9.5).

Із збільшенням напруженості зовнішнього електричного поля величина вектора поляризації зростає і потім досягає насичення. Якщо після цього напруженість електричного поля зменшувати і довести до нуля, то величина вектора поляризації буде зменшуватись із запізненням і досягне деякого залишкового значення. Залишкова поляризація зникне лише при накладанні певного електричного поля протилежного напрямку. Напруженість поля, при якій усувається залишкова поляризація даного діелектрика, називається його коерцитивною силою. Аналогічно є залежність вектора поляризації від напруженості електричного поля і при його зворотному напрямку.

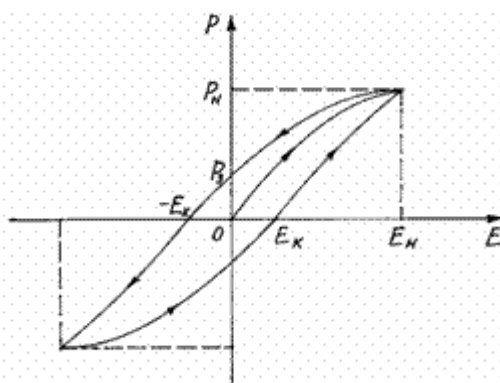


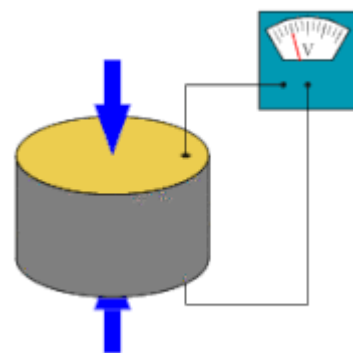
Рисунок 9.5 – Діелектричний гістерезис

Діелектрична проникність сегнетоелектриків суттєво залежить від температури. Її високе значення проявляється лише в певному температурному інтервалі. Температура, вище і нижче від якої сегнетоелектричні властивості значно послаблюються, називається точкою Кюрі. Коли температура сегнетоелектрика досягає точки Кюрі, зростає тепловий рух частинок, порушується орієнтація дипольних моментів в областях спонтанної поляризації, домени руйнуються і сегнетоелектрик перетворюється в звичайний діелектрик.

Перетворення сегнетоелектриків у точці Кюрі в звичайні полярні діелектрики відбувається без будь-якого виділення прихованої теплоти і є фазовим переходом другого роду.

3. П'єзоелектрики. П'єзоелектричні перетворювачі. Піроелектрики

Під час поляризації під дією електричного поля різнойменно заряджені частинки в діелектрику зміщуються в протилежних напрямках, що приводить до його деформації. Це явище називається електрострикцією. Значна



електрострикція проявляється в сегнетоелектриках, в кристалах кварцу та інших діелектриках. Цим діелектрикам властиве і зворотнє явище. Якщо діелектрик деформувати то на гранях перпендикулярних до напрямку деформації виникають протилежні за знаком заряди. Це явище називається п'єзоелектричним ефектом.

Явище електрострикції і п'єзоелектричний ефект знайшли широке застосування в електромеханічних перетворювачах, випромінювачах і приймачах звуку, ультразвуку, стабілізаторах електромагнітних коливань, тощо.

Існують діелектрики, які здатні тривалий час зберігати стан поляризації. Такі діелектрики називаються електретами. Поляризовані електрети є електричними аналогами постійних магнітів. Вони використовуються як джерела постійного електричного поля в схемах телефонного зв'язку, електрометрах, дозиметричних радіаційних приладах, тощо.

Піроелектричний ефект - поява електричних зарядів на поверхні деяких кристалів (піроелектриків) при їх нагріванні або охолодженні. Один кінець піроелектрика при нагріванні заряджається позитивно, а при охолодженні - негативно, інший - навпаки. Інтенсивність електризації максимальна, якщо швидкість зміни температури вище швидкості релаксації заряду. Поява зарядів на поверхні піроелектрика пов'язана зі зміною існуючої в ньому поляризації при зміні температури кристала. Піроелектрик - діелектрик, що володіє спонтанною поляризацією, тобто поляризацією під час відсутності електричного поля та ін. зовнішніх впливів. Спонтанна поляризація - результат розбіжності "центрів тяжіння" позитивних і негативних зарядів.

Типовий піроелектрик - турмалін; в ньому при зміні температури на 1 К виникає електричне поле $E \approx 10^6$ В/м. Зміна поляризації в кристалі може відбуватися під дією механічної напруги (п'єзоелектричний ефект). Все піроелектрики є п'єзоелектриками, але не навпаки; деякі піроелектрики мають сегнетоелектричні властивості.

Крім прямого існує зворотний піроелектричний ефект. Він полягає в тому, що зміна електричного поля при відсутності підведення або відведення тепла (адіабатичний процес) супроводжується зміною температури піроелектричного кристала.

Піроелектричний ефект використовується, наприклад, для виявлення інфрачервоного випромінювання при зміні температури з точністю до 10^{-6} К.

Лекція №10

ОСНОВНІ ВЛАСТИВОСТІ НАПІВПРОВІДНИКОВИХ МАТЕРІАЛІВ

1. Основні властивості напівпровідникових матеріалів.
2. Електропровідність напівпровідників та основні методи її вимірювання.
3. Електронно - дірковий перехід (p-n перехід).
4. Термоелектричні явища в напівпровідниках.
5. Фотопровідність напівпровідників.
6. Вплив деформацій на провідність напівпровідників.

1. Основні властивості напівпровідникових матеріалів

До напівпровідників належить велика група речовин з електронною електропровідністю, що за своєю питомою провідністю займає проміжне місце між провідниками й діелектриками. При кімнатній температурі питомий опір напівпровідникових матеріалів перебуває в межах 10^{-6} – 10^9 Ом·см. Напівпровідники змінюють свої властивості під впливом зовнішніх факторів (температури, електричних і магнітних полів і т.д.). Крім того, властивості напівпровідників істотно залежать від різного роду домішок, що існують в речовині. При нагріванні напівпровідників у досить широкому діапазоні температур спостерігається зменшення опору.

Залежно від ступеня чистоти напівпровідники розділяють на власні й домішкові.

Власний – це такий напівпровідник, в якому при даній температурі можна знехтувати впливом домішок. Відповідно до зонної теорії напівпровідник при температурі абсолютного нуля можна розглядати як ідеальний діелектрик, у якого валентна зона повністю заповнена, а зона провідності вільна. Процес електропровідності повністю відсутній у зв'язку з наявністю забороненої зони. При підвищенні температури зростає ймовірність того, що деякі електрони зможуть подолати потенційний бар'єр і перейти в зону провідності. Кожний перехід електрона в зону провідності супроводжується утворенням дірки у валентній зоні. Наявність дірок у валентній зоні дозволяє електронам брати участь у процесі електропровідності в результаті переходів на більш високі

енергетичні рівні. Такі переходи можна подати як рух дірок, що мають позитивний заряд і деяку ефективну масу. Одночасно з генерацією в напівпровіднику протікає процес рекомбінації, тобто повернення електрона у валентну зону й зникнення пари носіїв заряду. У результаті цих процесів у напівпровіднику встановлюється рівноважна концентрація електронів n_0 і дірок p_0 при будь-якій температурі. У власних напівпровідниках рівноважні концентрації електронів n_i і дірок p_i рівні між собою:

$$n_i = p_i; \quad n_i + p_i = 2n_i.$$

Домішковим називають напівпровідник, електрофізичні властивості якого визначаються в основному домішками. Як правило, домішки створюють додаткові рівні в забороненій зоні.

Коли домішкові атоми перебувають у вузлах кристалічних решіток, вони називаються домішками заміщення, а якщо в міжвузловому просторі - домішками впровадження.

Домішки можуть поставляти електрони в зону провідності напівпровідника або приймати їх з рівнів валентної зони. Коли домішкові рівні розташовані в забороненій зоні поблизу нижнього краю зони провідності, то під впливом зовнішніх факторів електрони з домішкових рівнів можуть переходити у вільну зону й брати участь у процесі електропровідності. При цьому витрачається значно менше енергії, ніж необхідно для іонізації власних атомів напівпровідника.

Домішки, які поставляють електрони в зону провідності напівпровідника, називаються *донорами*. У таких матеріалах концентрація електронів перевищує концентрацію дірок, тому вони називаються напівпровідниками *n-типу*.

У ряді випадків введення домішок створює незаповнені рівні в забороненій зоні поблизу верхньої межі валентної зони. Електрони можуть із валентної зони під дією теплової енергії перейти на вільні домішкові рівні, але участі в процесі електропровідності вони не беруть у зв'язку з роз'єднаністю атомів домішок. Концентрація дірок у таких напівпровідниках вище концентрації електронів, тому вони називаються напівпровідниками *p-типу*. Домішки, які захоплюють електрони з валентної зони, одержали назву *акцепторів*.

У напівпровідниках можуть одночасно перебувати як донорна, так і акцепторна домішки. Такі напівпровідники називають *компенсованими*.

2. Електропровідність напівпровідників та основні методи її вимірювання

У власному напівпровіднику носіями зарядів є вільні електрони й дірки, концентрації яких однакові. Густина електронної складової струму, що протікає в напівпровіднику під впливом зовнішнього електричного поля визначається за формулою

$$j = qn_e v_d,$$

де q – заряд електрона ($1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл);

n_e – концентрація електронів у зоні провідності, м^{-3} ;

v_n - середня швидкість упорядкованого руху електронів (дрейфова швидкість).

За законом Ома:

$$j = \sigma E ,$$

де σ - питома електропровідність напівпровідника $\sigma = qn_e\mu$, обумовлена електронами, См/м , μ - коефіцієнт пропорційності, який називають *рухливістю носія заряду*, $\text{м}^2/\text{В}\cdot\text{с}$.

Аналогічно визначається складова густини струму, обумовлену дірочною електропровідністю.

Сумарна густина струму через власний напівпровідник

$$j = j_n + j_p = (q \cdot n_e \cdot \mu_e + q \cdot n_p \cdot \mu_p)E.$$

Питома електрична провідність власного напівпровідника визначається за формулою:

$$\sigma_i = \sigma_n + \sigma_p = q \cdot n_i (\mu_n + \mu_p),$$

де n_n і p_p – концентрація основних носіїв заряду електронів і дірок відповідно.

Для власного напівпровідника електропровідність залежить від температури:

$$\sigma_i = \sigma_0 e^{-\Delta E / (kT)},$$

де ΔE - ширина забороненої зони;

k – стала Больцмана;

T - абсолютна температура;

σ_0 - множник, що не залежить від температури й виражає провідність, коли всі валентні електрони перейшли в зону провідності.

Прологарифмувавши вираз, одержимо:

$$\ln \sigma = \ln \sigma_0 - \frac{\Delta E}{k} \frac{1}{T}.$$

Ця залежність у напівлогарифмічному масштабі показана на рис. 10.1.

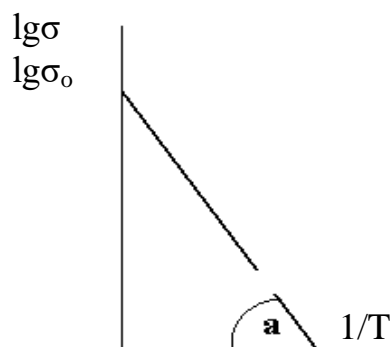


Рисунок 10.1 – Залежність електропровідності від температури для власного напівпровідника

На рис.10.2 показана температурна залежність електропровідності для напівпровідників з різною концентрацією домішки.

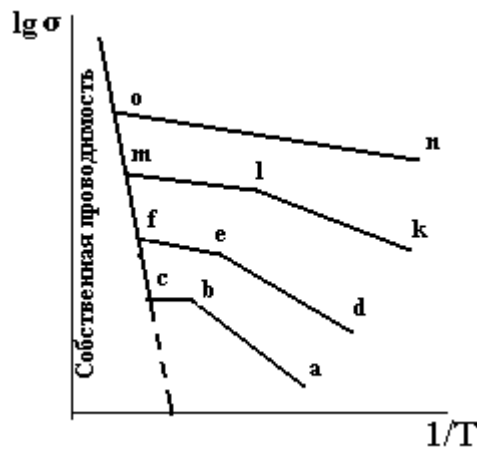


Рисунок 10.2 – Залежність електропровідності від температури для напівпровідника з різною концентрацією домішок

При підвищенні температур спостерігається зростання питомої провідності, що пояснюється збільшенням концентрації вільних носіїв заряду в результаті іонізації домішки (ділянки ab, de, kl). Зі збільшенням концентрації домішки енергія іонізації зменшується і відповідно зменшується нахил кривих до осі абсцис. При подальшому підвищенні температури настає виснаження домішки - повна її іонізація. У цих умовах концентрація вільних носіїв практично від температури не залежить, і температурна залежність питомої провідності напівпровідника визначається залежністю рухливості носіїв заряду від температури. Різке збільшення питомої провідності при подальшому підвищенні температури відповідає області власної електропровідності.

Напівпровідники, застосовувані на практиці, можуть мати кілька видів домішок з різною енергією іонізації, тому температурні залежності їхньої електропровідності будуть дещо відрізнятися від наведених на рис.10 2.

Особливістю напівпровідників є залежність рухливості носіїв зарядів від напруженості поля, причому вона може як збільшуватися, так і зменшуватися залежно від температури навколишнього середовища.

У сильному електричному полі можливий перехід електрона з валентної зони й домішкових рівнів у зону провідності без зміни енергії шляхом так званого тунельного просочування електрона через заборонену зону. Такий механізм збільшення концентрації вільних носіїв під дією сильного електричного поля називається *електростатичною іонізацією*. Виникає вона при напруженостях поля порядку 10^8 В/м.

Коли вільний електрон під дією зовнішнього електричного поля здобуває енергію, достатню для переходу електрона з валентної зони в зону провідності, може виникнути ударна іонізація. На рис.10.3 наведена залежність питомої провідності від напруженості поля.

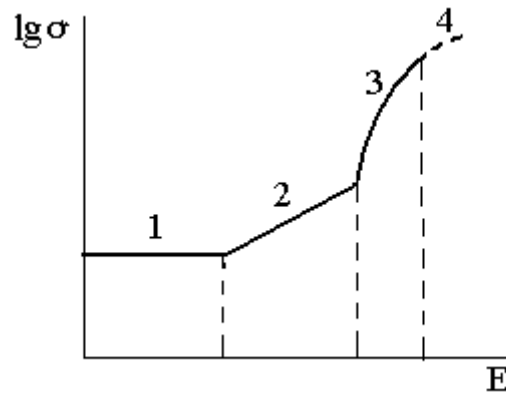


Рисунок 10.3 — Залежність провідності напівпровідника від напруженості зовнішнього електричного поля

На ділянці 1 виконується лінійна залежність закону Ома, на ділянці 2 має місце термоелектронна іонізація, на ділянці 3 може виникати електростатична й ударна іонізація, а на ділянці 4 виникає пробій напівпровідника.

3. Електронно - дірковий перехід (p-n перехід)

Електричний перехід між двома областями напівпровідника, одна з яких має електропровідність р - типу, а інша - n-типу, називають електронно - дірковим переходом або p-n - переходом. Такі переходи одержують шляхом введення в напівпровідник донорної і акцепторної домішок таким чином, щоб одна частина напівпровідника мала електронну, а інша - діркову електропровідність.

Допустимо, що n- і p-напівпровідники стикаються один з одним (рис. 10.4).

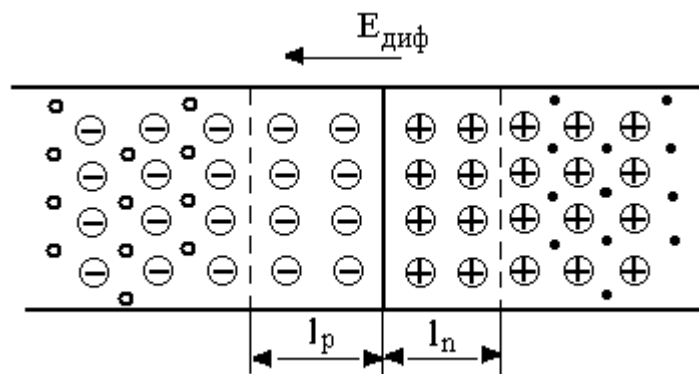


Рисунок 10.4 – Розподіл носіїв заряду в областях напівпровідника при відсутності зовнішнього електричного поля

Оскільки в n-напівпровіднику міститься велика кількість електронів, а в p-напівпровіднику – дірок, то між ними почнеться обмін носіями зарядів. У результаті цього в приконтактній області напівпровідника n-типу утворюється

нескомпенсований позитивний заряд іонів донорної домішки, а в напівпровіднику р – типу виникає негативний заряд іонів акцепторної домішки. Область розподілу напівпровідників n- і р- типу виявиться збідненою вільними носіями заряду й, незважаючи на малу ширину ($h \approx 10^{-6} - 10^{-8} \text{ м}$), буде володіти більшим опором, який значно перевищує опір іншої частини напівпровідників. Наявність негативного і позитивного об'ємного зарядів приводить до утворення електричного поля, що перешкоджає подальшому дифузійному потоку носіїв заряду.

Якщо до р-області прикласти позитивний полюс джерела живлення, а до n-області - негативний, то зовнішнє електричне поле буде спрямоване зустрічно електричному полю, обумовленому об'ємними зарядами (рис. 10.5).

Основні носії заряду в р- і n- напівпровідниках, які мають найбільшу енергію, одержують можливість проникнути через збіднений шар в області, де вони рекомбінуються. При такій полярності зовнішньої напруги електронно - дірочний перехід буде «відкритий» і через нього протікатиме прямий струм.

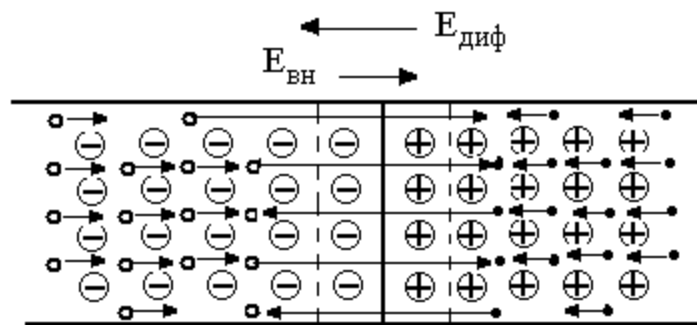


Рисунок 10.5 – Розподіл носіїв заряду в областях напівпровідника, коли зовнішнє електричне поле спрямоване зустрічно дифузійному

При зміні полярності зовнішньої напруги електричне поле об'ємних зарядів і зовнішнє поле будуть збігатися за напрямком. У результаті дії сумарного електричного поля основні носії починають рухатися від переходу й перетнути перехід зможуть тільки неосновні носії (рис.10.6).

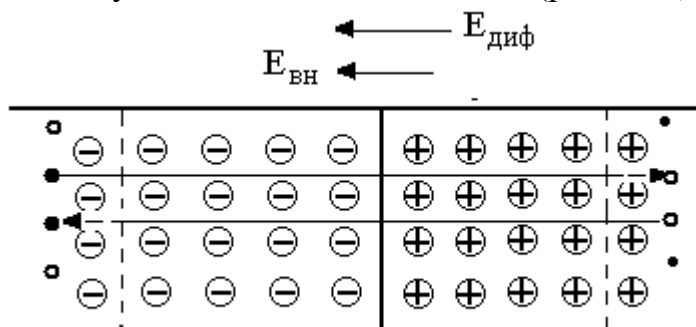


Рисунок 10.6 – Розподіл носіїв заряду в областях напівпровідника, коли зовнішнє електричне поле збігається за напрямком з дифузійним

Оскільки кількість неосновних носіїв у багато разів менше основних, то й струм, викликаний ними, буде менше, ніж струм, що з'являється при прямому

включенні. При такому включенні електронно - дірковий перехід «закритий» і через нього протікає тільки малий зворотний струм неосновних носіїв заряду.

Вольт - амперна характеристика р-п переходу наведена на рис. 10.7. Для опису цієї залежності використовується вираз

$$I = I_s \left(e^{qU/kT} - 1 \right),$$

де I_s - струм насичення (при зворотному включенні р-п переходу цей струм дорівнює зворотному струму);

U – прикладена напруга;

$q/k \approx 40 \text{ В}^{-1}$ при кімнатній температурі.

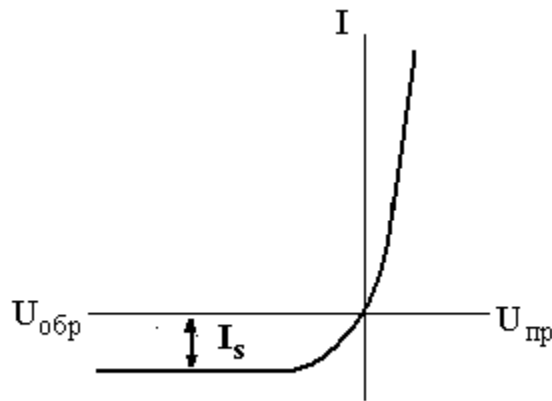


Рисунок 10.7 – Вольт - амперна характеристика р-п переходу

4. Термоелектричні явища в напівпровідниках

Серед термоелектричних явищ, що мають місце в напівпровідниках, слід виділити ефекти Зеебека, Пельть'є і Томпсона.

Ефект Зеебека полягає в тому, що в електричному колі, яке складається з послідовно з'єднаних різнорідних напівпровідників або напівпровідника й металу, виникає е.р.с., якщо між кінцями цих матеріалів існує різниця температур. Величину цієї е.р.с. можна визначити за формулою

$$U = \alpha(T_2 - T_1),$$

де α - коефіцієнт термо-е.р.с., що визначається матеріалами ділянок ланцюга;

T_1 і T_2 – відповідно температури першого й другого спаїв.

У напівпровіднику, де основними носіями є електрони, потік їх від гарячого кінця до холодного буде більше, ніж від холодного до гарячого. У результаті цього на холодному кінці буде накопичуватися негативний заряд, а на гарячому - залишатися некомпенсований позитивний заряд. Електричне поле, яке виникне викличе потік електронів від холодного кінця до гарячого. Стационарний стан установиться при рівній кількості електронів на кінцях напівпровідника.

У напівпровіднику, де основними носіями заряду є дірки, позитивний потенціал виникає на холодному кінці. Таким чином, за знаком термо-е.р.с. можна судити про тип електропровідності.

Ефект Пельт'є полягає в тому, що при проходженні струму через контакт двох різнорідних напівпровідників або напівпровідника й металу відбувається поглинання або виділення теплоти залежно від напрямку струму. Кількість поглиненої теплоти, або тієї, яка виділяється в контакті, пропорційна значенню струму I , що протікає:

$$Q_{\text{п}} = \Pi \cdot I \cdot t ,$$

де $Q_{\text{п}}$ – теплота Пельт'є;

t – час проходження струму;

Π – коефіцієнт Пельт'є, що залежить від природи матеріалів які контактують, температури й напрямку струму.

Ефект Томпсона полягає у виділенні або поглинанні теплоти при проходженні струму в однорідному матеріалі, в якому існує градієнт температур. Наявність градієнта температур у напівпровіднику приводить до утворення термо-е.р.с. Якщо напрямок зовнішнього електричного поля буде збігатися з електричним полем, що викликане термо-е.д.с., то не вся енергія підтримуюча струм, забезпечується зовнішнім джерелом, частина роботи відбувається за рахунок теплової енергії самого напівпровідника. У результаті цього він охолоджується.

При зміні напрямку зовнішнього електричного поля воно виконуватиме додаткову роботу, що приведе до виділення теплоти додатково до теплоти Джоуля.

Теплота Томпсона $Q_{\text{Т}}$ дорівнює

$$Q_{\text{Т}} = \tau(T_2 - T_1)t \cdot I,$$

де τ - коефіцієнт Томпсона.

5. Фотопровідність напівпровідників

Під впливом падаючого на напівпровідник світла електрони одержують додаткову енергію. При цьому величина енергії, яка передається кожному електрону, залежить від частоти світлових коливань і не залежить від сили світла джерела випромінювання. Зі збільшенням сили світла джерела випромінювання збільшується число електронів, які поглинають енергію, але не енергія, одержувана кожним з них. Енергія фотона визначається виразом

$$E_{\text{ф}} = h\nu = 1,23/\lambda,$$

де h – постійна Планка;

ν - частота світлових коливань;

λ - довжина хвилі падаючого світла.

Фотопровідність напівпровідника визначається як різниця питомої електропровідності при освітленні й у темряві:

$$\sigma_{\text{ф}} = \sigma_{\text{св}} - \sigma_{\text{Т}} ,$$

Темнова електропровідність визначається за формулою

$$\sigma_T = q \cdot n \cdot \mu_n.$$

Електропровідність, що виникає в напівпровіднику при впливі на нього світлового випромінювання, запишемо у вигляді

$$\sigma_{св} = q \cdot (n + \Delta n) \cdot \mu_n,$$

де Δn - додаткове число електронів, які утворилися в напівпровіднику внаслідок його опромінення.

Таким чином, фотопровідність буде дорівнювати

$$\sigma_{\Phi} = q \cdot \Delta n \cdot \mu_n.$$

Електрони, які з'явилися під впливом випромінювання, перебувають у зоні провідності короткий час ($10^{-3} - 10^{-7}$ с). При відсутності зовнішнього електричного поля вони хаотично переміщуються в міжатомних проміжках. Під впливом поля ці електрони беруть участь в електропровідності.

При завершенні освітлення напівпровідника електрони переходять на більше низькі енергетичні рівні – домішкові або у валентну зону. Безперервне освітлення супроводжується встановленням динамічної рівноваги між процесами утворення додаткових носіїв заряду і їхньої рекомбінації.

Зі зменшенням температури фотопровідність збільшується у зв'язку зі зменшенням концентрації теплових носіїв заряду й зменшенням імовірності рекомбінації носіїв заряду напівпровідника, що утворюються в результаті освітлення.

6. Вплив деформацій на провідність напівпровідників

Провідність твердого кристалічного тіла змінюється при впливі на нього різного виду деформацій у зв'язку зі зміною міжатомних відстаней і зміни концентрації і рухливості носіїв заряду.

Концентрація змінюється внаслідок зміни ширини енергетичних зон напівпровідника й зсуву домішкових рівнів, що приводить, у свою чергу, до зміни енергії активації носіїв заряду й, отже, до зменшення або збільшення концентрації.

Рухливість змінюється через збільшення або зменшення амплітуди коливань атомів при їхньому зближенні або віддаленні.

Величиною, що чисельно характеризує зміну питомої провідності напівпровідника при певному виді деформації, є тензочутливість

$$d_p = \frac{\Delta \rho / \rho}{\Delta l / l},$$

яка являтиме собою відношення відносної зміни питомого опору до відносної деформації в даному напрямку.

МОДУЛЬ 3. МАГНІТНІ ВЛАСТИВОСТІ. ДІАМАГНЕТИКИ. ФЕРОМАГНЕТИКИ

Лекція №11

МАГНІТНО-НЕВПОРЯДКОВАНІ РЕЧОВИНИ. ДІАМАГНЕТИЗМ. ПАРАМАГНЕТИЗМ

1. Основні визначення.
2. Магнітні властивості речовини.
3. Діамагнетизм та парамагнетизм.
4. Парамагнетизм: механізм Ланжевена–Кюрі. Парамагнетизм металів: механізм Паулі.

1. Основні визначення

Магнетизм – це особлива форма фізичної взаємодії між рухомими електричними зарядами на відстані, які таким чином створюють магнітний момент, а також взаємодія між частинками й тілами з природно існуючим магнітним моментом. Магнітна взаємодія передається магнітним полем. Між магнітним і електричним полями немає повної симетрії.

Як відомо, джерелами електричного поля є електричні заряди, однак аналогічних поодиноких «магнітних зарядів» у природі не виявлено. З огляду на це джерелом магнітного поля є також електричні заряди, але лише ті, що рухаються, оскільки саме вони створюють магнітний момент, який також називають магнітним диполем. Магнітний диполь – будь-який елементарний об'єм, який створює на великих, порівняно з його розмірами, відстанях магнітне поле, ідентичне магнітному полю елементарного електричного струму.

Для кількісного опису магнітних явищ у твердих тілах вводять аксіальні вектори: вектор напруженості магнітного поля H , вектор магнітної індукції B та вектор намагніченості M . Напруженість магнітного поля H на певній відстані a від провідника, по якому проходить струм I , дорівнює:

$$H = \frac{I}{2\pi a}.$$

Це співвідношення визначає розмірність напруженості: $[H] = A/m$.

Отже, напруженість магнітного поля не залежить від магнітних властивостей середовища. Наприклад, у центрі колового струму (витка дроту радіусом R) напруженість $H = \frac{I}{2\pi R}$ незалежно від навколишнього середовища. У системі СГС розмірність напруженості магнітного поля $[H] = E$ (ерстед); $1 E = 79,5775 A/m$.

Магнітна індукція B – основна характеристика магнітного поля в речовині – становить середнє значення сумарної напруженості мікроскопічних

магнітних полів, створюваних окремими електронами й іншими елементарними частинками. У вакуумі магнітна індукція B визначається лише напруженістю, індукованою зовнішнім магнітним полем: $B = \mu_0 H$.

У системі одиниць СІ для опису магнетизму застосовують «параметр розмірності» $\mu_0 = 1,257 \cdot 10^{-6}$ Гн/м. Розмірність магнітної індукції така: в системі СІ – $[B] = \text{Тл}$ (тесла), в системі СГС – $[B] = \text{Гс}$ (гаус), при цьому $1 \text{ Тл} = 10^4 \text{ Гс}$.

Магнітний момент m плоского контура зі струмом – векторна величина, що кількісно дорівнює добутку сили струму I на площу S , обмежену контуром струму, і напрямлена по додатній нормалі до контура:

$$m = ISn,$$

де n – одиничний вектор, який збігається за напрямом з нормаллю.

Джерелом магнетизму є як макро-, так і мікроскопічні електричні струми, тому магнітний момент – одна з основних характеристик магнітних властивостей тіла. Розмірність магнітного моменту становить $[m] = \text{А} \cdot \text{м}^2$ (амперівський магнітний момент). Окрім амперівського магнітного моменту, розглядають кулонівський магнітний момент, тобто магнітний момент магнітного диполя. У цьому разі вектор магнітного моменту виражають за аналогією до електричного дипольного моменту, розуміючи при цьому не електричні диполі, а магнітні (утворені струмами в замкнених контурах). Кулонівський магнітний момент має розмірність $[m] = B \cdot \text{м}$ і становить суму всіх елементарних магнітних моментів, індукованих у речовині під дією магнітного поля або ж утворених спонтанно (у феромагнетиках).

Намагніченість M – це густина магнітного моменту m , тобто магнітний момент одиниці об'єму V речовини:

$$M = \frac{m}{V};$$

макроскопічна характеристика магнітного стану тіла. У системі СІ розмірність M збігається з розмірністю напруженості поля ($[M] = \text{А/м}$) і становить таку намагніченість, за якої 1 м^3 речовини має магнітний момент $1 \text{ А} \cdot \text{м}^2$.

За формальною аналогією до електричних векторів ($D = \epsilon \epsilon_0 E = \epsilon_0 E + P$, де D – вектор електричної індукції; E – вектор напруженості електричного поля; P – вектор електричної поляризації; ϵ – відносна діелектрична проникність) магнітні вектори споріднюють матеріальні тензори другого рангу – магнітну проникність μ і магнітну сприйнятливість χ :

$$B = \mu_0 \mu H = \mu_0 H + \mu_0 M;$$

$$M = \chi H;$$

$$\mu = 1 + \chi.$$

Як магнітна проникність, так і магнітна сприйнятливість – відносні величини, тобто безрозмірні. У вакуумі відносна магнітна проникність $\mu = 1$, оскільки без речовини магнітна сприйнятливість дорівнює нулю: $\chi = 0$. Так само відносна діелектрична проникність вакууму $\epsilon = 1$ і діелектрична сприйнятливість без речовини $\chi = 0$.

Однак аналогія між електричними й магнітними явищами є суто формальною. Електричний диполь – система двох розділених у просторі

електричних зарядів, однакових за значенням і протилежних за знаком, тобто полярний (звичайний) вектор (умовно електричний диполь позначають стрілкою). Натомість магнітний диполь, утворений рухом електричних зарядів, умовно зображують коловим електричним струмом; він є аксіальним вектором (тобто вектором в орієнтованому просторі, який зі зміною орієнтації простору на протилежну перетворюється на протилежний вектор).

У XIX столітті Фарадей установив два основні ефекти впливу зовнішнього магнітного поля на речовини. По-перше, відповідно до закону електромагнітної індукції зовнішнє магнітне поле завжди створює в речовині такий індукційний мікроскопічний електричний струм, магнітне поле якого напрямлено проти початкового поля.

Таким чином, у речовині завжди виникає створюваний зовнішнім полем магнітний момент, напрямлений протилежно зовнішньому полю. Фарадей назвав цей ефект діамagnetизмом, де префікс «діа-» означає розбіжність силових ліній магнітного поля, яке прагне обгинати діамagnetик (рис. 1.2, а), тому він відштовхується від будь-яких полюсів постійного магніту й виштовхується з неоднорідного магнітного поля (однак з невеликою силою, оскільки ефект зазвичай слабкий).

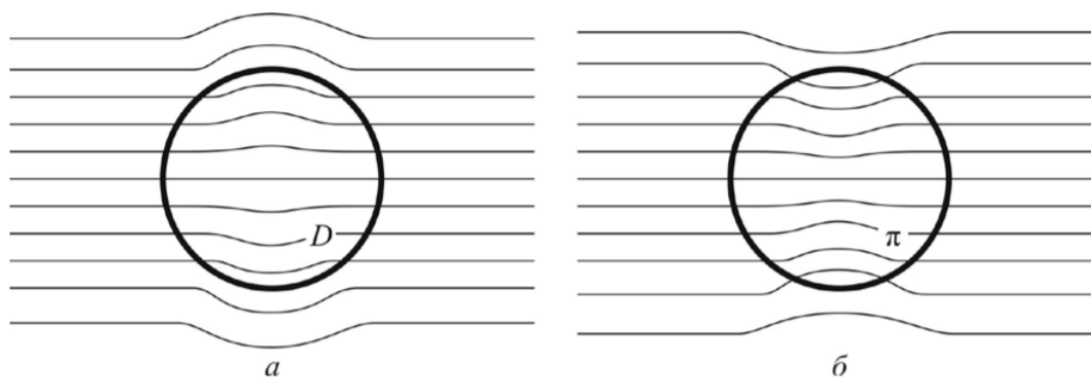


Рисунок 11.1– Вплив на силові лінії магнітного поля: а – діамagnetика (D); б – парамагнетика (π)

По-друге, якщо атом стабільно має відмінний від нуля магнітний момент (або спіновий, або орбітальний, або той і той), то зовнішнє магнітне поле прагнучиме орієнтувати його вздовж свого напрямку. В результаті цього виникає паралельний зовнішньому полю магнітний момент, названий Фарадеєм парамагнітним, де префікс «пара-» означає узгодженість наведеного магнетизму із силовими лініями магнітного поля, що мають у парамагнетик більшу густину, ніж у вакуумі. Магнітне поле немовби «втягується» у парамагнетик (рис. 11.1, б). Парамагнетики притягуються до будь-яких полюсів постійного магніту. Оскільки явище діамagnetизму існує завжди, то таке притягання свідчить про перевагу парамагнетизму над діамagnetизмом у більшості тих речовин, у яких спостерігаються обидва ефекти.

Залежність намагніченості від напруженості магнітного поля ($M = \chi H$) для деяких типових випадків показано на рис. 11.2. Індукований у речовині зовнішнім полем магнітний момент може бути як додатним, так і від'ємним. На рис. 11.2, а наведено залежність індукованої магнітним полем намагніченості діамагнетиків і парамагнетиків від H . Для отримання помітного ефекту в цих слабких магнетиках потрібні дуже великі поля (сотні ерстедів).

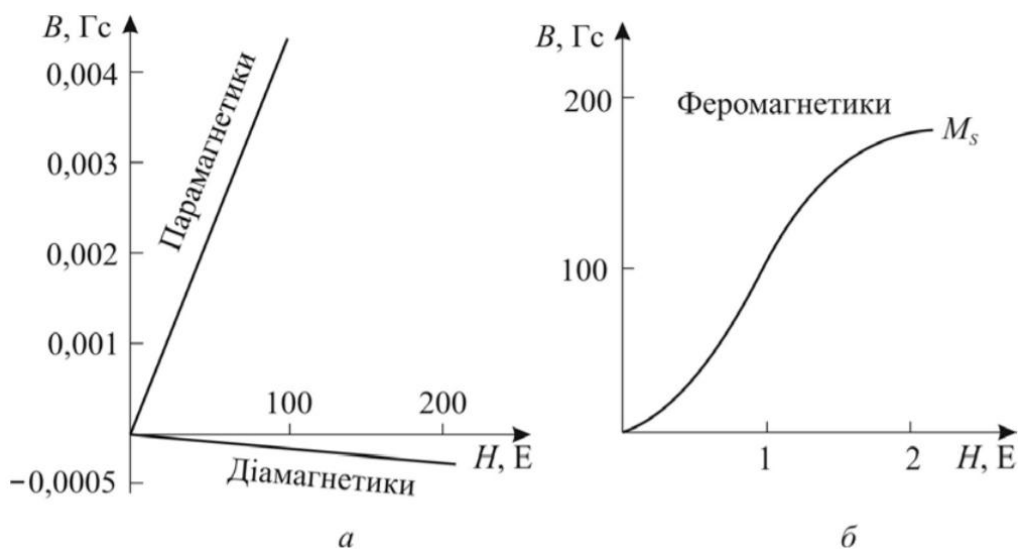


Рисунок 1.3 – Залежність індукованого магнітного моменту від прикладеного зовні магнітного поля: а – діа- й парамагнетики; б – феромагнетики

Істотно впливати на магнітні властивості речовини можуть також внутрішні взаємодії (як електричної, так і магнітної природи) між частинками – носіями магнітного моменту (атомами, іонами, молекулами). Завдяки цим взаємодіям іноді виявляється енергетично вигіднішою така ситуація, за якої речовина має мимовільну впорядкованість (без дії зовнішнього магнітного поля) в орієнтації магнітних моментів частинок, – атомний магнітний порядок. У цьому разі виникає сильний магнетизм.

Залежність індукованої намагніченості феромагнетика від магнітного поля показано на рис. 11.2, б, на якому бачимо, що навіть за напруженості поля $H = 1E$ магнітна індукція виявляється в тисячі разів більшою, ніж у діа- або парамагнетиках.

У діамагнетиках власних магнітних моментів немає – намагнічування індукується зовнішнім полем. Парамагнетизм зумовлюється саме наявністю власних магнітних моментів, але вони без дії магнітного поля не є впорядкованими, як показано на рис. 11.3, а. Намагнічування в парамагнетиках індукується зовнішнім магнітним полем через орієнтацію вже існуючих власних магнітних моментів.

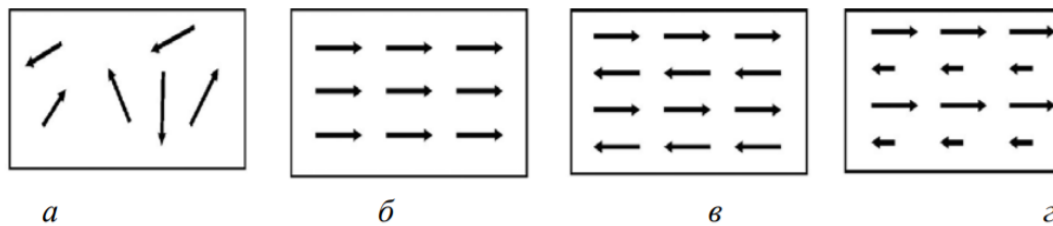


Рисунок 11.3 – Схеми впорядкування магнітних моментів окреми атомів:
 а – парамагнетик; б – феромагнетик; в – антиферомагнетик; г – феримагнетики

Магнітна структура твердого тіла характеризується також різними видами мимовільної (спонтанної) впорядкованості. Кристали й полікристали, власні атомні магнітні моменти яких орієнтовані паралельно один одному, називають феромагнетиками (рис. 11.3, б). Відповідно антиферомагнетиками називають речовини, у яких сусідні атомні магнітні моменти розміщені антипаралельно (рис. 11.3, в). Антиферомагнетизм і феромагнетизм можуть співіснувати в одному кристалі – це означає, що антиферомагнітна компенсація атомних магнітних моментів виявляється неповною (рис. 11.3, г). Такий дуже важливий для технічних застосувань випадок магнетизму називають феримагнетизмом, а відповідні речовини – феритами. Крім порівняно простих колінеарних феро-, антиферо- й феримагнітних атомних структур, показаних на рис. 1.4, б, в, г, спостерігаються і більш складні – неколінеарні магнітні структури (наприклад, гвинтові, трикутні). Таким чином, магнітні властивості речовини можна умовно поділити на слабкий магнетизм (діамагнетизм, парамагнетизм) та сильний магнетизм (феромагнетизм, антиферомагнетизм і феримагнетизм). Намагнічування речовини істотно відрізняється від її електричної поляризації, за електричної поляризації діелектриків статичне значення діелектричної сприйнятливості завжди є додатним ($\chi > 0$), тому завжди статична діелектрична проникність $\epsilon > 1$. Однак у разі намагнічування речовини, залежно від природи магнетизму, магнітна сприйнятливість χ може бути як додатною, так і від'ємною, статична магнітна проникність μ може бути як більшою за одиницю, так і меншою від одиниці. Надпровідники (питомий електричний опір яких $\rho \rightarrow 0$) характеризуються також значенням $\mu = 0$ (тобто в них $\chi = -1$), будучи немовби «ідеальними» діамагнетиками. Складність атомної структури речовин, побудованих із безлічі різноманітних частинок, зумовлює численні форми їх магнітних структур. Розглядаючи властивості твердих тіл у магнітному полі, для них уживають загальний термін «магнетики». Взаємозв'язок магнітних властивостей речовин з їх немагнітними властивостями (електричними, механічними, оптичними та ін.) дозволяє використовувати дослідження магнітних властивостей як джерело інформації про внутрішню структуру мікрочастинок і тіл макроскопічних розмірів.

2. Магнітні властивості речовини

Магнетизм - це універсальна властивість усіх тіл, яка виявляється в процесі їхньої взаємодії із зовнішнім магнітним полем. Така універсальність зумовлена тим, що довільне середовище містить рухомі заряди, а рухома частинка з електричним зарядом створює власне магнітне поле. Магнітне поле такої частинки обов'язково взаємодіятиме із зовнішнім магнітним полем.

Відомо, що ізольовані магнітні полюси в природі не виявлені, вони завжди існують парами, один з яких називають *позитивним*, а другий - *негативним*. Таку пару полюсів називають *диполем*. Мікроскопічна (атомна) теорія показує, що магнітний дипольний момент, який виникає в матеріалах, зумовлюється такими рухами заряджених частинок в атомах:

- орбітальним рухом електронів навколо ядер;
- спіном електронів, тобто обертанням електронів навколо власної осі;
- спіном ядер, який зумовлений існуванням спінів у протонів та нейтронів.

Якщо помістити речовину у магнітне поле напруженістю \vec{H} , то вона намагнічуватиметься, тобто в речовині виникатиме результуючий магнітний момент, який складається з елементарних магнітних моментів окремих заряджених частинок $\vec{M} = \sum \vec{M}_i$. Мірою намагнічення речовини є намагніченість \vec{J} , рівна магнітному моменту \vec{M} одиниці об'єму речовини:

$$\vec{J} = \vec{M}/V.$$

У невеликих полях між намагніченістю та магнітним полем лінійна залежність:

$$\vec{J} = \chi \vec{H},$$

де χ - об'ємна магнітна сприйнятливості речовини.

Крім об'ємної сприйнятливості іноді використовують молярну сприйнятливості $\chi_{\text{мол}}$ або $\chi_{\text{пит}}$ - питому сприйнятливості. Ці величини зв'язані між собою такими співвідношеннями:

$$\chi_{\text{мол}} = \chi \mu / \rho, \quad \chi_{\text{пит}} = \chi / \rho,$$

де ρ , χ - відповідно густина та молярна маса речовини.

Очевидно, що всередині намагніченої речовини створюється власне внутрішнє поле, тому для опису магнітного поля у речовині вводять ще один вектор - *магнітну індукцію* \vec{B} :

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \mu_0 \chi \vec{H} = \mu_0 \vec{H} (1 + \chi),$$

де $1 + \chi = \mu$ називають магнітною проникливістю середовища, μ_0 - магнітна стала.

Магнетики - клас речовин, які можуть породжувати магнітне поле або видозмінювати зовнішнє магнітне поле.

Усі речовини в природі відносять до *слабомагнітних* або *сильномагнітних* магнетиків. Традиційна класифікація магнітних речовин ґрунтується на поділу їх за величиною та знаком магнітної сприйнятливості. Ізотропні речовини, для яких $\chi < 0$ (напрями та \vec{H} є антипаралельними), називають *діамагнетиками*. Для всіх інших речовин $\chi > 0$ (напрями та \vec{H} є паралельними), при цьому матеріали, для яких сприйнятливість коливається в межах $10^{-4} - 10^{-6}$, називають *парамагнетиками*. Якщо $\chi \gg 1$, то реалізується випадок *феромагнітних* матеріалів.

Слабомагнітними магнетиками є *пара-* і *діамагнетики*. Основною різницею між ними є те, що атоми парамагнетиків на відміну від діамагнетиків мають власні магнітні моменти, які *орієнтуються* уздовж силових ліній зовнішнього магнітного поля, тобто парамагнетик намагнічується. За відсутності цього поля магнітні моменти у зв'язку з коливальним рухом розорієнтовані і вектор намагніченості $\vec{J} = 0$. Властивості намагнічуваная

мають і діамагнетики, але особливість цього процесу в них полягає у тому, що під дією сили Лоренца виникає індукований, магнітний момент, який завжди направлений проти зовнішнього магнітного поля (із цієї причини на діамагнетики діє виштовхувальна сила з боку зовнішнього магнітного поля). Оскільки у пара- і діамагнетиків відносно мала намагніченість, а магнітна сприйнятливість має величину порядку $10^{-4} - 10^{-6}$, то їх віднесли до *слабомагнітних* речовин.

Отже, поведінка таких речовин неоднакова в неоднорідному зовнішньому полі: *діамагнетик* буде виштовхуватись з поля, а *парамагнетик* - *втягуватись* в область найбільшої напруженості.

Суттєва взаємодія між магнітними моментами зумовлює такі ефекти:

- *феромагнетизм*, який реалізується тоді, коли всі атомні магнітні моменти розміщуються паралельно;

- *антиферомагнетизм* спостерігається в кристалах, в яких пари рівних атомних магнітних моментів розміщуються антипаралельно;

- *феримагнетизм* реалізується тоді, коли значення магнітних моментів, які є антипаралельними, не рівні між собою, внаслідок чого немає повної компенсації антипаралельних магнітних моментів сусідніх атомів

Відповідно речовини з такими типами розміщення магнітних моментів називають *феромагнетиками*, *антиферомагнетиками* та *феримагнетиками* і відносять до класу *сильномагнітних речовин*.

Наведена схема класифікації магнітних речовин не є універсальною, оскільки не враховує всі можливі взаємодії в матеріалах. Так, зокрема, існують речовини, які важко однозначно віднести до одного з перелічених типів магнетиків. Відомі монокристали, які є парамагнітними вздовж однієї осі та діамагнітними - відносно іншої. Деякі кристали намагнічуються вздовж однієї осі як феромагнетика, а стосовно іншої - як слабомагнітні речовини (парамагнетика, феримагнетика). Крім того, антиферомагнітні кристали за поведінкою в магнітному полі відносять до слабомагнітних речовин, тоді як за природою виникнення феримагнетика близькі до феромагнетиків.

У фізиці твердого тіла, яка використовує симетричні аспекти, застосовують також класифікацію магнетиків, в основу якої покладено наявність (або відсутність) упорядкування магнітних моментів атомів. Згідно з цим критерієм, усі кристали розділяють на дві групи: *впорядковані магнетики* (феромагнетика, феримагнетика, антиферомагнетика) та *невпорядковані магнетики* (діамагнетика, парамагнетика).

3. Діамагнетизм та парамагнетизм

До діамагнітних відносяться речовини, атоми та молекули яких не мають власних магнітних моментів. Природу діамагнетизму речовин можна пояснити, ґрунтуючись на законі Ленца, згідно з яким довільна зміна зовнішнього магнітного поля, що перетинає контур зі струмом, індукує в контурі струм такого напрямку, магнітне поле якого протидіятиме зовнішньому. Внаслідок цього діамагнетик у зовнішньому полі частково „екранує” його своїм внутрішнім полем. Протидія зовнішньому полю виражається в певному гальмуванні кутової швидкості орбітального руху електронів. Магнітне поле викликає прецесію орбіти електрона навколо напрямку, що зумовлює появу додаткового моменту, напрямленого проти поля, а додаткова намагніченість:

$$J = - \frac{e^2 S}{4\pi m c^2} H,$$

де S - площа проекції орбіти на площину, перпендикулярну до магнітного поля.

Для замкнутих сферично симетричних оболонок

$$S = \frac{2}{3} \pi r^2,$$

де r^2 - середній квадрат радіуса орбіти електрона.

Сумарний діамагнітний момент N ізольованих атомів, які містять по Z електронів, буде рівний

$$J = -\frac{Ne^2\hbar}{6mc^2} \sum_{i=1}^Z \vec{r}_i^2,$$

а вираз для діамагнітної сприйнятливості запишеться у вигляді:

$$\chi = \frac{\Delta J}{H} = -\frac{Ne^2}{6mc^2} \sum_{i=1}^Z \vec{r}_i^2.$$

Останню формулу називають *формулою Ланжевена*. З її аналізу можна зробити такі висновки:

-діамагнетизм властивий усім речовинам, оскільки зумовлений орбітальним рухом електронів у атомах;

- значення діамагнітної сприйнятливості завжди від'ємне, оскільки $\sum_{i=1}^Z \vec{r}_i^2 > 0$;

- діамагнітна сприйнятливість незалежить від температури, оскільки температура не впливає на орбітальний рух електронів.

Розраховуючи діамагнітну сприйнятливість кристалів, вважають, що їхня сприйнятливість складає із сприйнятливостей атомів, які входять до їхнього складу.

Серед елементарних матеріалів діамагнетиками (крім інертних газів He, Ne, Ar) є вуглець, сурма, телур, миш'як, вісмут, ртуть, цинк, золото, срібло, мідь та ін. Найбільшим діамагнетизмом володіє вісмут. Діамагнетиками є також біологічні тканини тварин і рослин, вода, деякі мінерали й стекла, більшість органічних сполук, нафта та ін.

Необхідною умовою виникнення парамагнетизму є наявність у атомів постійного магнітного моменту, існування та величина якого не залежать від зовнішнього поля. Магнітний момент атома (чи іона) визначається сумарним моментом імпульсу, а тому пов'язаний з орбітальним та спіновим рухом електронів.

Моменти $\vec{J}_0, \vec{L}, \vec{S}$ квантуються та характеризуються відповідними квантовими числами: орбітальним L, спіновим S та повним J. З орбітальним та спіновим моментами імпульсу пов'язані відповідні магнітні моменти:

$$\vec{\mu}_L = -\mu_B \vec{L} ; \vec{\mu}_S = -\mu_B \vec{S},$$

де величина $\mu_B = \frac{\hbar e}{mc}$ називається *магнетон Бора*.

Магнетон Бора μ_B розглядають як своєрідний „квант" магнітного моменту системи електронів.

Очевидно, що відношення μ_S/S , яке називають *гіромагнітним*, удвічі більше від відповідного гіромагнітного відношення для орбітального руху μ_L/L . Унаслідок цього результуючий магнітний момент електронної оболонки μ_J , не лежатиме на одній осі з механічним моментом атома:

$$\vec{\mu}_B = -\mu_B(\vec{L} + 2\vec{S}).$$

У середовищі, що містить N атомів в одиниці об'єму при відсутності зовнішнього магнітного поля, магнітні моменти орієнтовані хаотично. У зовнішньому полі спостерігається певна орієнтація цих моментів за напрямом поля, а отже, з'являється намагніченість одиниці об'єму $J = N\mu_a$. Орієнтаційну дію зовнішнього поля „руйнує” тепловий рух, що приводить до суттєвої температурної залежності орієнтаційного парамагнетизму.

4. Парамагнетизм: механізм Ланжевена–Кюрі. Парамагнетизм металів: механізм Паулі.

Парамагнетизм характерний для тих речовин, структурні частинки (атоми, молекули, іони, атомні ядра) яких мають власний магнітний момент, але без дії зовнішнього поля ці моменти орієнтовані хаотично, тому в цілому намагніченість дорівнює нулю ($M = 0$). У зовнішньому магнітному полі H магнітні моменти структурних частинок парамагнетика орієнтуються переважно у напрямку поля, причому з підвищенням інтенсивності прикладеного поля намагніченість парамагнетиків лінійно зростає.

Якщо зовнішнє магнітне поле стає достатньо великим, то всі магнітні моменти парамагнітних частинок орієнтуються строго по полю, тому й залежність $M(H)$ стає нелінійною, у результаті чого спостерігається магнітне насичення (рис. 11.1).

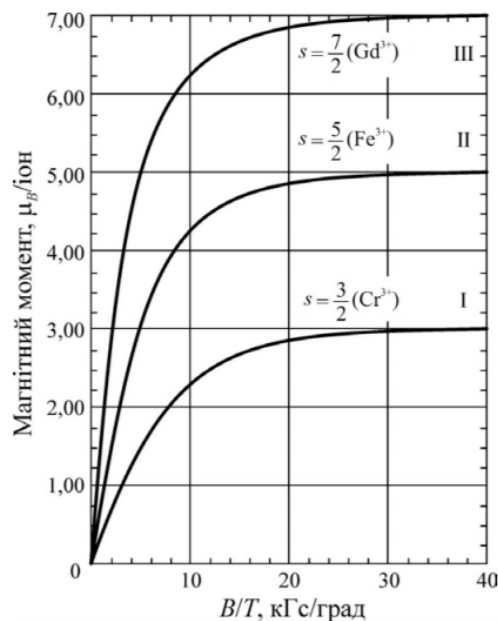


Рисунок 11.1 – Залежність магнітного моменту в парамагнетиках від сильного магнітного поля: I – хромокалійовий галун; II – залізоамонієвий галун; III – сульфат гадолінію; s – кількість спінів

Магнітні моменти в атомах або іонах, які зумовлюють парамагнетизм речовин, можуть спричинятись як спіновим моментом самих електронів (спіновим парамагнетизмом), так і рухом електронів навколо ядра атома (орбітальним парамагнетизмом). Слід зазначити, що магнітні моменти ядер атомів приводять до ядерного парамагнетизму, але ядерний ефект набагато слабший від електронного, оскільки магнітний момент частинки тим менший, чим більша її маса. У результаті цього сумарні магнітні моменти атомів, іонів, молекул створюються переважно їх електронами, моменти яких у тисячі разів перевищують магнітні моменти атомних ядер.

Температурну залежність парамагнітної сприйнятливості для трьох найбільш важливих механізмів електронного парамагнетизму атомів показано на рис. 11.2.

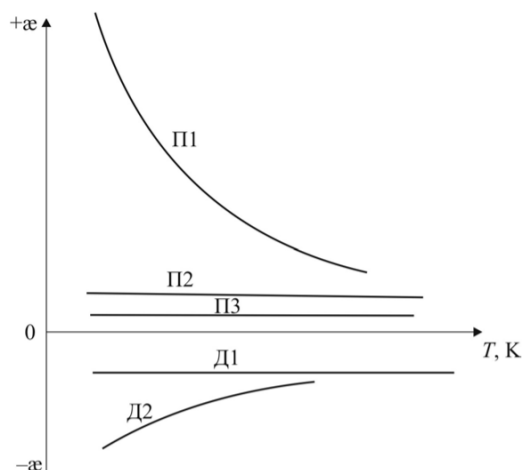


Рисунок 11.2 – Температурна залежність магнітної сприйнятливості у разі слабого магнетизму: П1 – ланжевенівський парамагнетик з $\chi(T)$, що змінюється за законом Кюрі; П2 – парамагнетизм у металах; П3 – Ван-Флеківський парамагнетизм; Д1 – діамагнетизм; Д2 – діамагнетизм у фулеритах і нанотрубках

Відповідно до механізму Ланжевена–Кюрі парамагнітна сприйнятливість підвищується у процесі охолодження кристала за законом Кюрі: $\chi \sim K/T$, де K –

константа Кюрі. У разі механізму Паулі парамагнітна сприйнятливість хоч і перевищує діамагнітну, але не залежить від температури. Відомий також парамагнетизм Ван Флека (характерний для деяких молекулярних сполук), за якого магнітна сприйнятливість \propto теж невелика й від температури майже не залежить.

Лекція №12

КІНЕТИЧНІ ЕФЕКТИ У МАГНІТНИХ ПОЛЯХ

1. Гальваномагнітні ефекти.
2. Термомагнітні ефекти.
3. Магнітооптичні ефекти.

1. Гальваномагнітні ефекти

Під час спільної дії електричного й магнітного полів у провідниках і напівпровідниках відбуваються певні кінетичні явища, за яких виникає різниця електричних потенціалів або температур, або ж змінюються електропровідність і теплопровідність. Такі явища зазвичай називають гальваномагнітними ефектами (рис. 1).



12.1).

Рисунок 12.1 – Основні гальваномагнітні ефекти

Виникнення поперечної різниці потенціалів у провіднику зі струмом, уміщеному в магнітне поле, називають ефектом Холла, а зміну поздовжнього опору в магнітному полі – магнітоопором або магніторезистивним ефектом, а іноді ефектом Гаусса. Виникнення в магнітному полі поперечної різниці температур називають поперечним гальванотермомагнітним ефектом Еттінгсгаузена, а виникнення поздовжньої різниці температур – поздовжнім гальванотермомагнітним ефектом Нернста. Стиснення електропровідного плазмового каналу під дією самоіндукованого струмом магнітного поля називають пінч-ефектом. Такі зміни електричних і теплових властивостей провідника можуть відбуватися як у поздовжньому напрямку, вздовж якого прикладено магнітне поле, так і в поперечному напрямку.

Відносно магнітного поля гальваномагнітні ефекти поділяють на парні й непарні. Ефект називають непарним, якщо зі зміною напрямку магнітного поля він змінює свій знак на протилежний. До непарних ефектів належать ефект Холла й поперечний гальванотермомагнітний ефект. Якщо ж знак ефекту зі зміною напрямку магнітного поля не змінюється, то такий ефект називають парним: ефект магнітоопору й поздовжній гальванотермомагнітний ефект.

Всі гальваномагнітні явища можна розглядати як у адіабатичних, так і в ізотермічних умовах. Ефект є адіабатичним, якщо досліджуваний зразок не обмінюється енергією з навколишнім середовищем та в ньому виникає градієнт температур ∇T . В ізотермічних умовах, навпаки, відбувається обмін енергією з навколишнім середовищем і градієнт температур не виникає: $\nabla T = 0$. Ефекти Холла й магнітоопору зазвичай розглядають в ізотермічних умовах.

Якісну картину гальваномагнітних ефектів можна описати, розглядаючи рух зарядженої частинки у схрещених магнітному B й електричному E полях. Як відомо з електродинаміки, сила, що діє на електричний заряд у такому електромагнітному полі, є силою Лоренца:

$$\vec{F}_L = e(\vec{E} + [\vec{v}\vec{B}]).$$

У схрещених полях ($E \perp B$) носії заряду рухається циклоїдою, виникає як результат поєднання двох видів руху частинки:

– обертання по колу радіуса $r = \frac{mE}{vB^2}$ під дією електричного й магнітного полів;

– переміщення під дією електричного поля зі швидкістю дрейфу.

Таким чином, накладення магнітного поля на провідник, у якому проходить електричний струм, змінює траєкторію носіїв заряду, «закручуючи» їх по коловій орбіті тим більше, чим сильніше магнітне поле.

Критерієм магнітного поля є співвідношення між радіусом кривизни r і довжиною вільного пробігу носія заряду λ . Якщо радіус r кривизни траєкторії руху електрона значно перевищує середню довжину вільного пробігу λ , тобто $r \gg \lambda$, то в таких полях час вільного пробігу (час релаксації) менший, ніж період обертання. У цьому разі за час релаксації формується лише частина повного оберту електрона у магнітному полі, тобто його колова орбіта виявляється розімкненою, тому рух електрона мало спотворюється, і такі поля називають слабкими.

Навпаки, якщо $r \ll \lambda$, то магнітне поле є сильним, оскільки воно закручує носіїв заряду настільки сильно, що вони істотно змінюють свою траєкторію. За цієї умови час релаксації більший, ніж період обертання електрона, і носіїв заряду встигає зробити декілька повних обертів у магнітному полі, й механізм розсіювання носіїв заряду буде іншим, ніж у слабких полях.

Поняття слабого або сильного поля залежить не тільки від «зовнішнього» фактора – від значення індукції магнітного поля B , але й від рухливості носіїв у кристалі, тобто від властивостей провідника (напівпровідника). Може виявитися, що одне й те саме поле B для одного значення рухливості буде слабким, а для другого – сильним. Наприклад, для германію за високих температур рухливість електронів $\mu_n \approx 0,3 \text{ м}^2/\text{В}\cdot\text{с}$, і магнітне поле напруженістю 10 кЕ задовольнятиме критерію слабого поля. Те саме магнітне поле для германію за низьких температур (близько 10 К), коли рухливість електронів дуже велика ($\mu_e \approx 100 \text{ м}^2/\text{В}\cdot\text{с}$), вважають сильним. У металах за нормальних умов рухливість електронів $\mu_e \leq 0,01 \text{ м}^2/\text{В}\cdot\text{с}$, тому гальваномагнітні ефекти розглядають переважно за критерієм слабого магнітного поля. Вивчаючи спільну дію магнітного та електричного полів, необхідно також урахувувати розподіл носіїв заряду за швидкостями та енергіями. Зазвичай використовують середню швидкість електронів, але іноді в магнітному полі доводиться розрізняти поведінку більш швидких (порівняно із середньою швидкістю) електронів («гарячих») і більш повільних («холодних»).

2. Термомагнітні ефекти

Теплопровідність пов'язана з потоком носіїв заряду, тому за наявності градієнта температури в магнітному полі мають відбуватися термомагнітні явища, зумовлені викривленням траєкторій носіїв у магнітному полі.

Незважаючи на те, що під час спостереження термомагнітних ефектів електричне поле до провідника не прикладено ззовні, електричний потенціал у ньому все ж може виникати за наявності градієнта температур ∇T і магнітного поля B .

Термомагнітні ефекти у провідниках і напівпровідниках виникають лише у прикладеному ззовні магнітному полі. Проаналізуємо більш прості випадки – термоелектричні явища, що відбуваються, якщо магнітного поля немає. Коли магнітного поля немає, але у провіднику є потік теплоти, зумовлений не тільки фононами, але й перенесенням носіїв заряду (електронна теплопровідність), то має з'являтися електричне поле. Оскільки середня енергія (а в напівпровідниках ще й концентрація носіїв заряду) зростає з підвищенням температури, то градієнт температури спричиняє потік вільних зарядів. У неоднорідно нагрітому напівпровіднику електрична напруженість може виникнути й тоді, коли зовнішнього електричного поля немає (ефект Томсона), оскільки концентрація носіїв заряду вища там, де вища температура, тому градієнт температури приводить до градієнта концентрацій і виникає дифузійний струм носіїв заряду. Отже, виникає розподіл носіїв заряду, що створює поздовжнє електричне поле (термоерс):

$$E_{||} = \alpha \nabla T.$$

Аналогічно, якщо вздовж однорідного провідника, по якому проходить електричний струм, є градієнт температур, то в об'ємі провідника залежно від напрямку струму поглинається або виділяється деяка кількість теплоти δQ , пропорційна густині струму, часу й градієнту температури:

$$\delta Q = jt \nabla T.$$

Фізичну причину цих ефектів Томсона можна зрозуміти, розглянувши перенесення теплоти вільними носіями заряду в зовнішньому електричному полі. Дійсно, якщо вздовж провідника, по якому проходить електричний струм, є градієнт температур, а напрямок струму відповідає руху електронів від гарячого кінця до холодного, то електрони, переходячи від гарячої ділянки до холодної, віддають надлишкову енергію навколишнім атомам. У цьому місці виділяється тепло, й провідник нагрівається.

У разі зворотного напрямку струму електрони, переходячи з холоднішої ділянки в гарячу, набувають енергії за рахунок навколишніх атомів, що відповідає поглинанню тепла. Треба зауважити також, що якщо у провіднику є градієнт температур, то спостерігається і явище захоплення електронів фононами, за якого у кристалі виникає додаткова термоерс. Цей ефект пов'язаний з рухом фононів – переважно від гарячого до холодного кінця зразка, згідно з градієнтом температури ∇T . У результаті кожного зіткнення електрона з фононом передається імпульс, причому це передавання також є спрямованим – носії заряду частіше отримують імпульси у бік холодного кінця зразка, ніж у протилежний, тому й виникає дрейф носіїв заряду в холодну частину зразка, зумовлений потоком фононів. Носії ніби «захоплюються» фононним потоком. Дрейф носіїв заряду відбуватиметься доти, доки не з'явиться внутрішнє електричне поле, яке протидіятиме переміщенню носіїв,

спричиненому фононним захопленням. Різниця потенціалів і зумовлює додаткову термоерс.

Ефект захоплення електронів фононами проявляється як у металах, так і у напівпровідниках. Розглянемо специфіку теплових та електричних взаємодій у магнітному полі. Фізична основа термомагнітних ефектів – це взаємодія носіїв заряду провідника (або напівпровідника) з магнітним полем за умов, коли зовнішнє електричне поле до провідника не прикладено.

До термомагнітних явищ, як показано на рис. 12.2, зараховують такі ефекти: виникнення поперечного електричного поля (поперечний ефект Нернста–Еттінгсгаузена), поздовжнього електричного поля (поздовжній ефект Нернста–Еттінгсгаузена), поперечного градієнта температур (ефект Рігі–Ледюка) і поздовжнього градієнта температур (ефект Маджі–Рігі–Ледюка).



Рисунок 12.2 – Основні термомагнітні явища

Поперечне електричне поле, що з’являється в напівпровіднику в напрямку, перпендикулярному як до вектора індукції магнітного поля B , так і до градієнта температур ∇T (ефект Нернста–Еттінгсгаузена), пропорційне й градієнту температур, і магнітному полю:

$$E_{\perp} = A_{\perp T} \cdot \nabla T \cdot B,$$

де $A_{\perp T}$ – кінетичний коефіцієнт поперечного ефекту, який залежить від властивостей матеріалу.

В металах і вироджених напівпровідниках цей ефект дуже малий, оскільки значення E_{\perp} сильно залежить від виродження, тому поперечне електричне поле у магнітному полі за наявності температурного градієнта вимірюють переважно для дослідження невироджених напівпровідників.

Фізичний сенс виникнення електричного поля, поперечного до температурного градієнта й до магнітного поля, полягає в такому. Теплова швидкість носіїв заряду, що рухаються від гарячого кінця, більша, ніж швидкість носіїв заряду, які дифундують у протилежному напрямку, тому вони мають різні часи релаксації. Оскільки магнітна складова сили Лоренца по-

різному діє на швидкі й повільні носії заряду, то їх магнітне поле відхиляє на різні кути.

Отже, потоки носіїв на бічні грані досліджуваного зразка не будуть однаковими, тому виникає поперечне електричне поле (рис.12.3).

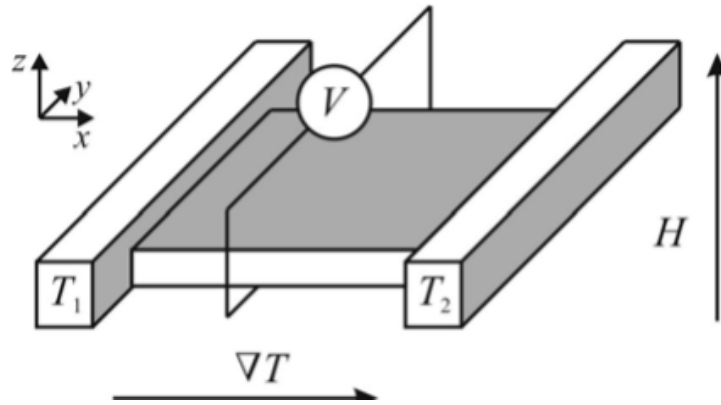


Рисунок 12.3 – Ефект Нернста–Еттінгсаузена

Поперечний ефект Нернста–Еттінгсаузена виникає з тієї самої причини, що й ефект Холла, тобто у результаті відхилення потоку заряджених частинок силою Лоренца, за винятком того, що за ефекту Холла спрямований потік частинок виникає в результаті їх дрейфу в електричному полі, а за поперечного ефекту Нернста–Еттінгсаузена – внаслідок дифузії.

Значущим є також те, що, на відміну від сталої Холла, знак E_{\perp} не залежить від знака носіїв заряду. Дійсно, під час дрейфу в електричному полі зміна знака заряду приводить до зміни напрямку дрейфу, що й дає зміну знака поля Холла. Натомість у разі ефекту Нернста–Еттінгсаузена потік дифузії завжди спрямований від нагрітого кінця зразка до холодного, незалежно від знака заряду частинок, тому напрямки сили Лоренца для позитивних та негативних частинок взаємно протилежні, проте напрямки потоків електричного заряду в обох випадках один і той самий. У металах і напівпровідниках ефект Нернста–Еттінгсаузена зумовлений залежністю часу релаксації носіїв заряду в процесі взаємодії з кристалічною ґраткою від їх енергії (або швидкості), тому чуттєвий до механізму розсіювання.

Вимірюванням поперечного ефекту можна визначити рухливість носіїв заряду або, якщо відома рухливість, установити механізм розсіювання носіїв заряду. Для швидких електронів час релаксації більший, ніж для повільних, тому одна грань зразка заряджається негативно (тобто поперечний ефект має додатний знак, $E_{\perp} > 0$), що свідчить про розсіювання носіїв заряду на акустичних фонах. Якщо умови руху електронів у зразку такі, що час релаксації носіїв заряду зменшується з підвищенням їх швидкості, то протилежна грань зразка заряджається негативно, а ефект має від'ємний знак ($E_{\perp} < 0$), що характерно для механізму розсіювання носіїв заряду на іонізованих атомах домішки. Слід

зауважити, що знак ефекту не залежить від знака носіїв, а тільки від механізму їх розсіювання.

Останнім часом ефект Нернста–Еттінгсгаузена активно застосовують для вивчення надпровідників і куперівських пар. У надпровідникових аморфних плівках $\text{Nb}_{0,15}\text{Si}_{0,85}$ через надзвичайно малу довжину вільного пробігу внесок вільних електронів у ефект Нернста–Еттінгсгаузена нехтовно малий, у той час як внесок куперівських пар достатньо суттєвий, та експеримент дозволяє безпосередньо його вимірювати. У такий спосіб було доведено існування куперівських пар (і, відповідно, локальної надпровідності) за температури, значно вищої від точки переходу в надпровідний стан.

3. Магнітооптичні ефекти

Під час дослідження магнітооптичних ефектів зазвичай використовують достатньо сильні магнітні поля. Ці ефекти розглядають в умовах, коли перпендикулярно до поверхні твердого тіла падає паралельний монохроматичний світловий потік з інтенсивністю Φ_λ (індекс λ – довжина світлової хвилі – ознака монохроматичності). Інтенсивність потоку Φ_λ визначається кількістю фотонів із довжиною хвилі λ , що падають на одиницю поверхні за одиницю часу. Частково світловий потік відбивається, частково поглинається, частково проходить крізь речовину обмежених розмірів без поглинання.

У металах енергія фотонів витрачається на збудження вільних електронів, енергетичний спектр яких є квазінеперервним. Поглинання світла у металах відбувається в межах декількох атомних прошарків на поверхні металу й супроводжується перевипромінюванням фотонів, чим і зумовлена висока (понад 95 %) відбивна здатність металів.

Оскільки світло у метал фактично не проникає, то магнітооптичні ефекти металів не розглядатимемо, а фотомагнітні ефекти суттєві лише у напівпровідниках. Коли вільних носіїв заряду майже немає (діелектрики), то коефіцієнт відбиття обчислюють за формулою:

$$R_r \approx \frac{(n-1)^2}{(n+1)^2},$$

де n – показник заломлення.

Напівпровідники мають $n = 3 \dots 4$, тому в разі відбиття від їх кристалічної ґратки інфрачервоних хвиль $R_r = 25 \dots 36 \%$.

На оптичних частотах, коли енергія квантів світла, які падають на напівпровідник, перевищує заборонену зону, в напівпровідниках відбувається фундаментальне поглинання, виникає велика концентрація вільних носіїв заряду, завдяки чому напівпровідники непрозорі (з коефіцієнтом відбиття $R_r \approx 90 \%$) і часто мають «металічний блиск».

Головна умова фундаментального поглинання світла – енергія фотонів $h\nu$ – має бути достатньою для фотоіонізації валентних зв'язків ($h\nu \geq E_g$, де E_g – ширина забороненої зони напівпровідника).

Крім фундаментального поглинання, у напівпровідниках виникає поглинання світла вільними носіями заряду, за наявності яких у разі поглинання фотонів можливі їх переходи на більш високий енергетичний рівень у межах відповідної зони – електронів у зоні провідності або дірок у валентній зоні.

Світло, що поглинається у напівпровіднику, спричиняє різні фотогальванічні процеси. Перш ніж розглядати вплив магнітного поля на ці процеси, слід коротко описати їх в умовах, коли магнітного поля немає.

По-перше, внутрішній фотоефект, у результаті якого виникає стаціонарна фотопровідність, зумовлена світловою генерацією носіїв заряду за рахунок власного поглинання. У разі опромінювання напівпровідника й поглинання світла один фотон створює одну електронно-діркову пару. Фотонів величезна кількість, тому під час освітлення електропровідність напівпровідника значно підвищується.

По-друге, біполярна дифузія носіїв заряду, що породжує ЕРС (ефект Дембера). Природа цього ефекту така: під час освітлення у напівпровіднику генеруються електронно-діркові пари. Розподіл концентрації цих носіїв по товщині зразка є нерівномірним – спадає за експоненціальним законом углиб зразка (згідно із законом Бугера–Ламберта). Завдяки створеному градієнту надлишкової концентрації носіїв заряду відбувається їх біполярна дифузія вглиб напівпровідника.

Оскільки дифузійні потоки електронів і дірок спрямовані в один бік, то напрямки електричних струмів електронів та дірок різні. Ці струми компенсували б один одного повністю за однакових значень коефіцієнтів дифузії електронів і дірок, але внаслідок того, що коефіцієнт дифузії електронів більший, ніж дірок, порушуються умови електронейтральності – електрони переганяють дірки. Виникає об'ємний заряд, що приводить до появи електричного поля, спрямованого вздовж напрямку поширення світла.

За цих умов значення ЕРС Дембера

$$U = - \frac{D_n - D_p}{\mu_n + \mu_p} \int_0^1 \frac{\partial \sigma}{\sigma},$$

де D_n – коефіцієнт дифузії електронів;

D_p – коефіцієнт дифузії дірок;

μ_n – рухливість електронів;

μ_p – рухливість дірок.

До магнітооптичних ефектів належать ефекти виникнення фотоелектромагнітного потенціалу (ефект Кікоїна–Носкова), міжзонного магнітопоглинання, домішкового магнітопоглинання, повороту площини поляризації світла (ефект Фарадея), подвійного променезаломлення (ефект Фойгта) та магнітоплазмові явища (рис. 12.4).



Рисунок 12.4. Основні магнітооптичні ефекти

Більшість із названих на рис. 12.4 фотомагнітних ефектів зумовлено квантуванням рівнів енергії електронів і дірок у сильному магнітному полі. У разі квантування енергетичний спектр електронів у напівпровіднику вже не можна вважати квазінеперервним. Це явище більш детально розглядають у зв'язку із циклотронним резонансом у напівпровідниках.

У кристалі можна створити умови, аналогічні умовам у циклотроні. Якщо помістити кристал у постійне магнітне поле й діяти на нього високочастотним електромагнітним випромінюванням, частота якого дорівнює циклотронній частоті, то виникатиме резонанс у поглинанні енергії електромагнітного випромінювання.

Слід зауважити, що маса, обчислена за значенням циклотронної частоти, збігається з ефективною масою носіїв заряду тільки у разі сферичних поверхонь постійної енергії.

З розв'язків рівняння Шредінгера випливає, що рух електронів у площині, перпендикулярній магнітному полю, є квантованим. Відповідні рівні енергії називають рівнями Ландау. Відстань між рівнями Ландау з квантовими числами n і $n + 1$ відповідатиме енергії:

$$\Delta E = \hbar\omega = \frac{\hbar eB}{m^*}.$$

Таким чином, у сильних магнітних полях електрони у зоні провідності й дірки у валентній зоні вже не матимуть квазінеперервного спектра. Цей спектр у дозволених зонах у магнітному полі перетворюється на дискретні рівні Ландау, відстань між якими залежить від значень магнітної індукції B та ефективної маси носіїв заряду m^* .

Саме квантування енергії в магнітному полі приводить до низки резонансних і магнітоосциляційних явищ, основні з яких названо на рис. 12.4.

Ефекти квантування спектра можна помітити під час експериментів, якщо виконуються умови: $\hbar\omega_c > k_B T$, тобто за достатньо низьких температур і сильних магнітних полів.

За температури рідкого гелію ефекти квантування у магнітному полі

виявляють у полях з індукцією $B > 40$ кГс, якщо $m^* \approx m$. За умови $m^* = 0,1m$ квантування відбуватиметься вже у магнітному полі $B > 4$ кГс. Звідси зрозуміло, що дослідження магнітоосциляційних і резонансних ефектів можливе лише в умовах низьких температур та із застосуванням сильних магнітних полів.

Для визначення концентрацій носіїв заряду в квантованій магнітним полем дозволений зоні потрібно знати функцію щільності станів у магнітному полі, тобто кількість станів, що припадають на одиничний інтервал зміни енергії. Закон дисперсії в магнітному полі зображено на рис. 12.5.

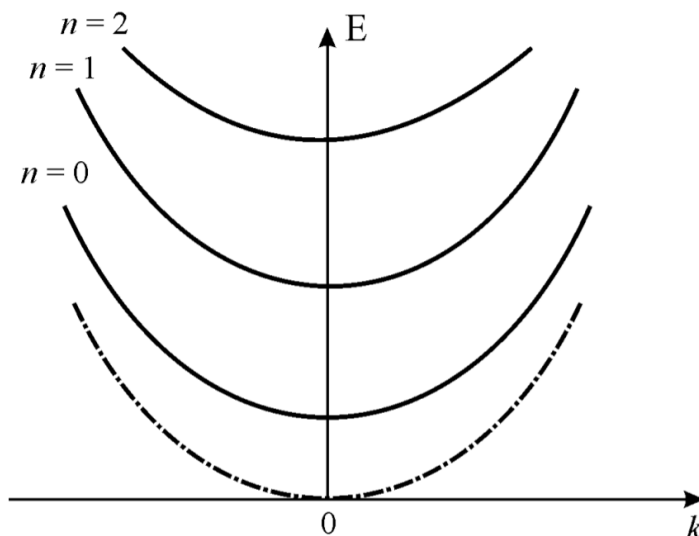


Рисунок 12.5. Закон дисперсії для електрона в сильному магнітному полі, штрихпунктирною кривою показано закон дисперсії, якщо магнітного поля немає

Цей закон дисперсії становить систему парабол. Гілка закону дисперсії з квантовим числом $n = 0$ перебуває над початком координат на значення енергії $\frac{\hbar\omega}{2}$ (початок координат, тобто рівень, де $E = 0$, відповідає дну зони провідності, якщо магнітного поля немає). Також на рис. 12.5 показано окремі випадки для $n = 1$ і $n = 2$.

Лекція №13

МАГНЕТИКИ З ДАЛЕКИМ МАГНІТНИМ ПОРЯДКОМ

1. Загальні положення.
2. Фізична природа феромагнетизму.
3. Феромагнетизм, антиферомагнетизм, ферімагнетизм.

1. Загальні положення

Магнітним кристалам та полікристалам зі спіновим і орбітальним упорядкуванням елементарних магнітних моментів характерний «сильний» магнетизм у тому сенсі, що магнітна проникність у них може бути достатньо великою, а самі вони – джерелом сильних магнітних полів, які набувають широкого застосування в техніці.

Під час розгляду парамагнетизму було показано, що деякі атоми з не цілком заповненими електронними оболонками мають власний магнітний момент і по суті поводяться як невеликі постійні магніти. Ступінь намагніченості кристала визначають за сумарним магнітним моментом, який є векторною сумою атомарних магнітних моментів.

Власний магнітний момент можуть мати атоми перехідних підгруп Періодичної системи Д. І. Менделєєва, оскільки вони містять не цілком заповнені внутрішні електронні оболонки, в яких наявні електрони з неспареним спіном. Наприклад, в атомі заліза навколо ядра рухаються 26 електронів, 18 з них заповнюють внутрішні оболонки, але на d-рівні атома заліза розміщено тільки шість із можливих 10 електронів, тому він не заповнений, і на ньому залишаються чотири вільних місця. Більш того, чотири магнітні моменти електронів у d-оболонці атома Fe самоорганізуються в некомпенсовану спінову магнітну систему. Саме така особливість d-оболонки зумовлює наявність значного власного магнітного моменту в атомах елементів групи заліза.

З утворенням кристала з атомів, що мають магнітні моменти, наприклад із заліза, може реалізовуватися один з декількох способів розміщення магнітних моментів окремих атомів відносно один одного. Якщо магнітні моменти орієнтовані випадково, то повний власний магнітний момент кристала дорівнює нулю, і такий стан називають парамагнітним. Якщо прикласти магнітне поле до такого кристала, то відбувається змушене впорядкування магнітних моментів з переважною їх орієнтацією по полю, що і створює у кристалі незначний сумарний магнітний момент (парамагнетизм).

Упорядковані структури детально їх зображено на рис. 13.1.

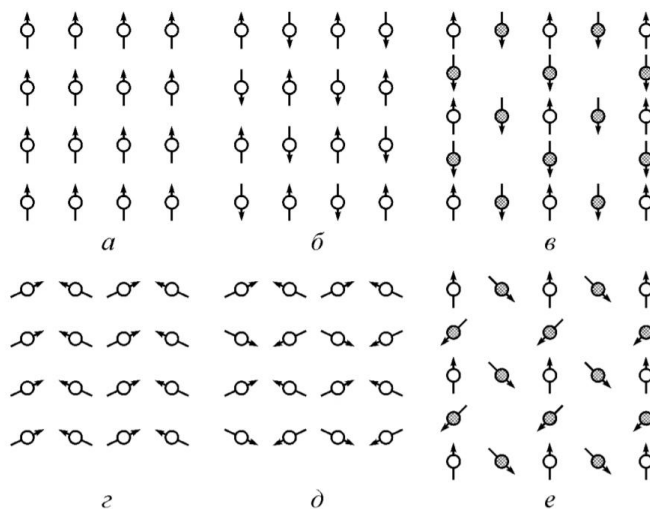


Рисунок 13.1 – Різні типи магнітних структур

Просту феромагнітну структуру, де всі магнітні моменти атомів напрямлені однаково, наприклад метали Fe, Ni, Co, Gd та Dy, показано на рис. 13.1, а. Такі впорядковані металеві кристали поведуться як постійні магніти (якщо вони однодоменні).

Найпростішу впорядковану антиферомагнітну структуру, також колінеарну, магнітні моменти в якій напрямлені зустрічно й взаємно компенсуються, показано на рис. 13.1, б. Вісь, по якій напрямлені ці моменти, називають віссю антиферомагнетизму. Кристалографічно всі атоми, що мають однаковий напрямок магнітних моментів у структурі, можна об'єднати в магнітні підґратки. У показаному на рис. 13.1, б варіанті всі атоми, магнітні моменти яких напрямлені вгору, утворюють одну підґратку, а атоми з протилежним напрямком магнітних моментів – другу. Ці дві підґратки утворюються атомами, що перебувають в еквівалентних позиціях (дві еквівалентні магнітні підґратки).

У загальному випадку магнітна структура може містити декілька підґраток, утворених атомами у кристалографічно нееквівалентних позиціях. Магнітна підґратка – сукупність усіх атомних магнітних моментів, яку можна отримати за допомогою паралельних перенесень (трансляцій) на відстані, кратні періоду елементарної комірки. Типовими кристалами з антиферомагнітною структурою є оксиди перехідних металів Mn, Ni, Co, Fe та багато їх фторидів, хлоридів, сульфідів, селенідів й ін.

У феримагнітній колінеарній структурі (рис. 13.1, в) сусідні атоми також мають антипаралельну орієнтацію, але сумарний магнітний момент елементарної комірки кристала відмінний від нуля. Така структура має спонтанну намагніченість, оскільки магнітні моменти іонів різних підґраток є некомпенсованими. Неповна компенсація виникає з таких причин: по-перше, на елементарну магнітну комірку може припадати різна кількість іонів, що належать до двох підґраток (значення магнітних моментів іонів при цьому можуть бути однаковими); по-друге, магнітні моменти іонів для двох різних підґраток можуть відрізнятися за значенням. Однак найчастіше реалізуються обидві причини, як це показано на рис. 13.1, в. Феримагнетизм часто називають некомпенсованим антиферомагнетизмом, що краще відображає природу явища.

Наведені типи магнітних структур належать до колінеарних. Є також різні типи неколінеарних магнітних структур, деякі з яких показано на рис. 13.1, зокрема слабко неколінеарна магнітна структура (рис. 13.1, г), властива слабким феромагнетикам, характеризується наявністю невеликого

результуючого магнітного моменту (на рис. 13.1, г він напрямлений вгору). Цей момент зумовлює незначне «скошування» напрямків антиферомагнітного впорядкування магнітних моментів підґраток. До слабких ферромагнетиків належать кристали $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ (гематит), FeVO_3 , FeF_3 , карбонати MnCO_3 , CoCO_3 , NiCO_3 , а також ортоферити RFeO_3 та ортохромити RCrO_3 (R – іон рідкісноземельного елемента).

Виокремлюють також слабконеколінеарну антиферомагнітну структуру (рис. 4.1, д), що не має результуючого моменту. До сильнонеколінеарних магнітних структур належить показана на рис. 13.1, е трикутна (кутова) структура, у якій магнітна підґратка, утворена «зачорненими» атомами, поділяється на дві підґратки, магнітні моменти яких напрямлені під кутом один до одного, у результаті чого створюють момент, антипаралельний моменту третьої підґратки (це окремий варіант феримагнітних структур). Проте відомі й більш складні магнітні впорядкування – «гвинтові» та «гелікоїдальні», які не розглядатимемо.

2. Фізична природа ферромагнетизму

Розглянемо причини того, що в деяких матеріалах (ферромагнетиках) за порівняно невисоких температур магнітні моменти окремих атомів упорядковуються, а в деяких матеріалах (парамагнетиках) – ні. Коли постійний магніт поміщено в постійне магнітне поле, то магнітний момент цього магніту прагне зайняти положення у напрямку поля. У кристалі (здебільшого у тих, які містять d- і f-метали; табл. 13.1) кожен іон, який має магнітний момент, створює навколо себе магнітне поле. Якщо магнітний момент іона достатньо великий, то створюване ним постійне магнітне поле може змусити магнітні моменти найближчих сусідніх моментів зорієнтуватися паралельно, як і він сам. Це відбувається в тому разі, коли енергія взаємодії магнітних моментів атомів більша від енергії теплових коливань ($k_B T$) кристалічної ґратки. Взаємодія між магнітними моментами іонів може бути обмінною та дипольною, при цьому обмінна взаємодія є суто квантовим ефектом і зазвичай сильніша за дипольну. Носіями ферромагнетизму є некомпенсовані спіни електронів, пов'язані з орбітальними моментами електронів у атомах або іонах кристалічної ґратки. Електрони мають і магнітний, і механічний моменти, тому в процесі намагнічування ферромагнетик набуває як магнітного моменту m , що складається з упорядкованих магнітних моментів електронів, так і відповідного механічного моменту S . Їх відношення, $\frac{m}{S} = -\frac{e\mu_B}{2m_e}$, якщо намагнічування зумовлюють орбітальні магнітні моменти атомів, і $\frac{m}{S} = -\frac{e\mu_B}{m_e}$ – якщо спінові магнітні моменти.

За результатами низки експериментів зроблено такі припущення:

1. Магнітомеханічний ефект – появу механічного моменту від намагнічування.
2. Під час оберненого експерименту залізний стрижень намагнічували у

разі швидкого його обертання..

3. У процесі ще одного досліду попередньо намагнічений стрижень піддавали швидкому нагріванню вище точки Кюрі, у результаті чого раніше орієнтовані «електронні вовчки» набували хаотичного напрямку, а стрижень у

**Температура Кюрі T_K
та магнітна індукція насичення B_S
за температури 293 К деяких
ферромагнетиків**

Речовина	T_K , К	$4\pi B_S$, Гс
Fe	1043	21580
Co	1604	17900
Ni	631	6084
Gd	293	–
Dy	87	–
CrTe	339	3100
FeCo	1243	24000
MnBi	633	7800
NiMn	733	9000
EuO	97	–
EuH _{1,86}	24	–
MnAs	318	8400
MnB	533	1850
GdFe ₂	803	5000

разі розмагнічування – обертального імпульсу, який було безпосередньо виміряти під час експерименту. В цьому разі гіромагнітне відношення свідчило про те, що феромагнетизм зумовлений не орбітальним, а спіновим моментом електронів.

Проте розрахунки показують, що лише магнітна взаємодія спінів не здатна забезпечити їх паралельну орієнтацію, характерну для феромагнетиків за температури, нижчої від точки Кюрі.

У разі малих частинок, які мають магнітний момент (наприклад, електронів), накладання магнітного поля приводить до того, що проекція вектора спіну на напрямок магнітного поля може набувати лише двох значень: $\mp \frac{1}{2\mu_B}$, де μ_B – одиничний магнітний момент, названий магнетоном Бора.

Для двохелектронної системи неможливо вказати, який із двох електронів у якому стані перебуває, але, за принципом Паулі, два електрони не можуть міститися на одному енергетичному рівні й мати однакові спінові квантові числа. У квантовій механіці це враховують за допомогою введення вимоги антисиметричності хвильової функції, тобто коли два електрони міняються місцями, їх хвильова функція має змінити знак.

У механізмі обмінної взаємодії електронів, яка є електростатичною, але не простою (кулонівською), а квантовою, важливу роль приділяють напрямку спінів сусідніх атомів. Обмінною її назвали тому, що у процесі цієї взаємодії електрони сусідніх магнітних атомів немовби міняються своїми місцями, у результаті чого спінові моменти електронів устанавлюються паралельно один одному, тому виникає спонтанна намагніченість (без участі зовнішнього поля H).

Оскільки спіновий і орбітальний моменти електронів взаємозалежні, то можна стверджувати, що спонтанна намагніченість створюється впорядкуванням магнітних моментів атомів. Під час нагрівання до температури Кюрі тепловий рух руйнує впорядковане розміщення моментів атомів, створене

обмінною взаємодією. Звідси випливає, що чим більша обмінна взаємодія у феромагнетика, тим вищою має бути його температура Кюрі, за якої руйнується магнітний порядок.

Таким чином, обмінна взаємодія характеризує різницю кулонівської енергії між випадками паралельних і антипаралельних спінів. Результати розрахунку обмінного інтеграла I залежно від відношення сталої кристалічної ґратки a до радіуса d -оболонки для різних металів групи заліза показано на рис. 13.2, де видно, що саме для феромагнітних металів – заліза, кобальту і нікелю – цей інтеграл додатний, тобто паралельне розміщення спінів у сусідніх атомах є енергетично вигідним.

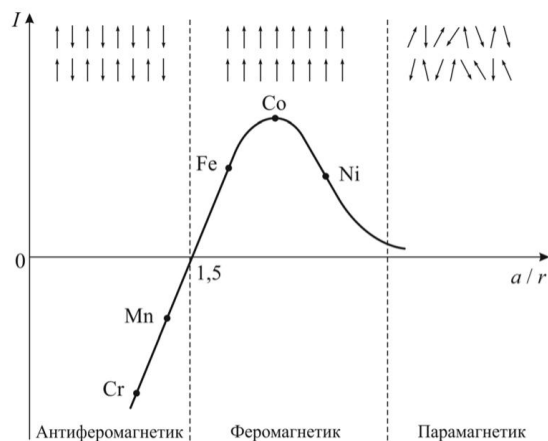


Рисунок 13.2 – Розрахункові дані для обмінного інтеграла для феромагнетиків групи заліза

Значення обмінного інтеграла впливає на температуру Кюрі, тобто чим більша обмінна енергія, тим ефективніше впорядкована структура спінів може опиратися дезорієнтувальній дії теплових фононів з енергією $k_B T$. Справді, найбільшого значення обмінний інтеграл набуває для кобальту – його точка Кюрі становить близько 1400 К, дещо меншого – для заліза ($T_K = 1040$ К) і найменшого – для нікелю ($T_K = 509$ К).

Отже для виникнення феромагнетизму потрібний певний «оптимум» міжатомної відстані у кристалічній ґратці. Якщо атоми надмірно зближуються (Ti й Cr), то відбуваються значне розосередження енергетичної смуги електронів і швидке зростання кінетичної енергії. Якщо ж атоми розміщено надто далеко, то обмінна взаємодія слабка, а взаємодія тільки спінів (тобто диполь-дипольна взаємодія) недостатньо велика для утворення феромагнетизму. Таким чином, наявність в атомах внутрішніх недобудованих електронних оболонок і додатний знак обмінного інтеграла, що зумовлює паралельну орієнтацію спінів, є тими необхідними й достатніми умовами, за яких виникає феромагнетизм.

3. Феромагнетизм, антиферомагнетизм, ферімагнетизм

Феромагнетики — сильно магнітні речовини, здатні намагнічуватися навіть у слабких магнітних полях. Деякі метали (залізо, нікель, кобальт, гадолій, манган, хром та їхні сплави) з великою магнітною проникністю, що проявляють явище гістерезису; розрізняють м'які феромагнетики з малою коерцитивною силою та тверді феромагнетики з великою коерцитивною силою. Феромагнетики використовуються для виробництва постійних магнітів, осердь електромагнітів та трансформаторів.

Найтиповішою властивістю є нелінійний характер процесу намагнічення.

- Феромагнетики сильно втягуються в область сильнішого магнітного поля.

- Магнітна сприйнятливність феромагнетиків позитивна і значно більше одиниці.

- При не дуже високих температурах феромагнетики характеризуються спонтанною намагніченістю, яка сильно змінюється під впливом зовнішніх дій.

Властивості феромагнетиків пов'язані з наявністю у їхній структурі груп атомів, які називаються доменами, котрі вже мають узгоджену орієнтацію елементарних магнітних полів. Орієнтація полів самих доменів, яка відбувається при намагнічуванні, створює власне поле речовини значно сильніше, ніж у інших магнетиків, у яких відбувається лише часткова орієнтація елементарних полів атомів речовини. Орієнтація полів доменів значною мірою зберігається і після припинення дії зовнішнього поля. Така суть залишкового намагнічування. Проте інтенсивний тепловий рух може зруйнувати цю орієнтацію, тому за високої температури феромагнітні речовини втрачають свої магнітні властивості.

Для опису впорядкованих магнітних структур, які приводять до феромагнетизму, антиферомагнетизму та феримагнетизму, вводять поняття *магнітної елементарної комірки* - найменшої сукупності груп атомів кристалічної структури, трансляцією якої одержують усю магнітну структуру кристала. Магнітна елементарна комірка може збігатися з кристалічною, однак у більшості випадків її розмір є кратним розміру кристалічної. Останніми роками відкрито *неспівмірні структури*, в яких відношення параметрів магнітної та кристалічної ґраток є ірраціональним числом. Усі кристали з магнітними елементарними комірками поділяють на дві групи: з відмінним від нуля та з рівним нулеві сумарним (результуючим) магнітним моментом.

Відмінний від нуля сумарний макроскопічний момент одиниці об'єму називають *спонтанною намагніченістю* і позначають символом J_S . Кристали, в яких $J_S \neq 0$, називають *феромагнетиками*, а кристали з $J_S = 0$ називають *антиферомагнетиками*. Схематично різні типи магнітного впорядкування у кристалах зображені на рис. 13.3.

У феромагнітній структурі всі магнітні моменти атомів (для простоти на рис. 13.3 зображені атоми одного сорту) напрямлені паралельно один до одного, внаслідок чого в такій структурі $J_S \neq 0$. В антиферомагнітній структурі сусідні вузли займають атоми, які мають рівні, але протилежно напрямлені

магнітні моменти, які взаємно компенсуються, тому $J_S=0$. Вісь, уздовж якої розміщуються антиферомагнітно впорядковані магнітні моменти, називають *віссю антиферомагнетизму*.

Усі атоми, які мають однаковий напрям магнітних моментів у структурі, об'єднують у так звані магнітні підґратки. На рисунку 6.1 б атоми, магнітні моменти яких напрямлені „вгору”, утворюють одну підґратку, а атоми з протилежним напрямом магнітних моментів -іншу підґратку. Ці дві підґратки утворені атомами, які перебувають у кристалографічно еквівалентних положеннях, тому їх називають *еквівалентними магнітними підґратками*. У загальному випадку магнітна структура може містити декілька підґраток, утворених атомами з кристалографічно нееквівалентних позицій.

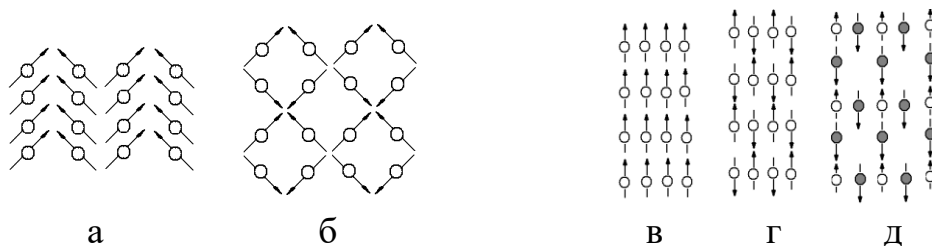


Рисунок 13.3 – Схематичне зображення орієнтації магнітних моментів у колінеарних (а – феромагнетик, б – антиферомагнетик, в – ферімагнетик) та неколінеарних магнітних структурах (г – феромагнітна структура, д – антиферомагнітна структура)

У феримагнітній структурі (рис. 13.3 в) сусідні атоми також володіють антипаралельною орієнтацією, однак сумарний магнітний момент комірки відмінний від нуля. Отже, така структура володітиме спонтанною намагніченістю, оскільки магнітні моменти іонів різних підґраток є некомпенсованими. Неповна компенсація зумовлена тим, що в елементарну магнітну підґратку може входити неоднакове число атомів або величини моментів різних атомів є неоднаковими. В цьому розумінні феримагнетизм називають некомпенсованим антиферомагнетизмом.

Розглянуті магнітні структури називають *колінеарними*. Крім них, є багато типів *неколінеарних магнітних структур* (рис. 13.3 г, д). Слабонеколінеарна магнітна структура властива *слабким феромагнетикам* і характеризується наявністю невеликого за величиною результуючого магнітного моменту, який виникає внаслідок незначної неколінеарності напрямів антиферомагнітного впорядкування магнітних моментів підґраток. Крім того, можливою є також слабонеколінеарна антиферомагнітна структура, яка не має результуючого моменту.

Існують *сильнонеколінеарні* структури, в яких магнітні моменти двох підґраток напрямлені під кутами один до одного і при їх додаванні, виникає результуючий момент антипаралельний до моменту третьої підґратки.

Особливу групу становлять кристали, в яких спостерігається гвинтове та гелікоїдальне магнітне впорядкування.

Магнітну структуру речовин визначають багатьма методами. Прямий метод визначення атомної магнітної структури ґрунтується на явищі дифракції нейтронів. У деяких випадках певні дані про магнітну структуру можна дістати за допомогою ефекту Месбауера та методом ядерного магнітного резонансу (ЯМР).

Лекція №14

ТЕПЛОЄМНІСТЬ ФЕРОМАГНЕТИКІВ. ДОМЕННА СТРУКТУРА ФЕРОМАГНЕТИКІВ. МАГНІТОСТРИКЦІЯ І ТЕРМОСТРИКЦІЯ

1. Теплоємність феромагнетиків.
2. Доменна структура феромагнетиків.

3. Магнітний гістерезис.
4. Магнітострикція і термострикція.

1. Теплоємність феромагнетиків

Аналогія між критичною температурою зникнення спонтанної намагніченості (феромагнетизму) і критичною температурою плавлення кристала підтверджується температурною залежністю теплоємності феромагнетика, аналогічною до поведінки у процесі плавлення, а саме: виникає різкий максимум за температури, що дорівнює критичній. Теплоємність за температури T_K не стає «нескінченною», оскільки температура речовини не залишається сталою у разі підведення тепла.

Залежність теплоємності від температури для типового феромагнітного твердого тіла, порівняно з теплоємністю неферомагнітного металу, зображено на рис. 14.1. У немагнітному металі (рис. 14.1, а) теплоємність кристалічної ґратки за низьких температур змінюється відповідно до дебаївського закону $C \sim T^3$ (крива 1), тоді як електронна частина теплоємності змінюється з температурою лінійно (крива 2). У феромагнетикі спостерігається гострий максимум теплоємності за температури Кюрі, зумовлений надлишковою енергією, необхідною для розупорядкування магнітних моментів, відповідальних за феромагнетизм (рис. 14.1, б). Більш того, у поведінці теплоємності феромагнетиків виявляється ще й інша суттєва аномалія – яскраво виражене відхилення залежності $C(T)$ від гладкої кривої з насиченням за високих температур, що характерно для немагнітних металів.

Таким чином, феромагнетикі властиве спінове впорядкування, для руйнування якого необхідно додавати енергію в усьому інтервалі температур, тому теплоємність феромагнетика, як видно з рис. 14.1, б, істотно підвищена. Особливо ефект підвищення теплоємності помітний у ділянці сильної зміни спонтанного намагнічування з температурою.

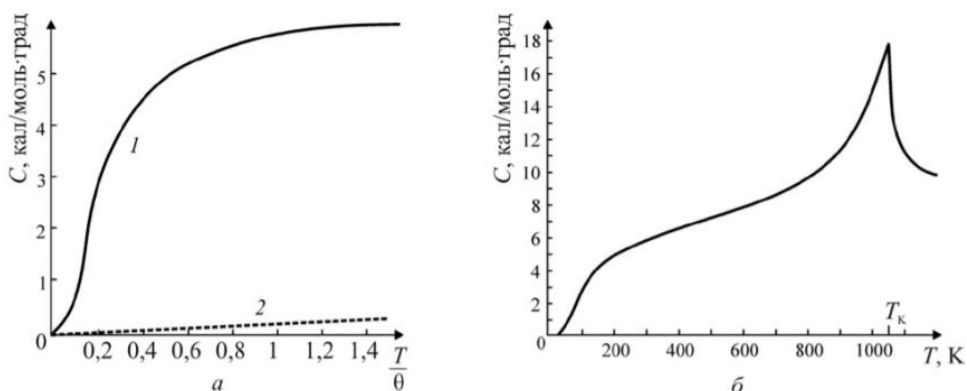


Рисунок 14.1 – Температурна залежність теплоємності кристалічної ґратки й електронної теплоємності металів: а – звичайний немагнітний метал; б – феромагнетик (залізо)

Пікову аномалію теплоємності у критичній точці спричиняє сильний хаос у розміщенні елементарних магнітів, до якого приводить незначна зміна температури, при цьому для повного розупорядкування потрібна деяка кількість теплоти, тобто теплова енергія для остаточного руйнування впорядкування атомів у твердому тілі, що плавиться. Енергія намагнічування наближено дорівнює тепловій енергії, необхідній для руйнування спонтанної намагніченості. Отже, для Fe, Co і Ni, у яких температура Кюрі дорівнює близько 1000 К, енергія намагнічування становить близько 0,1 еВ на атом, або 2000 кал/моль. Оскільки ця енергія передається кристалічній ґратці у разі підвищення температури феромагнітного твердого тіла від абсолютного нуля, то його теплоємність стає більшою від теплоємності неферомагнітних твердих тіл. Теплоємність феромагнітних металів у широкому інтервалі температур істотно перевищує теплоємність звичайних металів. Особливо помітний ефект підвищення теплоємності за температур, дещо нижчих від температури Кюрі, за яких намагніченість зменшується найшвидше. Звідси також випливає, що теплоємність за температури $T \approx T_K$ повинна мати максимум.

2. Доменна структура феромагнетиків

Магнітний момент об'ємних феромагнітних матеріалів за температури, нижчої від точки Кюрі, значно менший, ніж його теоретичне значення, яке знаходять для випадку, коли утворюються домени. Доменами називають ділянки, у яких усі магнітні моменти атомів напрямлені однаково, тому в межах одного домену намагніченість досягає насичення, тобто набуває максимально можливого значення. Однак у різних доменах у магнітному кристалі (або полікристалі) вектори намагніченості не паралельні один одному. Таким чином, повна намагніченість усього феромагнітного зразка менша, ніж у разі повного впорядкування орієнтації всіх атомних магнітних моментів.

Приклади доменної структури, яка виникає у феромагнетику завдяки тому, що у процесі формування доменів знижується магнітна енергія зразка, показано на рис. 14.2. Припустімо, феромагнітний кристал становить лише один домен, тобто під впливом обмінних сил спіни всіх електронів недобудованих оболонки атомів вишикувалися паралельно один одному, як показано на рис. 14.2, а. Унаслідок цього кристал створює в навколишньому просторі магнітне поле. Однак такий стан є нестійким, оскільки йому відповідає максимум енергії магнітної взаємодії.

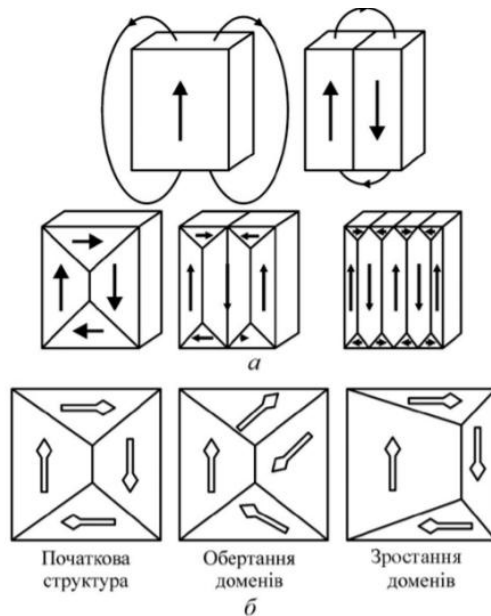


Рисунок 4.7 – Приклади доменної структури ферромагнетиків (а); змінювання доменної структури за рахунок зміщення стінок доменів і зростання доменів під дією магнітного поля (б)

Більш стійким буде стан, у якому магнітні поля дотичних ділянок замикаються, тобто сусідні ділянки кристала намагнічені протилежно одна одній (на рис. 14.2, а показано два сусідні домени).

Подальше розбиття кристала на домени ще більше знижує енергію намагніченого кристала, але до певної межі, оскільки стінка між доменами зумовлює напруження у кристалі. Такі перехідні прошарки між доменами названо стінками Блоха (рис. 14.3).

Введення уявлення про стінку Блоха спричинено тим, що зміна напрямку спінів у разі переходу від одного домену до другого, який має інший напрямок намагніченості, не може відбуватися стрибкоподібно на якійсь атомній площині, а лише поступово, й захоплює багато атомних площин. Поступовість цього переходу зумовлена тим, що для повної зміни напрямку спінів обмінна енергія буде меншою, коли зміна розподілена по багатьох спінах, ніж коли вона відбувається стрибкоподібно. У залізі товщина перехідного шару – доменної стінки – дорівнює приблизно 300 сталих ґратки (близько 1000 Å). Розмір домену залежить від багатьох причин, але зазвичай не перевищує декількох мікрометрів.

Таким чином, без впливу зовнішнього поля кристал ферромагнетика має складатися з численних окремих дрібних ділянок, намагнічених до насичення, – доменів, які відділені один від одного прошарками (доменними стінками), у яких спіни переходять від орієнтації, властивої одному домену, до орієнтації, властивої сусідньому домену.

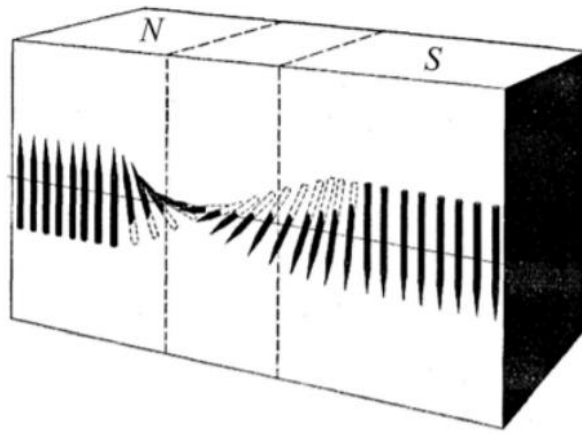


Рисунок 14.3. Структура перехідного шару між доменами (стінка Блоха)

Спонтанне намагнічування є анізотропним, тому здійснюється передусім у напрямках легкого намагнічування. Без дії зовнішнього поля домени орієнтуються один відносно одного так, що сумарний магнітний момент феромагнетика в цілому дорівнює нулю, оскільки це відповідає мінімуму вільної енергії системи. Зі збільшенням поля H феромагнетик намагнічується, здобуваючи відмінний від нуля магнітний момент. За характером фізичних явищ, які спостерігають у феромагнетик, процес намагнічування можна поділити на три стадії: процес зміщення меж доменів; процес обертання; парапроцес.

3. Магнітний гістерезис

Криву повного циклу перемагнічування феромагнетика показано на рис. 14.4. Під час перемагнічування (змінювання напрямку) магнітний момент m спочатку підвищується до свого максимального значення – спонтанної намагніченості m_s , а зі зменшенням магнітного поля відстає від його зміни, тому, якщо $H = 0$, індукція дорівнює не нулю, а величині m_r .

Явище відставання зміни магнітного моменту m від зміни поля H у разі перемагнічування називають магнітним гістерезисом, а намагніченість m_r – залишковим магнетизмом, для зникнення якого потрібне зустрічне поле H_c , що розмагнічує феромагнетик. Це поле називають коерцитивною (утримувальною) силою.

Замкнену криву на рис. 14.4, що описує цикл перемагнічування, називають петлею гістерезису, площа якої пропорційна роботі перемагнічування одиниці об'єму феромагнетика. У процесі перемагнічування ця робота цілком переходить у теплоту й характеризує втрати на гістерезис, тому за умови багаторазового перемагнічування феромагнетик нагрівається, і тим інтенсивніше, чим більша площа петлі гістерезису.

Залежно від форми та площі петлі гістерезису феромагнітні матеріали поділяють на «м'які», або низькокоерцитивні, й «тверді», або висококоерцитивні.

Різні застосування магнітних матеріалів потребують різних типів кривої намагнічення. На матеріали, які використовують у трансформаторах і електричних машинах, впливає швидкозмінне магнітне поле, тому їм доводиться перемагнічуватися багато разів за секунду, що призводить до часткової втрати ефективності й нагрівання матеріалу. Нагрівання є наслідком внутрішнього тертя, яке виникає у разі безперервної переорієнтації магнітних доменів. (За підвищеної частоти матеріал нагрівається також за рахунок струмів Фуко, що виникають у змінному полі через електропровідність феромагнетика.)

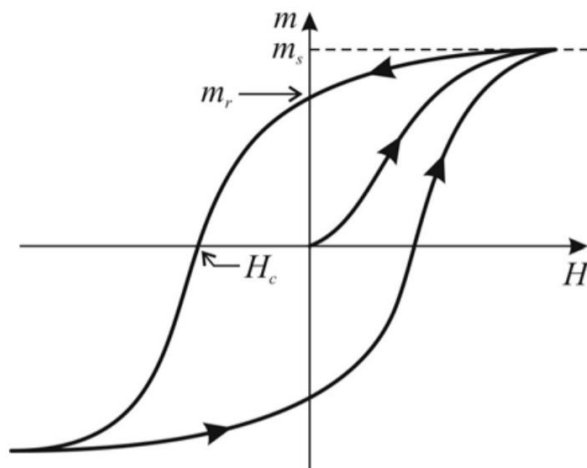


Рисунок 14.4. Магнітний гістерезис

У кожному циклі втрати енергії, що виділяється у вигляді тепла, пропорційні площі, яку обмежує петля гістерезису. Для такого використання потрібні матеріали з малою або близькою до нуля коерцитивною силою, що зменшує площу петлі. Такі матеріали, які називають магнітом'якими, мають низьку коерцитивну силу й високу магнітну проникність, тому їх застосовують для виготовлення магнітоприводів електричних машин і приладів. Значення магнітної проникності кращих залізонікелевих сплавів типу «пермалой» досягає $\mu \sim 10^5$ та великої індукції у разі насичення ($B_{\text{зал}} \sim 1$ Тл), причому їх коерцитивна (залишкова) сила H_c становить лише 0,3 А/м. Петля гістерезису в пермалой настільки вузька, що втрати на перемагнічування стають приблизно в 500 разів меншими, ніж «м'якого» магнітного заліза.

Постійні магніти, використовувані для створення великих постійних магнітних полів, повинні мати велику коерцитивну силу, тобто дуже широку петлю гістерезису, та не потребувати перемагнічування – навпаки, вони мають стійко утримувати намагнічений до максимуму стан. Для таких матеріалів, які називають магнітотвердими, також необхідні великі значення намагніченості насичення. Наприклад, у сплавах Al–Ni–Fe коерцитивне поле за індукції насичення 1,5 Тл становить близько 105 А/м, якщо $B_{\text{зал}} \sim 1,3$ Тл; у сплавах із церієм, самарієм та ітрієм – близько 106 А/м; у сплавах із рідкісноземельними металами – дуже великі значення коерцитивних полів (у сплаві SmCo $H_c = 2 \cdot 10^6$ А/м).

4. Магнітострикція й термострикція

Намагнічування феромагнетиків супроводжується зміною їх розміру й форми. Це явище називають магнітострикцією, яку спричиняє сильна спін-орбітальна взаємодія у феромагнітних матеріалах.

На рис. 14.5 схематично показано як подовжню (розширення), так і поперечну деформацію (стиснення) феромагнетика в магнітному полі. Стрижень завдовжки l з полікристалічного феромагнетика, поміщений у магнітне поле, може як подовжуватися, так і коротшати на відстань Δl , причому індукована магнітним полем H відносна деформація $x = \frac{\Delta l}{l}$ зазвичай пропорційна квадрату прикладеного магнітного поля: $x \sim H^2$. Нікелевий стрижень коротшає у напрямку прикладеного поля ($x \sim -4 \cdot 10^{-4}$); залізо і сталь у слабких полях дещо подовжуються, але в більш сильних полях коротшають; кобальт, навпаки, у слабких полях коротшає, а у сильних подовжується.

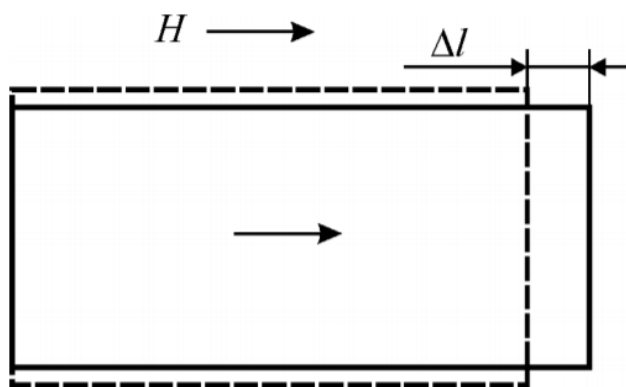


Рисунок 14.5 – Магнітострикційна деформація

Розроблено спеціальні феромагнітні сплави, магнітострикція яких значна. Цей ефект використовують у магнітострикційних вібраторах, що дозволяють продукувати ультразвукові коливання із частотою до декількох мегагерців, наприклад в ехолотах, в установках для ультразвукового оброблення твердих тіл і очищення їх від забруднень й у багатьох інших установках і приладах, зокрема побутових.

Таким чином, магнітострикція супроводжує процес намагнічування феромагнетика, тобто орієнтацію магнітних моментів атомів під впливом поля H . Цей процес аналогічний намагнічуванню парамагнетиків, тому його названо парапроцесом, який є найбільш інтенсивним за температури Кюрі, коли магнітострикція досягає найвищого значення.

У феромагнетиках, що характеризуються гексагональною структурою, наприклад у рідкісноземельному металі гадолінії (Gd), парапроцес і магнітострикція анізотропні. Окрім обмінної магнітострикції, у кристалах феромагнетиків зі збільшенням поля H виникає й анізотропна магнітострикція, яка супроводжує процеси намагнічування в полях, більш слабких, ніж ті, у яких виникає парапроцес.

Характерною ознакою анізотропної магніострикції є зміна форми зразка (за надто малої зміни об'єму). У теорії розглядають два механізми анізотропної магніострикції: магнітодипольний і одноіонний. Магнітодипольний механізм дає змогу визначити магнітну взаємодію магнітних моментів атомів, розміщених у вузлах кристалічної ґратки, при цьому магнітні моменти уподібнюються до магнітних диполів (елементарних магнітиків).

Отже, якщо під час намагнічування феромагнетик у деякому напрямку зменшується, то додавання у тому ж напрямку напруження стиснення сприяє намагнічуванню цього тіла так само, як і додавання напруження розтягання утрудняє намагнічування. Таку зміну магнітних властивостей феромагнітних матеріалів у разі їх деформації спостерігають у процесі експерименту й називають магнітопружним ефектом. Деякі феромагнітні матеріали дуже чутливі до внутрішніх напружень, які виникають унаслідок деформування феромагнетика, тому їх використовують для тензометричних вимірювань деформації та напруження.

Під час теплового розширення феромагнетиків виникають аномальні явища. Як відомо, термічне розширення твердих тіл у процесі нагрівання відбувається через ангармонічний характер коливань їх атомів або іонів біля своїх положень рівноваги. У слабких магнетиках (діа- і парамагнетиках) ангармонічність є єдиною причиною зміни їх розміру під час нагрівання, тому з підвищенням температури такі речовини завжди розширюються. У феромагнетиках намагніченість істотно залежить від їх деформації. Зумовлена зміною обмінної взаємодії магніострикція виникає не тільки у разі прикладання магнітного поля H , але і внаслідок зміни температури феромагнетика (без впливу зовнішнього поля H). Ця теплова магніострикція (іноді називана термострикцією) є спонтанною (оскільки виникає тоді, коли не діє поле H) і особливо сильною в околі точки Кюрі, тобто в разі переходу в магнітновпорядковану фазу. Ефект спонтанної магніострикції деяких феромагнетиків впливає на теплове розширення, оскільки частково його компенсує. Термострикція зазвичай має протилежний знак зі звичайним (ангармонічним) термічним розширенням, тому результуючий коефіцієнт термічного розширення феромагнітних матеріалів може бути як додатним, так і від'ємним, а також мати нульове значення у певному інтервалі температур.

До групи феромагнітних матеріалів, що мають близький до нуля від'ємний (феромагнітний) термічний коефіцієнт лінійного розширення α , належать інварні сплави.

Інварні метали (які не змінюють своїх розмірів під час нагрівання) вже давно застосовують у спеціальній приладобудівній промисловості. Явище компенсації коефіцієнта теплового розширення спонтанною магніострикцією називають інвар-ефектом. Натепер є багато сплавів такого типу, природа малого коефіцієнта теплового розширення яких магнітна. Як приклад можна відзначити інвар Н-36 – сплав заліза й нікелю (36 %), ковар – сплав заліза, нікелю (29 %) і кобальту (17 %) та інших, у яких за різних сполучень компонентів значення α можуть бути різними.

У гадолінії інвар-ефект анізотропний, тобто відмінний на різних осях гексагонального кристала, що відкриває додаткові можливості для технічного застосування.



Отже, у сплавах із феромагнетиками коефіцієнт термічного розширення стає керованим, тобто в разі потреби можна отримати $\alpha \approx 0$. З огляду на це такі сплави широко застосовують у техніці: в електроніці й приладобудуванні, в авіації та будівництві.

Лекція №15

АНТИФЕРОМАГНЕТИЗМ І ФЕРИМАГНЕТИЗМ. ФЕРИТИ НА ОСНОВІ РІДКІСНОЗЕМЕЛЬНИХ ЕЛЕМЕНТІВ

1. Антиферомагнетизм.
2. Феримагнетизм.
3. Ферити на основі рідкісноземельних елементів.

4. Магнітом'які ферити.
5. Постійні магніти на основі рідкісноземельних феритів.
6. Монокристалічні ферити.
7. Феритові плівки.

1. Антиферомагнетизм

Антиферомагнітна взаємодія. У разі від'ємного знака обмінного інтеграла більш вигідною є антипаралельна орієнтація спінів сусідніх вузлів ґратки кристала. Розміщення спінів може бути впорядкованим, але спонтанна намагніченість не виникає, оскільки спінові магнітні моменти сусідніх вузлів ґратки напрямлені антипаралельно й компенсують один. У такому кристалі немовби сполучено дві кристалічні ґратки, намагнічені протилежно. Основні антиферомагнетики наведено в таблиці.

**Критична температура T_N
деяких антиферомагнетиків**

Речовина	T_N , К	Речовина	T_N , К
MnO	122	KCoF ₃	125
FeO	198	MnF ₂	67,34
CoO	291	FeF ₂	78,4
NiO	600	CoF ₂	37,7
RbMnF ₃	54,5	MnCl ₂	2
KFeF ₃	115	VS	1040
KMnF ₃	88,3	Cr	311

Структура з антипаралельним упорядкуванням спінів формується за температури, нижчої від деякої температури, названої точкою Нееля (T_N).

Якщо температура вища за цю температуру ($T > T_N$), то некомпенсовані спіни в частково заповнених d- і f-оболонках атомів перехідних металів розупорядковуються й утворюють своєрідну парамагнітну систему з особливою температурною залежністю магнітної сприйнятливості.

Температурна залежність магнітної сприйнятливості антиферомагнетиків указує на виникнення різкої анізотропії в магнітних властивостях за температури, нижчої від температури фазового переходу (рис. 15.1).

Спонтанна антипаралельна орієнтація спінів електронів прилеглих атомів не тільки зменшує електронну електропровідність, але й має різну протидію до впливу прикладеного ззовні вимірюваного магнітного поля.

Варто зауважити, що в розупорядкованій (парамагнітній) фазі наведені сполуки зазвичай належать до провідників, оскільки в їх електронному спектрі немає забороненої зони (як і у металах), але у міру зниження температури й переходу в антиферомагнітну фазу (в точці Нееля) в електронному спектрі відкривається енергетична щілина, оскільки сполуки стають напівпровідниками або діелектриками.

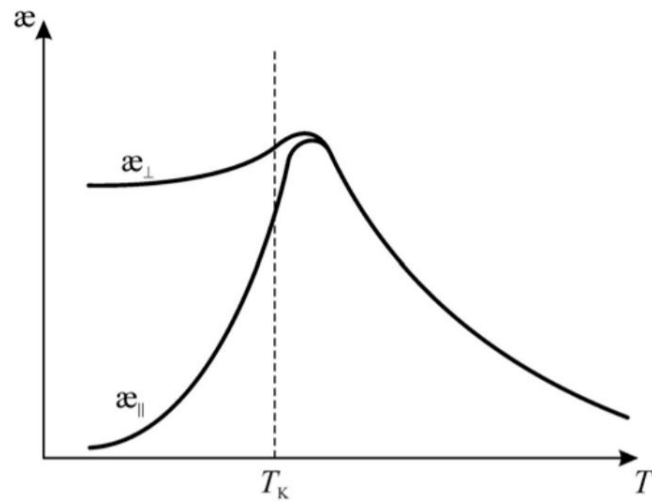


Рисунок 15.1 – Характерна температурна залежність магнітної сприйнятливості антиферромагнетика в околі критичної температури

Отже, в антиферромагнітних сполуках d- і f-металів відбувається фазовий перехід типу «діелектрик–метал». Однак магнітна проникність μ антиферромагнетиків є низькою, тобто недостатньою для їх технічного застосування як магнітних матеріалів. Оскільки за низької температури (в антиферромагнітній фазі) магнітні моменти підґраток цілком компенсують один одного, то результуючий магнітний момент дорівнює нулю, при цьому антиферромагнітна сполука проявляє властивості напівпровідника або діелектрика, тобто електропровідність у антиферромагнітній фазі в тисячі разів нижча, ніж у неупорядкованій фазі. У міру підвищення температури антипаралельне розміщення спінів порушується і намагніченість антиферромагнетика підвищується; μ збільшується й досягає максимального значення в точці Нееля, в якій упорядковане розміщення спінів цілком втрачається й антиферромагнетик стає парамагнетиком. Одночасно валентні електрони, «зв'язані» раніше в антиферромагнітній (упорядкованій, низькотемпературній, діелектричній) фазі протилежною орієнтацією спінів, «звільняються», тому антиферромагнетик у разі переходу в неупорядковану (парамагнітну) фазу стає провідником.

2. Феримагнетизм

Крім повністю магнітно-скомпенсованих антиферромагнетиків, є багато кристалів і полікристалів, у яких магнітні моменти підґраток, хоча й напрямлені зустрічно один до одного, істотно відрізняються за значенням, що зумовлено неоднаковою кількістю некомпенсованих електронів у d- і f-оболонках атомів. Такі магнетики мають властивості, подібні до феромагнітних матеріалів, оскільки у них можливе спонтанне намагнічування, тобто різниця магнітних моментів підґраток відмінна від нуля. Ці речовини називають ферримагнетиками.

Температура Кюрі T_K та магнітна індукція насичення B_S за температури 4 К деяких феримагнетиків

Сполука	T_K , К	$4\pi B_S$, Гс
Fe_3O_4 (магнетит)	858	6400
$CoFe_2O_4$	793	6000
$MgFe_2O_4$	713	1800
$CuFe_2O_4$	728	2000
$MnFe_2O_4$	573	7000
$Y_3Fe_5O_{12}$ (ЗІГ*)	560	2470

* Залізоїтрієвий гранат

Магнітна проникність феримагнетиків хоч і поступається за значенням проникності типових феромагнетиків, але становить значний інтерес для технічних застосувань: $\mu \sim 10^2 \dots 10^3$. За іншими властивостями (гістерезисом, доменною структурою, нелінійністю) феримагнетики також подібні до феромагнетиків, однак їх намагніченість знижується з підвищенням температури не монотонно, як у феромагнетиках, а проходить через нуль.

Температурна залежність спонтанної намагніченості у феримагнетиках із декількома різними підгратками складніша, ніж у звичайного феромагнетика, оскільки залежності спонтанних намагніченостей різних підграток можуть розрізнятися (рис. 15.2).

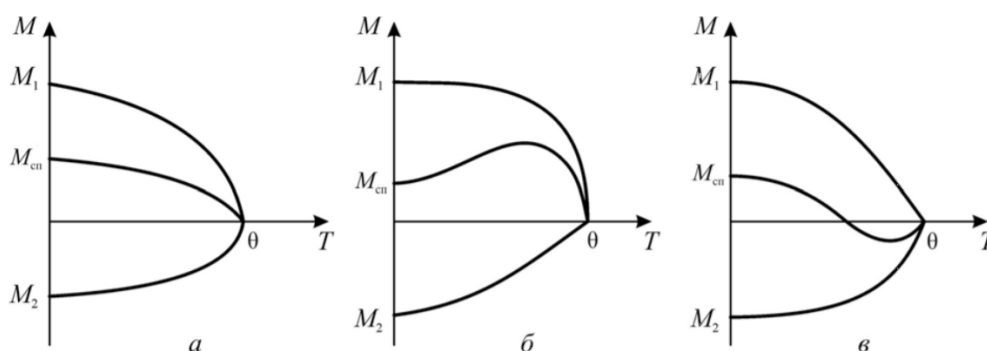


Рисунок 15.2 – Типи температурної залежності намагніченості підграток (M_1 та M_2) і спонтанної намагніченості ($M_{сп}$) для феримагнетика з двома магнітними підгратками: а, б, в – різні феримагнетики

Більшість феромагнетиків є металами, і їх не можна застосовувати в умовах високих частот через втрати на вихрові струми (струми Фуко), тому навіть для електротехнічного застосування заліза й пермалою за частоти 50 Гц, а особливо за частоти 400 Гц, феромагнітний метал потрібно розділити на

окремі пластинки (інколи завтовшки як фольга) з електроізолювальними прошарками між ними.

Можливість застосування феромагнітних металів ще більше ускладнюється на радіочастотах, коли для зниження втрат на вихрові струми доводиться використовувати феромагнітні частинки мікронного розміру, спресовані разом з полімером (магнітодіелектрики). Ця технологія не дозволяє запобігти вихровим струмам у діапазоні НВЧ (там, де широко застосовують магнітні матеріали з підвищеною μ , зокрема в обчислювальній техніці). Натомість у феримагнетиках поєднується «сильний» магнетизм із діелектричними властивостями на рівні елементарної кристалічної комірки.

Таким чином, перевагою феримагнетиків є те, що їхні необхідні для технічного застосування магнітні властивості (високі магнітна проникність і магнітне насичення) поєднуються зі значним електричним опором, а це особливо важливо в техніці НВЧ (малі втрати електромагнітної енергії). Феримагнетики отримали назву від феритів, найважливішим з яких є магнетит $\text{Fe}_3\text{O}_4 = \text{FeO} \cdot \text{Fe}_2\text{O}_3$, елементарна комірка «ферошпінелі» якого має вигляд куба, утвореного вісьмома молекулами $\text{FeO} \cdot \text{Fe}_2\text{O}_3$. У цьому мінералі негативні іони кисню утворюють кубічну гранецентричну ґратку, в якій на кожен молекулу Fe_3O_4 припадає один двовалентний (Fe^{2+}) і два тривалентні (Fe^{3+}) іони заліза.

У різних феритах зі структурою магнетиту двовалентні іони заліза Fe^{2+} заміщені двовалентними іонами інших металів, наприклад Mg^{2+} , Ni^{2+} , Co^{2+} , Mn^{2+} , Cu^{2+} . Загальна формула цих феритів зі структурою шпінелі така: $\text{MeO} \cdot \text{Fe}_2\text{O}_3$, де Me – двовалентний іон металу.

Саме магнітні моменти двовалентних іонів металу й зумовлюють спонтанне намагнічення феримагнетиків. Деякі з феритів (марганцевий, нікелевий) мають дуже високу магнітну проникність (μ досягає кілька тисяч), в інших феритах $\mu \sim 100$, а існують ферити (наприклад, на основі цинку й кадмію), які зовсім не магнітні.

3. Ферити на основі рідкісноземельних елементів

Значний науковий і технічний інтерес становлять магнітні матеріали на основі рідкісноземельних елементів (або лантаноїдів), тобто елементів третьої групи з номерами 57–71 (La, Ce, Nd, Sm тощо), до яких також наближуються за своїми властивостями скандій Sc та ітрій Y. Як сплави, так і сполуки цих елементів мають особливі магнітні властивості. Їх відмінність від магнетиків групи заліза (d-металів) полягає в тому, що в лантаноїдах (f-металах) магнітний момент визначається здебільшого спіновими властивостями електронів, тоді як значення орбітального моменту мале, а саме орбітальний момент впливає на магнітні властивості. З 14 рідкісноземельних елементів лише у шести (гадолінію, ербію, диспрозію, гольмію, тулію і тербію) спостерігається феромагнетизм, який (за винятком гадолінію) за деякої температури переходить в антиферомагнетизм. Для тулію, наприклад, за 220К феромагнетизм переходить в антиферомагнетизм, а за 60 К – у парамагнетизм; гадоліній, як і

залізо, переходить з феромагнітного в парамагнітний стан (за 290 К). П'ять рідкісноземельних елементів (церій, празеодим, самарій, прометій і європій) є антиферомагнетиками. Магнітні моменти лантану й лютецію дорівнюють нулю.

4. Магнітом'які ферити

Всі розглянуті матеріали можна розділити на дві групи: магнітом'які й магнітотверді. До магнітом'яких належать магнітні матеріали з малою коерцитивною силою ($H_c < 800$ А/м) і високою магнітною проникністю, які насичуються у слабких магнітних полях, мають вузьку петлю гістерезису, а отже малі втрати на перемагнічування. Як магнітом'які матеріали найбільш широко використовують нікель-цинкові та марганцево-цинкові ферити, які кристалізуються у структурі шпінелі й утворюють тверді розчини заміщення $NiO-Fe_2O_3-ZnO-Fe_2O_3$ і $MnO-Fe_2O_3-ZnO-Fe_2O_3$.

До феритів з прямокутною петлею гістерезису належать магнієво-марганцеві та літєві ферошпінелі, у яких збереження високої залишкової намагніченості після вимкнення зовнішнього магнітного поля зумовлено локалізацією доменних меж на мікронеоднорідній структурі (на вакансіях, міжвузлових атомах, комплексах та ін.). Залежно від особливостей пристроїв, де використовують ферити з прямокутною петлею гістерезису, вимоги до них можуть суттєво різнитися. Так, для створення комутаційних і логічних елементів ферити повинні мати малу коерцитивну силу (10...20 А/м), а феритові елементи, які застосовують у пристроях зберігання дискретної інформації, – підвищене значення (100...300 А/м).

Особливий інтерес для практичного використання мають ферити з прямокутною петлею гістерезису, які мають два стійкі стани, відповідно до різних напрямків залишкової індукції. Завдяки цій особливості їх можна застосовувати як елементи для зберігання та перероблення інформації, оскільки вони мають високі надійність і стабільність, малі габарити й великий термін служби; зберігають інформацію, навіть якщо вимкнено живлення. Коефіцієнт прямокутності у феритів, тобто відношення залишкової індукції $B_{зал}$ до максимального значення $B_{макс}$, перевищує 0,9.

5. Постійні магніти на основі рідкісноземельних феритів

Рідкісноземельні ферити мають надзвичайно велику магнітну анізотропію (на два-три порядки більшу, ніж у групі заліза), що дозволяє застосовувати їх для виготовлення постійних магнітів. Особливий інтерес становлять інтерметалічні сполуки типу RCo , де R – рідкісноземельний метал. Наприклад, коерцитивна сила сплаву самарій–кобальт ($SmCo$) дорівнює 20000 А/м, тоді як для звичайних феромагнетиків вона на порядок менша. Цей сплав широко застосовують у техніці потужних постійних магнітів. Надвисока

коерцитивність за великої магнітної індукції дозволяє знизити масу й габарити магнітних систем.

Загалом до магнітотвердих матеріалів належать матеріали з великою коерцитивною силою ($H_c > 4$ кА/м). Граничні значення коерцитивної сили для матеріалів першої групи (магнітом'якої) становлять менше 1 А/м, у той час як для матеріалів другої групи (магнітотвердої) – більше 500 кА/м. Магнітотвердими є сплави систем Fe–Ni–Al і Fe–Ni–Co–Al з різними домішками, барієві ферити BaO–6Fe₂O₃, сплави на основі рідкісноземельних елементів SmCo₅, PrCo₅ тощо.

Останнім часом застосовують також магніти на основі сплаву NdFe, що перевищують параметри SmCo-магнітів, «рекордним» магнітотвердим матеріалом вважають монокристалічний сплав тербій–кобальт, оскільки за низьких температур його коерцитивність у 5...7 разів перевищує параметри NdFe і SmCo-магнітів, що свідчить про можливість поліпшення властивостей постійних магнітів.

6. Монокристалічні ферити

Монокристалічні ферити – це спеціально вирощені кристали феритів, що мають упорядковану кристалічну структуру. Особливістю таких феритів є великий питомий опір і висока оптична прозорість, що дає змогу використовувати їх не тільки у пристроях НВЧ, але й у магнітооптичних пристроях.

Властивості феритів залежать від їх кристалічної структури. Кристали можуть мати кубічну симетрію (наприклад, ферогранати, загальна структурна формула яких $3Me_2O_3 \cdot 5Fe_2O_3$, де Me^{3+} – рідкісноземельний елемент) або ромбічну (ортоферити, $MeFeO_3$, де Me – рідкісноземельний елемент або ітрій).

Осі легкого намагнічування у феритах різних класів відмінні. У кристалах із кубічною симетрією віссю легкого намагнічування є [111] (оскільки такі кристали мають чотири діагоналі, то в них чотири осі легкого намагнічування); у кристалах із ромбічною структурою вісь легкого намагнічування збігається з віссю [001], тобто вона лише одна, тому їх називають магнітоодноосьовими.

Монокристалічні ферити порівняно прозорі, що є їх важливою властивістю у разі використання в оптичному діапазоні спектра, значення їх коефіцієнта поглинання невелике. Наприклад, пластинка ортофериту завтовшки 1 мм у діапазоні 1,5...5 мкм пропускає 95 % світла, а пластинка 30 мкм – 50 % червоного світла (на довжині хвилі 0,6 мкм). Такі значення характерні тільки для якісних кристалів, тобто якщо вихідні матеріали не дуже чисті або пластинку відполіровано недостатньо, то її прозорість набагато менша.

7. Феритові плівки

Для створення функціональних пристроїв найбільш перспективні ферити у вигляді плівок. Специфіка магнітних властивостей тонких феритових плівок полягає в тому, що за певної товщини така плівка стає однодоменною по товщині, тоді основним процесом перемагнічування буде однорідне обертання, коли магнітні моменти одночасно повертаються по магнітному полю. Тривалість цього процесу дуже мала (близько 10^{-9} с), що забезпечує створення швидкодійних магнітних пристроїв.

Магнітні плівки мають виражену магнітну анізотропію, яка визначається наявністю в магнітній плівці двох осей намагнічування: осі легкого намагнічування, вздовж якої прагне встановитися вектор намагнічування плівки, та осі важкого намагнічування, спрямованої перпендикулярно до першої осі. Відповідно, під час перемагнічування по осі легкого намагнічування необхідно витратити істотно меншу енергію, ніж по осі важкого намагнічування.

У разі малої товщини плівок вісь легкого намагнічування зазвичай розміщена у площині плівок, тому утворюються плоскі домени, умовно зображені на рис. 15.3, а, ширина яких може бути від часток до одиниць мікронів. У деяких феритів є тільки одна вісь легкого намагнічування. Якщо поверхня монокристалічної плівки з такого фериту перпендикулярна до осі легкого намагнічування, то утворюються домени у вигляді лабіринту (рис. 15.3, б) з напрямком спонтанної намагніченості, перпендикулярним поверхні плівки.

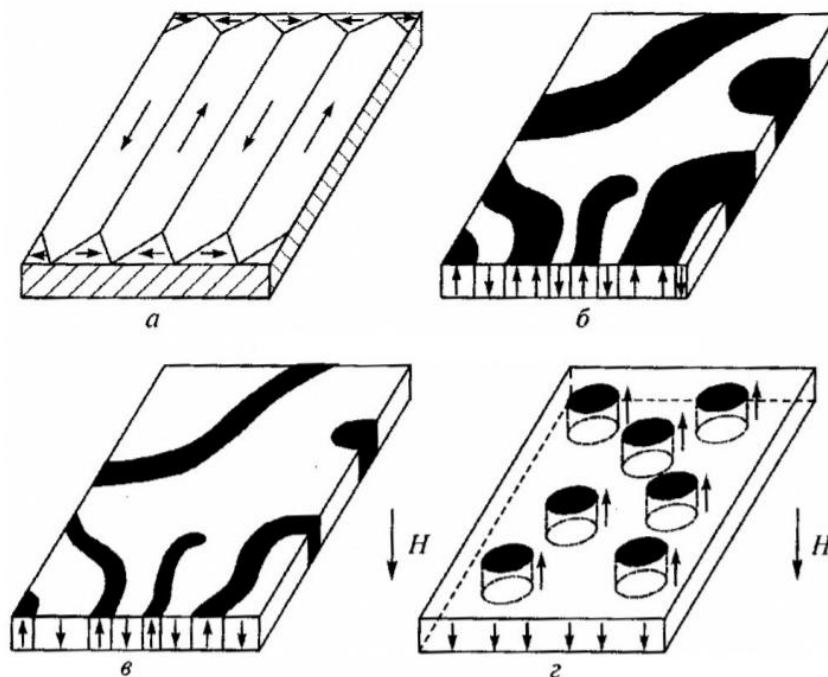


Рисунок 15.3 – Змінювання доменної структури феритової плівки під дією магнітного поля: а – зустрічні плоскі домени; б – лабіринтові домени; в – перебудова доменної структури; г – циліндричні домени

Магнітне поле, нормальне до такої плівки, змінює доменну структуру: спочатку зменшується площа доменів з вектором намагніченості, протилежним прикладеному полю (рис. 15.3, в), а за деякого значення поля вони

перетворюються у циліндри (рис. 15.3, г) – стійкі циліндричні магнітні домени (ЦМД) або «магнітні бульбашки». З подальшим збільшенням зовнішнього магнітного поля діаметр ЦМД зменшується, потім циліндричні домени зникають, і вся плівка однорідно намагнічується.

Якщо у площині плівки створити неоднорідне магнітне поле, то ЦМД переміщатимуться під його впливом. Циліндричні магнітні домени, що виникають у певних магнітних полях і керовані зовнішнім полем, становлять особливий інтерес для створення логічних та запам'ятовувальних функціональних пристроїв.

Лекція 16

МАГНІТНІ НАПІВПРОВІДНИКИ І ДІЕЛЕКТРИКИ

1. Магнітооптичні явища.
2. Магнітні напівпровідники.

1. Магнітооптичні явища

Магнітні речовини, залежно від виду хімічного зв'язку, поділяють на магнітні метали, діелектрики і напівпровідники. У магнітних напівпровідниках та діелектриках хімічний зв'язок є змішаним (іонно-ковалентним) і залежить від електронної спорідненості аніонів та катіонів. Для магнітних напівпровідників і діелектриків істотну роль у формуванні хімічного зв'язку відіграють спінові магнітні моменти електронів незаповнених d- або f-оболонки магнітних іонів.

Таким чином, до магнітних напівпровідників і діелектриків належать передусім сполуки перехідних та рідкісноземельних елементів, що мають феро-, антиферо- або феримагнітне спінове впорядкування, яке впливає на оптичні й електричні властивості матеріалу.

Для магнітного керування оптичними властивостями (магнітооптики) важлива як оптична прозорість робочих тіл, так і сильний вплив їх магнітних властивостей на проходження або відбивання світла (електромагнітних хвиль). Для магнітного керування властивостями напівпровідників необхідний сильний взаємозв'язок вільних носіїв заряду з магнітними моментами незаповнених d- і f-оболонки магнітних іонів, завдяки якому спінове впорядкування магнітних іонів впливає на характер руху вільних носіїв заряду в кристалі, а носії заряду, в свою чергу, – на магнітний порядок у ньому.

В основу фізичних явищ, які використовують у магнітооптиці, покладено залежність оптичних властивостей деяких прозорих матеріалів від напрямку поширення в них світла (анізотропія), а також реагування напівпровідника або діелектрика на вплив зовнішніх (керувальних) полів і світлового випромінювання.

Розглядатимемо тільки оптичні явища, зумовлені впливом магнітного поля на сильні магнетики. Магнітні матеріали, які застосовують для створення функціональних магнітооптичних пристроїв, можна умовно поділити на дві групи. До першої групи належать матеріали з порівняно малим оптичним поглинанням. Серед магнетиків порівняно мале поглинання у «видимому» і «ближньому» інфрачервоних діапазонах спостерігають лише в неметалевих матеріалах, зокрема у залізовмісних феримагнетиках: – ферит-гранатах із загальною формулою $R^3Fe_5O_{12}$ (R – рідкісноземельний іон); – ортоферитах $RFeO_3$; – феритах зі структурою шпінелі, наприклад $CdCr_2Se_4$, $CuCr_2Te_3I$ і $CuCr_2Se_3Br$.

Друга група охоплює тонкі магнітні плівки на основі інтерметалічних сполук із великим коефіцієнтом поглинання у видимому й інфрачервоному діапазонах. Магнітні аморфні плівки для магнітооптичних пристроїв можна

описати загальною формулою $R-Me-Z$, де R – рідкісноземельний іон; Me – перехідний метал (Mn, Ni, Fe, Co); Z – немагнітний метал (Mo, Cu, Au).

Магнітооптичні ефекти спричиняє розщеплення рівнів енергії атома у магнітному полі, яке під час дослідження ізольованих атомів проявляється в ефекті Зеємана. Ефект Зеємана — явище розщеплення вироджених квантово-механічних станів та ліній оптичних спектрів у зовнішньому магнітному полі (рис. 16.1). У кристалах магнітооптичні ефекти також є наслідком цього ефекту.

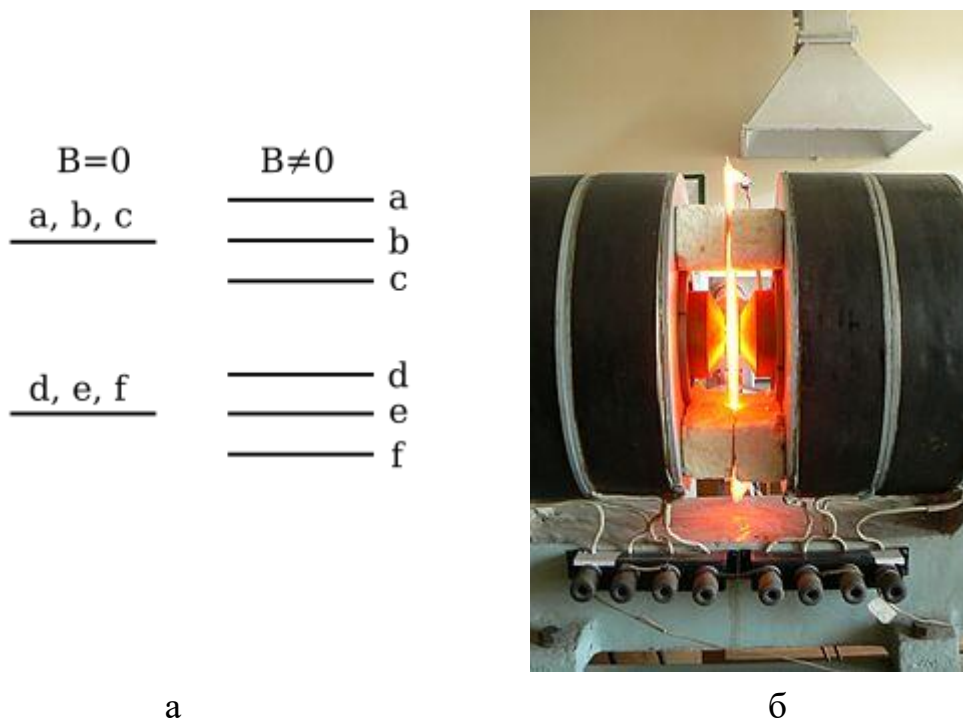


Рисунок 16.1 – Розщеплення електронних термів у магнітному полі (а) та обладнання для спостереження ефекту Зеємана: трубка з неоновим газом розташована між полюсами великого електромагніта (б)

За характером взаємодії світлового потоку з матеріалом магнітооптичні ефекти поділяють на дві основні групи: ефекти, що виникають під час проходження світла крізь магнетик, і ефекти, зумовлені відбиттям світла від поверхні магнетика.

Крім того, залежно від напрямку магнітного поля вирізняють два випадки: коли хвильовий вектор світлового випромінювання k паралельний до магнітного поля H і коли хвильовий вектор світла перпендикулярний до магнітного поля. Ефект Зеємана спостерігається в обох випадках, причому розбіжність між поляризаційними характеристиками компонентів зеєманівського розщеплення зумовлює різний характер індукованої магнітним полем анізотропії.

У разі поширення монохроматичного світла у магнітному середовищі вздовж магнітного поля (за поздовжнього ефекту Зеємана) його право- і лівоциркулярнополяризовані складові поглинаються по-різному (магнітний циркулярний дихроїзм).

Під час поширення світла у магнітному середовищі перпендикулярно полю H (у разі поперечного ефекту Зеємана) спостерігається магнітний лінійний дихроїзм, тобто різне поглинання магнітних складових, поляризованих паралельно й перпендикулярно до магнітного поля.

Якщо поширюється монохроматичне світло, яке має праву або ліву колову поляризацію, то вздовж магнітного поля H показники заломлення для світла стають різними. Цей ефект називають магнітним циркулярним подвійним променезаломленням.

Оптична анізотропія середовища в магнітному полі виникає також унаслідок відбиття світла від його поверхні. У разі намагнічування середовища змінюється поляризація відбитого світла, характер і ступінь якої залежать від взаємного розміщення поверхні, площини поляризації падаючого світла й вектора намагніченості. Цей ефект, названий магнітооптичним ефектом Керра (явище зміни показника заломлення в електричному полі), виникає здебільшого у феромагнетиках.

У намагніченому середовищі показники заломлення право- і лівополяризованого по колу світла розрізняються. Якщо світло поширюється паралельно вектору його намагніченості H , то ця різниця показників заломлення проявляється в обертанні площини поляризації лінійнополяризованого світла. Цей ефект називають ефектом Фарадея, за якого кут повороту площини поляризації φ пропорційний шляху d світлового променя у магнітновпорядкованому середовищі:

$$\varphi = \theta d,$$

де θ – питома фарадеївське обертання (кут повороту площини поляризації світлової хвилі на одиницю довжини магнетика).

Ефект Фарадея є непарним, тому в разі зміни напрямку вектора H на протилежний змінюється і знак φ .

У магнітному полі кожен рівень енергії атома магнетика розщеплюється на два близько розміщені рівні відповідно до двох можливих напрямків спіну відносно поля (рис. 16.2, а), завдяки чому дисперсійні (частотні) залежності коефіцієнта заломлення $n=n(\omega)$ в околі лінії поглинання для лівополяризованого (n^-) і правополяризованого (n^+) по колу світла зміщуються одна відносно одної (рис. 16.2, б). Різниця показників заломлення $n^+ - n^-$ (рис. 16.2, в) зумовлює фарадеївське обертання площини поляризації лінійнополяризованого світла: $\varphi = (n^+ - n^-)\omega$.

У зв'язку з тим, що поглинання для ліво- і правополяризованого по колу світла неоднакове, амплітуди цих складових на виході різні – це магнітний коловий дихроїзм, який полягає в тому, що після проходження крізь середовище світло з лінійнополяризованого перетворюється в еліптичнополяризоване.

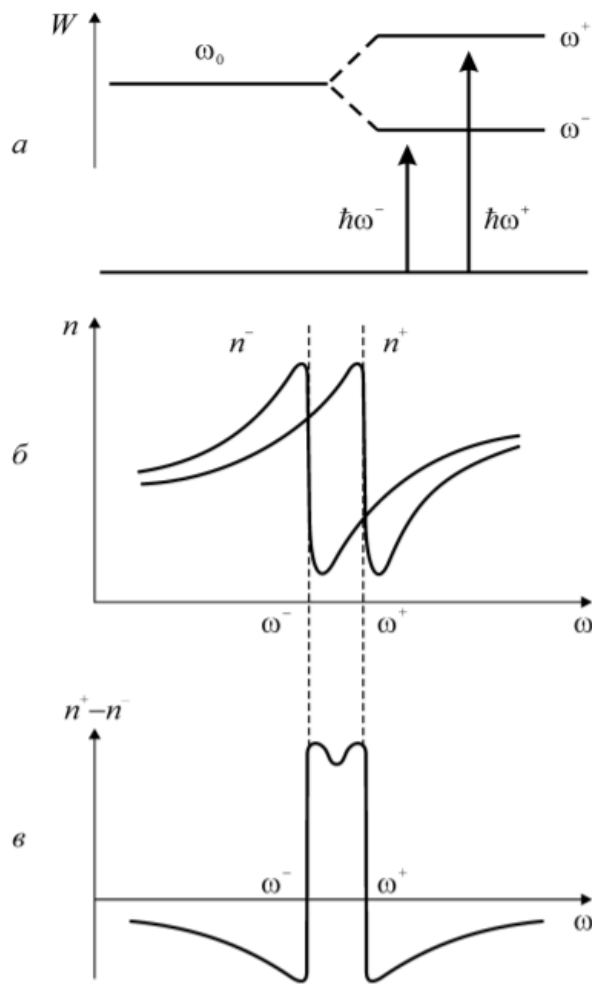


Рисунок 16.2 – Ефект Фарадея: а – схема спінового розщеплення енергетичних рівнів атома в магнітному полі; б – спектральна залежність показників заломлення n^- і n^+ для ліво- та правополяризованого по колу світла; в – різниця показників n^+ і n^- , що визначає ефект Фарадея

Якщо світло поширюється перпендикулярно до напрямку намагніченості M , то спостерігається магнітне лінійне двопроменезаломлення, назване ефектом Коттона–Мутона (рис. 16.3). Він зумовлений різницею значень коефіцієнтів заломлення двох лінійнополяризованих компонентів світлової хвилі, поляризованих паралельно й перпендикулярно до M . Фазові зміни, які відбуваються, приводять до виникнення еліптичнополяризованого світла на виході із середовища. Ефект Коттона–Мутона, на відміну від ефекту Фарадея, є парним. Його значення пропорційне квадрату намагніченості.

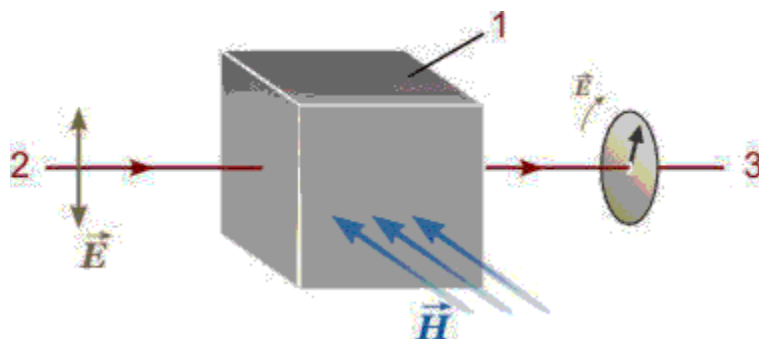


Рисунок 16.3 – Ефект Коттона–Мутона

У поглинальному середовищі виникає і магнітний лінійний дихроїзм – різниця значень коефіцієнтів поглинання двох лінійнополяризованих хвиль у поперечнонамагніченому середовищі. Наявність дихроїзму приводить до повороту кута орієнтації еліпса у процесі поширення хвилі.

Крім магнітооптичних ефектів, які виникають під час проходження світла крізь намагнічене середовище, важливими є ефекти, що спостерігаються внаслідок відбивання світла від поверхні зразка. Такі явища називають магнітооптичними ефектами Керра. Залежно від взаємної орієнтації намагніченості M , напрямку поширення світла k та нормалі n до поверхні розрізняють три види ефектів Керра: полярний, меридіональний і екваторіальний.

Полярний ефект полягає в обертанні площини поляризації та появі еліптичності внаслідок відбивання лінійнополяризованого світла від поверхні матеріалу, коли намагніченість паралельна нормалі: $M \parallel n$.

Меридіональний ефект Керра полягає в обертанні площини поляризації та появі еліптичності внаслідок відбивання лінійно-поляризованого світла від поверхні у разі, коли намагніченість M перпендикулярна до n і міститься у площині падіння світла.

Екваторіальний ефект спостерігається в поглинальних матеріалах і полягає у зміні інтенсивності й зсуві фази лінійнополяризованого світла, відбитого від намагніченого середовища, коли намагніченість M перпендикулярна до n і площини падіння світла. Повороту площини поляризації не відбувається.

Для керування прохідним світлом необхідна зміна намагніченості середовища зовнішнім полем, для чого у прозорому феромагнетику використовують або зсув доменних стінок, або обертання вектора намагніченості магнітнонасиченого зразка у зовнішньому магнітному полі. У магнітооптичних модуляторах як прозорі оптично-активні середовища найчастіше застосовують ферит-гранати $R_3Fe_5O_{12}$ та ортоферити RFe_3 (де R – рідкісноземельний іон). В ортоферитах відбувається аномально велике фарадеївське обертання, хоча намагніченість насичення в ортоферитах істотно менша, ніж у ферит-гранатах. Фарадеївське обертання, пропорційне товщині зразка, можна спостерігати, лише якщо світло поширюється вздовж оптичної осі ортофериту. Характерною особливістю ортоферитів є висока рухливість доменних стінок.

3. Магнітні напівпровідники

До магнітних напівпровідників належать переважно дві групи твердих тіл: сполуки Європію (монооксид EuO , монохалькогенід EuS , моноселенід EuSe , монотелурид EuTe й ін.); деякі халькогенідні (хромові) шпінелі. Ширина забороненої зони в антиферомагнітних і феримагнітних напівпровідниках така сама, як у звичайних напівпровідниках. Виокремлюють ще один клас – напівмагнітні напівпровідники (або розріджені магнітні напівпровідники), – що характеризується заміщенням частини власних атомів базового напівпровідника магнітними.

В основному стані магнітних напівпровідників зовнішні оболонки аніонів заповнені, зовнішні оболонки катіонів порожні, а внутрішні d- або f-оболонки катіонів заповнені лише частково. Однак їх електрони не беруть участі в перенесенні заряду, оскільки через сильний зв'язок між ними кожний d- або f-електрон локалізований на своєму іоні. Зона провідності виникає в результаті гібридизації частково заповнених і порожніх станів оболонок катіонів, валентна ж – d- або f-оболонок катіонів та зовнішніх оболонок аніонів.

За звичайним уявленням про електронні енергетичні зони у твердому тілі не передбачено існування магнетизму. Ця теорія ґрунтується на одноелектронному наближенні, у якому залишають поза увагою динамічні кореляції між частинками, але магнетизм спричиняється значними кулонівськими (обмінними) силами, тому нехтувати просторовими й спіновими зв'язками між електронами не можна. У зонній теорії кожному стану з енергією електрона зі спіном $+1/2$ відповідає еквівалентний стан зі спіном $-1/2$. У результаті цього для основного стану сумарний спін вважають дуже малим, у той час як у магнітних напівпровідниках – великим.

У магнітному напівпровіднику є такі типи заборонених зон: звичайна заборонена зона, що розділяє валентну зону й зону провідності, зумовлена періодичним потенціалом ґратки; заборонена зона іншого виду, зумовлена передусім енергією іонізації d- або f-оболонок.

Щоб електрон незаповненої d- або f-оболонки (тобто «магнітний електрон») міг брати участь у процесах перенесення заряду, він має залишити свій атом, для чого йому необхідно надати деяку енергію E_v . Через делокалізацію електрона його енергія знижується на значення E_d . Якщо $E_v > E_d$, то виникає заборонена зона $\Delta E = E_v - E_d$ (рис. 16.4). Для d-електронів енергія E_v може бути достатньо малою, тому друга заборонена зона фактично зникає. У цьому разі d-електрони беруть участь у провідності й у твердому тілі виникають металічні властивості. З цієї причини майже всі феромагнетики – це d-метали (Fe, Ni, Co).

У феромагнітних напівпровідниках (EuO , Eu , EuSe , EuTe , деяких шпінелях) обмінна взаємодія між s- і d-електронами приводить до розщеплення зони провідності на дві підзони, що відповідають станам електронів зі спінами $+1/2$ і $-1/2$, тобто з напрямком спінів електронів за і проти намагніченості. Оскільки у відомих феромагнітних напівпровідниках значення розщеплення Δ

$\gg k_B T$, то за порівняно низьких температур (коли $T \ll T_K$) енергетичні стани зайняті лише поблизу дна нижньої зони, тобто електрони цілком поляризовані за спінами.

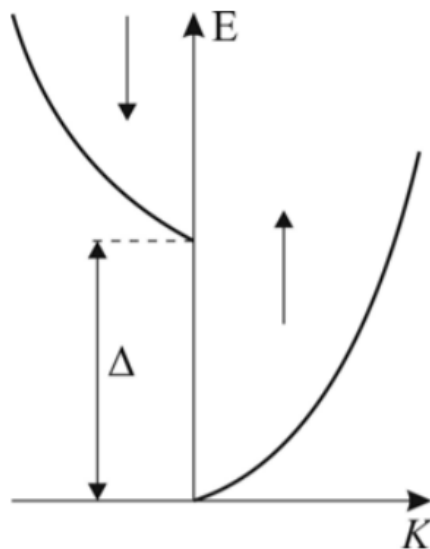


Рисунок 16.4 –
зони провідності у

напівпровіднику

Спінове розщеплення Δ
ферромагнітному

Багато ферромагнітних напівпровідників є фотопровідниками. Форма кривої спектральної залежності фоточутливості слабо залежить від температури, але її максимум змінюється з підвищенням температури за тим самим законом, що і край поглинання. Максимальна чутливість підвищується зі збільшенням магнітного поля, причому тим сильніше, чим ближче температура до точки Кюрі.

Антиферромагнітних напівпровідників набагато більше, ніж ферромагнітних, причому їх властивості багато в чому різняться. Наприклад, в антиферромагнітних напівпровідниках не відбувається гігантського «червоного зміщення» краю поглинання ΔE_g , як у ферромагнітних напівпровідників зі зниженням температури (яке спостерігається ще до появи спонтанної намагніченості), оскільки ферромагнітне впорядкування сприяє підвищенню провідності (можна вважати, що провідність і ферромагнетизм взаємно підсилюють один одного), у результаті чого у ферромагнітних напівпровідниках зміщення краю поглинання в «червоний бік» досягає декількох десятків електрон-вольтів під час охолодження кристала й переходу через точку Кюрі.

В антиферромагнітних напівпровідниках, навпаки, край поглинання зміщується у бік великих енергій («синє зміщення»), але це зміщення незначне, оскільки антиферромагнітне впорядкування прагне локалізувати електрони провідності ще більшою мірою, ніж неупорядкованість у парамагнітній фазі. Наприклад, в антиферромагнітному напівпровіднику EuTe (що має енергетичну щілину в електронному спектрі $\Delta E_g = 2,0$ eV) зі зміною температури

відбувається незначне «сине зміщення» – лише близько 0,03 еВ, причому прикладене зовні магнітне поле зменшує його.

У широкозонних антиферомагнітних напівпровідниках носії заряду можна вважати звичайними зонними електронами, а у вузькозонних за рахунок електрон-магنونної взаємодії виникає квазіпружна сила, що прагне повернути електрон до того атома, який він залишив, у результаті чого електрон виконує осциляції навколо «центрального» атома.

Енергія утворення вільного електрона мінімальна в разі повного феромагнітного впорядкування і збільшується через його порушення (феромагнітне впорядкування сприяє підвищеній провідності). Експериментальним свідченням цього є те, що край власного поглинання феромагнітного напівпровідника з підвищенням температури до точки Кюрі зміщується у бік високих енергій на 0,2...0,5 еВ, тобто ширина забороненої 192 зони феромагнітного напівпровідника збільшується в неупорядкованій (парамагнітній) фазі. Таким чином, електрони провідності прагнуть установити й підтримати феромагнітне впорядкування, але через малу концентрацію вільних електронів не можуть суттєво вплинути на стан кристала в цілому. Проте електрони можуть локалізуватися в деяких ділянках кристала, де вони створюють достатньо високий ступінь феромагнітного порядку, і їх енергія за рахунок цього значно знижується.

Феромагнітний кластер, створений електрон-магنونною взаємодією, може містити тисячі магнітних атомів. Такі кластери спостерігали під час експериментів у напівпровідникових сполуках EuTe і EuSe . Комплекс «електрон і навколишня мікроділянка магнітної фази» називають фероном. За порівняно низьких концентрацій вільних носіїв заряду в антиферомагнітних напівпровідниках феромагнітні ділянки мають розміри 10...100 Å.

Феронні стани виникають переважно у легованих магнітних напівпровідниках. Антиферомагнітний кристал поділяється на окремі ділянки, що мають як феромагнітне, так і антиферомагнітне впорядкування, причому в перших ділянках спостерігається надлишок електронів провідності, а у других – їх нестача. В середині антиферомагнітної (низькопровідної) матриці високопровідні ферони можуть формувати періодичну структуру.

Провідність антиферомагнітного напівпровідника з феронами в цілому низька, оскільки багато вільних електронів локалізовано у феромагнітних кластерах, але вона різко підвищується в зовнішньому магнітному полі, яке сприяє феромагнітному впорядкуванню у кристалі й тим самим делокалізує електрони, які без прикладання магнітного поля були замкнені у феромагнітних кластерах. Підвищення магнітного поля, що сприяє феромагнітному впорядкуванню в цих кристалах, приводить до зростання їх провідності – іноді аж на 10 порядків.

Електрони разом з феромагнітними кластерами (феромами) можуть переміщуватися кристалом, хоч і з дуже малою рухливістю, аналогічно до поляронів, характерних для полярних діелектриків. За високих температур

ферони (як і полярони) руйнуються, але у разі достатньої глибини потенціальної ями вони можуть бути навіть і в парамагнітній фазі.

Якщо електрони провідності й не приводять до неоднорідних станів виродженого магнітного напівпровідника, то вони все-таки істотно впливають на його магнітні властивості. Наприклад, легування може вдвічі підвищити температуру Кюрі у феромагнітних напівпровідниках EuS і EuO , а також перетворити антиферомагнітний стан у кристалі MnTe у феромагнітний.

Магнітні напівпровідники мають й інші незвичайні властивості, зокрема рекордне значення фарадеївського обертання площини поляризації світла та ефект гігантського магнітоопору.

Розрізняють ще один клас напівпровідникових матеріалів, який характеризується довільним заміщенням частини власних атомів базового напівпровідника магнітними. Ці матеріали відомі під назвою «напівмагнітні напівпровідники», або «розріджені магнітні напівпровідники» (Diluted Magnetic Semiconductors, DMS), найбільш поширеними з яких є сполуки АІІВVI (CdTe , ZnSe , CdSe , CdS тощо) з іонами перехідних металів (Mn , Fe або Co) замість власних катіонів. Також до них належать матеріали на основі АІVBVI (PbTe , SnTe) та нещодавно синтезовані кристали АІІBV з іонами перехідних металів (GaAs , InSb). Треба відзначити, що як магнітні атоми у DMS можна використовувати рідкісноземельні елементи.

Напівмагнітні напівпровідникові сплави можна вважати такими, що містять дві взаємодійні підсистеми, однією з яких є система делокалізованих електронів провідності з характерною валентною зоною, другою – розріджена система локалізованих магнітних моментів, пов'язаних із магнітними атомами. Взаємодія локалізованих моментів зумовлює виникнення різних магнітних фаз (парамагнетизму, спінового скла, феромагнетизму та антиферомагнетизму).

Широке різноманіття базових кристалів і магнітних атомів у них забезпечує можливість отримати велику кількість відмінних матеріалів, від широкозонних напівпровідників до вироджених напівпровідників, які проявляють різні типи магнітних взаємодій. Деякі властивості цих матеріалів можна змінювати, регулюючи концентрацію магнітних іонів.

ВИКОРИСТАНА ЛІТЕРАТУРА

1. Лившиц Б.Г., Крапошин В.С., Линецкий Я.Л. Физические свойства металлов и сплавов. М.: Металлургия, 1980. 320 с.
2. Золотаревський В. С. Механические свойства металлов : учебник [для вузов] / В. С. Золотаревський. – [2-е изд.]– М.: Металлургия, 2003. – 352 с.
2. М.О. Галушак, В.Г. Ральченко, А.І. Ткачук, Д.М. Фреїк Методи вимірювання теплопровідності масивних твердих тіл і тонких плівок (огляд) ФІЗИКА І ХІМІЯ ТВЕРДОГО ТІЛА Т. 14, № 2 (2013) С. 317-344.
3. Журавлёв Л.Г., Филатов В.И. Физические методы исследования металлов и сплавов: Учебное пособие для студентов металлургических специальностей. – Челябинск: Изд-во ЮУрГУ, 2004. – 157 с.
4. Бокий Г. Б. Кристаллохимия / Г. Б. Бокий. – М. : Наука, 1971. – 400 с.
5. Шафрановский И. И. Краткий курс кристаллографии : учеб. для вузов / И. И. Шафрановский, В. Р. Алявдин. – М. : Высшая школа, 1984.
6. Вегман Е. Ф. Кристаллография, минералогия, петрография и рентгенография : учеб. пособие для вузов / Е. Ф. Вегман, Ю. Г. Руфанов, И. Н. Федорченко. – М. : Металлургия, 1990. – 262 с.
7. Куровець М. І. Кристаллографія і мінералогія : навч. посіб. для студ. вузів : в 2 ч. / М. І. Куровець. – Львів : Світ, 1996. – 225 с.
8. Сколодра О. Є. Кристаллографія, кристалохімія та мінералогія : навч. посіб. / О. Є. Сколодра. – Луцьк : Вид. центр ЛНТУ, 2010. – 240 с.
9. Журавлёв Л.Г., Филатов В.И. Физические методы исследования металлов и сплавов: Учебное пособие для студентов металлургических специальностей. – Челябинск: Изд-во ЮУрГУ, 2004. – 157 с.
10. Поплавко Ю. М. П57 Фізичне матеріалознавство: навч. посіб. / Ю. М. Поплавко, С. О. Воронов, Ю. І. Якименко. – К.: НТУУ «КПІ», 2011. – Ч. 3. Провідники та магнетики. – 372 с.
11. Бовсуновський А. П. Електротехнічні матеріали: Короткий довідник — К.: НУХТ, 2012. — 36 с.
12. Електротехнічні матеріали. Тексти лекцій з курсу “Електротехнічні матеріали”/Авт. Дьяков Є.Д. - Харків: ХНАМГ, 2007. - 58 с.
13. Магнетики в електроніці : навч. посіб. / Ю. М. Поплавко, О. В. Борисов, І. П. Голубєва, Ю. В. Діденко ; за заг. ред. акад. НАН України Ю. І. Якименка. – К.: НТУУ «КПІ», 2014. – 366 с. –