

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
ЧЕРКАСЬКИЙ ДЕРЖАВНИЙ ТЕХНОЛОГІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ

Колінько С. О., Бутенко Т.І., Ващенко В.А.

ФІЗИКА КОНДЕНСОВАНОГО СТАНУ МАТЕРІАЛІВ

КОНСПЕКТ ЛЕКЦІЙ

для здобувачів освітнього ступеня бакалавр

зі спеціальності 132 «Матеріалознавство»

денної форми навчання

Черкаси 2021

УДК 548

*Затверджено Методичною радою ЧДТУ,
протокол № _____ / _____ від __. __. 2021 р.
згідно з рішенням кафедри
фундаментальних дисциплін та
прикладного матеріалознавства,
протокол № _____ від _____*

Упорядники:

Колінько С.О., канд. фіз.-мат наук, доцент
Бутенко Т.І., канд. техн. наук, доцент
Ващенко В.А., д.т.н., професор

Рецензент:

Яценко І.В. д.т.н., професор

Конспект лекцій з дисципліни «Фізика конденсованого стану матеріалів» для здобувачів освітнього ступеня бакалавра спеціальності 132 «Матеріалознавство» 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. – 175 с.

Містить узагальнення інформації про фізичні основи конденсованого стану рідких і твердих матеріалів, фазові перетворення у матеріалах, вплив на властивості матеріалів механічних, теплових, електромагнітних та інших факторів. Розглянуто фізичні моделі, які пояснюють властивості рідких і твердих матеріалів. Призначений для студентів спеціальності 132 «Матеріалознавство».

Навчальне електронне видання

«Фізика конденсованого стану матеріалів»:

Конспект лекцій для здобувачів освітнього ступеня “бакалавр” зі спеціальності 132 “Матеріалознавство” 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	6
НАВЧАЛЬНО-ТЕМАТИЧНИЙ ПЛАН	7
Лекція №1. ФАЗОВІ ПЕРЕТВОРЕННЯ І ФАЗОВА РІВНОВАГА	
Випаровування і конденсація. Рівновага між рідиною і насиченою парою. Критичний стан.....	10
Лекція №2. ФАЗОВІ ПЕРЕТВОРЕННЯ І ФАЗОВА РІВНОВАГА	
Пересичена пара. Перегріта рідина. Плавлення і кристалізація. Діаграма стану.	15
Лекція №3. ПОВЕРХНЕВІ ВЛАСТИВОСТІ РІДИН	
Поверхневий натяг. Тиск під вигнутою поверхнею рідини. Явища на межі поділу рідина – тверде тіло. Капілярні явища.	21
Лекція №4. ГІДРОСТАТИКА	
Гідростатичний тиск. Гідравлічні машини. Насоси. Виштовхувальна сила в рідинах.	28
Лекція №5. ГІДРОДИНАМІКА	
Лінії трубки току. Нерозривність струменя. Рівняння Бернуллі. Витікання рідини із отвору.	32
Лекція №6. ГІДРОДИНАМІКА	
Сили внутрішнього тертя. Ламінарна та турбулентна течії. Рух тіла в рідині.	36
Лекція №7. РІЗНОВИДИ ТВЕРДИХ РЕЧОВИН	
Класифікація твердих тіл. Особливості аморфних тіл. Будова кристалічних тіл.....	42
Лекція №8. МІЖАТОМНИЙ ХІМІЧНИЙ ЗВ'ЯЗОК	
Поняття ефективного атомного (іонного) радіуса. Металевий зв'язок. Ван-дер-Ваальсовий зв'язок.	48
Лекція №9. МІЖАТОМНИЙ ХІМІЧНИЙ ЗВ'ЯЗОК	
Іонний зв'язок. Ковалентний зв'язок.	52
Лекція №10. ПОНЯТТЯ СТРУКТУРИ КРИСТАЛІВ	
Закономірності розміщення частинок у твердих речовинах. Структура кристала і просторова ґратка. Ґратки Браве.	58
Лекція №11. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ МЕТОДИ ДОСЛІДЖЕННЯ СТРУКТУРИ КРИСТАЛІВ	
Рентгенографія.	66
Лекція №12. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ МЕТОДИ ДОСЛІДЖЕННЯ СТРУКТУРИ КРИСТАЛІВ	
Електронографія.	71
Лекція №13. ДЕФЕКТИ В КРИСТАЛАХ	
	75

Точкові дефекти. Лінійні дефекти.	
Лекція №14. МЕХАНІЧНІ ВЛАСТИВОСТІ ТВЕРДИХ ТІЛ	
Деформація твердих тіл. Пружна деформація. Пластична деформація. Діаграма деформації.	82
Лекція №15. МЕХАНІЧНІ ВЛАСТИВОСТІ ТВЕРДИХ ТІЛ	
Твердість. Теплове розширення.	88
Лекція №16. МЕХАНІКА ТВЕРДОГО ТІЛА	
Момент інерції. Кінетична енергія обертання. Момент сили. Рівняння динаміки обертального руху твердого тіла. Момент імпульсу і закон його збереження.	91
Лекція №17. ДІЕЛЕКТРИКИ	
Типи діелектриків. Поляризація діелектриків.	101
Лекція №18. ДІЕЛЕКТРИКИ	
Сегнетоелектрики. П'єзоелектрики.	105
Лекція №19. МЕТАЛИ	
Електрична індукція. Класична електронна теорія провідності металів.	112
Лекція №20. МЕТАЛИ	
Робота виходу електронів з металу. Термоелектронна емісія.	117
Лекція №21. МЕТАЛИ	
Фотоэффект. Ефект Холла.	121
Лекція №22. ЕЛЕКТРОЛІТИ	
Електролітична дисоціація. Електроліз. Закономірності електролізу. Застосування електролізу.	127
Лекція №23. НАПІВПРОВІДНИКИ	
Власна провідність напівпровідників. Домішкова провідність напівпровідників.	133
Лекція №24. НАПІВПРОВІДНИКИ	
Контакт електронного і діркового напівпровідників.	137
Лекція №25. ЗОННА ТЕОРІЯ ТВЕРДИХ ТІЛ	
Поняття про зонну теорію твердих тіл. Метали, діелектрики і напівпровідники по зонній теорії.	141
Лекція №26. ЗОННА ТЕОРІЯ ТВЕРДИХ ТІЛ	
Вироджений електронний газ в металах. Зонна теорія власної провідності напівпровідників.	146
Лекція №27. ЗОННА ТЕОРІЯ ТВЕРДИХ ТІЛ	
Зонна теорія домішкової провідності напівпровідників.	152
Лекція 28. ЗОННА ТЕОРІЯ ТВЕРДИХ ТІЛ	
Фотопровідність напівпровідників. Зонна теорія p-n – переходу. Транзистор.	156
Лекція №29. МАГНІТНІ ВЛАСТИВОСТІ КРИСТАЛІЧНИХ МАТЕРІАЛІВ.	
	161

Магнітні моменти електронів і атомів. Діа- та парамагнетизм.....	
Лекція №30. МАГНІТНІ ВЛАСТИВОСТІ КРИСТАЛІЧНИХ	
МАТЕРІАЛІВ	166
Феромагнетики і їх властивості. Природа феромагнетизму.....	
СЛОВНИК ОСНОВНИХ ТЕРМІНІВ І ВИЗНАЧЕНЬ	171
ВИКОРИСТАНА ЛІТЕРАТУРА	175

ВСТУП

У конспекті лекцій «Фізика конденсованого стану матеріалів» наведена

узагальнена інформація про будову і фізичні властивості рідких, аморфних та кристалічних матеріалів. Зокрема, розглянуто фазові перетворення речовини, види хімічного зв'язку у речовині, механічні та електричні властивості рідини, структуру кристалів і експериментальні методи дослідження структури, механічні властивості твердих тіл, електричні та магнітні властивості кристалічних матеріалів і використання цих властивостей на практиці.

Курс «Фізика конденсованого стану матеріалів» є одним із важливих компонентів матеріалознавства яке вивчає залежність між хімічним складом, будовою і властивостями матеріалів, а також впливом на їх будову і властивості теплових, хімічних, електромагнітних та інших факторів. Отримані у процесі вивчення дисципліни знання та уміння створюють базу, необхідну для успішного опанування студентами навчального матеріалу таких дисциплін, як «Модифікації поверхневих шарів оптичних матеріалів методом електронно-променевої обробки », «Матеріалознавство тугоплавких і композиційних матеріалів», «Фізико-хімічні основи обробки матеріалів концентрованими потоками енергії», «Комп'ютерна інженерія матеріалів», «Наноматеріали». Знання та навички отримані під час вивчення дисципліни «Фізика конденсованого стану матеріалів» є необхідними для виконання курсових робіт і проектів та можуть бути використані при дипломному проектуванні.

Основне завдання вивчення дисципліни «Фізика конденсованого стану матеріалів» полягає у тому, щоб навчити студентів характеризувати різні явища та процеси , що відбуваються в конденсованих речовинах та знаходити взаємозв'язок між атомною і електронною структурою з одного боку та фізичними властивостями з іншого.

НАВЧАЛЬНО-ТЕМАТИЧНИЙ ПЛАН

№ п/п	НАЗВА ТЕМИ.	НАЗВИ ПІДТЕМ.	Год.
1.	Фазові перетворення і фазова рівновага.	Випаровування і конденсація. Рівновага між рідиною і насиченою парою. Критичний стан. Пересичена пара. Перегріта рідина. Плавлення і кристалізація. Діаграма стану.	5
2.	Поверхневі властивості рідин.	Поверхневий натяг. Тиск під вигнутою поверхнею рідини. Явища на межі поділу рідина – тверде тіло. Капілярні явища.	3
3.	Гідростатика.	Гідростатичний тиск. Гідравлічні машини. Насоси. Виштовхувальна сила в рідинах.	2
4.	Гідродинаміка.	Лінії трубки току. Нерозривність струменя. Рівняння Бернуллі. Витікання рідини із отвору. Сили внутрішнього тертя. Ламінарна та турбулентна течії. Рух тіла в рідині.	4
5.	Різновиди твердих речовин.	Класифікація твердих тіл. Особливості аморфних тіл. Будова кристалічних тіл.	3

6.	Міжатомний хімічний зв'язок.	Поняття ефективного атомного (іонного) радіуса. Металевий зв'язок. Ван-дер-ваальсовий зв'язок. Іонний зв'язок. Ковалентний зв'язок.	4
7.	Поняття структури кристалів.	Закономірності розміщення частинок у твердих речовинах. Структура кристала і просторова ґратка. Ґратки Браве.	3
8.	Експериментальні методи дослідження структури кристалів.	Рентгенографія. Електронографія.	4
9.	Дефекти в кристалах.	Точкові дефекти. Лінійні дефекти.	2
10.	Механічні властивості твердих тіл.	Деформація твердих тіл. Пружна деформація. Пластична деформація. Діаграма деформації. Твердість. Теплове розширення.	5
11.	Механіка твердого тіла.	Момент інерції. Кінетична енергія обертання. Момент сили. Рівняння динаміки обертального руху твердого тіла. Момент імпульсу і закон його збереження.	3
12.	Діелектрики.	Типи діелектриків. Поляризація діелектриків. Сегнетоелектрики. П'єзоелектрики.	5
13.	Метали.	Електрична індукція. Класична електронна теорія провідності металів.	6

		Робота виходу електронів з металу. Термоелектронна емісія. Фотоефект. Ефект Холла.	
14.	Електроліти.	Електролітична дисоціація. Електроліз. Закономірності електролізу. Застосування електролізу.	2
15.	Напівпровідники.	Власна провідність напівпровідників. Домішкова провідність напівпровідників. Контакт електронного і діркового напівпровідників.	4
16.	Зонна теорія твердих тіл.	Поняття про зонну теорію твердих тіл. Метали, діелектрики і напівпровідники по зонній теорії. Вироджений електронний газ в металах. Зонна теорія власної провідності напівпровідників. Зонна теорія домішкової провідності напівпровідників Фотопровідність напівпровідників. Зонна теорія p-n – переходу.	8
17.	Магнітні властивості кристалічних матеріалів.	Магнітні моменти електронів і атомів. Діа- та парамагнетизм. Феромагнетики і їх властивості. Природа феромагнетизму.	5

Лекція №1

ФАЗОВІ ПЕРЕТВОРЕННЯ І ФАЗОВА РІВНОВАГА

1. Випаровування і конденсація.
2. Рівновага між рідиною і насиченою парою.
3. Критичний стан.

1. Випаровування і конденсація

В рідких і твердих тілах при будь-якій температурі існують молекули, енергія яких достатня, щоб подолати притягування до інших молекул, залишити поверхню рідини чи твердого тіла і перейти в газоподібну фазу. Перехід рідини в газоподібний стан називається *випаровуванням*, перехід в газоподібний стан твердого тіла називається *сублімацією*.

При випаровуванні і сублімації тіло залишають найбільш швидкі молекули, внаслідок чого середня енергія тих молекул які залишилися зменшується і тіло охолоджується. Щоб підтримувати температуру тіла незмінною до нього потрібно безперервно підводити тепло. Кількість теплоти Q , яку необхідно надати одиниці маси речовини для того, щоб перетворити її в пару (при тій же температурі), називається *питомою теплотою випаровування* (або сублімації).

Під час конденсації тепло, затрачене на випаровування, віддається тілу і воно нагрівається.

Розглянемо процес встановлення рівноваги між рідиною і її парою. Візьмемо герметично закриту посудину частково заповнену рідиною. Внаслідок випаровування простір над рідиною буде заповнюватися молекулами. Одночасно з випаровуванням матиме місце зворотній процес - перехід молекул із пари в рідину. Інтенсивність зворотного процесу зростатиме по мірі

зростання тиску пари. При досягненні деякого тиску кількість молекул які залишають рідину і які повертаються зрівняється. Починаючи з цього моменту, густина пари перестає змінюватися. Між рідиною і парою установиться динамічна рівновага, яка буде існувати доти, доки не зміниться об'єм чи температура системи. Пара, яка знаходиться в рівновазі зі своєю рідиною, називається *насиченою*. Тиск, при якому спостерігається рівновага, називається *тиском насиченої пари*.

При підвищенні температури рівновага між фазами порушується і на протязі деякого часу потік молекул з рідини в пару буде переважати потік з пари в рідину. Це продовжуватиметься до тих пір, доки зростання тиску не приведе знову до встановлення динамічної рівноваги. Отже тиск насичених парів зростає із зростанням температури.

Залежність тиску насиченої водяної пари від температури

Температура, °С	-5	0	1	2	3	4	5	6	7
Тиск, кПа	0.40	0.61	0.65	0.71	0.76	0.81	0.88	0.93	1.0

Якщо збільшити об'єм посудини, то тиск парів зменшиться і рівновага буде порушена. В результаті в пару перетвориться додаткова кількість рідини і тиск знову стане рівноважним. Аналогічно зменшення об'єму приведе до перетворення частини пари в рідину.

Все сказане про рівновагу між рідиною і газом справедливе і для системи тверде тіло – газ. Кожній температурі відповідає певне значення тиску, при якому встановлюється динамічна рівновага між твердим тілом і газом. Для багатьох тіл, таких, наприклад, як тверді метали, цей тиск при звичайних температурах настільки малий, що його не можуть виявити самі чутливі прилади.

2. Рівновага між рідиною і насиченою парою

Розглянемо процес стиснення газоподібної речовини при постійній температурі. Спочатку, по мірі зменшення об'єму, тиск газу буде зростати (рис. 1.1). При досягненні об'єму V_G тиск перестав змінюватися, а речовина перестав бути однорідною – частина газу конденсується в рідину. Відбувається розділення речовини на дві фази: рідку і газоподібну. По мірі

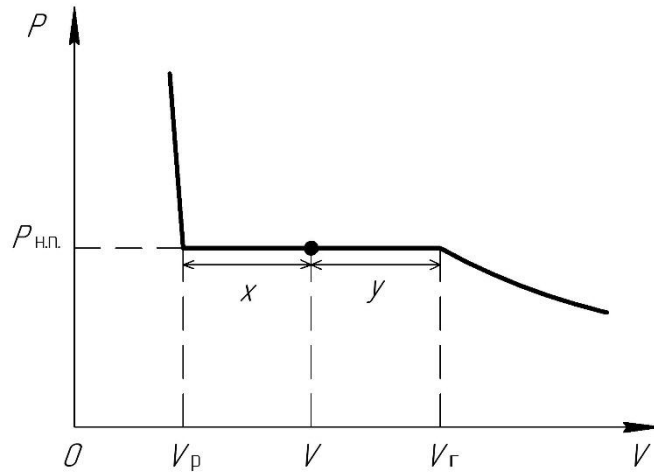


Рисунок 1.1

подальшого зменшення об'єму все більша частина речовини переходить в рідку фазу, при чому перехід відбувається при постійному тиску $P_{н.п.}$ (тиску насиченої пари). Після того як процес конденсації речовини завершується (це відбувається при досягненні об'єму V_p), подальше зменшення об'єму супроводжується швидким зростанням тиску.

Отже, стану рівноваги між рідиною і її насиченою парою на діаграмі (P , V) відповідає горизонтальна ділянка ізотерми. При цьому можна показати, що відношення мас рідини і насиченої пари у двофазному стані рівне відношенню відрізків, на які ділить горизонтальну ділянку ізотерми точка, яка відповідає об'єму речовини в даний момент:

$$\frac{m_p}{m_{п}} = \frac{y}{x}.$$

3. Критичний стан

На рис. 1.2 наведені ізотерми для кількох значень температури. Із рисунка видно, що із підвищенням температури ($T_1 < T_2 < T_3 < T_{кр}$) горизонтальна ділянка ізотерми скорочується, стягуючись в точку K при температурі $T_{кр}$, яку називають *критичною*. При критичній температурі зникає відмінність між рідиною та паром і вся речовина має однакову густину.

Критична точка зображує *критичний стан* речовини. Об'єм, тиск і температура, які відповідають критичному стану називаються *критичними величинами*. Для критичної ізотерми точка K є точкою перегину. Дотична до ізотерми в точці K розміщена паралельно до осі V .

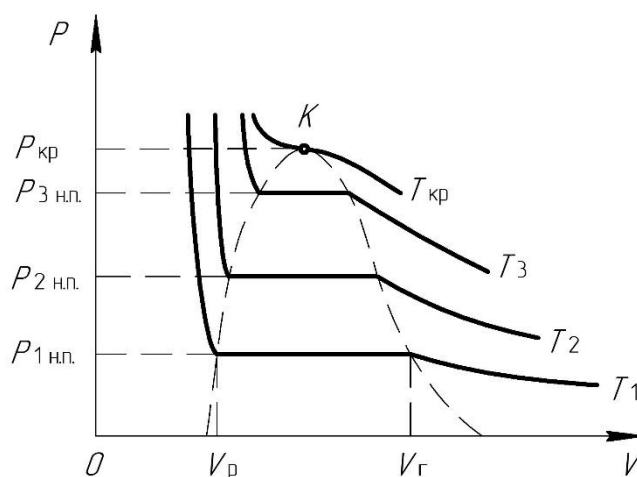


Рисунок 1.2

Якщо провести лінію через крайні точки горизонтальних ділянок ізотерм (рис. 1.3), отримаємо колоколоподібну криву. Ця крива і критична

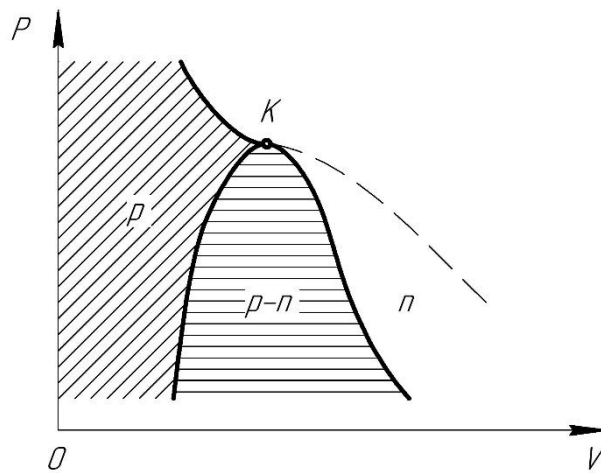


Рисунок 1.3

ізотерма ділять діаграму (P, V) на три області, які відповідають різному фазовому стану речовини: рідина, рідина плюс пара, пара.

Важливо, що при температурах вищих за критичну ніяким стисненням газ неможливо перевести в рідку фазу, речовина при будь-якому тиску залишатиметься однорідною. Д.І. Менделєєв розглядав критичну температуру, як таку, при якій зникають сили зчеплення між молекулами і рідина перетворюється в газ, незалежно від тиску і об'єму, який займає речовина.

Лекція №2

ФАЗОВІ ПЕРЕТВОРЕННЯ І ФАЗОВА РІВНОВАГА

1. Пересичена пара. Перегріта рідина.
2. Плавлення і кристалізація.
3. Діаграма стану.

1. Пересичена пара. Перегріта рідина

Ізотерму реального газу теоретично описує рівняння Ван-дер-Ваальса яке, на відміну від рівняння Клапейрона-Менделєєва, враховує власний об'єм молекул і взаємодію між молекулами. Це рівняння третього ступеня і відповідна функція $P = f(V)$ має два екстремума:

$$\left(P + \frac{a}{V_0^2}\right)(V_0 - b) = RT.$$

При співставленні ізотерми Ван-дер-Ваальса з реальною ізотермою видно, що ці ізотерми співпадають на ділянках, які відповідають однофазному стану речовини, але ведуть себе по різному в області де співіснують дві фази. На місці прямолінійної горизонтальної ділянки реальних ізотерм спостерігається хвилеподібна лінія ізотерми Ван-дер-Ваальса (рис. 2.1).

Розділення на дві фази пояснюється нестійкістю однорідного стану на ділянці 1-2-3-4. Нестійкість на ділянці 2-3 стає очевидною, якщо врахувати, що на цій ділянці похідна dP/dV додатна. Тобто, речовина, яка здатна пройти послідовність станів 2-3, мала б протиприродні властивості: збільшення об'єму газу супроводжувалось би не зменшенням, а зростанням тиску.

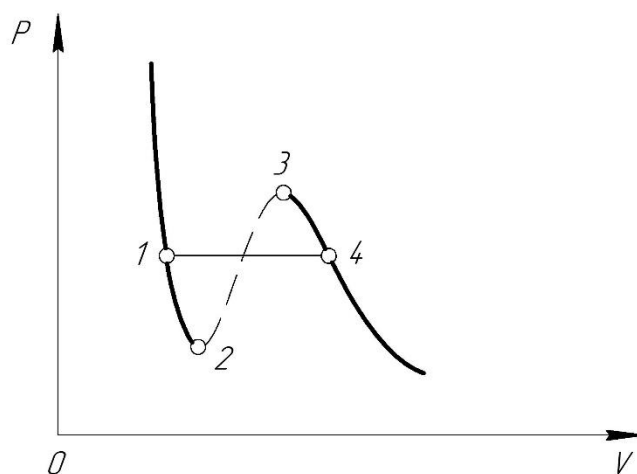


Рисунок 2.1

На ділянках 1-2 і 3-4 похідна dP/dV від'ємна, тому ці ділянки могли б реалізуватися. Дійсно, при певних умовах такі стани спостерігаються на практиці. Речовина в станах 1-2 називається *перегрітою рідиною*, речовина в станах 3-4 називається *пересиченою парю*. Подібні нестійкі стани називають *метастабільними*.

Розглянемо умови, при яких можна реалізувати метастабільні стани. Розпочнемо з пересиченої пари. Якщо пара не містить сторонніх домішок її конденсація не розпочинається. Для утворення крапельки рідини необхідно, щоб велика кількість молекул одночасно наблизились одна до одної на відстань того ж порядку, що і відстань між молекулами в рідині, а це малоймовірно. Для виникнення конденсації необхідна наявність так званих *центрів конденсації*, які захоплюють молекули і переводять їх у конденсовану фазу. Центрами конденсації можуть бути порошок, крапельки рідини, заряджені частинки (іони).

Якщо пару очистити від сторонніх домішок і іонів, то він може існувати при тисках, які перевищують тиск насичених парів при цій температурі. Цей стан буде метастабільним: достатньо з'явитися хоча б одному центру конденсації і речовина перейде у двофазний стан.

Розглянемо умови отримання перегрітої рідини. Якщо рідину очистити від твердих домішок і розчинених у ній газів, то її можна нагріти до температури вищої за температуру кипіння при даному тиску. Це і буде стан перегрітої рідини. Стан перегрітої рідини є метастабільним. Достатньо вкинути в перегріту рідину, наприклад, крупинку солі і рідина закипить.

2. Плавлення і кристалізація

Перетворення кристалічного тіла в рідину відбувається при визначеній для кожної речовини температурі (температурі плавлення) і потребує затрати деякої кількості теплоти, яка називається *теплотою плавлення*.

Якщо речовині, яка знаходиться в кристалічному стані, надавати кожну секунду однакову кількість теплоти, то зміна температури тіла з часом буде такою, як показано на рис. 2.2. Спочатку температура тіла зростає. При

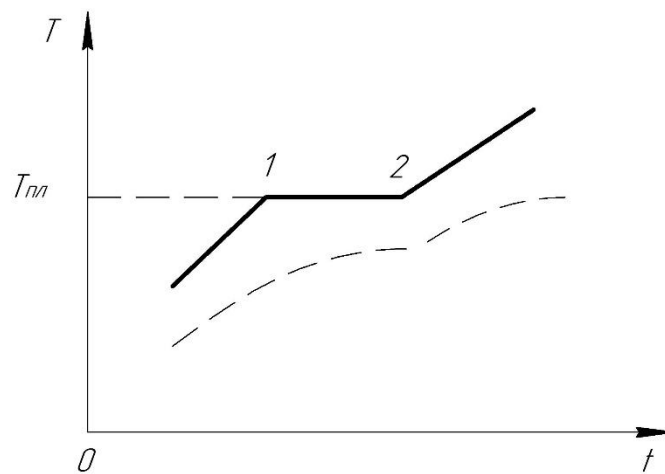


Рисунок. 2.2

досягненні температури плавлення $T_{пл}$ (точка 1 на рис.), температура речовини припиняє змінюватися, не зважаючи на те, що тепло продовжує надходити. Одночасно з цим тверде тіло починає плавитись. Після того як процес плавлення завершиться і вся речовина повністю перейде в рідкий стан (точка 2 на рис. 2.2), температура знову почне зростати.

Крива нагрівання аморфного тіла має інший вигляд (пунктирна крива на рис. 2.2). При рівномірному підведенні тепла температура аморфного тіла неперервно зростає. Для аморфних тіл немає визначеної температури переходу в рідкий стан, перехід відбувається неперервно. Це пояснюється тим, що рідини і аморфні тіла відрізняються лише ступенем рухливості молекул. Аморфне тіло, з точки зору структури, сильно переохолоджена рідина.

Температура плавлення залежить від тиску. Ця залежність на діаграмі (P , T) називається *кривою плавлення*. Крива плавлення іде дуже круто. Для того, наприклад, щоб змінити на 1 K температуру танення льоду, необхідно змінити тиск на 132 атм . Точки кривої плавлення визначають умови, при яких кристалічна фаза і рідка фаза перебувають у рівновазі.

При охолодженні рідини до температури плавлення розпочинається ріст кристаликів навколо так званих *зародків* або *центрів кристалізації*. Розростаючись кристалики утворюють полікристалічне тверде тіло. Процес кристалізації проходить при постійній температурі і супроводжується виділенням такої ж кількості теплоти, як і та, що поглинається при плавленні.

3. Діаграма стану

При описі стану речовини і її фазових переходів зазвичай використовуються змінні (P, T) в яких зображуються криві рівноваги при фазових переходах даної речовини. Діаграма, побудована в цих змінних, називається *діаграмою стану* (рис.2.3). Кожній точці на цій діаграмі відповідає певний рівноважний стан. Вона дозволяє визначити, які фазові переходи відбуваються при тих чи інших процесах.

Криві плавлення, випаровування і сублімації розбивають координатну площину на три області. Зліва від кривих сублімації і плавлення лежить область твердої фази, між кривими плавлення і випаровування розміщена область

рідини, справа від кривих випаровування і сублімації знаходиться область газової фази. Будь-яка точка в одній із цих областей відображає відповідний однофазний стан речовини. Будь-яка точка, яка лежить на одній із кривих, що розмежовують однофазні області, відповідає стану рівноваги двох фаз речовини.

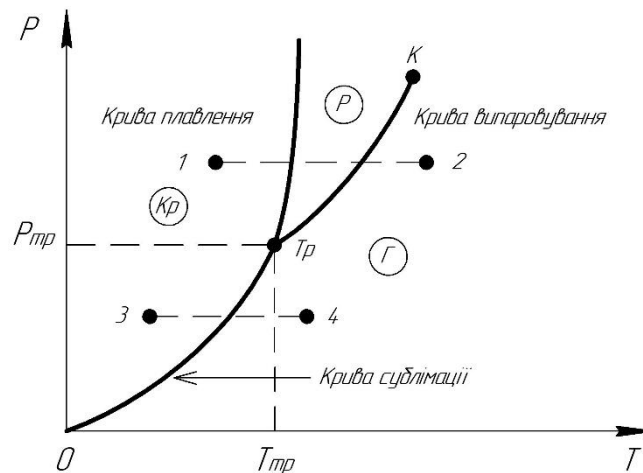


Рисунок 2.3

Температура $T_{тр}$ і відповідний тиск $P_{тр}$ – значення температури і тиску, при яких можуть знаходитись в рівновазі три фази речовини: тверде тіло, рідина, газ. Відповідна точка на діаграмі (P, T) називається *потрійною точкою*. Отже, потрійна точка визначає умови, при яких можуть знаходитись в рівновазі одночасно три фази речовини.

Діаграма стану для кожної речовини будується на основі експериментальних даних. Знаючи діаграму станів, можна передбачити, в якому стані буде знаходитись речовина при різних умовах (при різних значеннях P і T), а також які перетворення будуть відбуватися з речовиною при різних процесах.

Пояснимо це на прикладі. Якщо взяти речовину в стані, яка відповідає точці 1 на рис., і нагрівати її при постійному тиску, то речовина буде проходити

зображену пунктирною прямою 1 -2 послідовність станів: кристал – рідина – газ. Якщо ж речовину взяти в стані, який зображено точкою 3 і також нагрівати ізобарично, то послідовність станів (пунктирна пряма 3 – 4) буде іншою: кристали перетворюватимуться безпосередньо в газ, оминаючи рідку фазу.

Лекція №3

ПОВЕРХНЕВІ ВЛАСТИВОСТІ РІДИН

1. Поверхневий натяг.
2. Тиск під вигнутою поверхнею рідини.
3. Явища на межі поділу рідина – тверде тіло.
4. Капілярні явища.

1. Поверхневий натяг

Молекули рідини розміщені настільки близько одна до одної, що сили притягування між ними мають значну величину. Проте, ця взаємодія швидко зменшується із збільшенням відстані між молекулами. Починаючи з деякої відстані притяганням між молекулами можна знехтувати. Ця відстань r називається *радіусом молекулярної дії*, а сфера радіуса r називається *сферою молекулярної дії*. Радіус молекулярної дії має величину кількох ефективних діаметрів молекули.

У товщі рідини рівнодійна сил міжмолекулярної взаємодії, що діє на кожную молекулу, дорівнює нулю (рис. 3.1, а). Для кожної молекули поверхневого шару ця рівнодійна відмінна від нуля і спрямована у товщу рідини (рис. 3.1, б).

При переході із глибини рідини на поверхню молекула виконує роботу проти сил міжмолекулярної взаємодії і її потенціальна енергія збільшується. Отже, молекули поверхневого шару мають додаткову потенціальну енергію. Поверхневий шар рідини в цілому володіє додатковою енергією, яка називається *поверхневою енергією*. Поверхнева енергія пропорційна площі поверхні рідини: $W = \sigma S$, де σ – *коефіцієнт поверхневого натягу*.

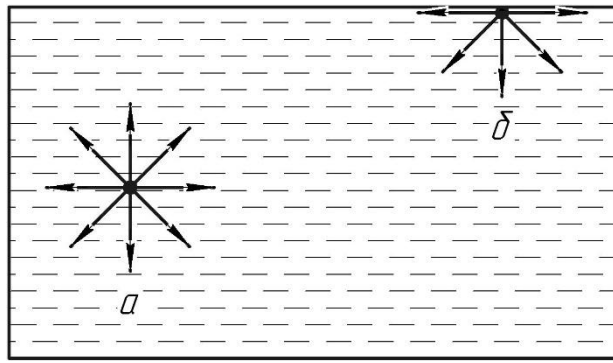


Рисунок 3.1

Наявність поверхневої енергії є причиною прагнення рідини до зменшення площі своєї поверхні. Рідина веде себе так, ніби вона обмежена пружною розтягнутою плівкою, яка намагається стиснутись. Наприклад, у стані невагомості крапля рідини набуває форму з мінімальною площею поверхні, тобто форму кулі.

Розглянемо прямокутну рамку з рухомою перекладиною, яка зтягнута плівкою рідини (рис. 3.2, а). Плівка являє собою тонкий плоский об'єм рідини, який обмежений двома поверхнями (на рис. 3.2, б рамка показана в розрізі). Внаслідок прагнення поверхневих шарів до скорочення з боку плівок на перекладину буде діяти *сила поверхневого натягу*. Щоб перекладина знаходилася в рівновазі, до неї потрібно прикласти зовнішню силу F , яка рівна силі натягу плівок. Якщо під дією сили F перекладина переміститься на dx , то

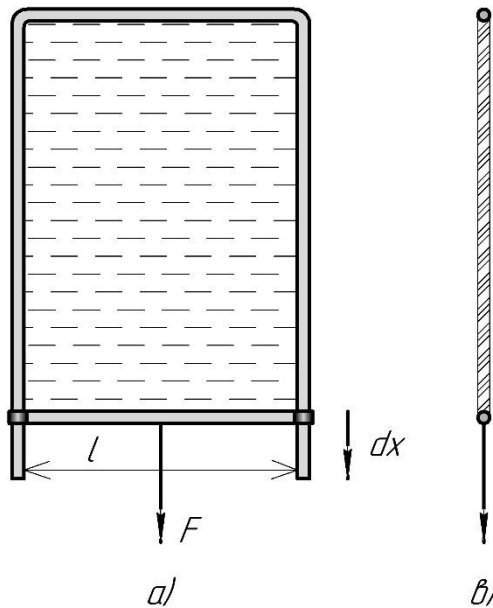


Рисунок 3.2

буде виконана робота $dA = Fdx = dW$, де dW – приріст поверхневої енергії рідини. Поверхнева енергія рідини зросте на $dW = \sigma dS = \sigma 2l dx$. Відповідно, $Fdx = \sigma 2l dx \rightarrow F = \sigma 2l$, де $2l$ – довжина лінії, що обмежує поверхню рідини в даному випадку.

2. Тиск під вигнутою поверхнею рідини

Якщо поверхня рідини не плоска, то її прагнення до скорочення приведе до виникнення додаткового тиску ΔP порівняно із тиском під горизонтальною поверхнею (рис. 3.3). У випадку випуклої поверхні цей

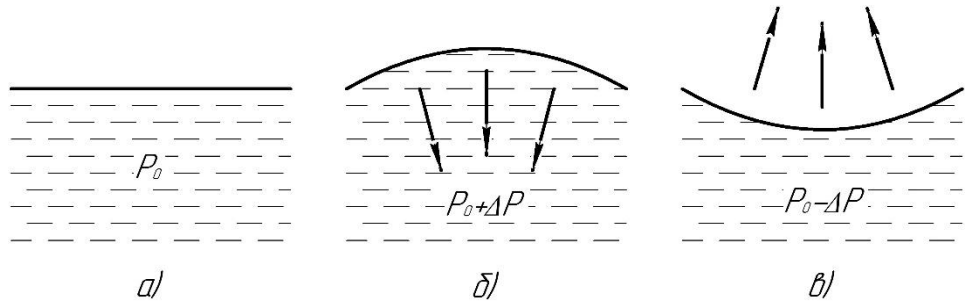


Рисунок 3.3

додатковий тиск додатній (рис. 3.3 ,б), у випадку вгнутої поверхні – від’ємний (рис. 3.3, в). В останньому випадку поверхневий шар, намагаючись скоротитись, розтягує рідину.

Очевидно, що величина додаткового тиску повинна зростати із збільшенням коефіцієнта поверхневого натягу σ і кривизни поверхні. Обчислимо додатковий тиск для сферичної поверхні рідини. Для цього розділимо подумки сферичну краплю рідини діаметральною площиною на дві півсфери (рис. 3.4). Внаслідок поверхневого натягу обидві півсфери притягуються одна до одної із силою, яка рівна

$$F = l\sigma = 2\pi R\sigma.$$

Ця сила притискає півсфери одна до одної по поверхні $S = \pi R^2$ і, відповідно, обумовлює додатковий тиск

$$\Delta P = \frac{F}{S} = \frac{2\pi R\sigma}{\pi R^2} = \frac{2\sigma}{R}.$$

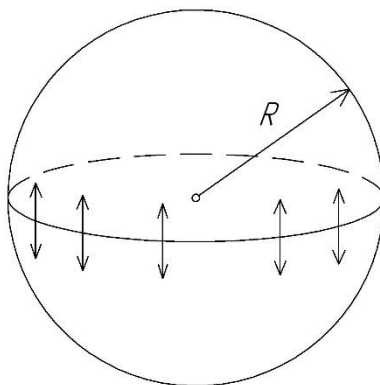


Рисунок 3.4

3. Явища на межі поділу рідина – тверде тіло

Як відомо, вода розтікається на склі (рис. 3.5, а), тоді як ртуть на тій же поверхні утворює сплюснуту краплю (рис. 3.5, б). У першому випадку говорять, що рідина змочує тверду поверхню, в другому – не змочує її.

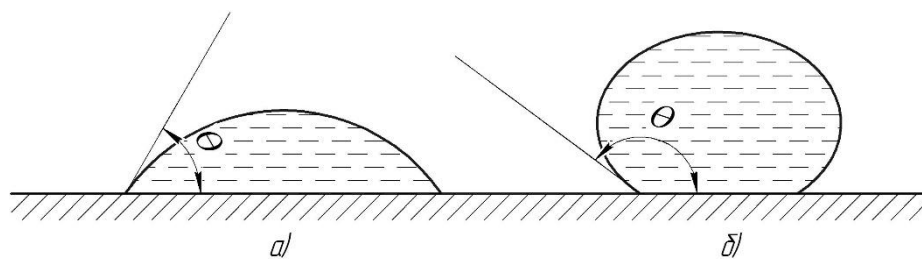


Рисунок 3.5

Змочування залежить від характеру сил, що діють між молекулами поверхневих шарів приведених до контакту середовищ. Явище змочування характеризує краєвий кут θ – кут між дотичними до поверхні рідини і твердого тіла. Рідина змочує тверде тіло, якщо сили притягання між молекулами рідини і твердого тіла більші, ніж між молекулами самої рідини, і рідина прагне збільшити поверхню контакту з твердим тілом. Крайовий кут при цьому гострий (див. рис. 3.5, а). Рідина не змочує тверде тіло, якщо сили притягання між молекулами рідини і твердого тіла менші, ніж між молекулами рідини, і рідина прагне зменшити поверхню контакту з твердим тілом. Крайовий кут при цьому тупий (див. рис. 3.5, б).

4. Капілярні явища

Існування крайового кута приводить до того, що біля стінки посудини спостерігається викривлення поверхні рідини. У вузькій трубці (капілярі) викривленою буде вся поверхня. Якщо рідина змочує стінки, поверхня має увігнуту форму, якщо не змочує – випуклу (рис. 3.6). Такого роду вигнуті поверхні рідини називаються *менісками*.

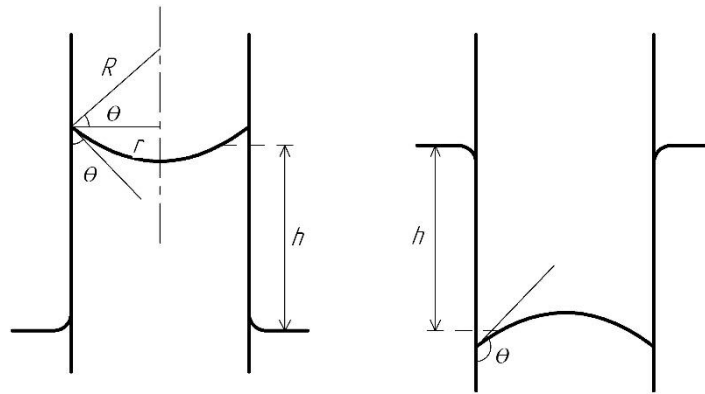


Рисунок 3.6

Як уже відмічалось раніше під викривленою поверхнею виникає додатковий тиск ΔP . Цей додатковий тиск є причиною відмінності між рівнями рідини в посудині і в капілярі. При змочуванні капіляра рівень рідини в капілярі буде вищим, ніж у посудині, при незмочуванні - нижче (рис.). Явище зміни висоти рівня рідини у вузьких трубках отримало назву *капілярності*.

Умовою рівноваги в капілярних явищах є рівність між додатковим тиском і гідростатичним тиском:

$$\rho g h = \frac{2\sigma}{R}.$$

В цій формулі σ – коефіцієнт поверхневого натягу, R – радіус кривизни меніска. Радіус кривизни меніска R можна виразити через крайовий кут θ і радіус капіляра r (рис.):

$$R = \frac{r}{\cos\theta}.$$

Із останніх двох формул маємо:

$$h = \frac{2\sigma \cos\theta}{\rho g r}.$$

При виведенні формули ми вважали, що форма меніска сферична.

У відповідності з тим, що рідина, яка змочує, піднімається по капіляру, а яка не змочує – опускається, формула дає у випадку $\theta < \frac{\pi}{2}$ ($\cos\theta > 0$) додатні h і у випадку $\theta > \frac{\pi}{2}$ ($\cos\theta < 0$) від'ємні h .

Лекція №4

ГІДРОСТАТИКА

1. Гідростатичний тиск.
2. Гідравлічні машини. Насоси.
3. Виштовхувальна сила в рідинах.

1. Гідростатичний тиск

Внаслідок притягання до Землі і завдяки власній плинності рідина створює тиск як на дно, так і на стінки посудини, в якій вона міститься. Рідина створює тиск і на будь-яке тіло, занурене в неї. Тиск нерухомої рідини називають гідростатичним тиском.

Розрахуємо гідростатичний тиск на дно посудини. Нехай у циліндричну посудину з площею дна S налита рідина густиною ρ , а висота стовпа рідини в цій посудині h . Щоб визначити тиск, який створює рідина на дно посудини, слід силу F , що діє на дно, поділити на площу дна S .

У нашому випадку сила, яка створює тиск на дно посудини це вага рідини: $F = P = mg$. Масу рідини знайдемо через об'єм та густину рідини: $m = \rho Sh$. Отже, маємо формулу для визначення гідростатичного тиску — тиску, який чинить нерухома рідина на дно посудини: $p = \rho gh$.

2. Гідравлічні машини. Насоси

Французький фізик Б. Паскаль відкрив закон: *тиск створюваний на поверхню нерухомої рідини, передається рідиною однаково в усіх напрямках*. Властивість рідин передавати тиск у всіх напрямках широко використовується в техніці та повсякденному житті. На законі Паскаля ґрунтується дія

гідравлічних машин (гідравлічний прес, домкрат, гальма). Гідравлічний прес складається з двох сполучених циліндрів різного діаметра, які заповнені робочою рідиною (частіше машинним мастилом) і закриті рухомими поршнями (рис. 4.1).

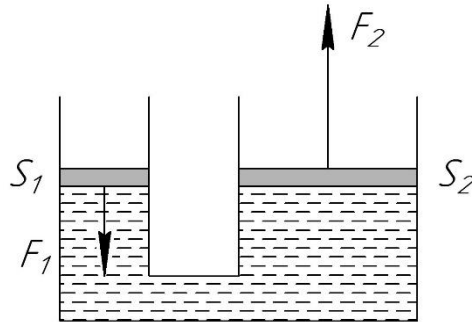


Рисунок 4.1

Якщо до поршня меншого циліндра прикласти силу F_1 , то ця сила створить на поверхню рідини певний додатковий тиск $p = F_1/S_1$.

Відповідно до закону Паскаля, цей тиск передаватиметься в усі точки рідини, що заповнює сполучені циліндри. Отже, рідина почне тиснути на поршень більшого циліндра з силою $F_2 = pS_2$. Маємо вигреш у силі: $\frac{F_2}{F_1} = \frac{S_2}{S_1}$.

Сила, що діє з боку рідини на великий поршень, є більшою від сили, що діє на малий поршень, у стільки разів, у скільки разів площа великого поршня більша від площі малого.

Найпершими гідравлічними машинами, які застосовували ще в стародавні часи, були поршневі насоси. Принцип роботи насоса проілюстровано на рис. 4.2. Всмоктування води (випадок *a*) під час зворотного руху поршня змінюється нагнітанням води (випадок *б*) в трубу водогону.

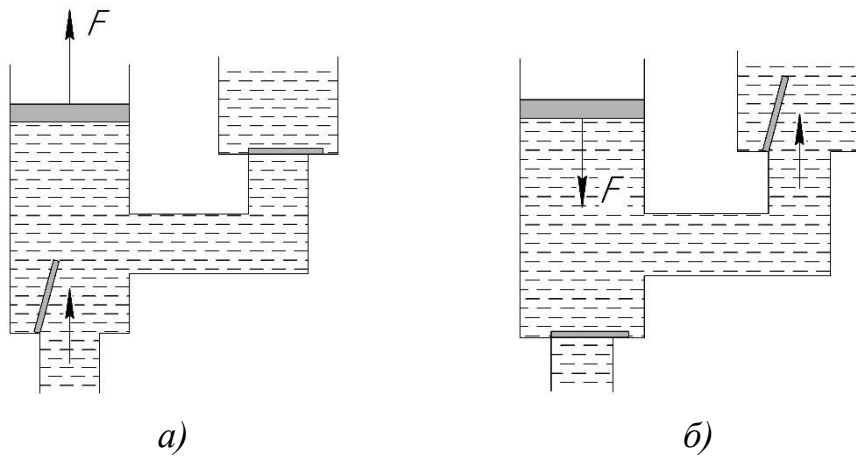


Рисунок 4.2

3. Виштовхувальна сила в рідинах

Проаналізуємо, які сили починають діяти на кубик при зануренні його в рідину (рис. 4.3). На кубик з усіх боків починають діяти сили гідростатичного тиску рідини. Сили, що діють на бічні грані кубика зрівноважують одна одну. А от сили, що діють на верхню та нижню грані будуть різними по величині і одна одну не зрівноважують.

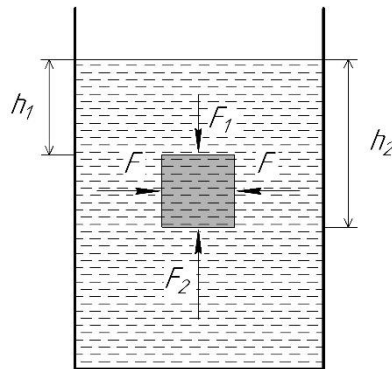


Рис. 4.3

На верхню грань діє сила $F_1 = \rho g h_1 S$, а на нижню – $F_2 = \rho g h_2 S$. Рівнодійна цих сил дорівнює різниці значень сил F_2 і F_1 і напрямлена вертикально вгору: $F_A = \rho g(h_2 - h_1)S = \rho gV$. Виштовхувальну силу, яка діє на тіло в рідині називають *архімедовою силою*.

Наші міркування ми проводили для кубика, який був повністю занурений у рідину. Але отриманий результат справджується і для тіла будь-якої форми, і для випадків, коли тіло занурене в рідину частково. Якщо тіло занурено у рідину частково, то для розрахунків потрібно брати об'єм зануреної в рідину частини тіла.

Лекція №5

ГІДРОДИНАМІКА

1. Лінії трубки току. Нерозривність струменя.
2. Рівняння Бернуллі.
3. Витікання рідини із отвору.

1. Лінії і трубки току. Нерозривність струменя

Гідродинаміка – розділ механіки суцільних середовищ, в якому вивчається рух нестисливих рідин і взаємодія нестисливих рідин з твердими тілами.

Щоб описати рух рідини проведемо у рідині уявні лінії так, щоб дотична до них в кожній точці співпадала за напрямком з вектором швидкості (рис. 5.1). Ці лінії називаються *лініями току*. Щільність проведення ліній пропорційна величині швидкості в даному місці.

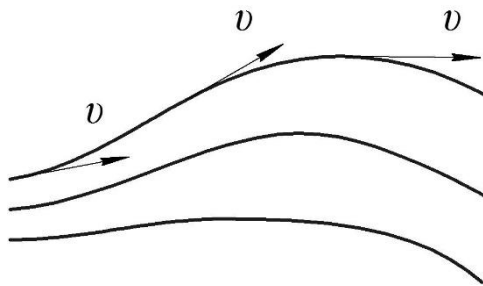


Рисунок 5.1

Оскільки величина і напрямок вектора швидкості в кожній точці можуть змінюватися з часом, то і картина ліній току буде неперервно змінюватися. Якщо вектор швидкості в кожній точці простору залишається незмінним, то течія називається *стаціонарною*.

Частина рідини, яка обмежена лініями току, називається *трубкою току*. Вектор швидкості завжди дотичний до поверхні трубки току, отже, частинки рідини під час свого руху не перетинають стінок трубки току.

Якщо площа поперечного перерізу трубки тока S_1 , то за час Δt через цей переріз пройде об'єм рідини, рівний $S_1 v_1 \Delta t$. Такий же об'єм рідини за той же інтервал часу пройде і через інший переріз S_2 (рис. 5.2):

$$S_1 v_1 = S_2 v_2.$$

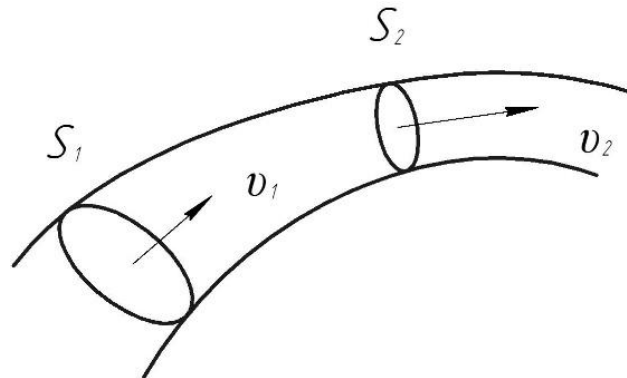


Рисунок 5.2

Отже маємо результат: $Sv = const$, який є змістом теореми про нерозривність струменя. Для нестисливої рідини величина Sv в будь-якому перерізі однієї і тієї ж трубки тока повинна бути однакою.

2. Рівняння Бернуллі

Для стаціонарної течії ідеальної нестисливої рідини вздовж лінії току виконується умова:

$$\frac{\rho v^2}{2} + \rho gh + p = const.$$

Це *рівняння Бернуллі*, яке є наслідком закону збереження енергії. Рівняння визначає зв'язок між швидкістю течії v , тиском p та висотою h певної точки в

рідині. В рівнянні всі члени мають розмірність тиску: p – статичний тиск; $\frac{\rho v^2}{2}$ – динамічний тиск; ρgh – гідростатичний тиск.

Для горизонтальної лінії току рівняння Бернуллі набуває вигляду:

$$\frac{\rho v_1^2}{2} + p_1 = \frac{\rho v_2^2}{2} + p_2,$$

тобто, тиск буде меншим в тих точках, де більша швидкість (рис. 5.3).

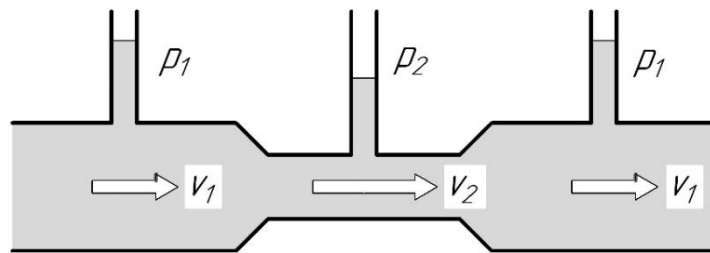


Рисунок 5.3

3. Витікання рідини із отвору

Розглянемо широку посудину з рідиною (рис. 5.4). В нижній частині посудини зроблено невеликий отвір із якого виливається рідина.

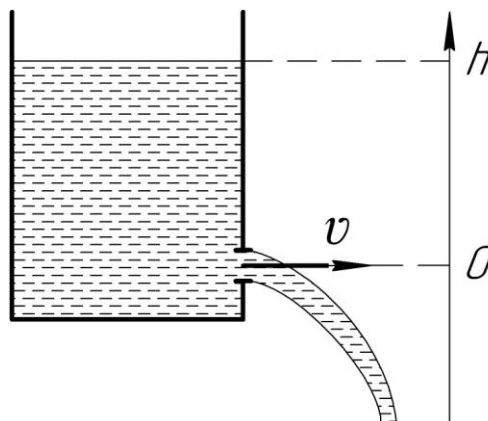


Рисунок 5.4

Використаємо рівняння Бернуллі для обчислення швидкості витікання рідини. При цьому врахуємо:

- швидкістю переміщення відкритої поверхні рідини в широкій посудині можна знехтувати, порівнюючи її зі швидкістю витікання рідини із отвору;
- тиск над поверхнею рідини і біля отвору однаковий і рівний атмосферному;
- початок відліку висоти стовпчика рідини вибираємо на рівні отвору.

Рівняння Бернуллі в умовах даної задачі матиме вигляд:

$$\rho gh = \frac{\rho v^2}{2} \rightarrow v = \sqrt{2gh}.$$

Отриманий вираз для обчислення швидкості витікання рідини із отвору називається *формулою Торічеллі*.

Отже, швидкість витікання рідини із отвору, який розміщений на глибині h під відкритою поверхнею, співпадає зі швидкістю, яку набуває будь-яке тіло, падаючи з висоти h . Потрібно пам'ятати, що цей результат отриманий для випадку ідеальної рідини. Для реальних рідин швидкість витікання буде меншою внаслідок дії сил внутрішнього тертя.

Лекція №6

ГІДРОДИНАМІКА

1. Сили внутрішнього тертя.
2. Ламінарна та турбулентна течії.
3. Рух тіла в рідині.

1. Сили внутрішнього тертя

Ідеальна рідина, тобто рідина без тертя, є абстракцією. Всім реальним рідинам притаманна в'язкість або внутрішнє тертя. Тому, рух рідини поступово припиняється, якщо зникає причина, яка викликала цей рух.

В'язкістю (внутрішнім тертям) називають властивість рідини чинити опір переміщенню одного шару рідини відносно іншого. При такому відносному переміщенні потрібно долати взаємне притягування між молекулами.

Розглянемо закономірності внутрішнього тертя. Уявимо, що між двома паралельними пластинами знаходиться рідина (рис. 6.1). Ширина і довжина пластин значно більші за відстань d між ними. Нижня пластина нерухома, а верхня рухається горизонтально зі швидкістю v_0 . Як показує дослід, шар рідини, що прилягає до пластин, прилипає до неї. Якщо дослідити швидкість частинок рідини в різних шарах, то виявляється, що вона змінюється в напрямку, перпендикулярному до пластин по лінійному закону

$$v(y) = \frac{v_0}{d} y.$$

Проміжні шари рухаються зі швидкістю, яка поступово зростає від 0 до v_0 .

Таким чином, існує різниця швидкостей між сусідніми шарами і виникає взаємне ковзання шарів, яке призводить до прояву сили внутрішнього тертя.

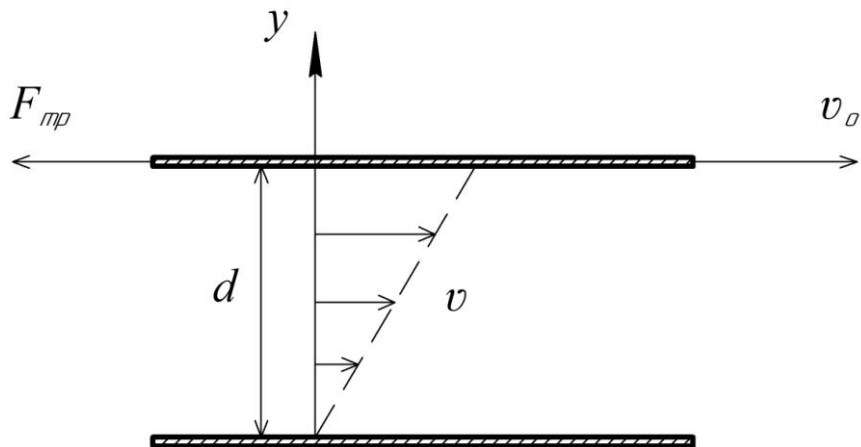


Рисунок 6.1

пластин значно більші за відстань d між ними. Нижня пластина нерухома, а верхня рухається горизонтально зі швидкістю v_0 . Як показує дослід, шар рідини, що прилягає до пластин, прилипає до неї. Якщо дослідити швидкість частинок рідини в різних шарах, то виявляється, що вона змінюється в напрямку, перпендикулярному до пластин по лінійному закону

$$v(y) = \frac{v_0}{d} y.$$

Проміжні шари рухаються зі швидкістю, яка поступово зростає від 0 до v_0 . Таким чином, існує різниця швидкостей між сусідніми шарами і виникає взаємне ковзання шарів, яке призводить до прояву сили внутрішнього тертя.

Ньютон встановив, що силу тертя $F_{тр}$, яка перешкоджає руху верхньої пластини можна обчислити за формулою

$$F_{тр} = \mu \frac{v_0}{d} S,$$

де μ - коефіцієнт в'язкості (залежить від природи і стану рідини), S – площа пластин. У випадку коли швидкість шарів змінюється не по лінійному закону використовують більш загальну формулу

$$F_{\text{тр}} = \pm \mu \frac{d\vartheta}{dy} S.$$

Величина $\frac{d\vartheta}{dy}$ називається градієнтом швидкості. Одиниця вимірювання коефіцієнта в'язкості - Па·с.

2. Ламінарна та турбулентна течії

Спостерігаються два види течії рідини. В одних випадках рідина як би розділяється на шари, які ковзають один відносно одного, не перемішуючись. Така течія називається *ламінарною*. Якщо в ламінарну течію додати підфарбований струмінь, то він зберігається, не розмиваючись, по всій довжині потоку, оскільки частинки рідини в ламінарному потоці не переходять із одного шару в інший. Ламінарна течія стаціонарна.

При збільшенні швидкості потоку характер течії суттєво змінюється. Виникає енергійне перемішування рідини. Таку течію називають *турбулентною*. При турбулентній течії швидкість частинок увесь час неупорядковано змінюється – течія нестаціонарна. Якщо в турбулентний потік ввести підфарбований струмінь, то уже на невеликій відстані від місця її введення зафарбована рідина рівномірно розподілиться по всьому перерізу потоку.

Англійський вчений Рейнольдс вияснив, що характер течії залежить від значення безрозмірної величини:

$$Re = \frac{\rho \vartheta l}{\mu},$$

де Re – число Рейнольдса, v – швидкість потоку, μ – коефіцієнт в'язкості рідини, l – лінійний розмір поперечного перерізу потоку (наприклад, діаметр при круглому перерізі, чи сторона квадрата при квадратному перерізі).

При малих значеннях Re спостерігається ламінарна течія. Починаючи з деякого значення Re , яке називають критичним, течія набуває турбулентного характеру. Число Рейнольдса є критерієм подібності протікання рідин в трубах, каналах і т. д. Якщо різним потокам відповідає одне і те ж значення Re характер течії в цих потоках буде однаковим.

3. Рух тіла в рідині

Під час руху тіла в рідині на нього діє сила лобового опору Q (рис. 6.2) і підйомна сила P . R – рівнодійна цих сил. Якщо тіло має відносно напрямку

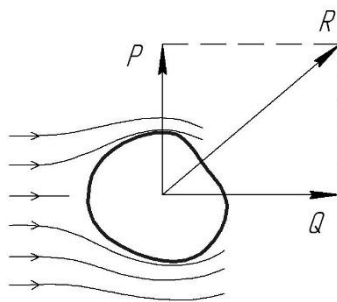


Рисунок .6.2

руху симетричну форму, то діятиме лише лобовий опір, підйомна сила в цьому випадку буде рівна нулю. Лобовий опір має дві складові - опір тертя і опір тиску.

Причиною виникнення опору тертя є в'язкість рідини. Тонкий шар рідини прилипає до поверхні тіла і рухається з ним як одне ціле, захоплюючи за собою, внаслідок в'язкого тертя, наступні шари рідини. По мірі віддалення від поверхні тіла швидкість шарів зменшується. Внаслідок градієнта швидкості в рідині на тіло діє сила тертя, яка і приводить до виникнення лобового опору.

Опір тиску виникає якщо рідина не плавно обтікає тіло і позаду тіла утворюються вихори (рис. 6.3). Вихор утворюється коли частинки рідини, які

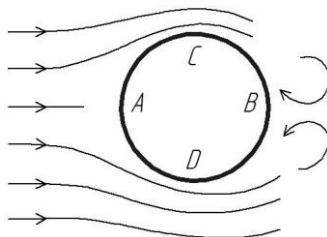


Рисунок 6.3

мають швидкість тіла, відриваються від поверхні тіла і потрапляють у нерухому рідину. Тиск в області вихорів понижений, тому результуюча сила тиску буде відмінна від нуля і направлена проти напрямку руху тіла, обумовлюючи лобовий опір. Опір тиску сильно залежить від форми тіла. Найменший опір тиску мають тіла краплеподібної форми (рис. 6.4).

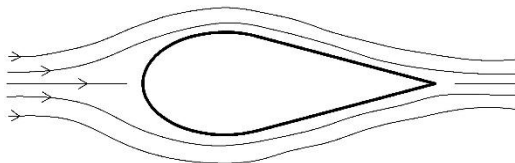


Рисунок 6.4

Співвідношення між опором тертя і опором тиску визначається значенням числа Рейнольдса. При малих значеннях Re опором тиску можна знехтувати. При великих значеннях Re опір тиску переважає над опором тертя. Цю закономірність використовують при моделюванні. Наприклад, модель літака буде вести себе в потоці газу так само як і її прообраз, якщо крім геометричної подібності моделі і літака, буде виконана умова рівності для них числа Рейнольдса.

Британський вчений Джордж Стокс встановив, що при малих Re , коли опір середовища обумовлений практично лише силами тертя, сила опору

пропорційна коефіцієнту в'язкості μ , швидкості v руху тіла відносно рідини і характерному розміру тіла. Коефіцієнт пропорційності залежить від форми тіла. Для кулі радіусом r він рівний 6π : $F = 6\pi\mu r v$ – формула Стокса.

Для виникнення підйомної сили в'язкість рідини не має суттєвого значення. На рис. 6.5 показані лінії току при обтіканні ідеальною рідиною

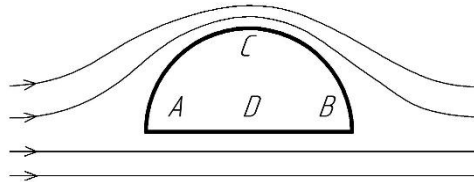


Рисунок 6.5

напівциліндра. Внаслідок повного обтікання лінії току будуть симетричні відносно прямої CD . Проте відносно прямої AB картина буде несиметричною. Лінії току ущільнюються біля точки C , відповідно тиск тут буде меншим, ніж біля точки D , тому виникає підйомна сила.

РІЗНОВИДИ ТВЕРДИХ РЕЧОВИН

1. Класифікація твердих тіл.
2. Особливості аморфних тіл.
3. Будова кристалічних тіл.

1. Класифікація твердих тіл

У твердих тілах частинки (молекули, атоми і іони) розташовані настільки близько один до одного, що сили взаємодії між ними не дозволяють їм розлітатися. Ці частинки можуть лише здійснювати коливальні рухи навколо положення рівноваги. Тому тверді тіла зберігають форму і об'єм. У природі існує два різновиди твердих речовин – аморфні і кристалічні (рис. 7.1).



Рисунок 7.1

Вірогідно, що внутрішня будова аморфних і кристалічних тіл суттєво відрізняється. Аморфний у перекладі з грецької мови означає “безформний”;

таку назву некристалічні речовини отримали тому, що їм від природи не притаманна многогранна форма. Аморфні тіла можна розглядати як переохолоджені рідини із сильно зниженою рухомістю матеріальних частинок, що їх складають. Розташування матеріальних частинок в таких тілах характеризується наявністю порядку лише у розташуванні найближчих сусідів – так званий *ближній порядок*. Таким чином 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.

2. Особливості аморфних тіл

Приклади аморфних тіл – скло, бурштин, штучні смоли, віск, парафін, пластилін та ін. Атоми в аморфних тілах здійснюють коливання навколо точок, які розташовані хаотично (рис. 7.2).

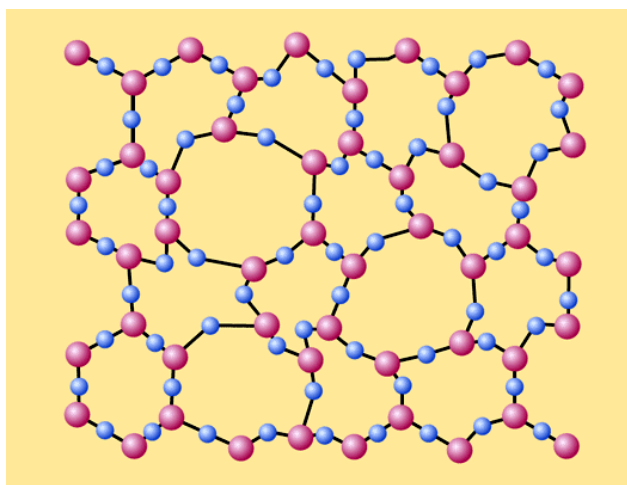


Рисунок 7.2

Як ведуть себе при нагріванні тверді кристалічні тіла? Вони починають плавитися при певній температурі плавлення. І деякий час одночасно знаходяться в твердому і рідкому стані, поки не розплавиться вся речовина. У

аморфних тіл певної температури плавлення немає. При нагріванні вони не плавляться, а поступово розм'якшуються. Покладемо шматок пластиліну поблизу нагрівального приладу. Через якийсь час він стане м'яким. Це відбувається не миттєво, а протягом деякого інтервалу часу.

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. Чим вище температура, тим менше в'язкість, і поступово аморфне тіло стає рідким.

Звичайне скло – це аморфне тверде тіло. Його отримують, розплавляючи оксид кремнію, соду і вапно. Нагрівши суміш до 1400°C , отримують рідку склоподібну масу. При охолодженні рідке скло не твердне, як кристалічні тіла, а залишається рідиною, в'язкість якої збільшується, а зменшується плинність. При звичайних умовах воно здається нам твердим тілом. Але насправді це рідина, яка має велику в'язкість і плинність, настільки малу, що вона ледь розрізняється самими надчуттєвими приладами.

Аморфний стан речовини нестійкий. З часом з аморфного стану воно поступово переходить у кристалічний. Цей процес різних речовин проходить з різною швидкістю. Ми бачимо, як покриваються кристалами цукру льодяники. Для цього потрібно не дуже багато часу. А для того щоб кристали утворилися в звичайному склі, часу повинно пройти чимало. При кристалізації скло втрачає свою міцність, прозорість, каламутніє, стає крихким.

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 у всіх напрямках, однаково заломлює світло. Звук також однаково поширюється в аморфних тілах за всіма напрямками.

Властивості аморфних речовин використовуються в сучасних технологіях. Особливий інтерес викликають металеві сплави, які не мають кристалічної структури і відносяться до аморфних твердих тіл. Їх називають *металевим склом*. Їх фізичні, механічні, електричні та інші властивості відрізняються від аналогічних властивостей звичайних металів. Так, в медицині використовують аморфні сплави, міцність яких перевищує міцність титану. З них роблять гвинти або пластини, якими з'єднують зламані кістки. На відміну від титанових деталей кріплення цих матеріалів поступово розпадається і з часом замінюється кістковим матеріалом.

У Японії розроблений аморфний сплав, що володіє високою магнітною проникністю. Застосувавши його в осердях трансформаторів замість текстурованих листів трансформаторної сталі, можна знизити втрати на вихрові струми в 20 разів.

Аморфні метали володіють унікальними властивостями. Їх називають матеріалом майбутнього.

3. Будова кристалічних тіл

Кристалічними називають такі тверді тіла, молекули, атоми чи іони в яких розташовуються в строго певному геометричному порядку, утворюючи в просторі структуру, яка називається *кристалічною решіткою*. Цей порядок періодично повторюється по всім напрямкам в тривимірному просторі. Він зберігається на великих відстанях і не обмежений у просторі. Його називають *дальнім порядком*.

Кристалічна решітка – це математична модель, за допомогою якої можна уявити, як розташовані частинки в кристалі. Подумки поєднавши в просторі прямими лініями точки, в яких розташовані ці частинки, ми отримаємо кристалічну решітку (рис. 7.3). Відстань між атомами, розташованими у вузлах цієї решітки, називається *параметром решітки*.

Найчастіше форма кристала – правильний багатогранник. Грані і ребра таких многогранників завжди залишаються постійними для конкретної речовини.

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.

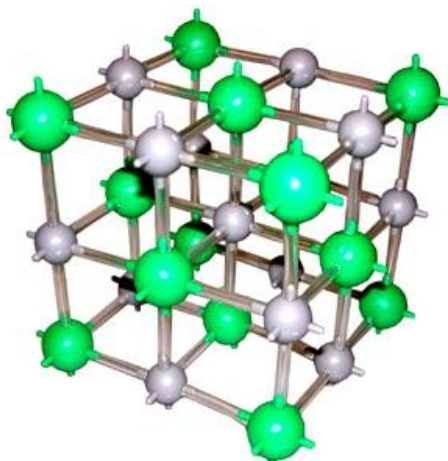


Рисунок 7.3

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 ограновування таких кристалів має природну форму. Таким способом в спеціальних промислових умовах отримують, наприклад, монокристали напівпровідників або діелектриків.

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

У кристалах частинки розташовані з різною щільністю за різними напрямками. Якщо ми з'єднаємо прямою лінією атоми в одному з напрямків кристалічної ґратки, то відстань між ними буде однаковою на всьому цьому напрямку (рис. 7.4). В будь-якому іншому напрямку відстань між атомами теж постійна, але її величина може відрізнятись від відстані в попередньому випадку. Це означає, що на різних напрямках між атомами діють різні за величиною сили взаємодії. Тому і фізичні властивості речовини за цими напрямками будуть відрізнятись. Це явище називається *анізотропією* – залежністю властивостей речовини від напрямку.

Електропровідність, теплопровідність, пружність, показник заломлення та інші властивості кристалічної речовини різняться в залежності від

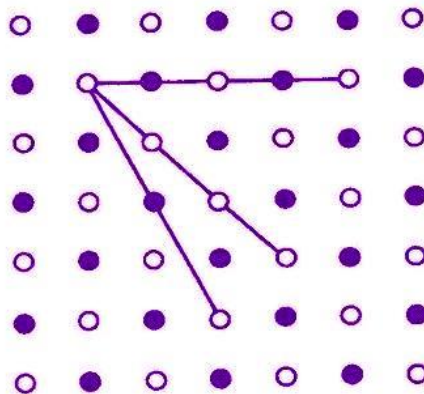


Рисунок 7.4

напрямку в кристалі. По-різному в різних напрямках проводиться електричний струм, по-різному речовина нагрівається, по-різному переломлюються світлові промені.

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

Лекція №8

МІЖАТОМНИЙ ХІМІЧНИЙ ЗВ'ЯЗОК

1. Поняття ефективного атомного (іонного) радіуса.
2. Металевий зв'язок.
3. Ван-дер-Ваальсовий зв'язок.

1. Поняття ефективного атомного (іонного) радіуса

Однією з найважливіших характеристик хімічних елементів, що беруть участь в утворенні хімічного зв'язку, є розмір атома (іона): з його збільшенням міцність міжатомних зв'язків знижується. Розмір атома (іона) прийнято визначати величиною його радіуса або діаметра. Так як відповідно до планетарної моделі атома, його уявляють як ядро, навколо якого на орбітах обертаються електрони, то внаслідок взаємодії атомів (іонів) в кристалічній структурі навколо кожного з них існує певна сфера дії. В цю сферу, як правило, не можуть проникнути інші атоми або іони. Така сфера дії називається *атомною* або *іонною сферою*, а її радіус – *атомним* або *іонним радіусом*. Отже, *ефективним атомним* або *іонним радіусом* називається відстань від центру сфери атома (іона) до поверхні сфери сусіднього атома (іона).

Про іонні радіуси корисно знати наступне:

1. Іонний радіус одного і того ж елемента змінюється в залежності від його заряду, а для одного і того ж іона залежить від координації оточення.
2. Всередині одного вертикального ряду, точніше всередині однієї групи, періодичної системи радіуси іонів з однаковим зарядом зростають із збільшенням атомного номера елемента, оскільки зростає число зайнятих електронами оболонки, а отже і розмір іона.

Іон	Li ⁺	Na ⁺	K ⁺	Rb ⁺	Cs ⁺
Атомний номер	3	11	19	37	55
Радіус, Å	070	100	133	152	170

3. Іонні радіуси позитивно заряджених іонів з одного періоду швидко зменшуються зі збільшенням заряду. Швидке зменшення пояснюється дією двох основних факторів: сильним притягуванням “своїх” електронів катіоном, заряд якого збільшується зі збільшенням атомного номера; збільшення сили взаємодії між катіоном і оточуючими його аніонами із збільшенням заряду катіона. Наприклад:

Іон	Au ⁺	Hg ²⁺	Tl ³⁺	Pb ⁴⁺
Радіус, Å	137	112	105	076

4. Іонні радіуси негативно заряджених іонів з одного періоду збільшуються із збільшенням негативного заряду. Два фактори, про які йшла мова в попередньому пункті, в цьому випадку діють у протилежному напрямку, причому переважає перший чинник (збільшення негативного заряду аніона супроводжується зростанням його іонного радіуса), тому збільшення іонних радіусів із зростанням негативного заряду відбувається значно повільніше, ніж зменшення у попередньому випадку. Наприклад:

Іон	F ⁻	O ²⁻	Cl ⁻	S ²⁻
Радіус, Å	133	136	181	182

5. Для одного і того ж елемента, тобто за однакової вихідної електронної конфігурації, радіус катіона менше, ніж радіус аніону. Це обумовлено зменшенням сили притягання зовнішніх “додаткових” електронів до ядра аніону і збільшенням ефекту екранування за рахунок внутрішніх електронів (у катіона нестача електронів, а в аніона надлишок).

6. Розміри іонів з однаковим зарядом відповідають періодичності системи Менделєєва. Однак величина іонного радіуса не пропорційна заряду ядра, що обумовлено сильним притяганням електронів до ядра. Крім того, виключенням

періодичної залежності є лантаноїди і актиноїди, в рядах яких радіуси атомів і іонів з однаковим зарядом не збільшуються, а зменшуються зі збільшенням атомного номера (так зване лантаноїдне стиснення і актиноїдне стиснення).

2. Металевий зв'язок

Металевий зв'язок здійснюється (наприклад, у міді) взаємодією вільних електронів і позитивно заряджених атомних ядер. Металевий кристал можна представити як ґратку, що складається із позитивно заряджених атомних ядер, занурену у негативно заряджений “газ” із вільних електронів (рис. 8.1).

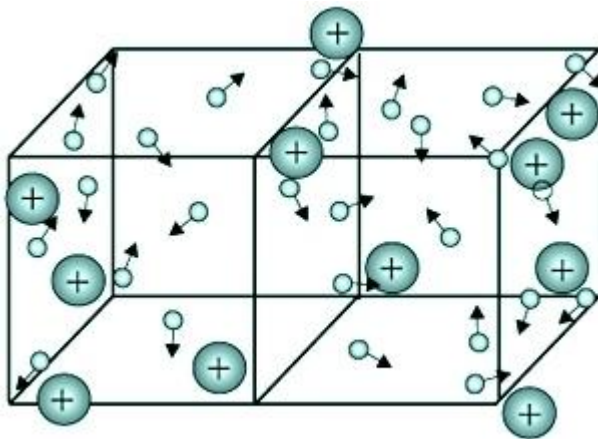


Рисунок 8.1

Завдяки незначній енергії іонізації від кожного атома можуть легко відщеплюватись електрони, які узагальнюються кристалом. Металевий зв'язок є сферично симетричним. Для металевих кристалів характерні великі координаційні числа, щільні упаковки частинок, 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).

3. Ван-дер-Ваальсовий зв'язок

Ван-дер-ваальсовий зв'язок (наприклад, в аргоні) характерний для молекулярних кристалів (рис. 8.2). Це рихлі структури з малими

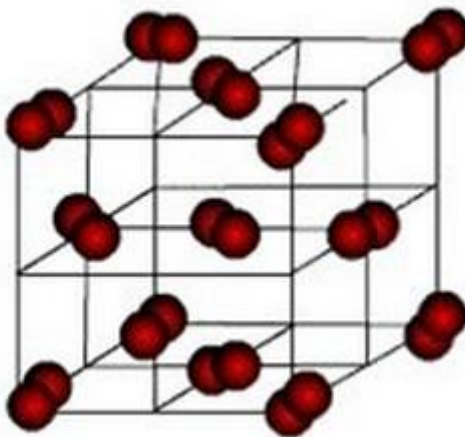


Рисунок 8.2

координаційними числами, 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.

МІЖАТОМНИЙ ХІМІЧНИЙ ЗВ'ЯЗОК

1. Іонний зв'язок.
2. Ковалентний зв'язок.

1. Іонний зв'язок

Іонний зв'язок (наприклад, у хлористого натрію) здійснюється силами електростатичної взаємодії між позитивними і негативними іонами, що утворюються через нестачу чи надлишок електронів у атомів. Прагнення атома набутти стійкої оболонки із заповненими зовнішніми рівнями, як у благородних газів, призводить до утворення іонного зв'язку.

Наприклад, атом *Na* (№ 11 у періодичній таблиці) має дві заповнені оболонки з числом електронів 2+8 і один електрон на зовнішньому рівні, який він прагне віддати, а атом *Cl* має 7 електронів на зовнішній оболонці – йому не вистачає одного електрона, щоб придбати конфігурацію, як у аргона. Тому в іонному кристалі відбувається об'єднання ($Na + Cl = Na^+ + Cl^-$)ⁱ утворюється іонний кристал *NaCl* (рис. 9.1).

Цей зв'язок малонаправлений, хоча направленість його помітніша, ніж у металевому зв'язку. Для нього характерні великі координаційні числа, прагнення до утворення найщільніших упаковок. 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.

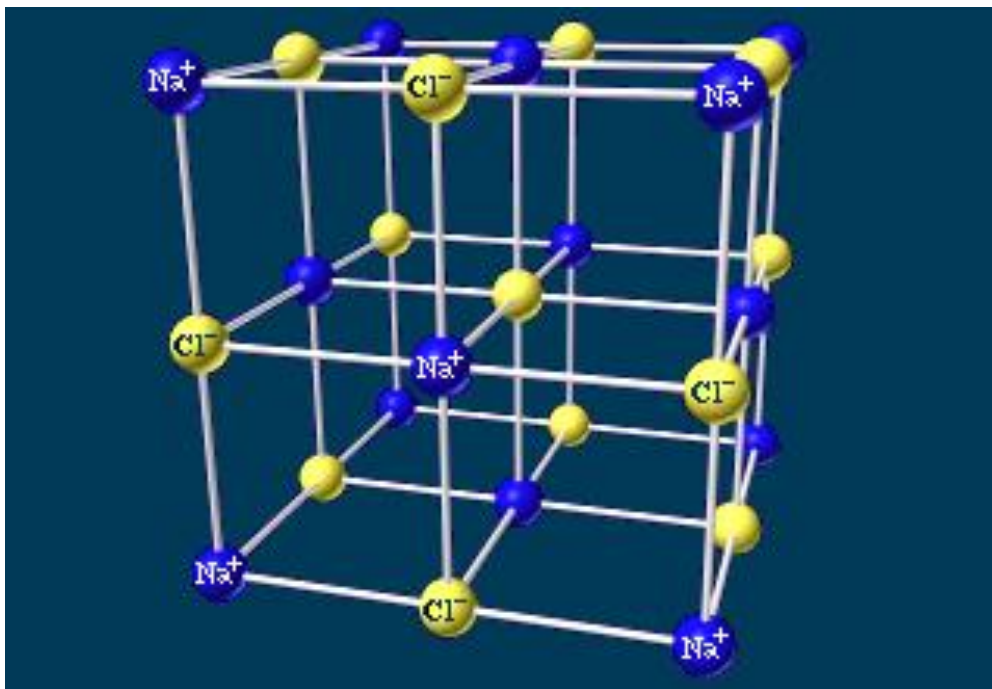


Рисунок 9.1

Так як протилежно заряджені іони притягаються один до одного незалежно від їх відносних положень, то структури кристалів з чисто іонними зв'язками визначаються геометричними факторами, тобто відносним числом різних іонів і їхніх радіусів.

Іонні структури є стійкими, якщо кожен іон дотикається тільки до протилежно заряджених іонів (рис. 9.2, *a*).

Схема на рис. 9.2, *б* показує границю стійкості структури: аніони дотикаються один до одного і до катіона. Якщо ж розмір катіона буде ще меншим (рис. 9.2, *в*, *г*), то структура стає нестійкою, сили відштовхування

однойменно заряджених іонів призведуть до перебудови структури у стійкішу (рис. 9.2, д) з іншим координаційним числом.

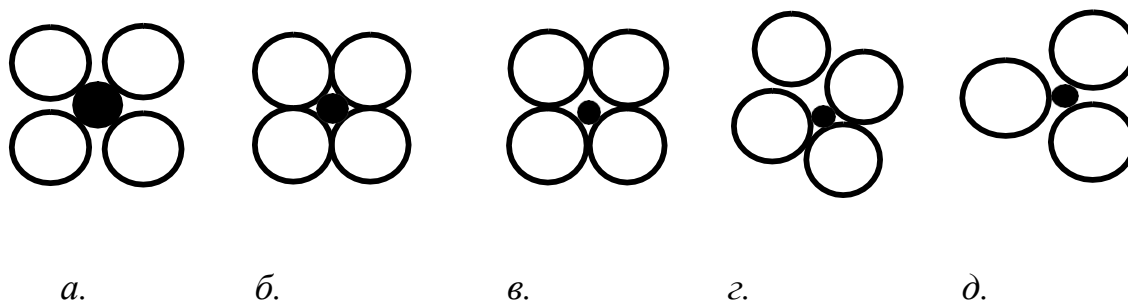


Рисунок 9.2

На підставі такої простої геометричної схеми можна розрахувати границі співвідношень r_A/r_X (A – катіон, X – аніон), за яких структури з відомим координаційним числом будуть стійкими. Рис. 9.3 є ілюстрацією такого розрахунку для структури з к. ч. = 6. З рисунка видно, що нижня границя стійкості структури буде: $2r_A + 2r_X = 2r_X\sqrt{2}$, звідки $\frac{r_A}{r_X} = \sqrt{2} - 1 = 0.41$.

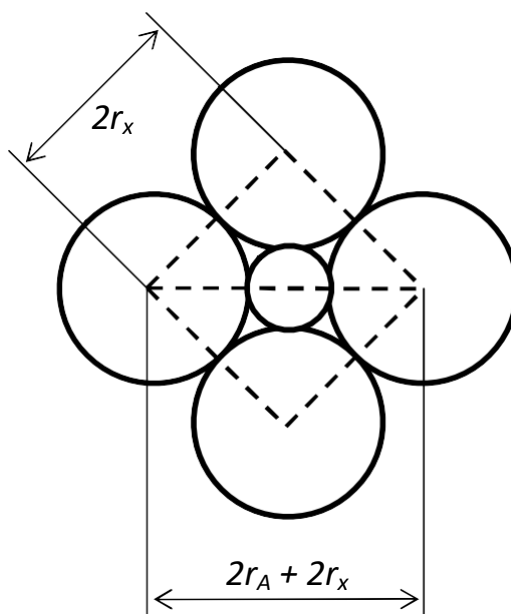


Рисунок 9.3

Границі стійкості, які наведені у таблиці для інших типів іонних структур, отримані подібними розрахунками.

Границі стійкості іонних структур.

r_A/r_X	К. ч.	Координаційний многогранник
0–0,15	2	Гантель
0,15–0,22	3	Трикутник
0,22–0,41	4	Тетраedr
0,41–0,73	6	Октаedr
0,73–1	8	Куб (гексаedr)

2. Ковалентний зв'язок

Ковалентний зв'язок здійснюється за допомогою спарених (узагальнених) електронів: два зовнішніх електрони із протилежними спінами належать одночасно двом атомам. Зв'язок є строго направленим (рис. 9.4).

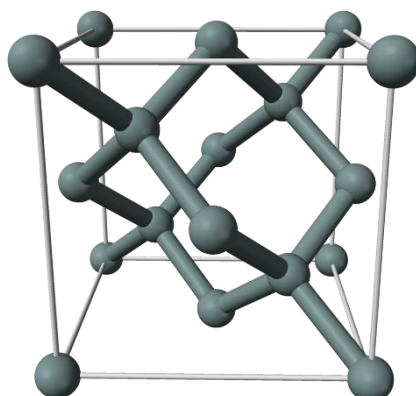


Рисунок 9.4

Для ковалентних кристалів характерні малі координаційні числа, відсутність щільних упаковок, 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. Усі ці зв'язки направлені уздовж напрямку $\langle 111 \rangle$ кубічної ґратки, тобто уздовж напрямку ребер тетраедра. 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. Під час взаємодії різнорідних атомів важливою є їх здатність приєднувати чи віддавати електрони, яка характеризується величиною *електронегативності* x і дорівнює

$$x = \frac{1}{2}(I + E).$$

Якщо електронегативності атомів рівні чи дуже близькі, то між ними утворюються ковалентні зв'язки, а якщо електронегативності атомів істотно розрізняються, то зв'язки будуть сильно полярні, тобто переважно іонні.

Ступінь іюності чи ковалентності зв'язку характеризується електронною густиною. У чисто іонних кристалах максимуми електронних густин збігаються

із центрами іонів. В чисто ковалентних кристалах електронна густина розподілена симетрично між атомами у відповідності до імовірності перебування двох “узагальнених” електронів у будь-якому положенні вздовж зв’язку між атомами.

ПОНЯТТЯ СТРУКТУРИ КРИСТАЛІВ

1. Закономірності розміщення частинок у твердих речовинах.
2. Структура кристала і просторова ґратка.
3. Ґратки Браве.

1. Закономірності розміщення частинок у твердих речовинах

Структуру кристалічного тіла можна уявити як нескінченні, симетричні ряди, сітки та ґратки із частинок, що періодично чергуються. Відповідно до цієї теорії усі точки просторової ґратки кристалічного тіла є однаковими, і всі вони розташовані відносно будь-якої однієї з них так само, як і відносно будь-якої іншої. Тому точки просторової ґратки називають *відповідними точками*.

Усі відповідні точки просторової ґратки розташовані на прямих лініях. Сукупність відповідних точок, що лежать на одній прямій, називають *рядом просторової ґратки*. Найкоротша відстань між однаковими точками у ряду називається *найкоротшою* або *елементарною трансляцією* або *періодом ідентичності* (період трансляції, параметр ряду) (рис. 10.1).



Рис. 10.1

Якщо пересунути точки нескінченної ряду на один період ідентичності вздовж напрямку трансляції, то всі однакові точки пересунуться на однакові

відстані, ряд суміститься сам із собою, так що вид його не порушиться. Так виконується симетричне перетворення, за допомогою якого точка повторюється у просторі, і яке називається *перетворенням за допомогою трансляції*. Повторюючи якусь точку за допомогою трансляції, отримуємо нескінченний періодичний ряд ідентичних точок, які знаходяться на відстані, $a, 2a, 3a, \dots, na$. Характеристикою такого ряду є елементарна трансляція a .

Однакові точки в нескінченному ряду, пов'язані між собою трансляціями a , називаються *вузлами ряду*. Вузли не обов'язково повинні збігатися з матеріальними частинками, це можуть бути й однакові точки між частинками.

Якщо ж повторити однакові точки (вузли) за допомогою іншої трансляції b , яка не паралельна трансляції a , то отримуємо пласку двовимірну сітку, що повністю визначається цими двома елементарними трансляціями a і b або трьома довільними вузлами, що не лежать на одній прямій (рис. 10.2). Паралелограми, які утворені елементарними трансляціями і вершинами яких є вузли, називаються *комірками сітки*. Повторенням елементарної комірки за допомогою трансляцій можна отримати пласку сітку, яка заповнить усю площину без проміжків.

Вибір пари елементарних трансляцій a і b не є однозначним, але прийнято вибирати найкоротші трансляції і саме ті, що найкраще відображають симетрію пласкої сітки.

Елементарна комірка, в середині якої немає вузлів, називається *примітивною елементарною коміркою*. Кожен вузол, що знаходиться в вершині такої комірки, належить одночасно чотирьом коміркам, а отже, на дану комірку припадає лише $\frac{1}{4}$ цього вузла, а всього на одну комірку припадає $4 \cdot \frac{1}{4} = 1$ вузол.

Комірку, на яку припадає один вузол, можна обрати по-різному, але усі площі таких комірок є однаковими незалежно від форми комірки, тому що площа, яку займає один вузол, є величина стала для даної сітки. Число вузлів,

що припадає на одиницю площі називається *ретикулярною щільністю* сітки.

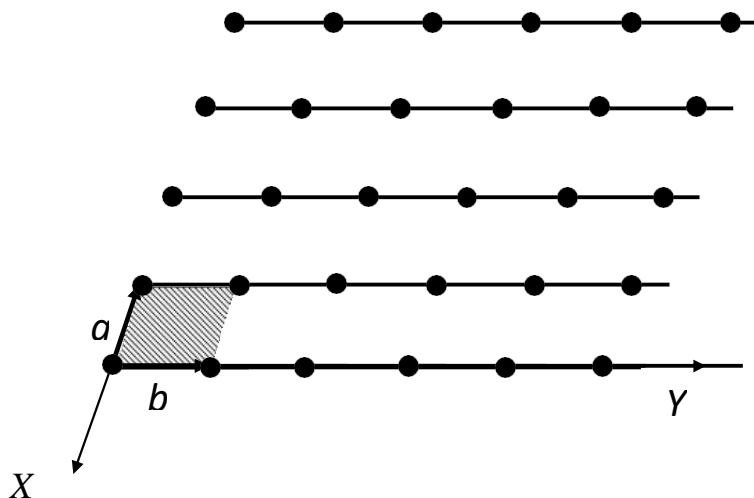
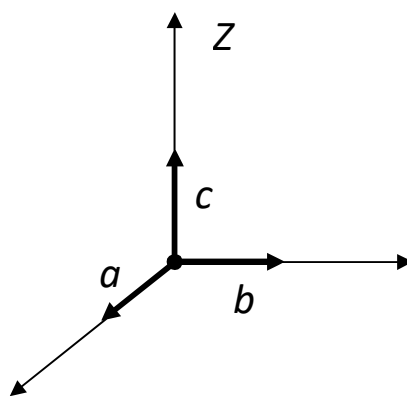


Рисунок 10.2

Якщо ж докласти до довільної точки три елементарні трансляції a , b , c , що не лежать в одній площині (не компланарні) і повторити її нескінченно у просторі, то отримаємо просторову ґратку, тобто, тривимірну систему еквівалентних вузлів (рис.10.3).



Y

X

Рисунок 10.3

Паралелепіпед, побудований на трьох елементарних трансляціях a , b , c називається *елементарним паралелепіпедом* або *елементарною коміркою ґратки* (рис.10.4). Як і в пласкій сітці, об'єм примітивної елементарної комірки не залежить від її форми і є величиною сталою для даної ґратки; він дорівнює об'єму, що припадає на один вузол. Основну трійку трансляцій – так звану *трансляційну групу* або *групу переносів* для просторової ґратки

можна вибирати по-різному, але прийнято вибирати трансляції найкоротші і такі, що відповідають симетрії ґратки.

Вибір основних трансляцій в структурі кристала є дуже важливим, тому що ними визначаються кристалографічні системи координат. У загальному випадку це косокутні координатні системи з неоднаковими масштабними відрізками на осях, які вибрані у відповідності до симетрії кристала: $a \neq b \neq c$, $\alpha \neq \beta \neq \gamma$. Напрямки кристалографічних осей координат відповідають напрямкам ребер елементарної комірки кристала, а масштабні відрізки на осях координат – довжинам ребер, тобто елементарним трансляціям. Застосування таких систем координат суттєво спрощує аналітичний опис кристалів.

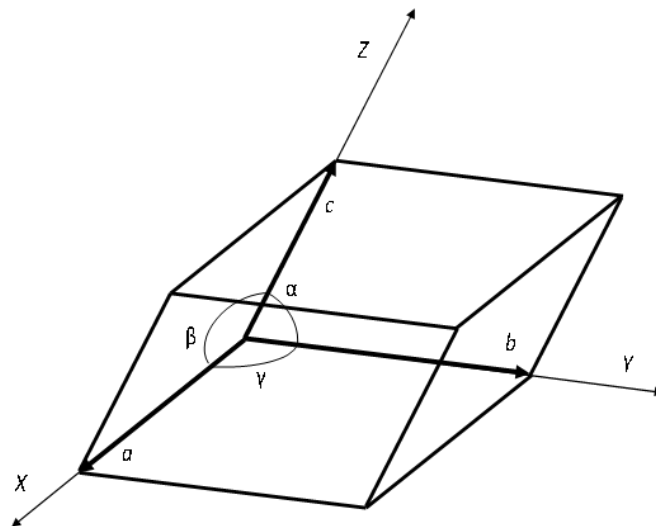


Рисунок 10.4

2. Структура кристала і просторова ґратка

Просторову ґратку можна розглядати також як систему паралельних елементарних комірок, які дотикаються одна до одної цілими гранями і заповнюють простір без проміжків (рис.10.5). Найменша комірка кристалічної ґратки, зсувом якої можна відтворити весь кристал і яка зберігає усі елементи симетрії кристалу, називається *елементарною коміркою*.

У деяких випадках зручніше характеризувати пласку сітку і просторову ґратку не примітивною, а складною елементарною коміркою, у якій вузли є не тільки у вершинах, але і в середині комірки.

Отже, просторова ґратка – це нескінченне тривимірне періодичне утворення, або, точніше, це геометрична побудова, за допомогою якої в кристалічному просторі виявляються однакові точки.

Вузол просторової ґратки не обов'язково ототожнюється з атомом або взагалі з матеріальною точкою. Між двома фундаментальними поняттями – кристалічною структурою і просторовою ґраткою кристала існує принципова відмінність.

Структура кристала – це конкретне розташування частинок у просторі. Це фізична реальність.

Просторова ґратка – це спосіб представлення періодичності повторення у просторі окремих матеріальних частинок або груп частинок (або “порожніх місць” між частинками). Це геометрична побудова, що допомагає виявляти закони симетрії або набори симетричних перетворень кристалічної структури.

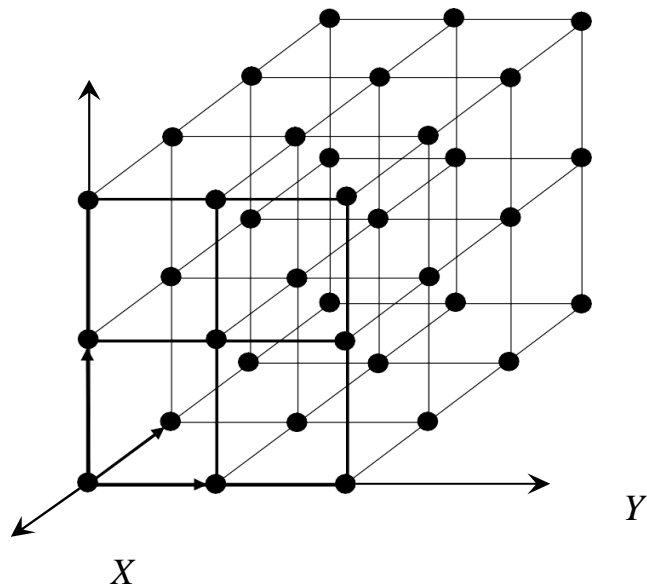


Рисунок 10.5

3. Гратки Браве

Матеріальні частинки (атоми, йони, молекули), які утворюють кристалічну структуру, розташовуються у просторі закономірно, періодично повторюючись у строго визначених напрямках, через строго визначені проміжки. Геометричною схемою, що описує розташування матеріальних частинок в кристалі, є просторова ґратка.

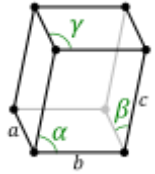
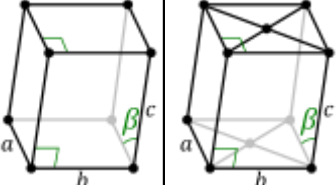
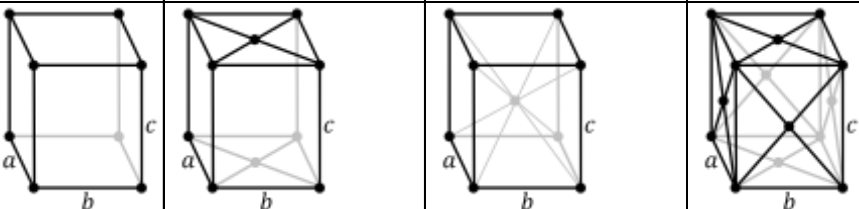
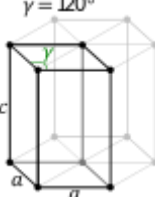
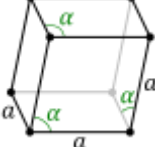
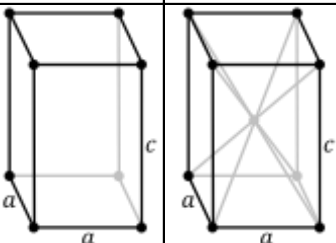
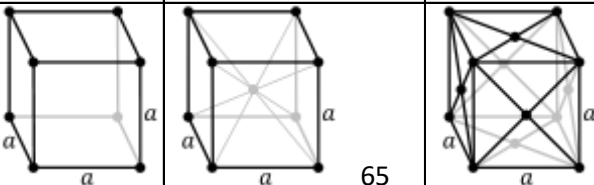
Просторова ґратка побудована на трьох основних некопланарних трансляціях, або параметрах ґратки a, b, c . В залежності від величини і взаємної орієнтації трансляцій a, b, c просторові ґратки мають різну симетрію. Симетрія кристалічної структури обмежує кількість можливих ґраток. Основні трансляції, а отже і ґратки, повинні відповідати симетрії структури кристала.

Точки перетину трансляцій, що складають просторову ґратку, називаються вузлами. Вузол може знаходитись як у центрі мас однієї частинки або групи частинок, так і в проміжку між матеріальними частинками.

Три елементарні трансляції ґратки визначають *елементарну комірку* або паралелепіпед повторюваності. Головна умова під час вибору паралелепіпеда повторюваності, його відповідність симетрії ґратки.

На підставі ідеї про періодичність розташування центрів мас сферичних матеріальних частинок у кристалічній речовині, Огюст Браве у 1848 р. показав, що усю різноманітність кристалічних структур можна описати 14-ма комірками, які відрізняються за формою і симетрією. Ці ґратки назвали *ґратками (комірками) Браве*.

Кожна ґратка Браве – це група трансляцій, які характеризують розташування матеріальних частинок у просторі. Ґратки Браве відіграють виключно важливу роль в кристалографії. Будь-яку структуру можна представити за допомогою однієї із 14 ґраток Браве.

Кристалічні системи (Сингонія)	14 ґраток Браве			
Триклінна (паралелепіед)				
Моноклінна (призма з паралелограмом в основі)	примітивна	базоцентрована		
				
Ромбічна (прямокутний паралелепіед)	примітивна	базоцентрована	об'ємноцентрована	гранецентрована
				
Гексагональна (призма з основою правильного шестикутника)				
тригональна				
Тетрагональна (прямокутний паралелепіед з квадратом в основі)	примітивна	об'ємноцентрована		
				
Кубічна (куб)	примітивна	об'ємноцентрована	гранецентрована	
				

Лекція №11

ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ МЕТОДИ ДОСЛІДЖЕННЯ СТРУКТУРИ КРИСТАЛІВ

Рентгенографія

Для дослідження структури кристалів використовують явище дифракції електромагнітних хвиль. Зокрема, це методи рентгенографії та електроннографії.

Так як грані кристалічних многогранників відповідають площинам складеним з матеріальних частинок (сіткам), то кути між гранями відповідають кутам між пласкими сітками в структурі кристала. Якщо раніше, до відкриття дифракції рентгенівських променів і розробки методів рентгеноструктурного аналізу кристалічні речовини характеризували і відрізняли одну від одної за кутами між їх гранями, визначеними за допомогою приладу гоніометра, то тепер ці кути вимірюють за допомогою рентгенограм, для чого не обов'язково мати великий кристал з правильним зовнішнім огранюванням, а досить крупинки кристалічної речовини.

Оскільки довжини хвиль рентгенівського випромінювання співмірні міжатомним відстаням (відстаням між пласкими сітками) у кристалічних структурах, то кристали представляють собою природні дифракційні ґратки для цих променів.

Коли пучок монохроматичних рентгенівських променів S_0 падає на сімейство паралельних атомних площин під кутом θ , то він відбивається від системи площин як пучок дифракційних променів S (рис. 11.1).

Відбиті промені підсилюють один одного, якщо відповідно до умови інтерференції різниця ходу Δ між ними буде дорівнювати цілому числу довжин хвиль, тобто

$$\Delta = n\lambda,$$

де $n = 1, 2, 3, \dots$ і λ – довжина хвилі рентгенівських променів.

З рис. 11.1 видно, що різниця ходу між променями, що падають і що відбиваються дорівнює

$$\Delta = PO + OQ = 2PO = 2d\sin\theta.$$

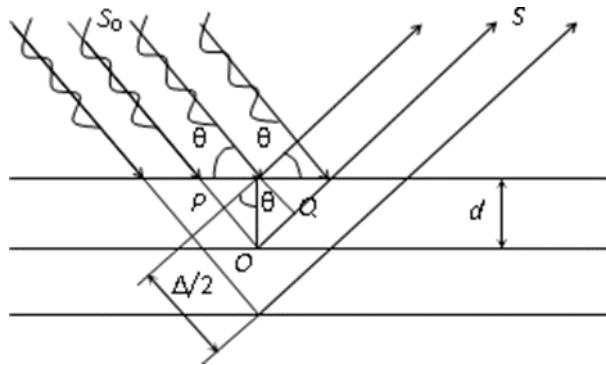


Рисунок 11.1

Щоб хвилі, які розсіяні двома сусідніми плоскими сітками (а отже, і всім сімейством плоских паралельних сіток), дали максимум інтенсивності, необхідно виконання умови Вульфа – Брегга:

$$2d\sin\theta = n\lambda.$$

Інакше кажучи, якщо промінь з довжиною хвилі λ падає на сукупність паралельних атомних площин, які відстоять одна від одної на відстані d , то він породжує дифракційний промінь, що йде так, як ішов би промінь, відбитий під кутом θ . Таким чином, за певних кутів падіння плоскі сітки в структурі кристала можуть “відбивати” рентгенівські промені. Ці відбиття (точніше, максимуми інтенсивності дифракційних променів) можна зареєструвати на рентгенівській плівці або за допомогою лічильників квантів.

Симетричний, закономірний візерунок на рентгенограмі відображає симетрію і закономірність структури кристала і дає можливість вимірювати відстані між атомними площинами і кути між ними, які для кристалів є кутами

між його гранями. За рентгенограмами на підставі умови Вульфа – Брегга можна вивчати структури кристалів, знаходити міжплощинні відстані d .

Існує декілька методів рентгеноструктурних досліджень: *метод Лауе*; *рентгенодифрактометричний метод*; *метод Дебая-Шерера*.

У *методі Лауе* використовується нерухомий монокристал і безперервний (суцільний) спектр рентгенівського випромінювання, тобто варіюється довжина хвилі рентгенівського випромінювання. Монокристал працює як спектральний прилад: з усього безперервного спектру рентгенівського випромінювання вибираються тільки ті довжини хвилі, для яких при заданій орієнтації монокристала виконується умова Вульфа-Брегга.

Кутовий розподіл дифрагованого випромінювання на екрані (рис. 11.2) має вигляд окремих дифракційних плям (лауеграма).

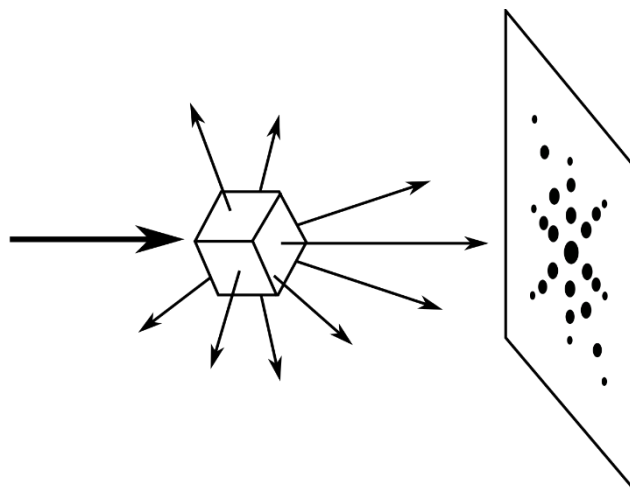


Рисунок. 11.2

У *рентгенодифрактометричному методі* використовують рентгенівський дифрактометр (рис. 11.3). Рентгенівський дифрактометр – це прилад для одночасної реєстрації інтенсивності і напрямку (кута розсіювання) дифрагованих рентгенівських променів. Рентгенівський дифрактометр складається з джерела рентгенівського випромінювання, рентгенівського гоніометра, в який поміщують досліджуваний зразок, детектора

випромінювання і електронного вимірювально-реєструвального пристрою.

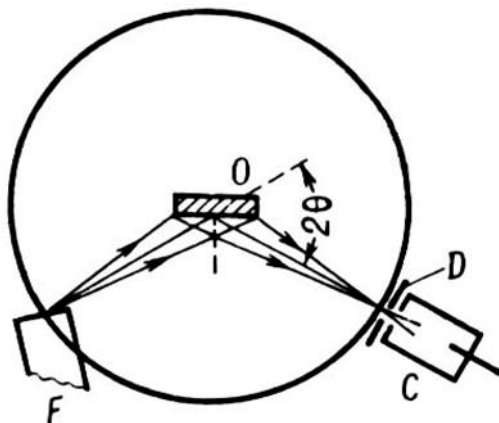


Рисунок 11.3

Детектором випромінювання служить лічильник квантів (іонізаційна камера, пропорційні лічильники і сцинтиляційні лічильники). На лічильник виводиться послідовно кожен дифракційний промінь, що досягається переміщенням лічильника навколо зразка в процесі виміру. Рентгенівський дифрактометр дозволяє вимірювати інтенсивності дифрагованого в заданому напрямі рентгенівського пучка і кути дифракції 2θ .

Метод Дебая-Шеррера – метод дослідження структури дрібнокристалічних матеріалів за допомогою дифракції рентгенівських променів (метод полікристала). Названий на ім'я П. Дебая і німецького фізика П. Шеррера, що запропонували цей метод в 1916. Вузкий паралельний пучок монохроматичних рентгенівських променів, падаючи на полікристалічний зразок і відбиваючись від кристалів, з яких він складається, дає ряд коаксіальних дифракційних конусів (рис. 11.4).

Віссю конусів служить напрям первинного пучка рентгенівських променів. Вершини їх лежать усередині досліджуваного об'єкту, а кути розкриття конусів визначаються згідно з умовою Вульфа-Брегга.

Інтенсивність і положення дифракційних конусів фіксуються на

фотоплівці або одним із іонізаційних методів . При попаданні дифрагуючих променів на фотоплівку вони залишають слід у вигляді ряду дифракційних ліній, форма яких залежить від геометрії рентгенозйомки: взаємного розташування зразка, фотоплівки і пучка рентгенівських променів, що падає.

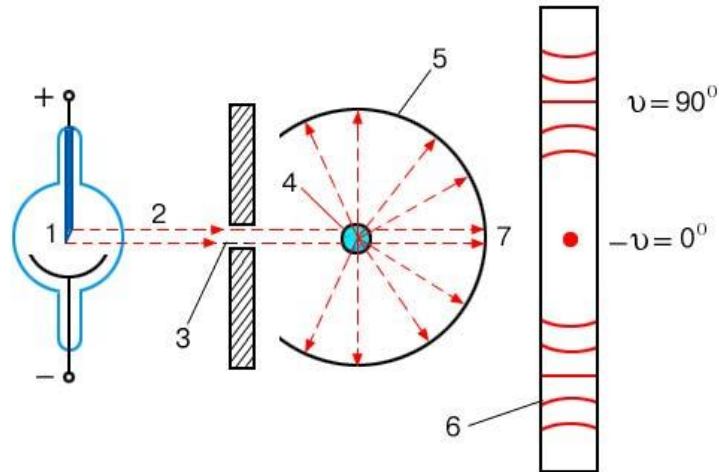


Рисунок 11.4 – Схема зйомки рентгенограми по методу Дебая - Шеррера:

1 – рентгенівська трубка; 2 – пучок монохроматичного рентгенівського випромінювання; 3 – діафрагма (щілина); 4 - кристал; 5 - фотоплівка; 6 - рентгенограма; 7 - слід, що залишається променями, що проходять кристал наскрізь.

Лекція №12

ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ МЕТОДИ ДОСЛІДЖЕННЯ СТРУКТУРИ КРИСТАЛІВ

Електронографія

Оскільки рентгенівські промені мають велику проникаючу здатність за їх допомогою досліджують масивні кристали, а електронні промені використовують для дослідження тонких кристалічних плівок.

Тонкі плівки ($d = 10^{-9} - 10^{-6}$ м) знаходять широке застосування в різних галузях науки і техніки. Їх роль в науково-технічному прогресі надзвичайно велика. Найважливіші завдання, які вирішуються плівковим матеріалознавством це отримання плівкових матеріалів з широким спектром властивостей (електрофізичних, механічних, оптичних) та розвиток методів синтезування плівкових систем з наперед заданими властивостями.

З тонкими плівками пов'язані такі галузі промисловості, як:

- металообробка – на робочий інструмент наносять покриття, яке забезпечує його зносостійкість;
- нанесення декоративних і захисних покриттів;
- мікротехнологія і виробництво мікроелектронних пристроїв – виготовлення функціональних шарів;
- оптика – отримання просвітлюючих і відбиваючих покриттів.

Тонкі плівки – це особливий вид стану конденсованої речовини. За своєю структурою і властивостями плівки можуть істотно відрізнятися від своїх масивних аналогів. Відмінність обумовлена специфікою їх формування: тонкі плівки отримують при конденсації молекулярних потоків речовини на підкладці (на поверхні твердого тіла). Крім того, на властивості тонкоплівкових

матеріалів впливають розмірні ефекти. Зміна властивостей пояснюється збільшенням ролі поверхні при зменшенні об'єкта, оскільки об'єм V тіла змінюється пропорційно кубу лінійних розмірів, а площа S поверхні – квадрату. Відповідно, відношення S/V веде себе пропорційно $1/r$. Тому, сили поверхневого натягу, які в масивних зразках не відіграють суттєвої ролі, в нанооб'єктах стають суттєвими. А, оскільки вони діють в приповерхневому шарі, їх дію можна розглядати, як прикладення зовнішнього тиску, який може змінити, зокрема, температуру плавлення і міжплощинні відстані.

Структурні та фазові дослідження на трансмісійному електронному мікроскопі (ТЕМ) є важливими при вивченні властивостей тонких плівок. ТЕМ дозволяє отримувати пряме зображення об'єкта за допомогою електронного променя. Техніка просвічування електронами тонких об'єктів дозволяє отримувати розділення до 0,08 нм. Це суттєво перевищує можливості оптичного мікроскопа і пояснюється збільшенням роздільної здатності приладу при зменшенні довжини хвилі λ електромагнітного випромінювання. Згідно з гіпотезою де-Бройля електрон має властивості електромагнітної хвилі з $\lambda = h/mv$, де λ – довжина хвилі, h – стала Планка, m – маса електрона, v – швидкість електрона. Прискорюються електрони в сильному електричному полі, тому довжина хвилі електрона залежить від величини прискорюючої напруги U :

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2m_0 eU(1 + \frac{eU}{2E_0})}},$$

де m_0 – маса спокою електрона, e – заряд електрона, $E_0 = m_0 c^2$ – енергія спокою електрона. За формулою можна обчислити довжину хвилі електрона для різних значень прискорюючої напруги:

U (кВ)	v/c	λ (пм)
100	0,548	3,70

300	0,776	1,97
1000	0,941	0,87

Дифракційна картина утворюється внаслідок інтерференції електромагнітних хвиль, відбитих від кристалографічних площин кристалу і підлягає закону Вульфа-Брегга:

$$2d\sin\theta = \lambda,$$

де d – міжплощинна відстань; θ – кут ковзання (рис. 12.1); λ – довжина хвилі.

Враховуючи, що кут θ дуже малий можемо наближено вважати, що $\sin\theta \sim \theta$, а $2\theta \sim R/L$ (рис. 12.2). Тоді формула (2) набуде вигляду:

$$d \frac{R}{L} = \lambda,$$

де L – відстань від кристалу до екрана; R – відстань максимуму дифракційної картини P від її центра O .

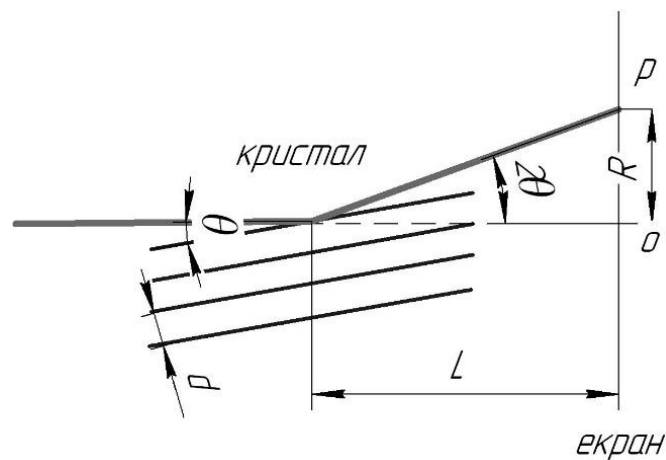
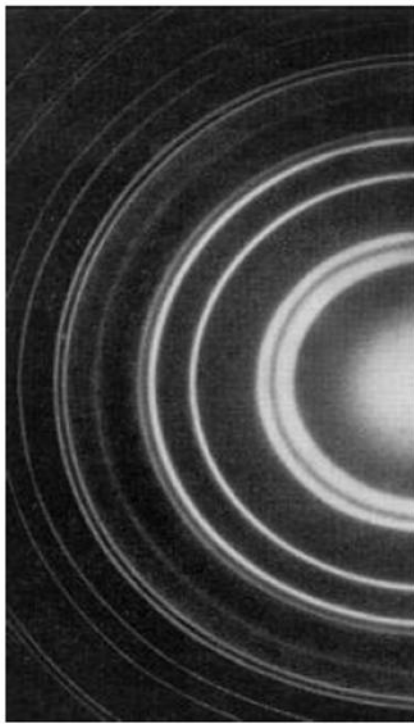


Рисунок 12.1

У полікристалічному зразку окремі кристали мають різну орієнтацію один відносно одного, тому дифракційна картина, в цьому випадку, матиме вигляд концентричних кілець різного радіуса R відносно її центра O (рис. 12.2).



\ / 420
 \ / 331
 \ / 400
 \ / 222
 \ / 311
 \ / 220
 \ / 200
 \ / 111

hkl	$d, \text{Å}$
1 1 1	2,355
2 0 0	2,039
2 2 0	1,442
3 1 1	1,230
2 2 2	1,1774
4 0 0	1,0196
3 3 1	0,9358
4 2 0	0,9120

Рисунок 12.2

Лекція №13

ДЕФЕКТИ В КРИСТАЛАХ

1. Точкові дефекти.
2. Лінійні дефекти.

1. Точкові дефекти

Дефекти у кристалах— субмікродефекти у вигляді порушення періодичності розміщення атомів або іонів у реальних кристалах. Виникають як під час росту кристалів, так і після їх утворення в результаті теплового, механічного, радіаційного, електричного, магнітного та інших впливів.

Точкові дефекти кристалічної ґратки :

- пустий вузол, створений внаслідок випадання з ідеальної ґратки атома або іона;
- власний атом або йон ґратки, розташований між її вузлами;
- чужорідний атом або йон, розташований між вузлами ґратки;
- чужорідний атом, який заміщає власний атом ґратки;
- йон у ґратці в нормальному стані, але з аномальним зарядом.

Пара Френкеля — два точкові дефекти кристалічної ґратки: вакансія та міжвузловий атом, які утворюються одночасно, коли один із атомів вибивається з вузла кристалічної ґратки (рис. 13.1). Пари Френкеля здебільшого утворюються при опроміненні кристалів високоенергетичними частинками.

Дефект Шоткі — дефект кристалічної ґратки, система вакансій, яка зберігає стехіометричний склад кристалу. Наприклад, у кристалі NaCl дефект Шоткі — відсутність аніона і катіона (рис. 13.2).

Дефекти у кристалах істотно впливають на їхні фізичні, механічні,

електричні, магнітні, фотоелектричні та інші властивості. Так, точкові дефекти, які в напівпровідниках можуть бути донорами або акцепторами і генерувати носії струму (електрони і дірки), зумовлюють домішкову електропровідність (рис. 13.3).

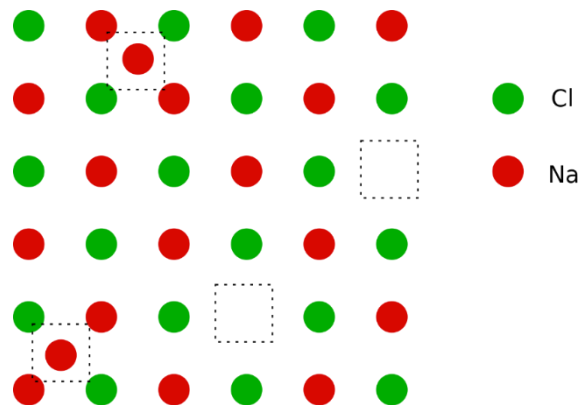


Рисунок. 13.1

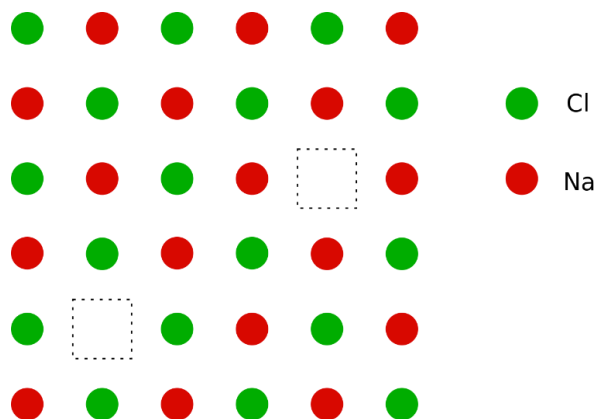


Рисунок 13.2

Напівпровідник n-типу — напівпровідник, в якому основні носії заряду електрони провідності. Для того, щоб отримати напівпровідник *n*-типу, власний напівпровідник легують донорами. Здебільшого це атоми, які мають на

валентній оболонці на один електрон більше, ніж атоми напівпровідника, який легується. При не надто низьких температурах електрони зі значною ймовірністю переходять із донорних рівнів у зону провідності, де їхні стани делокалізовані й вони можуть вносити внесок у електричний струм.

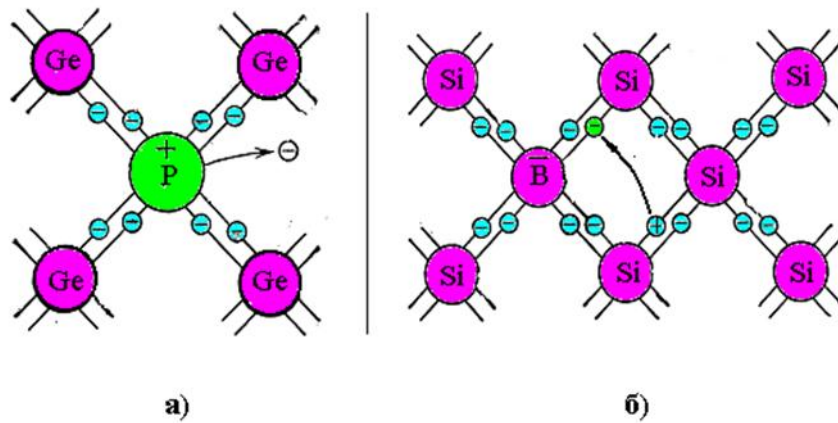


Рисунок 13.3 – Схеми утворення носіїв струму домішками:
а) донорною; б) акцепторною.

Кількість електронів у зоні провідності залежить від концентрації донорів, енергії донорних рівнів, ширини забороненої зони напівпровідника, температури, ефективної густини рівнів у зоні провідності. Здебільшого легування проводиться до рівня 10^{13} — 10^{19} донорів на см^3 . При високій концентрації донорів напівпровідник стає виродженим.

Напівпровідник p-типу - напівпровідник, в якому основними носіями заряду є дірки. Напівпровідники p-типу отримують методом легування власних напівпровідників акцепторами. Для напівпровідників четвертої групи періодичної таблиці, таких як кремній та германій, акцепторами можуть бути домішки хімічних елементів третьої групи.

Наприклад, якщо кремній легувати 3-валентним індієм, то для утворення зв'язків з кремнієм у індію не вистачає одного електрона, тобто утворюється дірка. Змінюючи концентрацію індію, можна в широких межах змінювати

провідність кремнію, створюючи напівпровідник із заданими електричними властивостями. Такий напівпровідник називається напівпровідником р-типу, основними носіями заряду є дірки, а домішка індію, що утворює дірку, називається акцепторною.

Концентрація дірок у валентній зоні визначається температурою, концентрацією акцепторів, положенням акцепторного рівня над верхом валентної зони, ефективною густиною рівнів у валентній зоні.

В іонних кристалах внаслідок взаємодії точкових дефектів з електронами утворюються так звані *F-центри забарвлення* (рис. 13.4), які поглинають світло у видимій ділянці спектра.

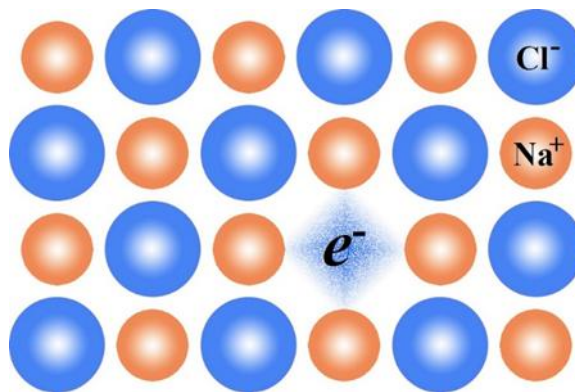


Рисунок 13.4

Аніонна вакансія утворює порожнину, оточену додатньо зарядженими катіонами. Цей надлишок додатнього заряду притягує до себе електрони, створюючи домішковий рівень, енергія якого відповідає оптичному випромінюванню у видимому діапазоні. *F*-центри зумовлюють появу додаткових смуг в спектрах поглинання іонних кристалів за високих температур, що призводить до їхнього забарвлення. Так, за нагрівання у власній парі кристали NaCl стають жовтими, кристали KCl — синіми. Саме завдяки цьому забарвленню *F*-центри отримали свою назву. *F*-центри можуть виникати

при опроміненні іонних кристалів високоенергетичними зарядженими частинками.

2. Лінійні дефекти

Дислокація — лінійний дефект у кристалі. Розрізняють *крайові* й *гвинтові* дислокації. Кожна дислокація характеризується вектором Бюргерса.

Крайову дислокацію можна уявити собі як додаткову напівплощину атомів, яку називають екстраплощиною, вставлену в кристалічну ґратку (рис. 13.5).

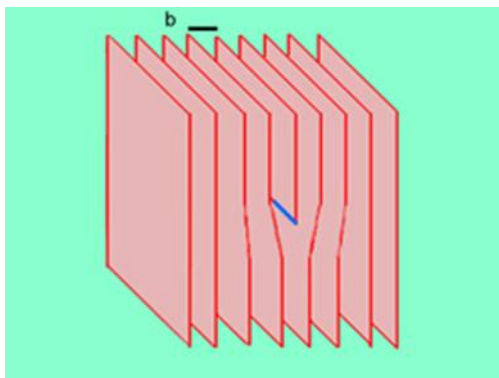


Рис. 13.5

Лінія, що відділяє дефектну область кристала від бездефектної, називається *лінією дислокації*. Проста наочна модель крайової дислокації - книга, у якої від однієї з внутрішніх сторінок відірвана частина. Тоді, якщо сторінки книги уподібнити атомним площинам, то край відірваної частини сторінки моделює лінію дислокації. Крайова дислокація — дислокація, для якої вектор Бюргерса перпендикулярний до лінії дислокації.

Вектор Бюргерса - векторна характеристика дислокації. Позначається зазвичай літерою b . Для визначення вектора Бюргерса потрібно порівняти між собою кристалічну ґратку без дислокації і з нею. Якщо уявити собі замкнутий контур (контур Бюргерса) у ідеальній ґратці, то присутність дислокації розімкне його. Вектором Бюргерса називається вектор, який з'єднує точки

розриву.

Знак вектора Бюргерса визначається за правилом правого гвинта. Спочатку вибирають довільний напрям вздовж лінії дислокації. Потім контур Бюргерса будують за правилом правого гвинта, відносно вибраного напрямку. Вектор Бюргерса направлений від кінцевої точки обходу до початкової.

Гвинтова дислокація виникає в кристалі при зсуві одної частини кристала відносно іншої. Гвинтову дислокацію можна наочно уявити собі, якщо розрізати кристалічну ґратку по півплощині і зсунути зовнішні края ґратки на відстань, що дорівнює відстані між атомними площинами (рис. 13.6).

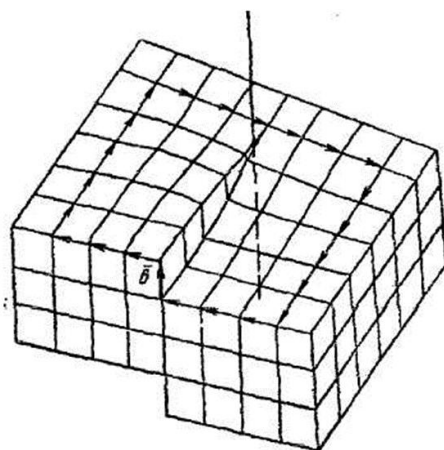


Рис. 13.6

У випадку гвинтової дислокації жодна атомна площина не закінчується всередині кристалу. Самі атомні площини практично паралельні і з'єднуються між собою таким чином, що фактично кристал складається із єдиної атомної площини, закрученої гвинтом. На кожному обороті площа піднімається на одну міжплощинну відстань. Лінія гвинтової дислокації проходить через вісь гвинта. Для гвинтової дислокації вектор Бюргерса паралельний лінії дислокації.

Так само як і для крайової дислокації, у випадку гвинтової дислокації, викривлення ґратки зосереджені поблизу лінії дислокації у вузькій області діаметром у декілька міжатомних шарів. Величина й напрямок вектора Бюргерса визначають поля напружень навколо дислокації.

Дислокації в матеріалах напівпровідникової електроніки призводять до погіршення властивостей матеріалів, тому кристали намагаються виростити з якомога меншою густиною дислокацій. З іншого боку, дислокації покращують пластичність сталей, тож залізо кують, щоб збільшити густину дислокації у ньому.

Лекція №14

МЕХАНІЧНІ ВЛАСТИВОСТІ ТВЕРДИХ ТІЛ

1. Деформація твердих тіл.
2. Пружна деформація.
3. Пластична деформація.
4. Діаграма деформації.

1. Деформація твердих тіл

Розглядаючи в курсі «Загальна фізика» механіку твердого тіла ми користувались моделлю абсолютно твердого тіла. Проте в природі абсолютно твердих тіл не існує, оскільки всі реальні тіла під дією сил змінюють свою форму і розміри, тобто *деформуються*.

Деформація називається *пружною*, якщо після припинення дії зовнішніх сил тіло набуває початкові розміри і форму. *Деформації*, які зберігаються в тілі після припинення дії зовнішніх сил, називаються *пластичними*. Деформації реального тіла після припинення дії зовнішніх сил ніколи повністю не зникають. Проте, якщо залишкові деформації незначні, то ними можна знехтувати і розглядати пружні деформації.

2. Пружна деформація

В теорії пружності доводиться, що всі види деформацій (розтяг чи стиснення, зсув, вигин, кручення) можна звести до комбінації розтягу (стиснення) і зсуву.

Розглянемо однорідний стержень довжиною l і площею поперечного перерізу S (рис. 14.1), до кінців якого прикладені напрямлені вздовж його вісі

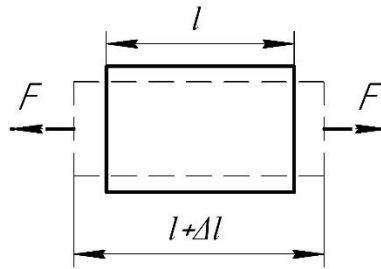


Рисунок 14.1

сили F_1 і F_2 ($F = F_2 = F$), в результаті чого довжина стержня змінюється на величину Δl .

Відносну зміну довжини стержня ε називають *відносною деформацією*:

$$\varepsilon = \Delta l / l.$$

Силу, яка діє на одиницю площі поперечного перерізу стержня σ , називають *механічною напругою*:

$$\sigma = F/S.$$

Англійський фізик Р. Гук (1635-1703) експериментально встановив, що для малих деформацій відносно подовження ε і напруга σ прямо пропорційні один одному:

$$\sigma = E\varepsilon,$$

де коефіцієнт пропорційності E називається модулем Юнга і є характеристикою речовини з якої виготовлений стержень.

На основі попередніх формул закон Гука можна записати у вигляді

$$F = \frac{ES}{l} \Delta l = k \Delta l, \text{ де } k = \frac{ES}{l} - \text{коефіцієнт пружності.}$$

При розтягуванні (стисканні) одночасно із зміною довжини зразка змінюються поперечні розміри тіла. Деформація в поперечному напрямку характеризується величиною відносного поперечного звуження (розширення)

ε^* :

$\varepsilon^* = \frac{\Delta d}{d}$, де d – діаметр стержня.

Дослідним шляхом встановлений взаємозв'язок між ε і ε^* :

$\varepsilon^* = -\mu\varepsilon$, де μ – коефіцієнт Пуассона.

Коефіцієнт Пуассона є характеристикою речовини з якої виготовлений стержень.

3. Пластична деформація

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 протікають 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 (рис. 14.2, а). У однорідному полі напружень пружна деформація усього кристала також однорідна.

Навпаки, 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. 14.2, б). Пластична деформація кристала може відбуватися двома шляхами: *ковзанням* і *двійникуванням*.

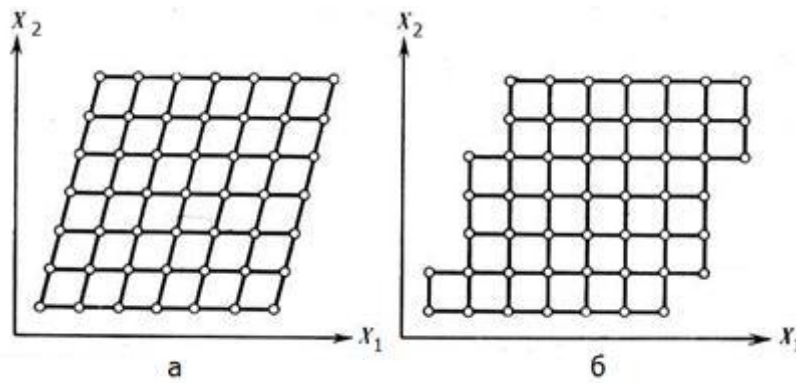


Рисунок 14.2

Ковзання – це деформація, при якій відбувається переміщення однієї частини кристала відносно другої без зміни об'єму шляхом зміщення тонких шарів кристала один відносно одного подібно до стопки книжок, що зісковзують (рис. 14.3). Площини, вздовж яких відбувається переміщення шарів кристала, називаються *площинами ковзання*, а напрямки руху шарів, які зсовуються, – *напрямком ковзання*.

Переважаючими елементами ковзання є щільноспаквані площини, що обумовлено мінімумом роботи, яка витрачається при зсуві на один вектор трансляції: щільноспаквані площини мають більші міжплощинні відстані, отже між ними діють менші сили зчеплення, а вздовж щільноспакваних напрямків вектор трансляції мінімальний.

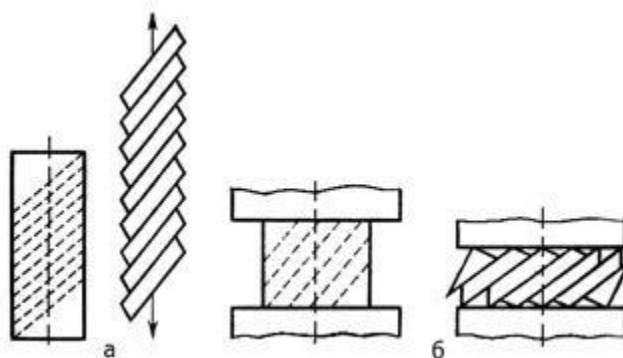


Рисунок 14.3 – Деформація ковзанням при розтягуванні (а) і стисканні (б)

4. Діаграма деформації

Графічна залежність між деформацією та прикладеною напругою наведена на рис. 14.4.

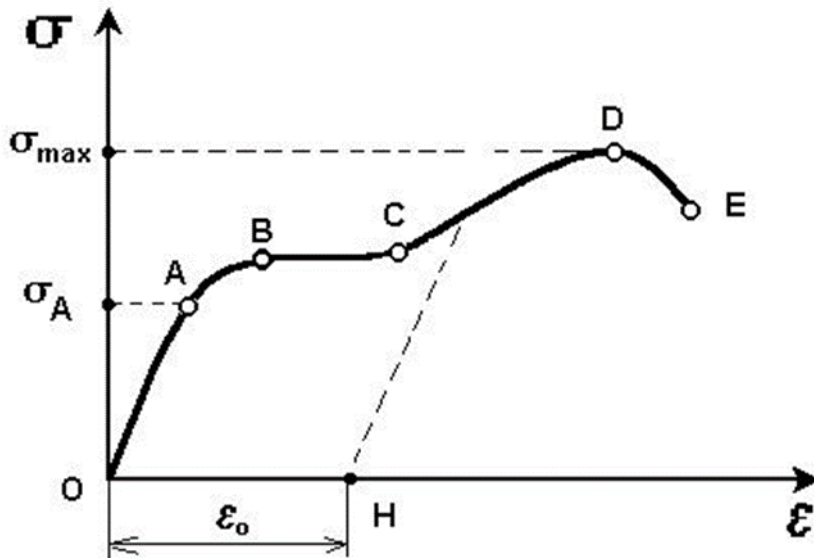


Рисунок 14.4

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 пропорційності.

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. Всередині 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.

МЕХАНІЧНІ ВЛАСТИВОСТІ ТВЕРДИХ ТІЛ

1. Твердість.
2. Теплове розширення.

1. Твердість

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

Існує багато різних способів вимірювання твердості. У випадку кристалів для оцінювання твердості 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 наступні види випробовувань: по Бринеллю (стальна кулька), по Роквеллу (алмазний конус або стальна кулька), по Віккерсу (алмазна піраміда) тощо. Найбільш широко при вимірюванні твердості кристалів методом вдавлювання використовується пристрій типу ПМТ - 3, в яких індентор – алмазна чотиригранна піраміда. Твердість, яка виміряна за цим методом, має назву мікротвердість, тому що цей прибор дозволяє оцінювати властивості окремих мікроб'ємів та зерен (кристалітів).

Для визначенні твердості *мінералів* використовують зазвичай метод

Мооса (рис. 15.1), який полягає в здатності одного тіла дряпатися іншим,

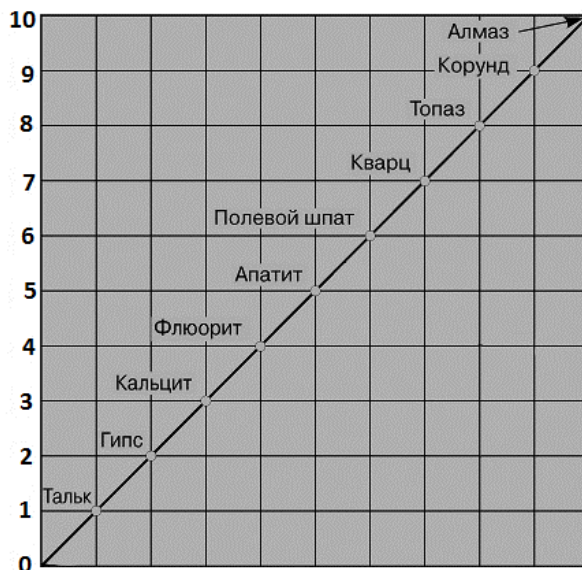


Рисунок 15.1

більш твердим тілом. 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).

2. Теплове розширення

Тверді тіла при нагріванні розширюються. Це може призвести до виникнення значних механічних напруг, а тому в техніці доводиться запобігати наслідкам теплового розширення твердих тіл або враховувати їх.

Розширення твердого тіла при нагріванні пов'язане з характером теплового руху іонів і атомів, розміщених у вузлах кристалічної ґратки. Вказані частинки при $T > 0 K$ коливаються навколо своїх положень рівноваги. Якщо

припустити, що на певну частинку діє сила тільки з боку найближчих сусідніх частинок, а ті у свою чергу вважати умовно нерухомими, то ця сила лінійно залежить від величини зміщення x вибраної частинки з її положення рівноваги: $f = kx$, де k – коефіцієнт пропорційності, величина якого залежить від природи твердого тіла. Таку силу називають *квазіпружною*, а частинку, що коливається під її дією – *гармонічним осцилятором*.

Потенціальна енергія гармонічного осцилятора $U = \frac{kx^2}{2}$. За допомогою рис. 15.2 проаналізуємо поведінку двох частинок твердого тіла (A і B при $T=0$ К, A' і B' при $T > 0$ К).

При $T = 0$ К ці частинки нерухомі, відстань між ними дорівнює r_0 , а потенціальна енергія кожної з них U_0 . При $T > 0$ К їх потенціальна енергія $U_1 > U_0$ і частинки починають коліватися навколо положень рівноваги.

Для простоти вважатимемо, що коливання здійснює тільки частинка B' .

З огляду на симетрію кривої $U(r)$ відносно прямої OO' , відхилення частинки B' праворуч і ліворуч збігаються за величиною: $x_1 = x_2$. Отже, нагрівання в такому випадку не могло б викликати розширення тіла, тому що підвищення температури призводило б тільки до збільшення амплітуди коливань частинок, а середня відстань між ними залишалася б незмінною.

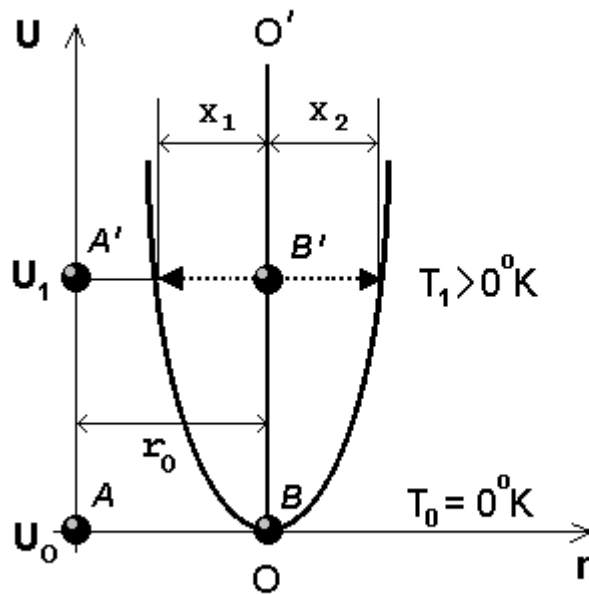


Рисунок 15.2

Насправді в реальних твердих тілах кожна частинка зазнає впливу як з боку сусідніх частинок, так і більш віддалених. Тому залежність результуючої сили f , що діє на частинку, від зміщення частинки визначається співвідношенням $f = -kx + \gamma x^2$, де k і γ є характеристиками твердого тіла. Ця сила вже не є квазіпружною, а коливання частинки під її впливом не є гармонічним. Таким чином, у реальних твердих тілах частинки виступають як ангармонічні осцилятори.

Залежність $U(r)$ для ангармонічного осцилятора зображена на рис. 15.3. Несиметричний характер кривої ілюструє те, що при довільній $T > 0\text{ K}$ відхилення від положення рівноваги частинки B' у різних напрямках вздовж r виявляються неоднаковими. Тому середнє положення такої частинки вже не буде збігатися з положенням рівноваги для гармонічного осцилятора. З підвищенням температури величина цього зміщення збільшується, середні

положення частинки B' для вищих температур будуть розташовані на прямій ON , а це означає збільшення середньої віддалі між частинками.

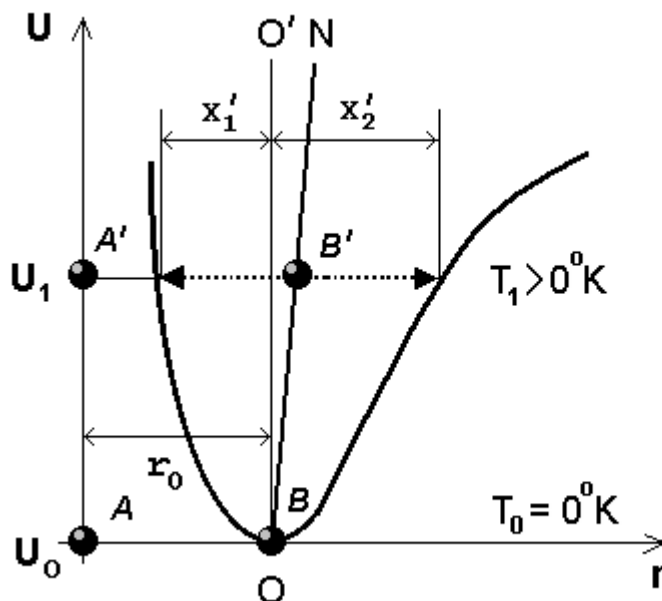


Рисунок 15.3

Отже, тверді тіла при нагріванні розширюються. Ступінь розширення твердого тіла визначається коефіцієнтом лінійного теплового розширення.

Коефіцієнт лінійного теплового розширення α дорівнює відносній зміні лінійних розмірів тіла $\frac{\Delta L}{L}$, зумовленій зміною його температури на 1 K :

$$\alpha = \frac{\Delta L}{L} \frac{1}{\Delta T}, \text{ або } \frac{\Delta L}{L} = \alpha \Delta T.$$

Зміна лінійних розмірів тіла в трьох взаємно перпендикулярних напрямках приводить до об'ємного теплового розширення: $\frac{\Delta V}{V} = \beta \Delta T$, де β – коефіцієнт об'ємного теплового розширення. β наближено дорівнює 3α .

Лекція №16

МЕХАНІКА ТВЕРДОГО ТІЛА

1. Момент інерції.
2. Кінетична енергія обертання.
3. Момент сили.
4. Рівняння динаміки обертального руху твердого тіла.
5. Момент імпульсу і закон його збереження.

1. Момент інерції

При вивченні обертання твердого тіла будемо користуватися поняттям моменту інерції. *Моментом інерції* системи матеріальних точок щодо даної осі називається фізична величина, яка дорівнює сумі добутків мас матеріальних точок системи на квадрати їх відстаней до даної осі:

$$J = \sum_{i=1}^n m_i r_i^2.$$

У разі безперервного розподілу мас (тверде тіло) ця сума зводиться до інтеграла:

$$J = \int r^2 dm,$$

де інтегрування проводиться по всьому об'єму тіла. Величина r в цьому випадку є функція положення точки з координатами x, y, z .

Як приклад знайдемо момент інерції однорідного суцільного циліндра висотою h і радіусом R відносно його геометричної осі (рис. 16.1). Розіб'ємо циліндр на окремі концентричні циліндри нескінченно малої товщини dr з внутрішнім радіусом r і зовнішнім $r + dr$. Момент інерції кожного циліндра $dJ = r^2 dm$. Так як $dr \ll r$, то вважаємо, що відстань всіх точок циліндра від осі дорівнює r . dm – маса всього елементарного циліндра, а його об'єм - $2\pi r h dr$.

Якщо ρ - густина матеріалу, то $dm = 2\pi rh\rho dr$ і $dJ = 2\pi hr^3\rho dr$. Тоді момент інерції суцільного циліндра:

$$J = \int dJ = 2\pi h\rho \int_0^R r^3 dr = \frac{1}{2}\pi hR^4\rho.$$

Оскільки $\pi R^2 h$ – об'єм циліндра, то його маса $m = \pi R^2 h\rho$, отже момент інерції суцільного циліндра можна обчислити за формулою:

$$J = \frac{1}{2}mR^2.$$

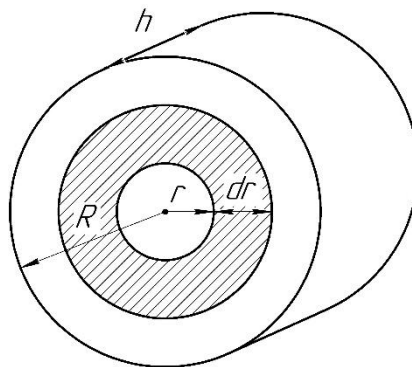


Рисунок 16.1

Наведемо результати обчислень моменту інерції для деяких інших однорідних твердих тіл масою m .

<u>Тіло</u>	<u>Положення вісі</u>	<u>Момент інерції</u>
Обруч радіусом R	Вісь симетрії	mR^2
Циліндр радіусом R	Вісь симетрії	$\frac{1}{2}mR^2$
Стержень довжиною l	Вісь перпендикулярна до стержня і проходить через його середину	$\frac{1}{12}ml^2$
Куля радіусом R	Вісь симетрії	$\frac{2}{5}mR^2$

Якщо відомий момент інерції J_c тіла відносно осі, що проходить через його центр мас, то момент інерції J щодо будь-якої іншої паралельної осі обчислюється за формулою Штейнера:

$$J = J_c + md^2,$$

де m – маса тіла, а d – відстань між осями.

Наприклад, обчислимо момент інерції стержня довжиною l і масою m відносно осі, яка перпендикулярна до нього і проходить через його кінець (рис. 16.2) за формулою Штейнера:

$$J = J_c + md^2 = J_0 + m \frac{l^2}{4} = \frac{1}{12} ml^2 + \frac{3}{12} ml^2 = \frac{1}{3} ml^2.$$

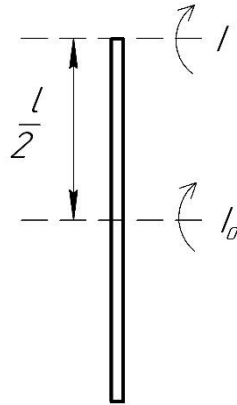


Рисунок 16.2

2. Кінетична енергія обертання

Розглянемо абсолютно тверде тіло, що обертається навколо нерухомої осі, що проходить через нього. Уявно розіб'ємо це тіло на маленькі об'єми з елементарними масами m_1, m_2, \dots, m_n , що знаходяться на відстані r_1, r_2, \dots, r_n від осі.

При обертанні твердого тіла відносно нерухомої осі окремі його елементарні об'єми масами m_i будуть рухатися по колам різних радіусів r_i , і матимуть різні лінійні швидкості v_i . Оскільки ми розглядаємо абсолютно тверде тіло, то кутова швидкість ω обертання цих елементарних об'ємів однакова:

$$\omega = \frac{v_i}{r_i}.$$

Кінетичну енергію тіла E_k , що обертається знайдемо як суму кінетичних енергій його елементарних об'ємів:

$$E_k = \sum_{i=1}^n \frac{m_i v_i^2}{2} = \sum_{i=1}^n \frac{m_i \omega^2}{2} r_i^2 = \frac{\omega^2}{2} \sum_{i=1}^n m_i r_i^2 = \frac{J\omega^2}{2},$$

де J – момент інерції твердого тіла відносно вісі обертання.

Із порівняння отриманого виразу із формулою для обчислення кінетичної енергії для поступального руху ($\frac{mv^2}{2}$) випливає, що момент інерції – *міра інертності тіла* при обертальному русі.

Рух тіла яке котиться є композицією поступального і обертального рухів, тому вираз для кінетичної енергії тіла складається з двох доданків:

$$E_k = \frac{mv_c^2}{2} + \frac{J_c\omega^2}{2},$$

де m – маса тіла; v_c – лінійна швидкість центра маси тіла; J_c – момент інерції тіла відносно вісі, яка проходить через його центр маси; ω – кутова швидкість тіла.

3. Момент сили

Моментом M сили F відносно нерухомої точки O називається фізична величина, яка визначається векторним добутком радіуса-вектора r , проведеного з точки O в точку A прикладання сили, на силу F (рис. 16.3):

$$\vec{M} = [\vec{r}\vec{F}].$$

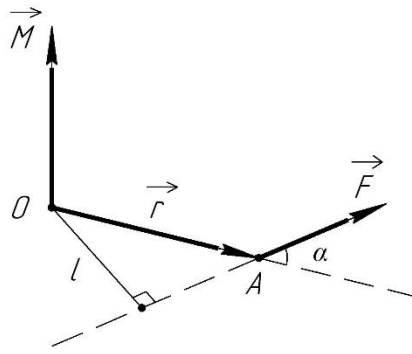


Рисунок 16.3

Тут M - псевдовектор, його напрямок збігається з напрямком поступального руху правого гвинта при його обертанні від r до F . Модуль моменту сили буде рівним:

$$M = Fr \cdot \sin \alpha = Fl,$$

де α – кут між r і F ; $r \cdot \sin \alpha = l$ – найкоротша відстань між лінією дії сили і точкою O – плече сили.

4. Рівняння динаміки обертального руху твердого тіла

Знайдемо вираз для обчислення роботи сили при обертанні тіла (рис. 16.4). Нехай сила F прикладена в точці B , що знаходиться на відстані r від осі обертання, α - кут між напрямком сили і радіусом-вектором r . При повороті

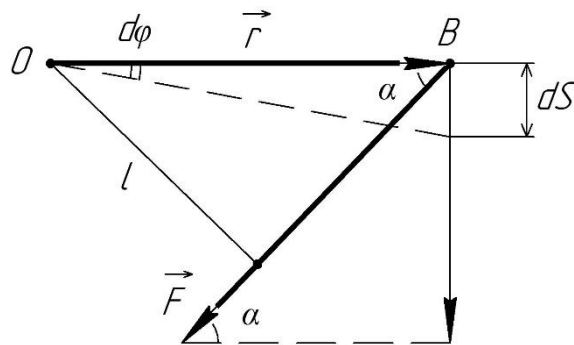


Рис. 16.4

тіла на нескінченно малий кут $d\varphi$ точка докладання B проходить шлях $dS = rd\varphi$ і елементарна робота буде рівна:

$$dA = F \sin\alpha \cdot rd\varphi = Fld\varphi = Md\varphi.$$

Робота при обертанні тіла йде на збільшення його кінетичної енергії:

$$Md\varphi = d\left(\frac{J\omega^2}{2}\right) \rightarrow Md\varphi = J\omega d\omega \rightarrow M \frac{d\varphi}{dt} = J\omega \frac{d\omega}{dt} \rightarrow M\omega = J\omega\varepsilon.$$

Остаточне рівняння $M = J\varepsilon$ - є рівнянням динаміки обертального руху твердого тіла відносно нерухомої осі, де ε - кутове прискорення тіла.

5. Момент імпульсу і закон його збереження

При порівнянні законів обертального і поступального рухів проглядається аналогія між ними, тільки в обертальному русі замість сили «виступає» її момент, роль маси «грає» момент інерції. Яка ж величина буде аналогом імпульсу тіла? Нею є момент імпульсу тіла відносно осі.

Моментом імпульсу матеріальної точки A відносно нерухомої точки O називається фізична величина, яка визначається векторним добутком:

$$L = [r, p],$$

де r - радіус-вектор, проведений з точки O в точку A , $p = mv$ - імпульс матеріальної точки (рис. 16.5). L - псевдовектор, його напрямок збігається з напрямком поступального руху правого гвинта при його обертанні від r до p .

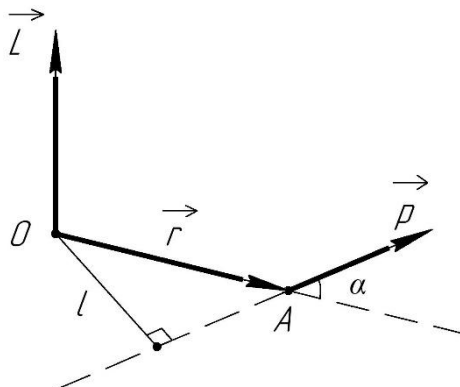


Рис. 16.5

Модуль вектора моменту імпульса:

$$L = rps\sin\alpha = mvr\sin\alpha = pl,$$

де α – кут між векторами \mathbf{r} і \mathbf{p} , l – плече вектора \mathbf{p} відносно точки O .

При обертанні абсолютно твердого тіла навколо нерухомої осі кожна окрема точка тіла рухається по колу постійного радіуса r_i з деякою швидкістю v_i . Швидкість v_i і імпульс $m_i v_i$ перпендикулярні цього радіусу, тобто радіус є плечем l вектора $m_i v_i$. Тому можемо записати, що момент імпульсу матеріальної точки дорівнює

$$L_{iz} = m_i v_i r_i$$

і напрямлений вздовж вісі обертання у відповідності з правилом правого гвинта.

Момент імпульсу твердого тіла відносно осі z рівний сумі моментів імпульсу матеріальних точок з яких складається тіло:

$$L_z = \sum_{i=1}^n m_i v_i r_i = \sum_{i=1}^n m_i r_i^2 \omega = \omega \sum_{i=1}^n m_i r_i^2 = J_z \omega.$$

Отже, момент імпульсу твердого тіла відносно осі дорівнює добутку моменту інерції тіла відносно тієї ж осі на кутову швидкість:

$$L_z = J_z \omega.$$

Візьмемо похідну від цього виразу по часу:

$$\frac{dL_z}{dt} = J_z \frac{d\omega}{dt} \rightarrow \frac{dL_z}{dt} = J_z \varepsilon \rightarrow \frac{dL_z}{dt} = M_z.$$

Можна показати, що має місце векторне рівняння $\frac{d\vec{L}}{dt} = \vec{M}$. Цей вираз – ще одна форма рівняння динаміки обертального руху твердого тіла відносно нерухомої осі: похідна моменту імпульсу твердого тіла відносно осі дорівнює моменту сили відносно тієї ж осі.

В замкнутій системі $\mathbf{M} = 0$, отже $\mathbf{L} = \text{const}$. Закон збереження моменту імпульса: якщо результуючий момент сил які діють на тіло рівний нулю, то

момент імпульса тіла зберігається. Закон збереження моменту імпульсу - фундаментальний закон природи.

Продемонструвати закон збереження моменту імпульсу можна за допомогою лави Жуковського. Нехай людина, що сидить на лаві і тримає в витягнутих руках гантелі, обертається з кутовою швидкістю ω_1 . Якщо людина притисне гантелі до себе, то момент інерції системи зменшиться. Оскільки момент зовнішніх сил дорівнює нулю, момент імпульсу системи зберігається і кутова швидкість обертання ω_2 зростає. Аналогічно, гімнаст під час стрибка через голову притискає до тулуба руки і ноги, щоб зменшити свій момент інерції і збільшити тим самим кутову швидкість обертання.

Лекція №17

ДИЕЛЕКТРИКИ

1. Типи діелектриків.
2. Поляризація діелектриків.

1. Типи діелектриків

Діелектрик (як і будь-яка речовина) складається з атомів і молекул. Так як додатній заряд всіх ядер молекули дорівнює сумарному заряду електронів, то молекула в цілому електрично нейтральна. Якщо замінити позитивні заряди ядер молекул сумарним зарядом $+q$, що знаходяться в центрі тяжіння позитивних зарядів, а заряд всіх електронів - сумарним негативним зарядом $-q$, що знаходяться в центрі тяжіння негативних зарядів, то молекулу можна розглядати як електричний диполь.

Електричний диполь – сукупність двох однакових за абсолютним значенням і протилежних за знаком точкових зарядів $+q$ і $-q$, розміщених на фіксованій відстані l один від одного (рис. 17.1). Величину l називають плечем

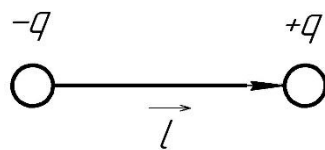


Рисунок . 17.1

диполя. Основною характеристикою диполя є електричний дипольний момент – вектор, що чисельно дорівнює добутку заряду на плече і напрямлений від негативного заряду до позитивного: $\vec{p} = q\vec{l}$.

Якщо помістити диполь в однорідне електричне поле \vec{E} , то на заряди $+q$ і $-q$ будуть діяти рівні за величиною, але протилежні за знаком сили $\vec{F}(+)$ і $\vec{F}(-)$ (рис. 17.2). Ці сили розвернуть диполь таким чином, що його дипольний момент і напруженість електричного поля будуть спів напрямленими

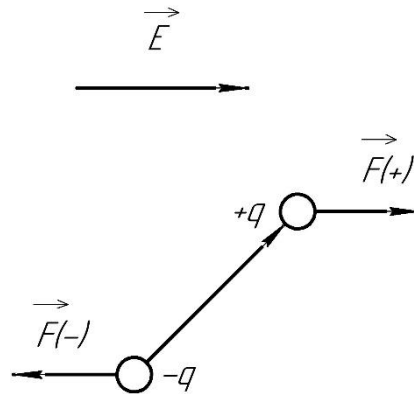


Рисунок 17.2

Орієнтуючись на особливості будови різних молекул діелектрики поділяють на три групи.

Першу групу діелектриків (N_2 , H_2 , O_2 , CO_2 , CH_4 , ...) складають речовини, молекули яких мають симетричну будову, тобто, центри тяжіння позитивних і негативних зарядів за відсутності зовнішнього електричного поля збігаються і, отже, дипольний момент молекули дорівнює нулю. Молекули таких діелектриків називаються *неполярними*. Під дією зовнішнього електричного поля заряди неполярних молекул зміщуються в протилежні сторони (позитивні по полю, негативні проти поля) і молекула набуває дипольний момент.

Другу групу діелектриків (H_2O , NH_3 , SO_2 , CO , ...) складають речовини, молекули яких мають асиметричну будову, тобто центри тяжіння позитивних і негативних зарядів не збігаються. Таким чином, ці молекули за відсутності зовнішнього електричного поля мають дипольний момент. Молекули таких діелектриків називаються *полярними*. При відсутності зовнішнього поля, однак,

дипольні моменти полярних молекул внаслідок теплового руху орієнтовані в просторі хаотично і їх результуючий момент дорівнює нулю. Якщо такий діелектрик помістити в зовнішнє поле, то сили цього поля будуть прагнути повернути диполі вздовж поля і виникає відмінний від нуля результуючий момент.

Третю групу діелектриків (*NaCl, KCl, KBr, ...*) складають речовини, молекули яких мають іонну будову. Іонні кристали можна розглядати як систему двох іонних підрешіток. При накладенні на іонний кристал електричного поля відбувається відносне зміщення підрешіток, що приводить до виникнення відмінного від нуля результуючого момента.

2. Поляризація діелектриків

Для діелектриків характерною є особлива їх поведінка у зовнішньому електричному полі – поляризація. *Поляризація* – це процес орієнтації диполів чи поява під дією електричного поля орієнтованих по полю диполів.

Відповідно до трьох вище наведених груп діелектриків (неполярні молекули, полярні молекули, іонні діелектрики) розрізняють три види поляризації:

1) *електронну (деформаційну)*, – характерну для діелектриків з неполярними молекулами, яка полягає у виникненні у атомів індукованого дипольного моменту за рахунок деформації електронних орбіт;

2) *орієнтаційну (дипольну)*, – характерну для діелектриків з полярними молекулами, яка полягає в орієнтації наявних дипольних моментів по полю. Ця орієнтація тим сильніша, чим більша напруженість електричного поля і чим нижча температура;

3) *іонну поляризацію діелектриків* з іонними кристалічними ґратками, яка полягає у зміщенні підрешітки позитивних іонів вздовж поля, а негативних – проти поля, що призводить до виникнення дипольних моментів.

Коли діелектрик поляризується на його поверхні з'являються некомпенсовані електричні заряди, які називають зв'язаними (рис. 17.3).

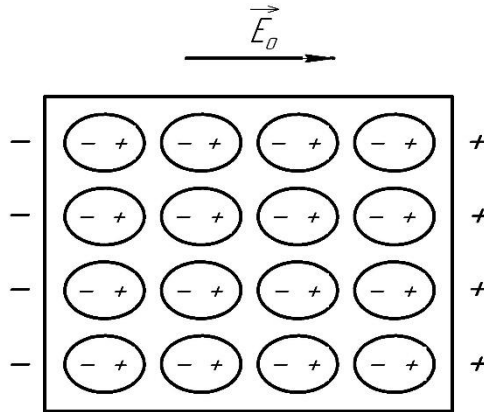


Рисунок 17.3

Отже всередині діелектрика будуть присутніми два протилежно напрямлених електричних поля: зовнішнє поле \vec{E}_0 і поле створене зв'язаними зарядами \vec{E}_1 (рис. 17.4). Отже зв'язані заряди послаблюють зовнішнє електричне поле

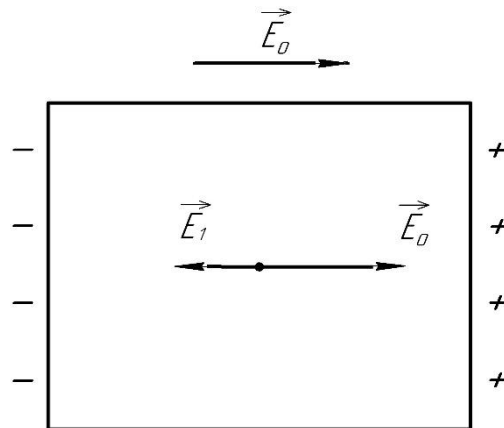


Рисунок 17.4

всередині діелектрика: $E = E_0 - E_1$ і $E < E_0$. Кількісною величиною, яка показує у скільки разів поле E всередині діелектрика менше, ніж зовнішнє поле E_0 є *діелектрична проникність* ϵ :

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

При вимкненні зовнішнього електричного поля хаотичний тепловий рух руйнує впорядковане розташування молекул і поляризація зникає.

Лекція №18

ДІЕЛЕКТРИКИ

1. Сегнетоелектрики.
2. П'єзоелектрики.

1. Сегнетоелектрики

Існують речовини, у яких поляризація виникає при відсутності зовнішнього електричного поля. Це явище було вперше виявлено у сегнетовій солі, тому речовини з подібними властивостями отримали назву *сегнетоелектриків*.

Сегнетоелектрики відрізняються від інших діелектриків рядом характерних особливостей:

1. Надзвичайно велике значення діелектричної проникності (порядку кількох тисяч).
2. Діелектрична проникність залежить від напруженості електричного поля.
3. При циклічних змінах електричного поля зміна поляризованості діелектрика відстає від зміни електричного поля. Графічна залежність поляризованості P від напруженості поля E має вигляд (рис. 18.1), який називають *петлею гістерезису* (від грецького «гістерезис» – запізнення). При першому увімкненні поля поляризованість зростає у відповідності з кривою 1. зменшення P іде по кривій 2. При перетворенні E в нуль речовина залишається поляризованою. P_r називають *залишковою поляризованістю*. Лише під дією протилежно напрямленого поля напруженістю E_c поляризованість стає рівною

нулю. Це значення напруженості називається *коерцитивною силою*. Подальшій зміні поляризованості відповідає крива 3.

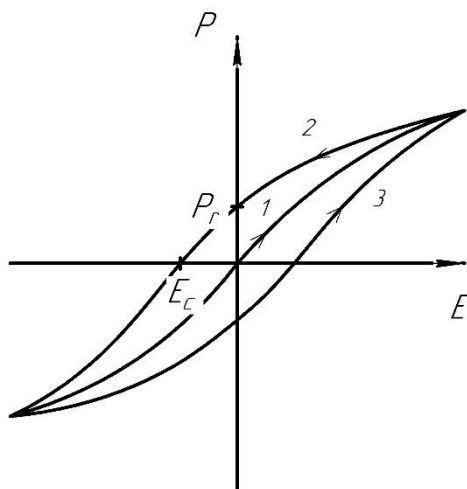


Рисунок 18.1

Сегнетоелектриками можуть бути лише кристалічні речовини, причому такі, у яких відсутній центр симетрії. Взаємодія частинок в кристалі сегнетоелектрика приводить до того, що їх дипольні моменти спонтанно (самовільно) орієнтуються в одному напрямку. У виключних випадках однакова орієнтація дипольних моментів розповсюджується на увесь кристал. Зазвичай же в кристалі виникають області, в межах кожної з яких дипольні моменти паралельні один до одного, проте напрямки поляризації областей різні і результуючий момент всього кристалу може бути рівним нулю. Области спонтанної поляризації називають *доменами*. Під дією зовнішнього поля моменти всіх доменів орієнтуються в напрямку зовнішнього поля, що забезпечує високу ступінь поляризації діелектрика.

Завдяки великому значенню діелектричної проникності сегнетоелектрики використовують при виготовленні приладів електроніки. Але при цьому слід мати на увазі, що існує температура при якій сегнетоелектричні властивості втрачаються. Цю температуру називають *точкою Кюрі*. Сегнетова сіль має дві точки Кюрі: $-15\text{ }^{\circ}\text{C}$ і $+22,5\text{ }^{\circ}\text{C}$, причому вона веде себе як сегнетоелектрик лише

у вказаному температурному інтервалі. При температурі нижче $-15\text{ }^{\circ}\text{C}$ і вище $+22,5\text{ }^{\circ}\text{C}$ сегнетова сіль має властивості звичайного діелектрика.

2. П'єзоелектрики

В 1880 році брати П'єр і Жак Кюрі виявили, що деякі кристали, які зазнали деформації стиснення або розтягнення в певних напрямках, поляризуються, і на їх гранях з'являються зв'язані заряди. Це явище одержало назву *прямого п'єзоелектричного ефекту*.

Кристали, в яких спостерігається цей ефект, повинні бути іонними. Відносне зміщення підґраток позитивних і негативних іонів при деформації приводить до поляризації кристалів.

Але не всі іонні кристали мають ці властивості. Якщо підґратки деформуються однаково, то їх відносне зміщення не відбувається, і п'єзоелектричний ефект не спостерігається. До таких кристалів належать, наприклад, кристали з кубічною ґраткою типу NaCl або CsCl.

Для існування п'єзоефекту необхідно, щоб іонний кристал не мав центру інверсії, тобто такої точки, відображення в якій суміщає кристал із самим собою. В кристалі, в якому немає центру інверсії, існують так звані *полярні осі*, тобто такі осі, два напрями яких нерівнозначні. Поворот кристалу на 180° навколо будь якої прямої, перпендикулярної до полярної осі, не суміщає його із самим собою. Деформація іонного кристалу вздовж цих осей приводить до його поляризації.

Як приклад кристалу, який має п'єзоелектричні властивості, розглянемо кварц SiO_2 . Ця речовина знаходить широке практичне застосування як п'єзоелектрик. Кварц належить до ромбоєдричної сингонії. В ґратці кварцу є одна вісь 3-ого порядку і три перпендикулярні до неї осі 2-ого порядку під кутом 120° одна до одної. Саме ці осі є полярними.

Гратка кварцу складається з позитивно заряджених іонів кремнію Si і негативно заряджених іонів кисню O. Іони в гратці кварцу розташовані по спіралі (лівій або правій в залежності від того маємо ми справу з лівою чи правою модифікацією кварцу).

В першому наближенні іони кремнію і кисню розташовані в шестигранних комірках, на кожному з яких приходяться по три молекули SiO_2 . Вигляд згори на одну таку комірку наведено на рис. 18.2. Фактично атом кремнію знаходиться у центрі тетраедра, у вершинах якого розташовані атоми кисню. При цьому іон кремнію 1 розташований вище іону кремнію 2, а той, в свою чергу, вище іону 3. Комірка електрично нейтральна і не має дипольного моменту.

Три осі x_1 , x_2 , x_3 є полярними. Якщо стиснути кристал вздовж осі x_1 , то внаслідок асиметрії комірки, іон кремнію 3 і протилежний йому іон кисню зміщуються більше, ніж іони кремнію 1 і 2 та відповідні їм іони кисню. В результаті комірка набуває дипольного моменту, а на площинах кристалу, перпендикулярних до осі x_1 , з'являються зв'язані заряди. Виникає так званий *прямий поздовжній п'єзоефект* (рис. 18.3).

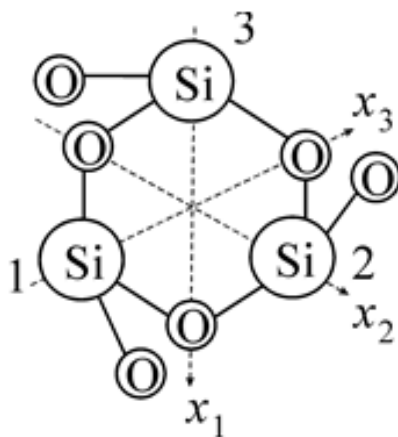


Рисунок 18.2 – Структура кварцу

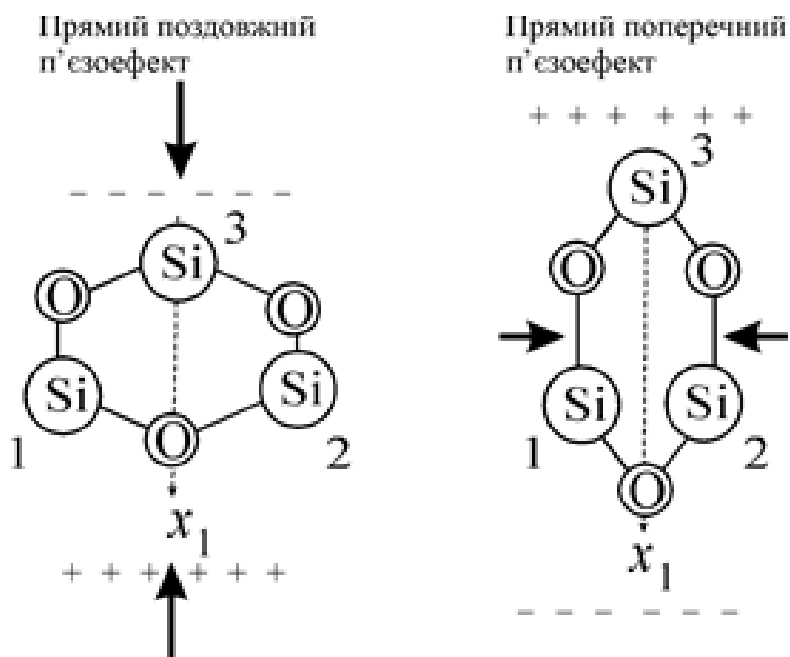


Рисунок. 18.3 – Схема виникнення п'єзоефекту

При стисканні вздовж осі, перпендикулярній до x_1 , відбувається розтягування комірки в напрямку осі x_1 , перпендикулярному до прикладених сил. Виникає *прямий поперечний п'єзоефект*. При однаковому знакові деформації (на рисунках це стискання) знаки зарядів при поздовжньому і поперечному п'єзоефектах різні. Зміна знаку деформації (розтягнення замість стиснення) приводить і до зміни знаку поляризаційних зарядів.

При малих деформаціях поляризаційні ефекти пропорційні деформації, а отже, за законом Гука, пропорційні прикладеній силі. Деформація вздовж осі 3-ого порядку, перпендикулярної до площини рисунку, не дає п'єзоефекту.

Для того, щоб використати поляризаційні заряди, пластинки з п'єзоелектрика, вирізані перпендикулярно до однієї з полярних осей, покривають шаром металу, утворюючи плаский конденсатор. При деформації заряди, які з'являються на гранях кристалу, паралельних до пластин, наводять на металі заряди протилежного знаку. Появу заряду на такому конденсаторі

можна потім використати. Наприклад, при тиску на кристал приблизно 1 атм і товщині пластини 0,5 см виникає різниця потенціалів ~ 120 В.

В 1881 році Ліппман, виходячи з термодинамічних міркувань, передбачив існування оберненого п'єзоелектричного ефекту, який в тому ж році був експериментально виявлений братами Кюрі. *Обернений п'єзоэффект* полягає в зміні розмірів кристалу при дії електричного поля, тобто його видовження або скорочення при електризації. Об'єм кристалу при цьому не змінюється.

При подачі змінної електричної напруги на металеві обкладки пластинки п'єзоелектрика пластинка буде позмінно розтягуватися і скорочуватися, тобто в ній виникнуть механічні коливання. Ці коливання будуть особливо інтенсивними, коли частота змінної напруги співпаде з власною (резонансною) частотою пластинки. Такі налаштовані на резонанс п'єзоелектричні пластинки використовуються для збудження ультразвукових хвиль, для стабілізації частоти генераторів електричних коливань в радіотехніці.

Зміна товщини пластини Δl не залежить від її лінійного розміру l , а тільки від прикладеної різниці потенціалів. Дійсно, при збільшенні товщини пластини l в напрямку поля Δl повинно було б збільшитись, але при заданій різниці потенціалів зменшується поле E , яке відповідає за деформацію.

Знак оберненого п'єзоэффекту визначається правилом: якщо для отримання на поверхні кристалу негативного заряду необхідне стиснення, то для його одержання на металічну пластину треба подати позитивний заряд. Механізм оберненого п'єзоэффекту зрозумілий із наведених вище міркувань для прямого ефекту: при подаванні різниці потенціалів на пластини конденсатору поле, що виникає, зміщує позитивні та негативні іони в протилежні боки, комірка і кристал деформуються.

Практичне застосування прямого і оберненого п'єзоэффекту дуже широке. Ми лише згадаємо п'єзоелектричні манометри, стабілізатори частоти і фільтри в радіотехніці, п'єзоелектричні датчики в автоматичній і телемеханіці,

віброметри, звукознімачі, мікрофони, телефони, тощо. Велике значення має запропонований Ланжевенном п'єзоелектричний випромінювач ультразвукових хвиль та їх приймач, які використовуються у гідролокації.

Лекція №19

МЕТАЛИ

1. Електростатична індукція.
2. Класична електронна теорія провідності металів.

1. Електростатична індукція

Якщо у зовнішнє електростатичне поле внести нейтральний провідник, то вільні заряди (електрони, іони) будуть переміщуватися: позитивні - по полю, негативні - проти поля. На одному кінці провідника з'явиться надлишок позитивного заряду, на іншому - надлишок негативного (рис. 19.1). Ці заряди називаються *індукованими*. Явище перерозподілу зарядів провідника в зовнішньому електростатичному полі називається *електростатичною індукцією*.

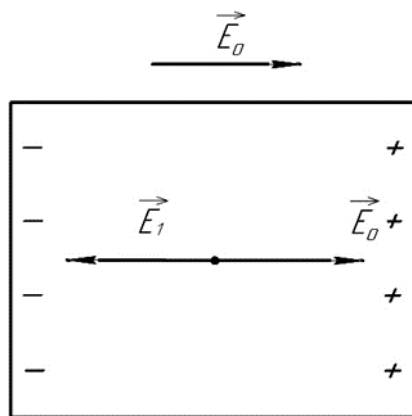


Рисунок 19.1

Процес відбуватиметься до тих пір, поки напруженість поля всередині провідника не стане рівною нулю: $E_1 - E_0 = 0$. На цьому явищі заснований електростатичний захист приладів, від впливу зовнішніх електростатичних

полів. Замість суцільного провідника для захисту може бути використана густа металева сітка, яка, до речі, є ефективною при наявності не тільки постійних, але і змінних електричних полів.

2. Класична електронна теорія провідності металів

Класична (у розумінні неквантова) електронна теорія провідності металів створена в 1900 р. німецьким фізиком П. Друде (1863—1906). Ідеї Друде розвинув далі Х. Лоренц, створивши досконалішу теоретичну основу. У своїй теорії П. Друде виходив із припущення, що висока електропровідність металів зумовлена великою кількістю носіїв заряду – електронів, які хаотично переміщуються в об'ємі металу. Існування вільних електронів в металах можна пояснити наступним чином: при утворенні кристалічної решітки металу (в результаті зближення ізольованих атомів) валентні електрони, порівняно слабо пов'язані з атомними ядрами, відриваються від атомів металу, стають «вільними» і можуть переміщатися по всьому об'єму. Таким чином, в вузлах кристалічної решітки розташовуються іони металу, а між ними хаотично рухаються вільні електрони, утворюючи своєрідний електронний газ, що володіє, згідно електронної теорії металів, властивостями ідеального газу.

При накладанні зовнішнього електричного поля на металевий провідник крім теплового руху електронів виникає їх впорядкований рух, тобто виникає електричний струм. Розрахунки показують, що середня швидкість упорядкованого руху електронів, значно менша їх швидкості теплового руху. Надзвичайно мала швидкість упорядкованого руху електронів порівняно зі швидкістю їх теплового руху при звичайних температурах пояснюється дуже частими зіткненнями електронів з іонами кристалічної ґратки. Як же узгоджується дуже мала дрейфова швидкість електронів, яка зумовлює

електричний струм у металі, з практично миттєвою передачею електричних, наприклад телефонних, сигналів по провідниках на величезні відстані? При замиканні протяжного електричного кола в провіднику створюється електричне поле, яке поширюється зі швидкістю світла $c = 3 \cdot 10^8$ м/с. З такою швидкістю поширюються будь-які зміни електричного поля. Тому впорядкований рух електронів під дією електричного поля виникає на всій довжині кола практично одночасно з подачею сигналу.

В основу класичної електронної теорії провідності металів покладено такі положення:

1. Метал як кристалічне тверде тіло є системою позитивних іонів і вільних електронів. Кристалічну ґратку утворюють розташовані правильними і жорсткими рядами іони, які здійснюють теплові коливання навколо положення рівноваги (вузлів кристалічної ґратки). В середині іонної ґратки хаотично рухаються електрони, створюючи електронний газ.

2. Електронний газ вважається ідеальним газом, взаємодією між електронами можна знехтувати, враховується тільки взаємодія електронів з іонами ґратки. Електронний газ перебуває в термодинамічній рівновазі з іонною ґраткою.

3. Електронний газ підлягає законам одноатомного ідеального газу.

4. Внаслідок хаотичного руху електронів у разі відсутності електричного поля в металі немає домінуючого напрямку переміщення зарядів. В електричному полі всередині металу на тепловий рух електронів накладається впорядкований рух у напрямі, протилежному до напрямку напруженості поля.

5. Електрон набуває енергії впорядкованого руху під дією зовнішнього електричного поля тільки на шляху вільного пробігу. Між електроном та іоном відбувається не пружні зіткнення, і електрон передає іонній ґратці енергію впорядкованого руху, внаслідок чого виділяється джоулева теплота і метал нагрівається.

Основне завдання електронної теорії провідності металів полягає у теоретичному обґрунтуванні основних законів постійного струму, установлених експериментально і поясненні властивостей металів.

Пояснення закону Ома. Спочатку напишемо закон Ома в диференціальній формі, розглянувши провідник циліндричної форми довжиною l і площею поперечного перерізу S :

$I = \frac{U}{R} \rightarrow I = \frac{El}{\rho \frac{l}{S}} \rightarrow \frac{I}{S} = \frac{E}{\rho} \rightarrow \mathbf{j} = \lambda \mathbf{E}$, де j – густина струму, λ – питома електропровідність, E – напруженість електричного поля.

Будемо вважати, що вільний електрон знаходиться в однорідному електричному полі напруженістю E . Тоді на електрон діятиме сила eE і він рухатиметься з прискоренням eE/m . На момент зіткнення з іоном решітки електрон набуде швидкості $v_{max} = \frac{eE}{m} \tau$, де τ – середній час вільного пробігу електрона (час між двома послідовними зіткненнями електрона із іонами решітки).

Швидкість електрона з часом збільшується по лінійному закону. Тому середнє значення швидкості напрямленого руху електрона буде рівним половині максимального значення швидкості: $v_{cp} = \frac{eE}{2m} \tau$.

З іншого боку заряд q який пройшов через поперечний переріз S провідника за час t - це заряд, що знаходиться в об'ємі $V = S \cdot v_{cp} \cdot t$ (рис. 19.2).

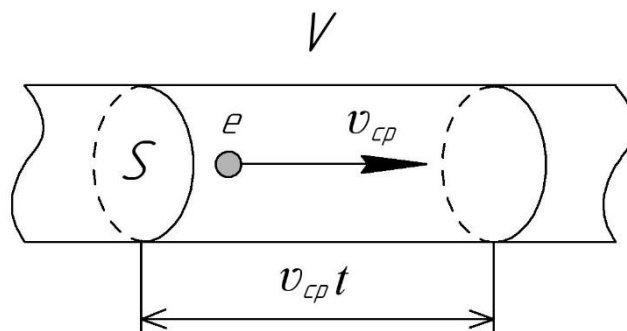


Рис.19.2

Тобто $q = nV = n \cdot S \cdot v_{cp} \cdot t$, де n – концентрація вільних електронів у металі.

$$\text{Отже } I = \frac{q}{t} = n \cdot S \cdot v_{cp} = \frac{nSe^2E}{2m} \tau, \text{ а } j = \frac{nSe^2\tau}{2m} E \rightarrow \mathbf{j} = \lambda \mathbf{E}, \text{ де } \lambda = \frac{nSe^2\tau}{2m}.$$

Якби електрони не стикались з іонами решітки, час вільного пробігу, а отже і провідність, були б нескінченно великими. Таким чином, згідно з класичними уявленнями, електричний опір металів обумовлений зіткненнями вільних електронів з іонами у вузлах кристалічної решітки металу.

Лекція №20

МЕТАЛИ

1. Робота виходу електронів з металу.
2. Термоелектронна емісія.

1. Робота виходу електронів з металу

Як показує дослід, вільні електрони при звичайних температурах практично не залишають метал. Причиною є наявність в поверхневому шарі металу затримуючого електричного поля, яке перешкоджає вильоту електронів з металу в навколишній вакуум. Розглянемо механізм виникнення затримуючого електричного поля.

1. В тому місці, яке електрон покинув, виникає надлишковий позитивний заряд і електрон притягується до індукованого ним позитивного заряду.

2. Окремі електрони, залишаючи метал, віддаляються від нього на відстані близько атомних і створюють тим самим над поверхнею металу «електронну хмару», щільність якого швидко зменшується з відстанню.

Ця хмара разом з зовнішнім шаром позитивних іонів решітки утворює подвійний електричний шар, поле якого подібно полю плоского конденсатора. Товщина цього шару дорівнює кільком міжатомним відстаням ($10^{-10} - 10^{-9}$ м). Він не створює електричного поля в зовнішньому просторі, але перешкоджає виходу вільних електронів з металу.

Отже, електрон при вильоті з металу повинен подолати затримуюче його електричне поле подвійного шару. Різниця потенціалів $\Delta\varphi$ в цьому шарі, визначає роботу виходу A електрона з металу:

$$A = \Delta\varphi \cdot e,$$

де e - заряд електрона.

2. Термоелектронна емісія

Якщо надати вільним електронам металу енергію, необхідну для виконання роботи виходу, то електрони будуть вилітати з металу. Це явище називається *електронною емісією*. *Термоелектронна емісія* - це випускання електронів нагрітими металами. Концентрація вільних електронів в металах досить висока, тому навіть при нормальних умовах внаслідок розподілу електронів за швидкостями деякі електрони мають енергію, достатню для подолання потенціального бар'єру на поверхні металу. З підвищенням температури число електронів, кінетична енергія теплового руху яких більша роботи виходу, зростає і явище термоелектронної емісії стає помітним.

Закономірності термоелектронної емісії можна дослідити за допомогою найпростішої двохелектродної лампи - *вакуумного діода*, який представляє собою відкачаний балон, що містить два електроди: катод k і анод a . В найпростішому випадку катодом служить нитка з тугоплавкого металу (наприклад, вольфраму), яка розігрівається електричним струмом. Анод найчастіше має форму металевого циліндра, що оточує катод.

Якщо діод увімкнути в електричне коло, як це показано на рис. , то

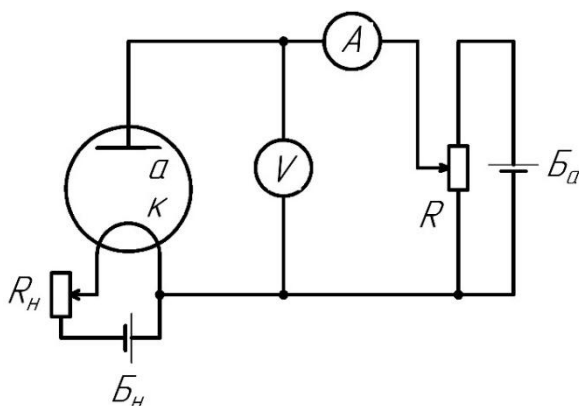


Рисунок 20.1

розігрітий катод буде випромінювати електрони і в колі виникне струм. Електричне поле між електродами сприяє перельоту електронів з катода на анод. При зміні полярності батареї B_a струм припиняється, як би сильно катод не розігрівали. Протилежне електричне поле між електродами буде повертати електрони на катод.

Якщо підтримувати температуру розжареного катода постійною і зняти залежність анодного струму I_a від анодної напруги U_a , то отримаємо *вольтамперну характеристику* (рис. 20.2). Як бачимо вона нелінійна, тобто для вакуумного діода закон Ома не виконується . Це пояснюється наявністю біля поверхні катода електронної хмаринки, яка спотворює лінійний розподіл потенціалу електричного поля між електродами. Залежність термоелектронного струму I від анодної напруги в області малих позитивних значень U_a описується *законом трьох других* Богуславського-Ленгмюра:

$$I = BU^{\frac{3}{2}},$$

де B - коефіцієнт, що залежить від форми і розмірів електродів, а також їх взаємного розташування.

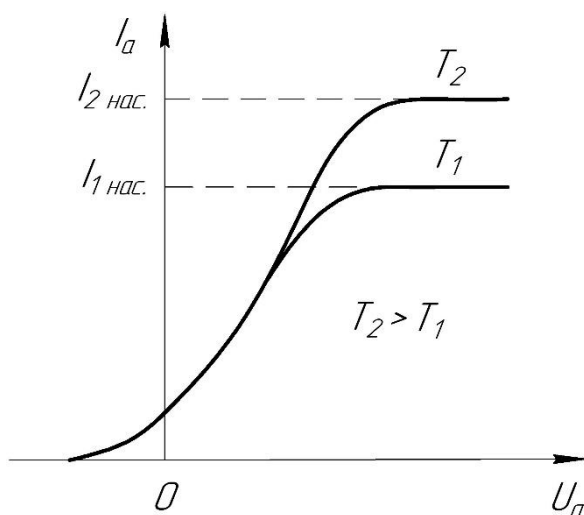


Рисунок 20.2

При збільшенні анодної напруги струм зростає до деякого максимального значення, яке називають струмом насичення $I_{нас}$. Це означає, що практично всі електрони, які залишають катод, досягають анода, тому подальше збільшення електричного поля не може привести до збільшення термоелектронного струму. Струм насичення характеризує емісійну здатність катода. При підвищенні температури катода (T_k) його емісійна здатність зростає.

Явище термоелектронної емісії лежить в основі механізму створення електронного потоку у вакуумі, який використовується в таких приладах як вакуумна електронна лампа, рентгенівська трубка, електронний мікроскоп і т. п. Зокрема, електронний промінь використовують для обробки матеріалів.

Лекція №21

МЕТАЛИ

1. Фотоефект.
2. Ефект Холла.

1. Фотоефект

Фотоефект спостерігається у фотоелементі – вакуумному скляному балоні з двома електродами (рис. 21.1). Він полягає у виникненні електричного

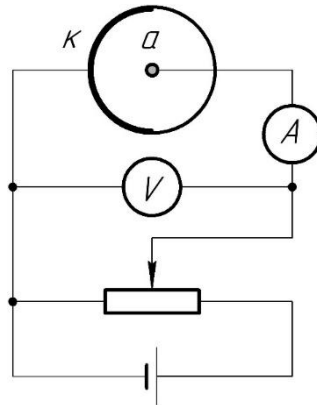


Рисунок 21.1

струму в схемі з джерелом напруги при освітлені негативно зарядженого електроду κ . Між електродами $a - \kappa$ відсутній електричний контакт – у вакуумі немає носіїв зарядів. При освітленні з катоду вилітають електрони і утворюють струм. Приведемо основні закономірності фотоефекта.

- 1). Вольт-амперна характеристика (рис. 21.2) має характерний вигляд:

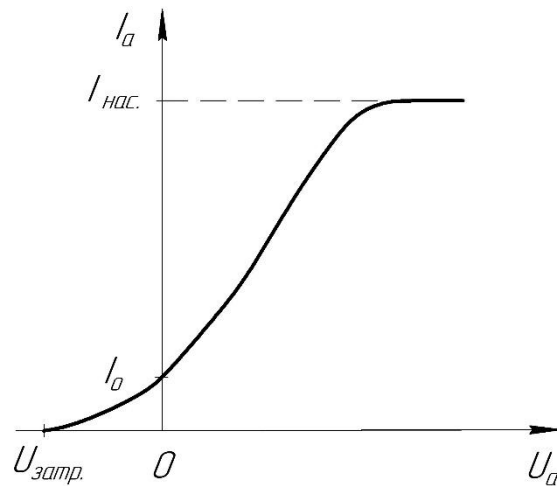


Рисунок 21.2

сила струму досягає насичення; при відсутності напруги між електродами струм відмінний від нуля; струм припиняється при прикладанні від'ємної напруги $U_{затр.} < 0$.

2). Сила фотоструму мала ($I \sim 10^{-6}$ А) і залежить від матеріалу катода та стану його поверхні.

3). Сила струму пропорційна енергетичному потоку опромінювання $I \sim \Delta E / \Delta t$.

4). Для кожної речовини, з якої виготовлено катод, існує мінімальна частота хвилі ν_{min} , коли ще виникає фотострум. ν_{min} - червона межа фотоефекту.

5). Значення $U_{затр.}$ залежить від частоти хвилі опромінення.

Вигляд вольт-амперної характеристики пояснюється класичними уявленнями: електрони вилітають з катода з деякою кінетичною енергією і в різних напрямках; деяка частина електронів досягає аноду при $U_a = 0$ і утворює відповідну силу струму I_0 ; при зростанні напруги зростає частина електронів, що досягає анода і зростає сила струму. Сила струму досягає максимального значення при деякій напрузі. Зрозуміло, що наявність кінетичної енергії у фотоелектронів зумовлює від'ємну напругу $U_{затр.}$, яка повністю припиняє струм.

Для електронів з максимальною кінетичною енергією справедлива рівність: $\frac{m\vartheta^2}{2} = eU_{\text{затр.}}$

Залежність $U_{\text{затр.}}(\lambda)$ класичними уявленнями пояснити не можна. Для пояснення механізму фотоефекту Ейнштейн використав квантову теорію світла. Світло розглядається як потік фотонів. Енергію фотона $h\nu$ повністю поглинає вільний електрон металу. Отримана електроном енергія витрачається на роботу виходу електрона з металу і на його кінетичну енергію: $h\nu = A_{\text{вих.}} + \frac{m\vartheta^2}{2}$ - рівняння Ейнштейна для фотоефекту.

Із рівняння видно, що фотоефект не відбудеться, якщо енергія фотона буде меншою за роботу виходу електрона із металу яким би інтенсивним не було освітлення. В той же час, чим більша енергія фотона ($h\nu > A_{\text{вих.}} = h\nu_0$), тим більшою буде кінетична енергія фотоелектрона, а отже і $U_{\text{затр.}}$

Явище фотоефекту широко застосовують у науці й техніці: воно дозволяє здійснити безпосереднє перетворення енергії світла в електричну енергію. Прилади, в основі принципу дії яких лежить явище фотоефекту, називають фотоелементами. У фотоелементах енергія світла управляє енергією електричного струму або перетворюється в неї.

Фотоелементи, що використовують зовнішній фотоефект, перетворюють в електричну енергію лише незначну частину енергії випромінювання. Тому джерела електроенергії їх не використовують, зате широко застосовують у різних схемах автоматики для керування електричними колами за допомогою світлових пучків. За допомогою фотоелементів здійснюється відтворення звуку, записаного на кіноплівці, а так само передання рухомих зображень (телебачення). В аеронавігації, у військовій справі широко застосовують фотоелементи, чутливі до інфрачервоних променів. Інфрачервоні промені невидимі, хмари й туман для них прозорі.

2. Ефект Холла

Якщо металеву пластинку, вздовж якої тече постійний електричний струм, помістити в перпендикулярне до неї магнітне поле, то між гранями, які паралельні до напрямку струму і магнітного поля, виникає різниця потенціалів U_x (рис. 21.3). Це явище було відкрито у 1879 році американським фізиком Е. Холлом і називається *ефектом Холла*.

Ефект Холла можна пояснити за допомогою електронної теорії. Носії струму – електрони – мають негативний заряд, тому швидкість їх напрямленого руху v протилежна до напрямку струму. При ввімкненні магнітного поля на електрони починає діяти сила Лоренца $F_L = evB$. Під дією сили Лоренца електрони відхиляються до верхньої грані провідника (рис. 21.3). Відбувається перерозподіл електричних зарядів і виникає поперечне електричне поле напруженістю E , яке перешкоджає подальшому перерозподілу зарядів. Динамічна рівновага настає при умові рівності

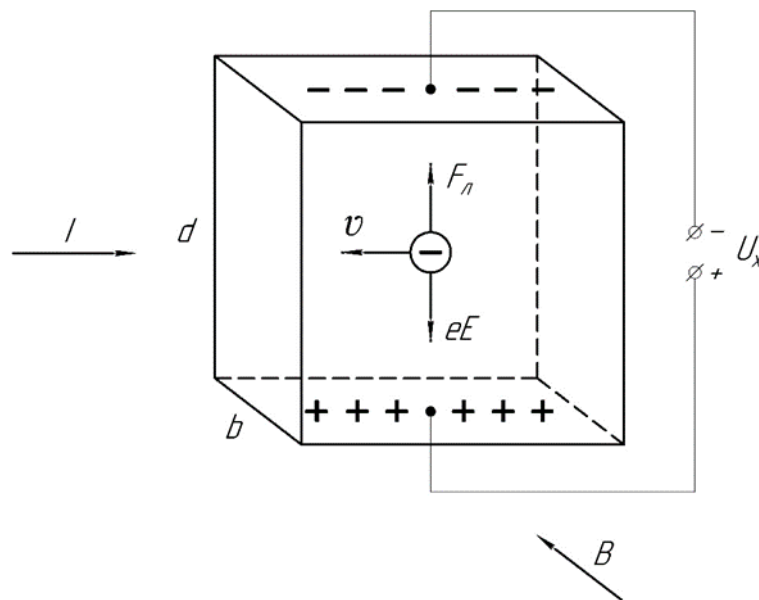


Рисунок 21.3

сили Лоренца $F_L = evB$ силі електричного поля $F_{el} = eE$, тобто $E = vB$.

Враховуючи, що сила струму $I = nevS$, маємо: $v = \frac{I}{neS}$, де $S = bd$. Вважаючи електричне поле однорідним, маємо: $U_x = Ed \rightarrow U_x = vBd \rightarrow U_x = \frac{IBd}{neb} \rightarrow U_x = \frac{1}{ne} \cdot \frac{IB}{b}$. Множник $\frac{1}{ne} = R$ називають постійною Холла. Отже, остаточно

$$U_x = R \cdot \frac{IB}{b}.$$

Застосування ефекту Холла:

1. Ефект Холла покладений в основу роботи магнетометрів – приладів для вимірювання індукції магнітного поля. Остання формула показує, що $U_x \sim B$, тобто шкалу мілівольметра можна проградувати в одиницях індукції ($Tл$).

2. Знаючи товщину b датчика Холла, силу струму I та індукцію магнітного поля B , можна розрахувати концентрацію вільних електронів у металі n , вимірюючи холлівську напругу U_x .

3. Ефект Холла використовують для вимірювання великих значень сили струму, наприклад, 1000 А. В основу методу покладена властивість електричного струму утворювати магнітне поле. Фактично вимірюється індукція магнітного поля, а потім розраховується сила струму.

4. Якщо магнітне поле утворює певний кут з напрямком струму, то холлівська напруга буде залежати від цього кута, тобто визначатися перпендикулярною до струму складовою індукції. Це дає можливість вимірювання кута привести до вимірювання напруги і використовувати у системах автоматичного регулювання.

5. Холлівські мікрофони діють по такому принципу: датчик коливається разом із мембраною. Частота і амплітуда холлівської напруги змінюються відповідно з коливаннями мембрани.

6. Захисні вимикачі електроустановок від перевантажень. Датчик Холла поміщується в магнітне поле лінії живлення установки. При перевантаженні струм живлення, а разом з ним індукція магнітного поля і холлівська напруга

різко зростають. Коли холлівська напруга перевищує певну межу, спрацьовує електронна система, і установка знеструмлюється.

7. Безконтактні електронні системи запалювання у двигунах внутрішнього згорання. Діамагнітна пластина (як правило мідна) обертається синхронно з колінчатим валом. Пластина екранує датчик Холла від магнітного поля. Холлівська е.р.с. не виникає. В пластині зроблені отвори, через які в певні моменти датчик зазнає дії магнітного поля. У ці моменти виникає імпульс холлівської напруги, який в подальшому використовується електронною системою для подачі високої напруги на свічку запалювання відповідного циліндра.

Лекція №22

ЕЛЕКТРОЛІТИ

1. Електролітична дисоціація.
2. Електроліз.
3. Закономірності електролізу.
4. Застосування електролізу.

1. Електролітична дисоціація

Багато кристалічних речовин складаються з позитивних і негативних іонів, з'єднаних в одне ціле силою електричного притягання. Наприклад, кристали натрій хлориду $NaCl$ (кухонної солі) складаються з позитивних іонів натрію (Na^+) і негативних іонів хлору (Cl^-). Якщо такі речовини розчинити у воді, вони розпадаються на окремі іони.

Як відомо з курсу хімії, молекула води є полярною: атом гідрогену й атом оксигену в молекулі води розташовані несиметрично, тому з одного боку молекули домінує позитивний заряд, а з другого боку – такий самий негативний (рис. 22.1, а). Молекулу води можна уявити як електричний диполь (рис. 22.1, б).

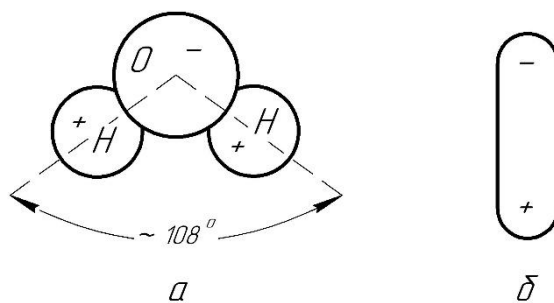


Рисунок 22.1

Коли кристал солі потрапляє у воду, диполі води оточують іони натрію та іони хлору, орієнтуючись певним чином (рис. 22.2). Деякі диполі води

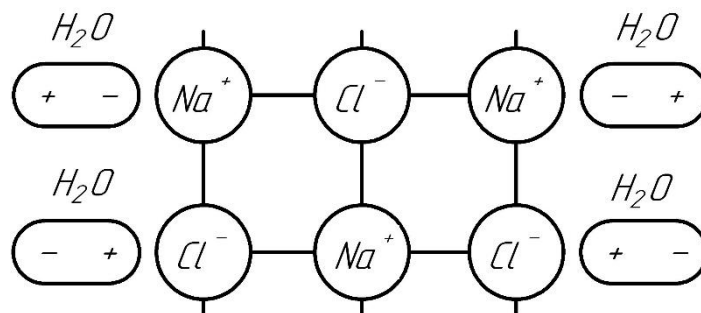


Рисунок 22.2

потрапляють у проміжки між іонами та значно послабляють силу їх притягання. Унаслідок цього процесу і внаслідок теплового руху молекул води іони відокремлюються від кристалика. Відбувається електролітична дисоціація. *Електролітична дисоціація* - розпад речовини на іони внаслідок дії полярних молекул розчинника.

2. Електроліз

У результаті електролітичної дисоціації в розчині з'являються вільні заряджені частинки — позитивні і негативні іони, отже розчин може проводити струм. Речовини, які мають іонну провідність називають *електролітами*. Електричний струм в електролітах являє собою напрямлений рух позитивних і негативних іонів. Під час проходження струму через електроліт позитивні іони рухаються до негативного електрода — катода, тому їх називають катіонами; негативні іони рухаються до позитивного електрода — анода, і їх відповідно називають аніонами. На рисунку 22.3 зображено схему електролізу водного розчину хлориду міді. Хлорид міді $CuCl_2$ дисоціює в водному розчині на іони міді та хлору:



Зі збільшенням температури кількість іонів у електроліті збільшується, відповідно збільшується й сила струму. Це означає, що зі збільшенням температури опір електроліту зменшується.

Проходження електричного струму через електроліт характеризується тим, що відбувається перенесення хімічних складових електроліту й ті виділяються на електродах – осідають у вигляді твердого шару або виділяються в газоподібному стані. Під час проходження струму вільні позитивні іони купруму (Cu^{2+}) прямують до катода, а вільні негативні іони хлору (Cl^-) – до анода. Досягши катода, катіони купруму «беруть» з його поверхні електрони, яких їм «бракує», тобто відбувається *хімічна реакція відновлення*. Унаслідок цієї реакції катіони купруму перетворюються на нейтральні атоми; на поверхні катода осідає мідь. Водночас аніони хлору, досягши поверхні анода, навпаки, «віддають» йому «надлишкові» електрони — відбувається *хімічна реакція окиснення*, на аноді виділяється хлор.

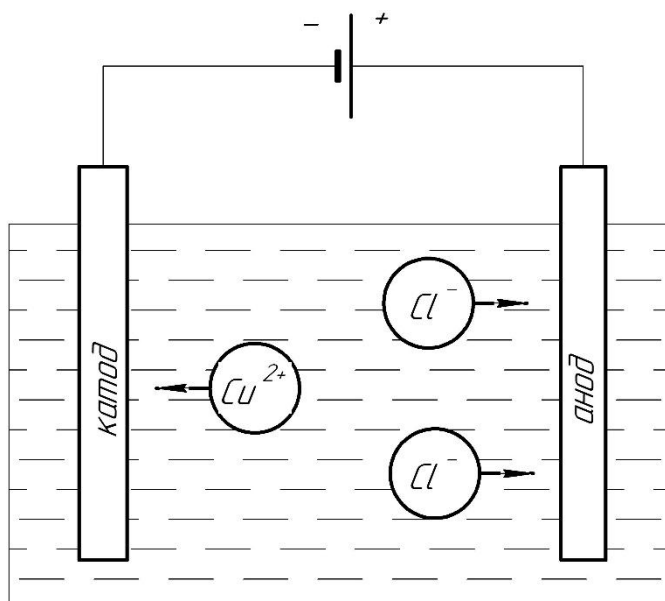


Рисунок 22.3

Процес виділення речовин на електродах, пов'язаний з окисно-відновними реакціями, які відбуваються на електродах під час проходження струму називають *електролізом*.

3. Закономірності електролізу

Уперше явище електролізу докладно вивчив англійський фізик М. Фарадей. Розглянемо закон Фарадея для електролізу.

Маса речовини, яка виділяється на електроді, прямо пропорційна заряду, який пройшов через електроліт: $m = kq$, де m – маса речовини; k – коефіцієнт пропорційності, який називають електрохімічним еквівалентом; q – значення електричного заряду.

Електрохімічний еквівалент чисельно дорівнює масі речовини, яка виділяється на електроді внаслідок проходження через електроліт заряду 1 Кл. Одиниця електрохімічного еквіваленту в СІ $[k] = 1 \frac{\text{кг}}{\text{Кл}}$.

Електричний заряд, що проходить через поперечний переріз провідника за певний час пов'язаний із силою струму $I = \frac{q}{t}$. З цієї формули $q = It$. Підставимо формулу для електричного заряду у формулу закону Фарадея: $m = kIt$, де m – маса речовини; k – електрохімічний еквівалент; I – сила струму в електроліті; t – час, протягом якого тривав електроліз.

Напишемо вираз для обчислення електрохімічного еквівалента:

$k = \frac{m}{q} = \frac{Nm_0}{Nze} = \frac{m_0}{ze} = \frac{1}{ze} \cdot \frac{M}{N_A} = \frac{1}{eN_A} \cdot \frac{M}{z} = \frac{1}{F} \cdot \frac{M}{z}$, де $F = 96485 \text{ Кл/моль}$ - стала Фарадея.

Закон Фарадея для електролізу можна записати так:

$$m = \frac{1}{F} \frac{M}{z} It.$$

4. Застосування електролізу

Електрохімічні процеси широко застосовуються в різних галузях сучасної техніки, в аналітичній хімії, біохімії і т. д. У хімічній промисловості електролізом одержують хлор і фтор, луки, хлорат і перхлорат, надсірчану кислоту і персульфати, хімічно чисті водень і кисень і т. д. При цьому одні речовини одержують шляхом відновлення на катоді, інші - електроокисненням на аноді.

У кольоровій металургії електроліз використовується для добування металів з руд. Електролізом з розплавлених середовищ отримують алюміній, магній, титан, цирконій, уран, берилій та ін.

Для рафінування (очищення) металу електролізом з нього відливають пластини і поміщають їх як аноди в електролізер. При пропусканні струму метал, що підлягає очищенню, піддається анодному розчиненню, тобто переходить у розчин у вигляді катіонів. Потім ці катіони металу розряджаються на катоді, завдяки чому утворюється компактний осад вже чистого металу. Домішки, що знаходяться в аноді, або залишаються нерозчинними, або переходять в електроліт і видаляються.

Гальванотехніка - область прикладної електрохімії, що займається процесами нанесення металевих покриттів на поверхню як металевих, так і неметалевих виробів при проходженні постійного електричного струму через розчини їх солей. Гальванотехніка ділиться на гальваностегію і гальванопластику.

Гальваностегія - це електроосадження на поверхню металу іншого металу, який міцно зв'язується (зчіплюється) з металевим предметом, що служить катодом електролізера. Перед покриттям виробу необхідно ретельно очистити, в іншому випадку метал буде осідати нерівномірно, і зв'язок металу з поверхнею виробу буде нестійким. Способом гальваностегії можна покрити

деталь тонким шаром золота або срібла, хрому або нікелю. За допомогою електролізу можна наносити найтонші металеві покриття на різні металеві поверхні. При такому способі нанесення покриттів, деталь використовують як катод, який занурюється у розчин солі того металу, покриття з якого необхідно отримати. В якості анода використовується пластинка з того ж металу. Зокрема, покриваючи поверхню металевого виробу шаром більш стійкого металу виріб захищають від корозії (цинкування, хромування, нікелювання).

Гальванопластика - одержання шляхом електролізу точних, легко відокремлюваних металевих копій значної товщини з різних як неметалічних, так і металевих предметів, які називаються матрицями. Гальванопластичний метод репродукування – чи не єдиний засіб, за допомогою якого можна бездоганно передати всі тонкощі оригіналу.

НАПІВПРОВІДНИКИ

1. Власна провідність напівпровідників.
2. Домішкова провідність напівпровідників.

1. Власна провідність напівпровідників

Напівпровідники — матеріали, електропровідність яких має проміжне значення між провідностями провідника та діелектрика. Відрізняються від провідників сильною залежністю питомої провідності від концентрації домішок, температури та різних видів випромінювання. Основною відмінною властивістю цих матеріалів є збільшення електричної провідності з ростом температури.

Одним з найбільш широко поширених напівпровідникових елементів є германій, який має кристалічну решітку типу алмазу, в якій кожен атом пов'язаний ковалентними зв'язками з чотирма найближчими сусідами. Спрощена плоска схема розташування атомів в кристалі Ge дана на рис. 23.1, де кожна рисочка позначає зв'язок, здійснювану одним електроном. В ідеальному кристалі при 0 К така структура являє собою діелектрик, так як всі валентні електрони беруть участь в утворенні зв'язків і, отже, не беруть участі в провідності.

При підвищенні температури теплові коливання решітки можуть привести до розриву деяких валентних зв'язків, в результаті чого частина електронів покидають зв'язок і стають вільними. У покинутому електроном місці виникає дірка (на рис. вона зображена білим кружком). Електрон із сусіднього зв'язку може заповнити вакансію і тоді дірка змінить своє

положення. Отже дірка, так само, як і вільний електрон, буде рухатися по кристалу. Рух вільних електронів і дірок за відсутності електричного поля є хаотичним. Якщо ж на кристал накласти електричне поле, то виникне напрямлений рух: електрони почнуть рухатися проти поля, дірки - по полю. Провідність хімічно чистого напівпровідника в однаковій мірі обумовлена як електронами, так і дірками. Такі напівпровідники називають *власними*, а їх провідність - *власною провідністю*.

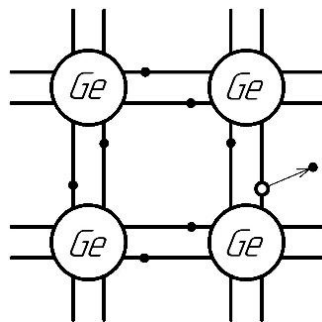


Рисунок 23.1

2. Домішкова провідність напівпровідників

Провідність напівпровідників, яка обумовлена домішками, називається *домішковою провідністю*, а самі напівпровідники - *домішковими напівпровідниками*. Наявність в напівпровіднику домішки істотно змінює його провідність. Наприклад, при введенні в кремній приблизно 0,001 ат.% бору його провідність збільшується приблизно в 10^6 разів.

Домішкова провідність виникає при введенні в напівпровідник атомів з валентністю, яка відрізняється від валентності основних атомів на одиницю. Наприклад, при заміщенні атома германію п'ятивалентним атомом миш'яку (рис. 23.2) п'ятий електрон не приймає участі в утворенні ковалентного зв'язку і може залишити атом за рахунок енергії теплових коливань кристалічної решітки, тобто стати вільним. Поява вільного електрона не

супроводжується порушенням ковалентного зв'язку, отже, при цьому дірка не виникає. Надлишковий позитивний заряд зв'язаний з атомом домішки і тому переміщуватися по решітці не може.

Таким чином, в напівпровідниках з домішкою, валентність якої на одиницю більше валентності основних атомів, носіями струму є електрони. Таку електронну домішкову провідність називають *провідністю n-типу*. Напівпровідники з такою провідністю називаються електронними, або *напівпровідниками n-типу*. Домішки, які є джерелом електронів, називаються *донорами*.

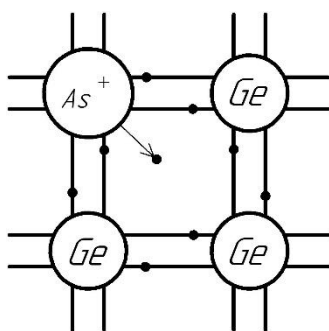


Рисунок 23.2

Розглянемо випадок коли в решітку германю вводиться домішковий атом з трьома валентними електронами, наприклад, бор. Для утворення зв'язків з чотирма найближчими сусідами у атома бору не вистачає одного електрона, один із зв'язків залишається неukoмплектованим і четвертий електрон може бути захоплений від сусіднього атома основної речовини, де відповідно утворюється дірка (рис. 23.3).

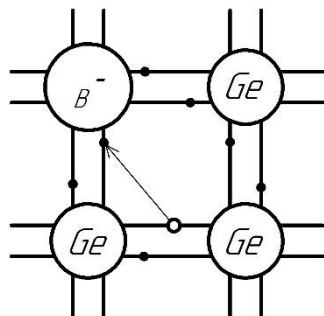


Рисунок 23.3

Послідовне заповнення утворених дірок електронами еквівалентно руху дірок напівпровіднику, тобто, дірки не залишаються локалізованими, а переміщуються в решітці германію як вільні позитивні заряди. Надлишковий негативний заряд зв'язаний з атомом домішки і по решітці переміщуватися не може.

Таким чином, в напівпровідниках з домішкою, валентність якої на одиницю менша валентності основних атомів, носіями струму є дірки. Таку діркову домішкову провідність називають *провідністю p-типу*. Напівпровідники з такою провідністю називаються дірковими, або *напівпровідниками p-типу*. Домішки, які є джерелом дірок, називаються *акцепторами*.

На відміну від власної провідності, що здійснюється одночасно електронами і дірками, домішкова провідність напівпровідників зумовлена носіями одного знаку: електронами - в разі донорної домішки, дірками - в разі акцепторної домішки.

Лекція №24

НАПІВПРОВІДНИКИ

Контакт електронного і діркового напівпровідників

Контакт двох напівпровідників, один з яких має електронну, а інший - діркову провідність, називається *електронно-дірковий переходом* (або *p-n-переходом*). Ці переходи мають велике практичне значення, будучи основою роботи багатьох напівпровідникових приладів.

p-n-перехід неможливо виготовити шляхом простого механічного з'єднання двох напівпровідників. Зазвичай області з різною провідністю створюють або при вирощуванні кристалів, або при спеціальній обробці кристалів. Наприклад, на кристал германію n-типу зверху кладуть індієву пластинку. Ця система нагрівається приблизно при 500°C у вакуумі або в атмосфері інертного газу. Індій плавиться і атоми індію дифундують на деяку глибину в германій. Потім розплав повільно охолоджують. В області дифузії германій набуде діркової провідності і буде контактувати з германієм n-типу, в результаті утвориться p-n-перехід (рис. 24.1).

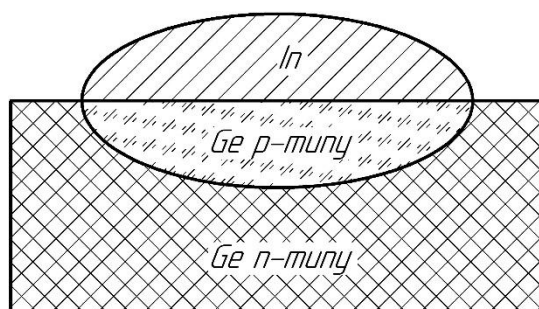


Рисунок 24.1

Розглянемо фізичні процеси, що відбуваються в p-n-переході. Якщо зовнішнє електричне поле відсутнє, то матиме місце дифузія електронів у p-

область, а дірок у n -область. В n -напівпровіднику через відхід електронів поблизу кордону залишається некомпенсований позитивний об'ємний заряд нерухомих іонізованих донорних атомів. В p -напівпровіднику через відхід дірок поблизу кордону утворюється негативний об'ємний заряд нерухомих іонізованих акцепторів (рис. 24.2). Ці об'ємні заряди утворять біля кордону

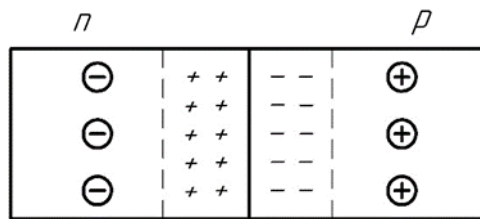


Рисунок 24.2

подвійний електричний шар, поле якого, буде перешкоджати подальшому переходу електронів в напрямку $n \rightarrow p$ і дірок в напрямку $p \rightarrow n$. Рівноважний стан настає при певній товщині p - n -переходу і дифузія припиняється. Товщина шару p - n -переходу в напівпровідниках складає приблизно 10^{-6} - 10^{-7} м, а контактна різниця потенціалів - десяті частки вольт.

Опір запірного шару можна змінити за допомогою зовнішнього електричного поля. Якщо прикладене до p - n -переходу зовнішнє електричне поле направлене від n -напівпровідника до p -напівпровідника (рис. 24.3), то воно викликає рух електронів в n -напівпровіднику і дірок в p -напівпровіднику від кордону p - n -переходу в протилежні сторони. У результаті запірний шар

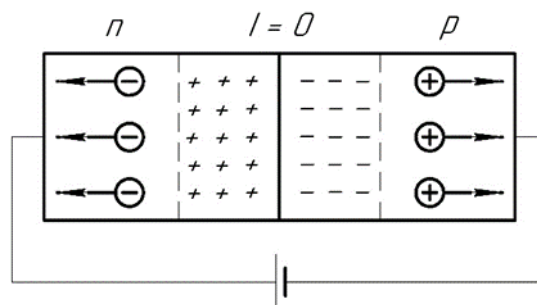


Рисунок 24.3

розшириться і його опір зросте. Напрямок зовнішнього поля, що розширює заірний шар, називається заірним (зворотним). В цьому напрямку електричний струм через p - n -перехід практично не проходить. Незначний струм в заірному шарі в заірному напрямку може утворюватися лише за рахунок неосновних носіїв струму (електронів в p -напівпровіднику і дірок в n -напівпровіднику).

Якщо прикладене до p - n -переходу зовнішнє електричне поле направлено протилежно полю контактного шару (рис. 24.4), то воно викликає

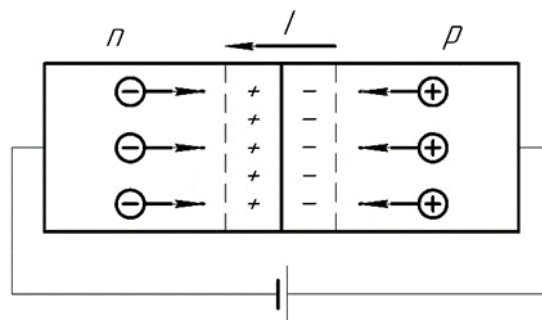


Рисунок 24.4

рух електронів в n -напівпровіднику і дірок в p -напівпровіднику до кордону p - n -переходу назустріч один одному. У цьому випадку через межу переходитимуть основні носії заряду, концентрація яких в обох областях є великою. Тому сила струму через межу буде великою і при збільшенні напруги заірний шар зменшуватиметься, а струм зростатиме. Такий спосіб вмикання називають пропускним (прямим).

Отже, p - n -перехід має однобічну (вентильну) провідність. На рис. представлена вольт-амперна характеристика p - n -переходу. Як вже зазначалося, при прямому увімкненні зовнішнє електричне поле сприяє руху основних носіїв струму через кордон p - n -переходу, а сила струму зростає із збільшенням напруги (права гілка на рис. 24.5). Цей струм називається прямим.

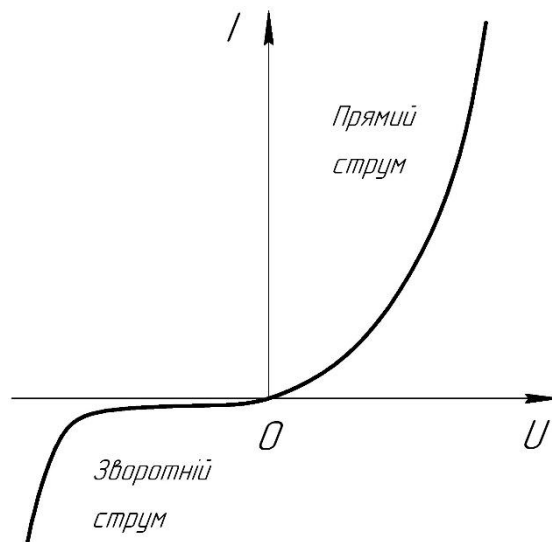


Рисунок 24.5

При зворотній напрузі збільшується опір переходу. Тому в даному випадку через $p-n$ -перехід протікає лише невеликий струм (він називається зворотним), повністю обумовлений неосновними носіями струму (ліва гілка на рис. 24.5). Річке зростання зворотного струму є результатом пробою і руйнування $p-n$ -переходу. При включенні в ланцюг змінного струму $p-n$ -переходи діють як випрямлячі.

Одностороння провідність контакту двох напівпровідників використовується для випрямлення і перетворення змінних струмів. Якщо є один електронно-дірковий перехід, то його дія аналогічно дії двохелектродної лампи-діода. Тому напівпровідниковий пристрій, що містить один $p-n$ -перехід, називається напівпровідниковим (кристалічним) діодом.

ЗОННА ТЕОРІЯ ТВЕРДИХ ТІЛ

1. Поняття про зонну теорію твердих тіл.
2. Metали, діелектрики і напівпровідники по зонній теорії.

1. Поняття про зонну теорію твердих тіл

Використовуючи рівняння Шредінгера - основне рівняння динаміки в квантовій механіці, можна розглянути задачу про кристал, наприклад знайти можливі значення його енергії, а також відповідні енергетичні стани. Однак як у класичній, так і в квантовій механіці відсутні методи точного розв'язку динамічної задачі для системи багатьох частинок. Тому ця задача розв'язується наближено зведенням задачі багатьох частинок до одноелектронної задачі про один електрон, що рухається в заданому зовнішньому полі. Подібний шлях приводить до зонної теорії твердого тіла.

В основі зонної теорії лежить так зване адіабатичне наближення. Квантово-механічна система поділяється на важкі і легкі частинки - ядра і електрони. Оскільки маси і швидкості цих частинок значно різняться, можна вважати, що рух електронів відбувається в полі нерухомих ядер, а ядра, які повільно рухаються, знаходяться в усередненому полі всіх електронів. Вважаючи, що ядра в вузлах кристалічної решітки нерухомі, рух електрона розглядається в постійному періодичному полі ядер.

Далі використовується наближення самоузгодженого поля. Взаємодія даного електрона з усіма іншими електронами замінюється дією на нього стаціонарного електричного поля, що має періодичність кристалічної решітки. Це поле створюється усередненим в просторі зарядом всіх інших електронів і

всіх ядер. Таким чином, в рамках зонної теорії багатоелектронна задача зводиться до задачі про рух одного електрона в зовнішньому періодичному полі - усередненому і узгодженому полі всіх ядер і електронів.

Розглянемо уявний процес утворення кристалу із N ізольованих атомів. Поки атоми ізольовані, тобто перебувають один від одного на макроскопічних відстанях, вони мають однакові схеми енергетичних рівнів. Заповнення енергетичних рівнів електронами відбувається в кожному атомі незалежно від заповнення аналогічних рівнів в інших атомах. При об'єднанні атомів у кристал останній потрібно розглядати як єдину квантовомеханічну систему. По мірі зближення атомів між ними виникає взаємодія, яка приводить до зміни положення енергетичних рівнів. Замість одного, однакового для всіх N атомів рівня, виникають N дуже близько розташованих рівнів. Отже, кожен енергетичний рівень ізольованого атома розділяється в кристалі на N рівнів, які утворюють *енергетичну зону* дозволених значень енергії електрона в кристалі (рис. 25.1).

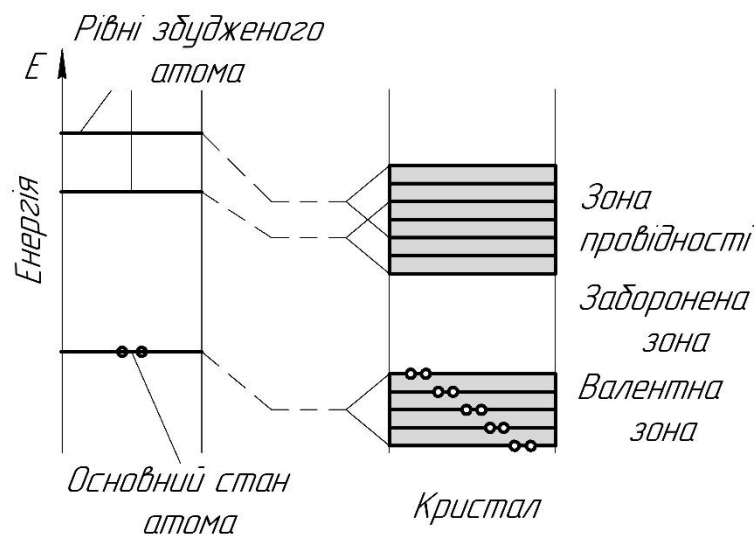


Рисунок 25.1

Величина розщеплення для різних рівнів не однакова. Сильніше розщеплюються рівні, які заповнені в атомі зовнішніми, валентними

електронами, а також більш високі рівні, які в основному стані атома електронами не зайняті. Рівні внутрішніх електронів атомів, або зовсім не розщеплюються, або розщеплюються слабо. Таким чином, в твердих тілах внутрішні електрони поведуться так само, як в ізольованих атомах, валентні ж електрони «колективізовані» - належать всьому твердому тілу.

Енергія зовнішніх електронів може приймати значення в межах зафарбованих на рис. областей, які називають *дозволеними енергетичними зонами*. Кожна дозволена зона містить в собі стільки дискретних рівнів, скільки атомів містить кристал: чим більше в кристалі атомів, тим тісніше розміщені енергетичні рівні в зоні. Відстань між сусідніми енергетичними рівнями в зоні становить приблизно $10-22 \text{ eV}$. Це настільки мізерна величина, що зони можна вважати практично безперервними, проте факт кінцевого числа рівнів в зоні грає важливу роль для розподілу електронів по квантових станах.

Дозволені енергетичні зони розділені зонами заборонених значень енергії, які називають *забороненими енергетичними зонами*. У заборонених енергетичних зонах електрони перебувати не можуть. Ширина зон (дозволених і заборонених) не залежить від розміру кристала. Дозволені зони тим ширше, чим слабкіший зв'язок валентних електронів з ядрами.

2. Метали, діелектрики і напівпровідники по зонній теорії

Зонна теорія твердих тіл дозволила з єдиної точки зору пояснити існування металів, діелектриків та напівпровідників, пояснюючи відмінність в їх електричних властивостях, по-перше, неоднаковим заповненням електронами дозволених зон і, по-друге, шириною заборонених зон.

Ступінь заповнення електронами енергетичних рівнів в зоні визначається заповненням відповідних атомних рівнів. Якщо якийсь атомний енергетичний рівень повністю заповнений, то утворюється енергетична зона також повністю

заповнена електронами. У загальному випадку можна говорити про *валентну зону*, останню повністю заповнену електронами зону, і про *зону провідності*, яка або частково заповнена електронами, або вільна.

Залежно від ступеня заповнення зон електронами і ширини забороненої зони можливі чотири випадки, зображені на рис. . На рис. 25.2, а остання

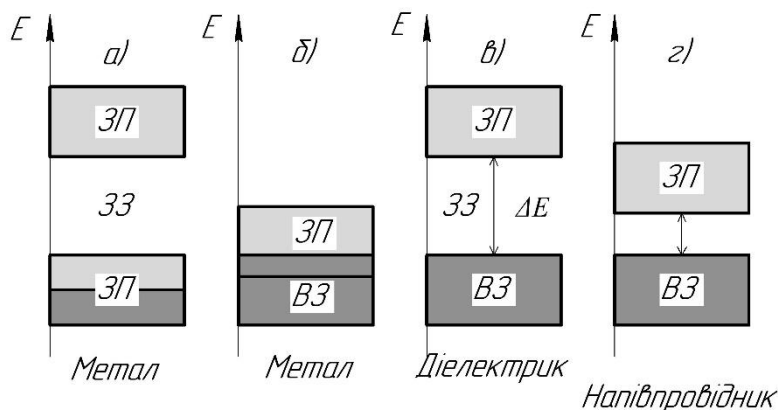


Рисунок 25.2

зона, яка містить електрони, заповнена лише частково, тобто в ній є вакантні рівні. В даному випадку електрон, отримавши як завгодно малу енергетичну «добавку» (наприклад, за рахунок теплового руху або електричного поля), зможе перейти на більш високий енергетичний рівень тієї ж зони і брати участь в провідності. Такий перехід цілком можливий, оскільки, наприклад, при 1 K енергія теплового руху $kT \approx 10^{-4}\text{ eV}$ набагато більша різниці енергій між сусідніми рівнями зони (приблизно 10^{-22} eV). Отже, якщо в твердому тілі є зона, яка частково заповнена електронами, то це тіло завжди буде провідником електричного струму. Саме це властиво металам.

Тверде тіло є провідником електричного струму і в тому випадку, коли валентна зона перекривається вільною зоною, що в кінцевому рахунку призводить до не повністю заповненої зони (рис. 25.2, б). Це має місце для лужноземельних елементів, що утворюють II групу таблиці Менделєєва

(Be, Mg, Ca, Zn, ...). В даному випадку утворюється так звана «гібридна» зона, яка заповнюється валентними електронами лише частково. Отже, в даному випадку металеві властивості лужноземельних елементів обумовлені перекриттям валентної і вільної зон.

Можливий також перерозподіл електронів між зонами коли одна повністю заповнена зона (ВЗ) і наступна повністю вільна зона (ЗП) роділені забороненою зоною (ЗЗ). Такі тверді тіла є діелектриками або напівпровідниками залежно від ширини забороненої зони ΔE .

Якщо ширина забороненої зони кристала порядку декількох електрон-вольт, то тепловий рух не може перекинути електрони з валентної зони в зону провідності і кристал є діелектриком, залишаючись їм при всіх реальних температурах (рис. 25.2, в).

Якщо заборонена зона досить вузька (ΔE порядку 1 eV), то перекидання електронів з валентної зони в зону провідності може бути здійснений порівняно легко або шляхом теплового збудження, або за рахунок зовнішнього джерела, здатного передати електронам енергію ΔE . Такий кристал є напівпровідником (рис. 25.2, з).

Різниця між металами і діелектриками з точки зору зонної теорії полягає в тому, що при 0 K в зоні провідності металів є електрони, а в зоні провідності діелектриків вони відсутні. Різниця ж між діелектриками і напівпровідниками визначається шириною заборонених зон: для діелектриків вона досить широка (наприклад, для NaCl $\Delta E = 6 \text{ eV}$), для напівпровідників – достатньо вузька (наприклад, для германію $\Delta E = 0,72 \text{ eV}$). При температурах, близьких до 0 K , напівпровідники ведуть себе як діелектрики, оскільки перекидання електронів в зону провідності не відбувається. З підвищенням температури у напівпровідників зростає кількість електронів, які, внаслідок теплового збудження, переходять в зону провідності і електрична провідність напівпровідника збільшується.

ЗОННА ТЕОРІЯ ТВЕРДИХ ТІЛ

1. Вироджений електронний газ в металах.
2. Зонна теорія власної провідності напівпровідників.

1. Вироджений електронний газ в металах

Розподіл електронів по різних квантовим станам підпорядковується принципу Паулі, згідно з яким в одному стані не може бути двох однакових (з однаковим набором чотирьох квантових чисел) електронів, вони повинні відрізнятися якоюсь характеристикою, наприклад напрямком спіна. Отже, згідно з квантовою теорією, електрони в металі не можуть розташовуватися на самому нижчому енергетичному рівні навіть при 0 К. Згідно з принципом Паулі, електрони змушені підійматися вгору «по енергетичних сходах».

Електрони провідності в металі можна розглядати як ідеальний газ, який підпорядковується розподілу Фермі – Дірака:

$$f = \frac{1}{e^{\frac{E-E_F}{kT}} + 1}.$$

Ця функція визначає імовірність заповнення деякого енергетичного стану E електроном при певній температурі T .

У відповідності із зонною теорією остання дозволена енергетична зона металу заповнена електронами не повністю. При абсолютному нулі електрони повинні заповнити всі рівні, які відповідають мінімальним значенням енергії. Останній заповнений рівень E_F називається *рівнем Фермі* (рис. 26.1). Отже рівень Фермі відповідає максимальній кінетичній енергії, яку можуть мати електрони провідності в металі при 0К. Для всіх рівнів розміщених нижче рівня

Фермі $f = 1$. Для рівнів, які розміщені вище E_F значення функції розподілу рівне нулю.

Рівню Фермі відповідає енергія Фермі E_F , яку мають електрони на цьому рівні. Рівень Фермі, очевидно, буде тим вище, чим більша густина електронного газу. Роботу виходу електрона з металу потрібно відраховувати не з дна «потенційної ями», як це робилося в класичній теорії, а від рівня Фермі, тобто від самого верхнього із зайнятих електронами енергетичних рівнів.

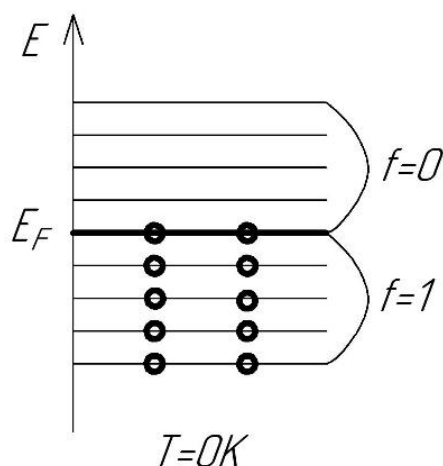


Рисунок 26.1

Для металів при не дуже високих температурах виконується нерівність $kT \ll E_F$. Це означає, що електронний газ в металах практично завжди знаходиться в стані сильного виродження. Температура T_0 виродження знаходиться з умови $kT_0 = E_F$. Вона визначає межу, вище якої квантові ефекти перестають бути істотними. Відповідні розрахунки показують, що для електронів в металі $T_0 \approx 10^4 K$, тобто для всіх температур, при яких метал може існувати в твердому стані, електронний газ в металі вироджений.

При температурах, відмінних від $0 K$, функція розподілу Фермі - Дірака плавно змінюється від 1 до 0 у вузькій області (близько kT) в околиці E_F (рис. 26.2). Це пояснюється тим, що при $T > 0$ невелике число електронів з енергією,

близькою до E_F , збуджується внаслідок теплового руху і їх енергія стає більшою E_F . Поблизу рівня Фермі при $E < E_F$ заповнення електронами менше одиниці, а при $E > E_F$ - більше нуля. В тепловому русі бере участь лише невелика кількість електронів. Наприклад, при кімнатній температурі $T \approx 300$ K і це 10^{-5} від загального числа електронів.

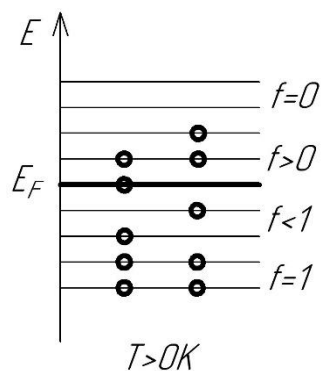


Рисунок . 26.2

2. Зонна теорія власної провідності напівпровідників

Напівпровідниками є тверді тіла, які при $T = 0$ характеризуються повністю зайнятою електронами валентною зоною, відокремленою від зони провідності вузькою (ΔE порядку 1 eV) забороненою зоною. Своєю назвою вони зобов'язані тому, що їх електропровідність менше електропровідності металів і більше електропровідності діелектриків.

При 0 K власні напівпровідники ведуть себе як діелектрики, оскільки електрони валентної зони не можуть прийняти участь в електропровідності перейшовши на більш високі енергетичні рівні. При підвищенні ж температури електрони з верхніх рівнів валентної зони можуть бути перекинуті на нижні рівні зони провідності (рис. 26.3). Для такого переходу електронам потрібна додаткова енергія, яка рівна ширині забороненої зони. Цю енергію електрони отримують від теплових коливань решітки. При накладанні на кристал електричного поля електрони, які потрапили в зону провідності,

можуть переходити на більш високі вільні енергетичні рівні і створювати електричний струм.

В результаті переходу електронів із валентної зони в зону провідності у валентній зоні виникають вакантні стани, які отримали назву дірок. У зовнішньому електричному полі на місце дірки може переміститися електрон з сусіднього рівня, а дірка з'явиться в тому місці, звідки пішов електрон, і т. д. Такий процес заповнення дірок електронами рівносильний переміщенню дірки в напрямку, протилежному руху електрона, ніби дірка має позитивний заряд, який рівний по величині заряду електрона. Отже, у власних напівпровідниках спостерігаються електронний і дірковий механізми провідності. При цьому кількість електронів в зоні провідності дорівнює кількості дірок у валентній зоні.

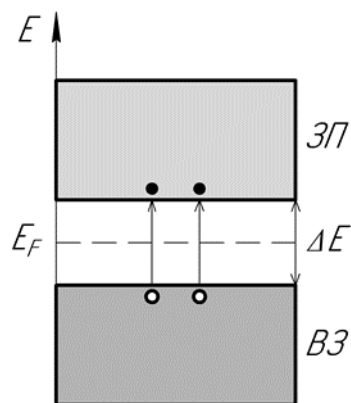


Рисунок 26.3

У власному напівпровіднику рівень Фермі знаходиться посередині забороненої зони (рис. 26.3). Дійсно, для перекидання електрона з верхнього рівня валентної зони на нижній рівень зони провідності витрачається енергія активації, що дорівнює ширині забороненої зони ΔE . При появі ж електрона в зоні провідності в валентній зоні обов'язково виникає дірка. Отже, енергія, витрачена на утворення пари носіїв струму, повинна ділитися на дві рівні частини. Оскільки енергія, яка рівна половині ширини забороненої зони, йде на

перекидання електрона і така ж енергія витрачається на утворення дірки, то початок відліку для кожного з цих процесів має перебувати посередині забороненої зони.

Запишемо функцію розподілу Фермі – Дірака для електрона який знаходиться на дні зони провідності:

$$E - E_F = \frac{\Delta E}{2} \rightarrow f = \frac{1}{e^{\frac{\Delta E}{2kT}} + 1}.$$

При кімнатній температурі доля зайнятих рівнів у зоні провідності мізерно мала. Тому для електронів провідності $f \ll 1$, отже $e^{\frac{\Delta E}{2kT}} \gg 1$ і одиницею у виразі для f можна знехтувати. Тоді $f = e^{-\frac{\Delta E}{2kT}}$. Ми отримали розподіл Максвелла — Больцмана, який визначає імовірність переходу електрона з валентної зони власного напівпровідника в зону провідності.

Кількість електронів у зоні провідності і дірок у валентній зоні буде пропорційна імовірності f . Оскільки електропровідність λ пропорційна кількості вільних носіїв заряду, то вона також повина бути пропорційною f :

$$\lambda = \lambda_0 \cdot e^{-\frac{\Delta E}{2kT}},$$

де λ_0 – стала, яка характерна для даного напівпровідника.

Якщо представити останнє рівняння у вигляді залежності $\ln \lambda$ від $1/T$:

$$\ln \lambda = \ln \lambda_0 - \frac{\Delta E}{2kT},$$

то для власних напівпровідників це буде пряма лінія (рис. 26.4) по нахилу якої можна визначити ширину забороненої зони ΔE , а по її продовженню – λ_0 (пряма відтинає на вісі ординат відрізок, який рівний $\ln \lambda_0$).

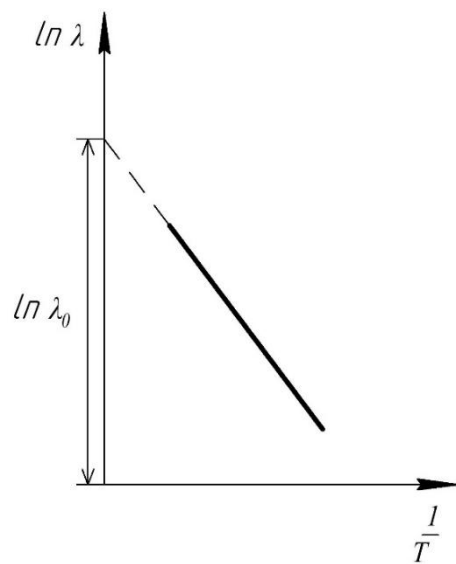


Рисунок 26.4

ЗОННА ТЕОРІЯ ТВЕРДИХ ТІЛ

Зонна теорія домішкової провідності напівпровідників

При заміщенні атома германію п'ятивалентним атомом миш'яка один електрон не може утворити ковалентного зв'язку, він виявляється зайвим і може бути легко при теплових коливаннях решітки відділитися від атома і стати вільним.

Розглянемо цей процес з точки зору зонної теорії. Введення домішки спотворює поле решітки, що приводить до виникнення в забороненій зоні енергетичного рівня E_D валентних електронів миш'яку, який називають *домішковим рівнем* (рис. 27.1). Для германію з домішкою миш'яку цей рівень

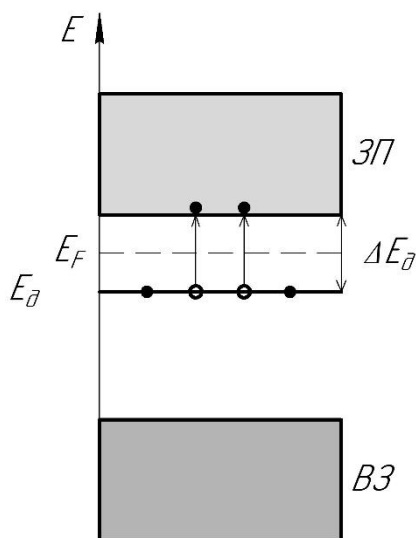


Рисунок 27.1

розташовується від дна зони провідності на відстані $\Delta E_D = 0,013 \text{ eV}$. Оскільки $\Delta E_D < kT$, то вже при звичайних температурах енергія теплового руху достатня для того, щоб перекинути електрони домішкового рівня в зону провідності.

Виникає повідність n – типу. Домішки, які є джерелом електронів, називаються донорами, а енергетичні рівні цих домішок - донорними рівнями.

Згідно із зонною теорією, введення трехвалентной домішки в решітку напівпровідника призводить до виникнення в забороненій зоні домішкового енергетичного рівня E_a , який не занятий електронами (рис. 27.2). У разі кремнію з домішкою бору цей рівень розташовується вище верхнього краю валентної зони на відстані $\Delta E_a = 0,08$ eВ. Близькість цього рівня до валентної зони призводить до того, що вже при порівняно низьких температурах електрони з валентної зони переходять на домішкові рівні і, зв'язуючись з атомами бору, втрачають здатність переміщатися по решітці кремнію, а отже не беруть участі в електропровідності. Носіями струму є лише дірки, що виникають у валентній зоні. Домішки, що захоплюють електрони з валентної зони напівпровідника, називаються *акцепторами*, а енергетичні рівні цих домішок - *акцепторними рівнями*.

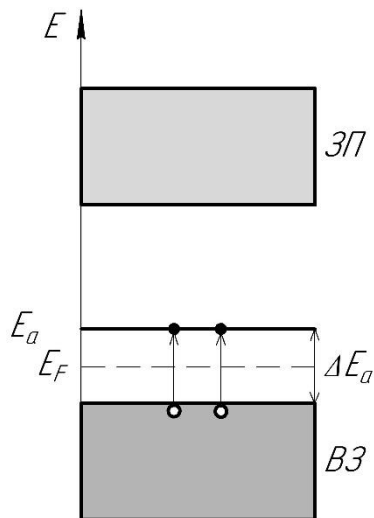


Рисунок 27.2

Наявність домішкових рівнів в напівпровідниках істотно змінює положення рівня Фермі. Розрахунки показують, що в разі напівпровідників n -типу рівень Фермі при 0 K розташований посередині між дном зони провідності і донорним рівнем (рис. 27.3), з підвищенням температури все

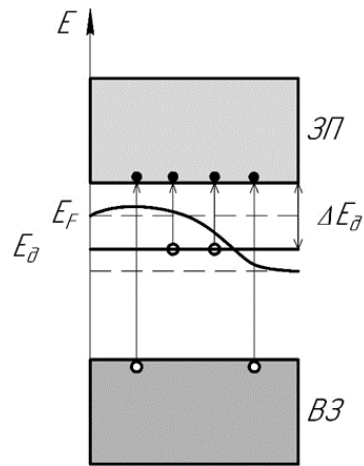


Рисунок 27.3

Більша кількість електронів переходить з донорних станів у зону провідності, але, крім цього, зростає також імовірність переходу електронів із валентної зони у зону провідності. Тому при високих температурах рівень Фермі має тенденцію зміщуватися вниз (суцільна крива) до свого граничного положення в центрі забороненої зони, що характерно для власного напівпровідника.

Рівень Фермі в напівпровідниках р-типу при 0 K розташовується посередині між стеєю валентної зони і акцепторним рівнем (рис. 27.4).

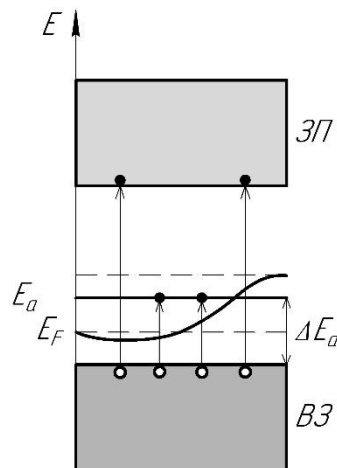


Рисунок 27.4

Суцільна крива знову-таки показує його зміщення з температурою. При температурах, при яких домішкові атоми виявляються повністю виснаженими і

збільшення концентрації носіїв відбувається за рахунок утворення власних носіїв, рівень Фермі розташовується посередині забороненої зони, як у власному напівпровіднику.

Провідність домішкового напівпровідника, як і провідність будь-якого провідника, визначається концентрацією носіїв і їх рухливістю. Зі зміною температури рухливість носіїв змінюється по порівняно слабкому степеневому закону, а концентрація носіїв - по дуже сильному експоненціальному закону, тому провідність домішкових напівпровідників від температури визначається в основному температурною залежністю концентрації носіїв струму в ньому.

Домішкова провідність буде визначатися проложенням домішкового енергетичного рівня: $\lambda = \lambda_0 \cdot e^{-\frac{\Delta E_d}{2kT}}$, або $\lambda = \lambda_0 \cdot e^{-\frac{\Delta E_a}{2kT}}$. На рис. 27.5 наведено графік залежності $\ln \lambda$ від $1/T$ для домішкових напівпровідників. Ділянка AB

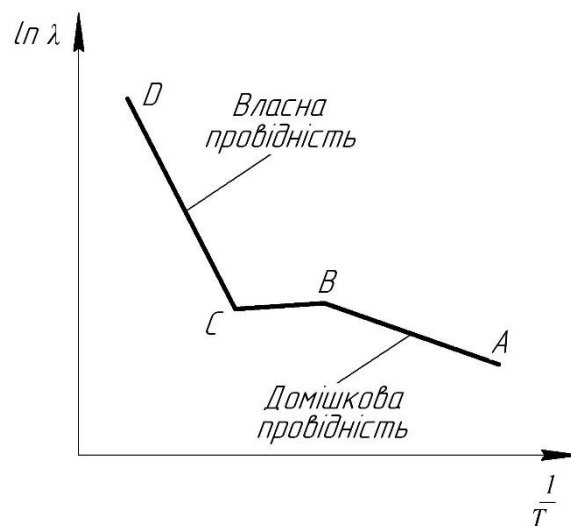


Рисунок 27.5

описує домішкову провідність напівпровідника. Зростання домішкової провідності напівпровідника з підвищенням температури обумовлене в основному зростанням концентрації домішкових носіїв. По нахилу ділянки AB можна визначити ΔE_d або ΔE_a . Ділянка BC відповідає області виснаження домішок (це підтверджують і експерименти), ділянка CD описує власну провідність напівпровідника.

Лекція 28

ЗОННА ТЕОРІЯ ТВЕРДИХ ТІЛ

1. Фотопровідність напівпровідників.
2. Зонна теорія p-n – переходу.
3. Транзистор.

1. Фотопровідність напівпровідників

Фотопровідність напівпровідників - збільшення електропровідності напівпровідників під дією електромагнітного випромінювання - може бути пов'язана з властивостями як основної речовини, так і домішок, які містяться в ній. Коли енергія фотонів є рівною або більшою за ширину забороненої зони ($h\nu \geq \Delta E$), можуть відбуватися перекидання електронів з валентної зони в зону провідності, що призведе до появи додаткових (нерівноважних) електронів (в зоні провідності) і дірок (в валентній зоні). В результаті виникає власна фотопровідність, обумовлена як електронами, так і дірками.

Якщо напівпровідник містить домішки, то фотопровідність може виникати і при $h\nu < \Delta E$: для напівпровідників з донорною домішкою фотон повинен мати енергію $h\nu \geq \Delta E_d$, а для напівпровідників з акцепторною домішкою - $h\nu \geq \Delta E_a$. При поглинанні світла домішковими центрами відбувається перехід електронів з донорних рівнів в зону провідності (в разі напівпровідника *n*-типу), або з валентної зони на акцепторні рівні (в разі напівпровідника *p*-типу). В результаті виникає домішкова фотопровідність, яка є чисто електронною для напівпровідників *n*-типу і чисто дірковою для напівпровідників *p*-типу.

Якщо енергія фотона менша енергії активації, то фотопровідність не спостерігається. Максимальну довжину хвилі λ_0 електромагнітного випромінювання при якій ще має місце фотопровідність називають *червоною межею фотопровідності*:

$$\lambda_0 = ch/\Delta E; \quad \lambda_0 = ch/\Delta E_\delta; \quad \lambda_0 = ch/\Delta E_a.$$

З огляду на значення ΔE , ΔE_δ і ΔE_a для конкретних напівпровідників, можна показати, що червона межа фотопровідності для власних напівпровідників припадає на видиму область спектра, а для домішкових - на інфрачервону.

2. Зонна теорія *p-n* – переходу

Рівні Фермі напівпровідників з різним типом провідності не співпадають (рис. 28.1). При утворенні *p-n* – переходу виникає зустрічна дифузія

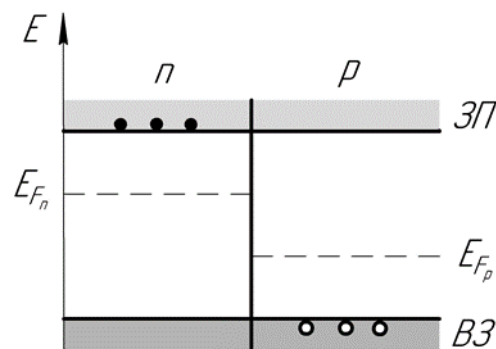


Рисунок 28.1

електронів і дірок. Одночасно в області контакту в *n*-напівпровіднику утворюється об'ємний позитивний заряд, а в *p*-напівпровіднику – негативний заряд. Створене цими об'ємними зарядами електричне поле буде перешкоджати дифузії, а енергетичні зони змістяться, в результаті чого виникнуть потенціальні бар'єри як для електронів так і для дірок. Рівновага досягається

при такій висоті потенціального бар'єра, при якій рівні Фермі напівпровідників з різним типом провідності розмістяться на однаковій висоті (рис. 28.2).

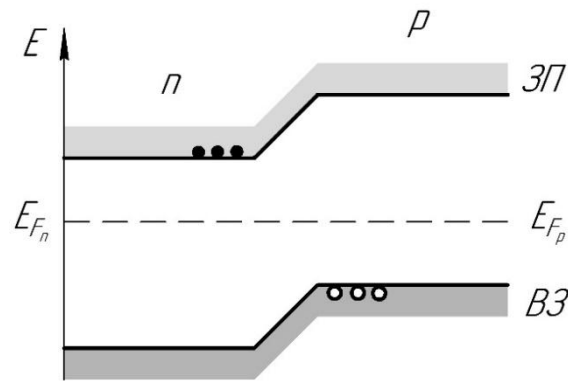


Рисунок 28.2

В стані рівноваги деяким із основних носіїв струму вдається подолати потенціальний бар'єр, в результаті чого через перехід тече невеликий струм $I_{осн}$. Цей струм компенсується зустрічним струмом неосновних носіїв $I_{неосн}$. Для неосновних носіїв струму потенціального бар'єру немає і вони легко проникають через межу поділу. Струм $I_{неосн}$ визначається кількістю електронно-діркових пар, які щосекунди виникають, і від висоти потенціального бар'єра не залежить. Величина $I_{осн}$, навпаки, сильно залежить від висоти бар'єра. Рівновага встановлюється як раз при такій висоті потенціального бар'єра, при якій обидва струми $I_{осн}$ та $I_{неосн}$ компенсують один одного.

Якщо $p-n$ – перехід увімкнути в електричне коло у прямому напрямку, то зовнішня напруга порушить рівновагу, змістивши рівні Фермі обох областей один відносно одного. В результаті висота потенціального бар'єра зменшиться і струм $I_{осн}$ зросте, величина $I_{неосн}$ практично не зміниться. При збільшенні напруги струм $I_{осн}$ буде швидко зростати.

Якщо змінити полярність зовнішньої напруги, то це призведе до збільшення потенціального бар'єра і зменшенню струму $I_{осн}$. Результуючий струм при цьому швидко досягне насичення і стане рівним $I_{неосн}$. Отже у зворотньому напрямку $p-n$ – перехід пропускає слабкий струм, який повністю

обумовлений неосновними носіями струму.

3. Транзистор

В біполярному транзисторі використовуються напівпровідники з обома типами провідності. Транзистор працює за рахунок взаємодії двох близько розташованих на кристалі $p-n$ переходів. Середня частина транзистора називається його *базою*. Області, які прилягають до бази з обох сторін, мають інший тип провідності та утворюють *емітер* і *колектор* (рис. 28.3).

Носії заряду рухаються від емітера через тонкий шар бази до колектора. База відділена від емітера й колектора $p-n$ переходами. Струм протікає крізь транзистор лише тоді, коли носії заряду інжектуються з емітера до бази через $p-n$ перехід. В базі вони є неосновними носіями заряду й легко проникають через інший $p-n$ перехід між базою й колектором, та пришвидшуються при цьому. В самій базі, носії заряду рухаються за рахунок дифузійного механізму, тож база повинна бути досить тонкою. Управління струмом між емітером і колектором здійснюється зміною напруги між базою і емітером, від якої залежать умови інжекції носіїв заряду в базу.

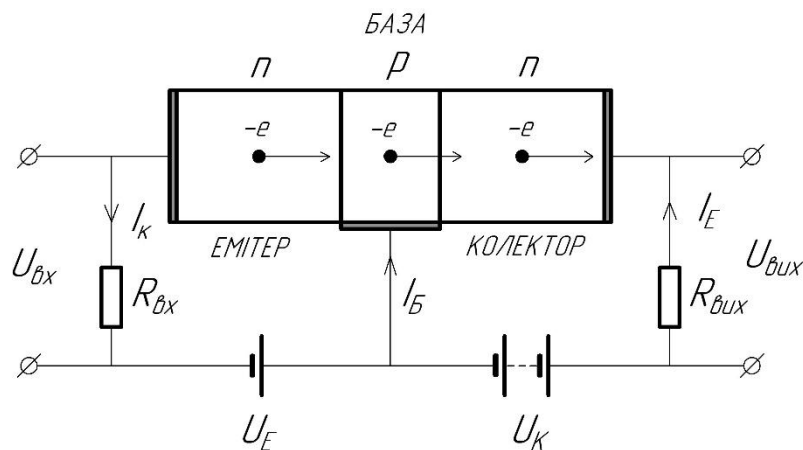


Рисунок 28.3

При відсутності зовнішньої напруги для основних носіїв струму емітера та колектора в зоні провідності виникають однакової висоти потенціальні бар'єри (рис. 28.4).

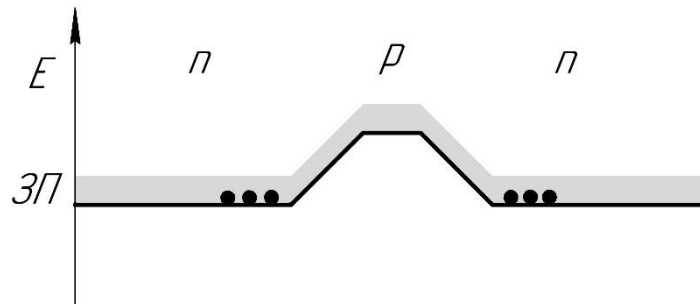


Рисунок. 28.4

При подачі напруги на $p-n$ переходи так, як це показано на рис. 28.3 бар'єр для електронів емітера знижується і відбувається інжекція електронів у базу (рис. 28.5). Якщо довжина дифузії електронів в області бази більша за товщину бази, то значна частина інжектованих електронів досягне колектора. Тут електрони захвачуються полем і створюють струм колектора.

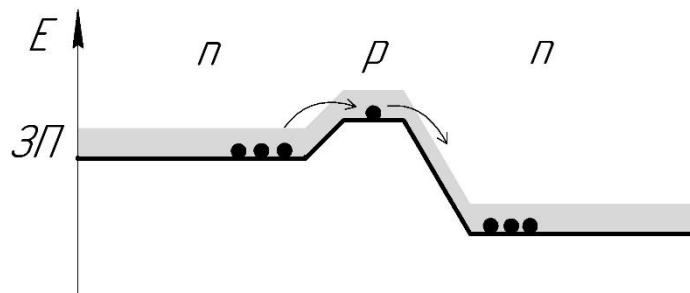


Рисунок 28.5

При малій товщині бази струм I_B буде незначним порівняно із струмом I_K . Якщо знехтувати струмом I_B , то $I_K = I_E$, тобто:

$$\frac{U_{ВХ}}{R_{ВХ}} = \frac{U_{ВИХ}}{R_{ВИХ}} \rightarrow \frac{U_{ВИХ}}{U_{ВХ}} = \frac{R_{ВИХ}}{R_{ВХ}}$$

Електричний опір переходу база - колектор дуже великий, що дає можливість взяти в якості $R_{вих}$ опір великої величини. При умові $R_{вих} \gg R_{вх}$ напруга на виході значно переважає за величиною напругу на вході. Отже, транзистор підсилює напругу і потужність. Підвищення потужності відбувається за рахунок джерела струму, яку увімкнене у коло колектора.

МАГНІТНІ ВЛАСТИВОСТІ КРИСТАЛІЧНИХ МАТЕРІАЛІВ

1. Магнітні моменти електронів і атомів.
2. Діа- та парамагнетизм.

1. Магнітні моменти електронів і атомів

Розглядаючи дію магнітного поля на провідники зі струмом і на рухомі заряди, ми не цікавилися процесами, що відбуваються в речовині. Властивості середовища враховувалися формально за допомогою магнітної проникності μ . Для того щоб розібратися в магнітних властивостях середовищ і їх вплив на магнітну індукцію, необхідно розглянути дію магнітного поля на атоми і молекули речовини.

Дослід показує, що речовина, яка поміщена в магнітне поле, намагнічується, тобто, сама речовина стає джерелом магнітного поля. Розглянемо причину цього явища з точки зору будови атомів і молекул, поклавши в основу гіпотезу Ампера, згідно з якою в будь-якому тілі існують мікроскопічні струми, обумовлені рухом електронів в атомах і молекулах.

Для якісного пояснення магнітних явищ з достатнім наближенням можна вважати, що електрони рухаються в атомі по колових орбітах. Електрон, що рухається по одній з таких орбіт, еквівалентний коловому струму, тому він має *орбітальний магнітний момент* $p_m = ISn$, модуль якого

$p_m = IS = evS$, де $I = ev$ - сила струму, ν - частота обертання електрона по орбіті, S - площа орбіти.

Якщо електрон рухається за годинниковою стрілкою (рис. 29.1), то струм направлений проти годинникової стрілки і вектор p_m (відповідно до правила

правого гвинта) спрямований перпендикулярно площині орбіти електрона, як зазначено на рисунку.

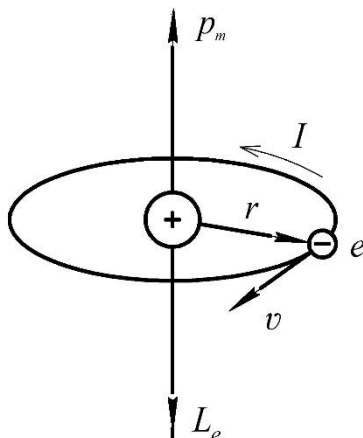


Рисунок 29.1

З іншого боку електрон, що рухається по орбіті має механічний момент імпульсу $L_e = mr^2 2\pi v = 2mSv$. Напрямок *орбітального механічного моменту електрона* також визначається за правилом правого гвинта. Як видно із рис. напрямки p_m і L_e , протилежні.

Кожен електрон атома рухається по своїй орбіті, при цьому магнітний момент атома буде рівним векторній сумі магнітних моментів його електронів. Тут розрізняють два варіанти: магнітний момент атома рівний нулю, або магнітний момент атома відмінний від нуля.

2. Діа- та парамагнетизм

Магнетик – речовина, яка намагнічується у зовнішньому магнітному полі, тобто, речовина стає джерелом власного магнітного поля. Розрізняють діа- та парамагнетики.

Діамагнетик – речовина, яка в зовнішньому магнітному полі намагнічується проти напрямку зовнішнього поля. Діамагнетик складається з

атомів магнітний момент яких рівний нулю. Для розуміння *діамагнітного ефекту* необхідно розглянути дію магнітного поля на рухомі в атомі електрони.

Заради простоти припустимо, що електрон в атомі рухається по коловій орбіті. Якщо орбіта електрона орієнтована щодо вектора \mathbf{B} довільним чином, складаючи з ним кут α (рис. 29.2), то можна довести, що вона приходить в такий рух навколо \mathbf{B} , при якому вектор магнітного моменту \mathbf{p}_m , зберігаючи постійним кут α , обертається навколо вектора \mathbf{B} з деякою кутовою швидкістю. Такий рух в механіці називається *прецесією*. *Прецесія* - явище, при якому момент імпульсу тіла змінює свій напрям в просторі під дією моменту зовнішньої сили. Прецесію навколо вертикальної осі, що проходить через точку опори, здійснює, наприклад, диск дзиги при уповільненні руху, під дією моменту сили тяжіння. В нашому випадку орбітальний механічний момент електрона змінює свій напрям в просторі під дією моменту сили Ампера.

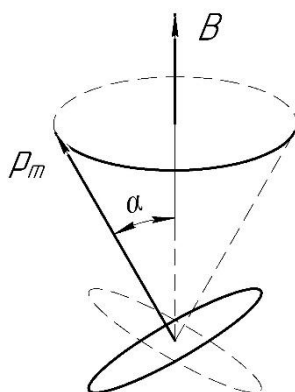


Рисунок 29.2

Прецесійний рух електронної орбіти еквівалентний коловому струму. Оскільки цей додатковий коловий струм індукований зовнішнім магнітним полем він створює магнітне поле, яке направлене протилежно до зовнішнього поля. Наведені магнітні поля електронів додаються і створюють власне магнітне поле речовини, яке послаблює зовнішнє магнітне поле. Під час відсутності зовнішнього магнітного поля діамагнетик немагнітний, оскільки в

даному випадку магнітні моменти електронів взаємно компенсуються, і сумарний магнітний момент атома дорівнює нулю. До діамagnetиків відносяться такі метали, як Ві, Аg, Аu, Сu, більшість органічних сполук, смоли, вуглець і т. д.

Парамагнетик – речовина, яка намагнічується в напрямку, який співпадає з напрямком зовнішнього магнітного поля. Парамагнетик складається з атомів магнітний момент яких відмінний від нуля. При відсутності зовнішнього магнітного поля магнітні моменти атомів внаслідок теплового руху орієнтовані безладно, отже речовина магнітного поля не створює.

При внесенні парамагнетика в зовнішнє магнітне поле встановлюється переважна орієнтація магнітних моментів атомів по полю. Для розуміння цього явища необхідно розглянути дію магнітного поля на атом.

Атом, який має магнітний момент, можна розглядати як контур зі струмом (рис. 29.3, а). Під дією пари сил Ампера F_A контур буде орієнтуватися таким чином, щоб його власне магнітне поле P_a співпадало за напрямком із зовнішнім магнітним полем B_0 (рис. 29.3, б). В даній моделі P_a – магнітний момент атома.

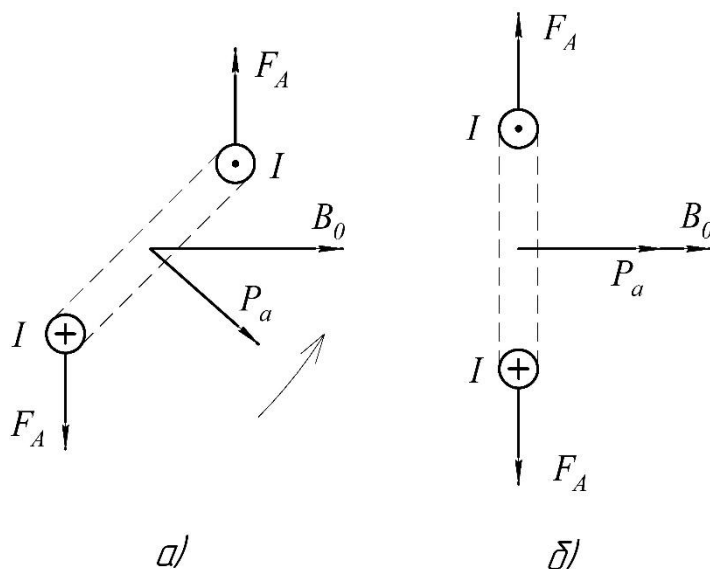


Рисунок 29.3

Таким чином, парамагнетик намагнічується, створюючи власне магнітне поле, що збігається по напрямку із зовнішнім полем і підсилює його. Цей ефект називається парамагнітним. При ослабленні зовнішнього магнітного поля до нуля орієнтація магнітних моментів внаслідок теплового руху порушується і парамагнетик розмагнічується. До парамагнетиків відносяться *Pt*, *Al*, рідкоземельні елементи, і т.д.

Пояснення явища парамагнетизму аналогічне поясненню орієнтаційної поляризації діелектриків з полярними молекулами, тільки електричний момент атомів при поляризації треба замінити магнітним моментом атомів в разі намагнічення.

Підводячи підсумок якісного розгляду діа- і парамагнетизму, відмітимо, що атоми всіх речовин є носіями діамагнітних властивостей. Якщо магнітний момент атомів великий, то парамагнітні властивості переважають над діамагнітними і речовина є парамагнетиком; якщо магнітний момент атомів малий, то переважають діамагнітні властивості і речовина є діамагнетиком.

Лекція №30

МАГНІТНІ ВЛАСТИВОСТІ КРИСТАЛІЧНИХ МАТЕРІАЛІВ

1. Феромагнетики і їх властивості.
2. Природа феромагнетизму.

1. Феромагнетики і їх властивості

Крім розглянутих двох класів речовин - діа- і парамагнетиків, так званих слабомагнітних речовин, існують ще сильномагнітні речовини – феромагнетики. *Феромагнетики* - речовини, що володіють спонтанною намагніченістю, тобто, вони намагнічені навіть при відсутності зовнішнього магнітного поля. Для феромагнетиків характерні великі значення магнітної проникності μ (наприклад, для заліза - 5000, для сплаву супермалой - 800 000!) і залежність магнітної проникності від величини зовнішнього магнітного поля. До феромагнетиків, крім основного їх представника – заліза, відносяться, наприклад, кобальт, нікель, гадоліній.

Феромагнетики крім здатності сильно намагнічуватися мають ще й інші властивості, які істотно відрізняють їх від діа- та парамагнетиків.

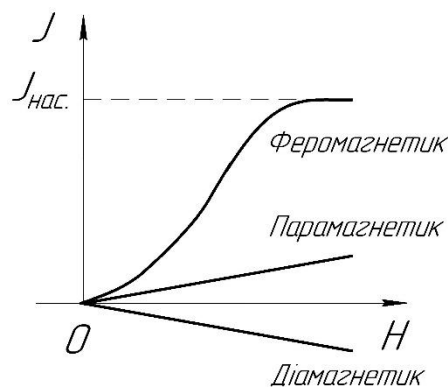


Рисунок 30.1

Якщо для слабомагнітних речовин залежність намагніченості J від напруженості зовнішнього магнітного поля H лінійна (рис. 30.1), то для феромагнетиків ця залежність є досить складною. У міру зростання H намагніченість J спочатку зростає швидко, потім повільніше і, нарешті, досягається так зване магнітне насичення $J_{нас}$, яке вже не залежить від напруженості поля. Подібний характер залежності J від H можна пояснити тим, що в міру збільшення зовнішнього магнітного поля збільшується ступінь орієнтації молекулярних магнітних моментів по полю, проте цей процес почне сповільнюватися, коли залишається все менше і менше неорієнтованих моментів, і, нарешті, коли всі моменти будуть орієнтовані по полю, подальше збільшення J припиняється і настає магнітне насичення.

Характерна особливість феромагнетиків полягає також у тому, що для них залежність J від H визначається передісторією намагнічування феромагнетика. Це явище отримало назву *магнітного гістерезису*. Якщо намагнітити ферромагнетик до насичення (точка 1, рис. 30.2), а потім почати

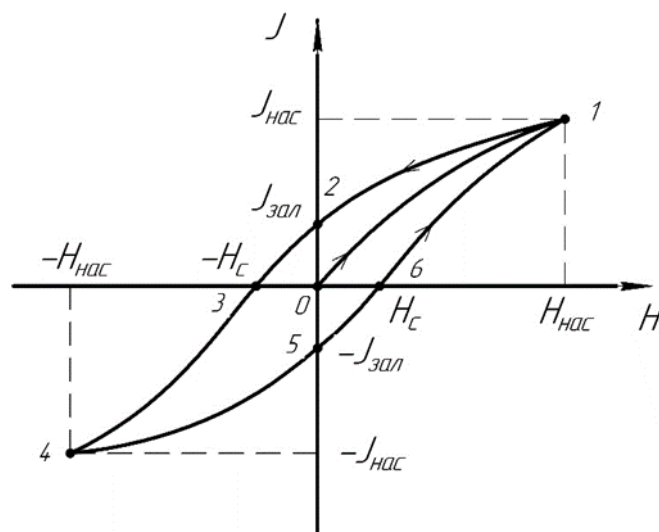


Рисунок 30.2

зменшувати напруженість H зовнішнього магнітного поля, то, як показує дослід, зменшення намагніченості J описується кривою 1-2, що лежить вище кривої 1-0. При $H = 0$ намагніченість не рівна нулю. В феромагнетику спостерігається залишкова намагніченість $J_{зал}$. З наявністю залишкового намагнічування пов'язано існування постійних магнітів. Намагніченість зникає під дією поля H_c , що має напрям, протилежний полю, який викликав намагнічування. Напруженість H_c називається коерцитивною силою. При подальшому збільшенні протилежного поля феромагнетик перемагнічується (крива 3-4), і при $H = -H_{нас}$ досягається насичення (точка 4). Потім феромагнетик можна знову розмагнітити (крива 4-5-6) і знову перемагнітити до насичення (крива 6-7).

Таким чином, при дії на феромагнетик змінного магнітного поля намагніченість J змінюється відповідно до кривої 1-2-3-4-5-6-1, яка називається *петлею гістерезису*. Гістерезис призводить до того, що намагнічування феромагнетика не є однозначною функцією H , тобто одному і тому ж значенню H відповідає кілька значень J .

Різні феромагнетики дають різні гістерезисні петлі. Феромагнетики з малою коерцитивною силою H_c (з вузькою петлею гістерезису) називаються м'якими, з великою коерцитивною силою (з широкою петлею гістерезису) - жорсткими. Величини H_c , $J_{зал}$ і μ_{max} визначають практичне застосування феромагнетиків. Так, жорсткі феромагнетики (наприклад, вуглецеві і вольфрамові сталі) застосовуються для виготовлення постійних магнітів, а м'які (наприклад, м'яке залізо, сплав заліза з нікелем) - для виготовлення сердечників трансформаторів.

Феромагнетики мають ще одну суттєву особливість: для кожного феромагнетика є певна температура, яка називається точкою Кюрі, при якій він втрачає свої магнітні властивості. При нагріванні зразка вище точки Кюрі феромагнетик перетворюється в звичайний парамагнетик.

Нарешті, процес намагнічування феромагнетика супроводжується зміною його лінійних розмірів і об'єму. Це явище отримало назву *магніострикції*. Величина і знак ефекту залежать від напруженості H зовнішнього поля, від природи феромагнетика і орієнтації кристалографічних осей по відношенню до поля.

2. Природа феромагнетизму

Розглядаючи магнітні властивості феромагнетиків, ми не розкривали фізичну природу цього явища. Описова теорія феромагнетизму була розроблена французьким фізиком П. Вейсом. Вейс ввів гіпотезу, згідно з якою феромагнетик нижче точки Кюрі розбивається на велике число малих макроскопічних областей - доменів, кожен з яких намагнічений до насичення. При відсутності зовнішнього магнітного поля магнітні моменти окремих доменів орієнтовані хаотично і компенсують один одного, тому результуючий магнітний момент феромагнетика дорівнює нулю і феромагнетик не намагнічений. Зовнішнє магнітне поле орієнтує по полю магнітні моменти окремих атомів, як це має місце в разі парамагнетиків, а цілих областей спонтанної намагніченості. Тому з ростом H намагніченість J вже в досить слабких полях збільшується дуже швидко.

При ослабленні зовнішнього магнітного поля до нуля феромагнетики зберігають залишкове намагнічення, тому що тепловий рух не в змозі до кінця зруйнувати впорядкування магнітних моментів настільки великих утворень, якими є домени. Тому і спостерігається явище магнітного гистерезису. Для того щоб феромагнетик розмагнітити, необхідно прикласти коерцитивну силу; розмагнічуванню сприяють також струшування і нагрівання феромагнетика. Точка Кюрі виявляється тією температурою, вище якої відбувається руйнування доменної структури.

Існування доменів у феромагнетиках доведено експериментально. Прямим експериментальним методом їхнього спостереження є метод порошкових фігур. На ретельно відполіровану поверхню феромагнетика наноситься водяна суспензія дрібного феромагнітного порошку (наприклад, магнетиту). Частки осідають переважно в місцях максимальної неоднорідності магнітного поля, тобто на кордонах між доменами. Тому осілий порошок окреслює границі доменів і подібну картину можна сфотографувати під мікроскопом. Лінійні розміри доменів виявилися рівними $10^{-4} - 10^{-2}$ см.

Феромагнетизм спостерігається тільки в кристалах, а отже в монокристалах феромагнетиків повинна мати місце анізотропія магнітних властивостей. Дійсно, дослід показує, що в деяких напрямках у кристалі його намагніченість найбільша (напрямок найлегшого намагнічення), в інших - найменша (напрямок важкого намагнічення). З точки зору магнітних властивостей феромагнетиків випливає, що вони схожі на сегнетоелектрики.

Велике практичне значення набули напівпровідникові феромагнетики - ферити, хімічні сполуки типу $MeO \cdot Fe_2O_3$, де Me - іон двовалентного металу ($Mn, Co, Ni, Cu, Mg, Zn, Cd, Fe$). Вони відрізняються помітними феромагнітними властивостями і великим питомим електричним опором (в мільярди разів більшим, ніж у металів). Ферити застосовуються для виготовлення постійних магнітів, феритових антен, сердечників радіочастотних контурів, елементів оперативної пам'яті в обчислювальній техніці, в магнітних плівках.

СЛОВНИК ОСНОВНИХ ТЕРМІНІВ І ВИЗНАЧЕНЬ

Випаровування - перехід рідини в газоподібний стан.

Сублімація - перехід в газоподібний стан твердого тіла.

Питома теплота випаровування - кількість теплоти, яку необхідно надати одиниці маси речовини для того, щоб перетворити її в пару.

Насичена пара – пара, яка знаходиться в рівновазі зі своєю рідиною.

Тиск насиченої пари - тиск, при якому спостерігається рівновага між рідиною і паром.

Лінія току - уявна лінія, дотична до якої в кожній точці співпадає за напрямком з вектором швидкості рідини.

Трубка току - частина рідини, яка обмежена лініями току.

В'язкість - властивість рідини чинити опір переміщенню одного шару рідини відносно іншого.

Кристалічна ґратка – математична модель розташування частинок в кристалі.

Параметр ґратки - відстань між атомами, розташованими у вузлах кристалічної решітки.

Полікристали - дрібні кристалики, безладно зрощені один з одним.

Анізотропія – залежність властивостей речовини від напрямку.

Елементарна комірка ґратки - паралелепіпед, побудований на трьох елементарних трансляціях.

Дефекти у кристалах— субмікродефекти у вигляді порушення періодичності розміщення атомів або іонів у реальних кристалах.

Пара Френкеля — два точкові дефекти кристалічної ґратки: вакансія та міжвузловий атом.

Дефект Шоткі — дефект кристалічної ґратки, система вакансій, яка зберігає стехіометричний склад кристалу.

Напівпровідник n-типу — напівпровідник, в якому основні носії заряду електрони провідності.

Напівпровідник p-типу - напівпровідник, в якому основними носіями заряду є дірки.

Деформація - зміна форми і розміру тіла, під дією сили.

Пружна деформація - після припинення дії зовнішніх сил тіло набуває початкові розміри і форму.

Пластична деформація - складова залишкової деформації, що не викликає зміни об'єму..

Відносна деформація - відносна зміна довжини стержня.

Механічна напруга - сила, яка діє на одиницю площі поперечного перерізу стержня.

Твердість – опір кристала місцевій пластичній деформації, яка виникає при проникненні в нього більш твердого тіла (індентора).

Електричний диполь – сукупність двох однакових за абсолютним значенням і протилежних за знаком точкових зарядів, розміщених на фіксованій відстані один від одного.

Поляризація – це процес орієнтації диполів чи поява під дією електричного поля орієнтованих по полю диполів.

Сегнетоелектрики - речовини, у яких поляризація виникає при відсутності зовнішнього електричного поля.

Домен - область спонтанної поляризації.

Точкою Кюрі – температура при якій сегнетоелектрик втрачає свої сегнетоелектричні властивості.

П'єзоелектрики – кристали, які поляризуються при деформації.

Обернений п'єзоэффект - зміна розмірів кристалу при дії електричного поля.

Електростатична індукція - явище перерозподілу зарядів провідника в зовнішньому електростатичному полі.

Термоелектронна емісія - випускання електронів нагрітими металами.

Фотоефект — явище «вибивання» світлом електронів із речовини.

Ефект Холла – виникнення різниці потенціалів між протилежними гранями провідника зі струмом у магнітному полі.

Електролітична дисоціація - розпад речовини на іони внаслідок дії полярних молекул розчинника.

Електроліз - процес виділення речовин на електродах під час проходження струму через електроліт.

Гальваностегія – електроосадження на поверхню металу іншого металу шляхом електролізу.

Гальванопластика - одержання шляхом електролізу точних металевих копій з різних предметів.

Напівпровідники — матеріали, електропровідність яких має проміжне значення між провідностями провідника та діелектрика.

Власна провідність напівпровідника - провідність хімічно чистого напівпровідника.

Домішкова провідність напівпровідника - провідність напівпровідника, яка обумовлена домішками.

Провідність n-типу – домішкова провідність напівпровідника, яка обумовлена електронами.

Провідність p-типу - домішкова провідність напівпровідника, яка обумовлена дірками.

P-n-перехід - контакт двох напівпровідників, один з яких має електронну, а інший - діркову провідність.

Дозволена енергетична зона – значення енергій, які можуть мати електрони кристалу.

Заборонена енергетична зона - значення енергій, які електрони кристалу мати не можуть.

Валентна зона - остання повністю заповнена електронами зона.

Зона провідності - дозволена енергетична зона, яка або частково заповнена електронами, або вільна.

Фотопровідність напівпровідників - збільшення електропровідності напівпровідників під дією електромагнітного випромінювання.

Магнетик – речовина, яка намагнічується у зовнішньому магнітному полі.

Діамагнетик – речовина, яка в зовнішньому магнітному полі намагнічується проти напрямку зовнішнього поля.

Прецесія - явище, при якому момент імпульсу тіла змінює свій напрям в просторі під дією моменту зовнішньої сили.

Парамагнетик – речовина, яка намагнічується в напрямку, який співпадає з напрямком зовнішнього магнітного поля.

Феромагнетики - речовини, що володіють спонтанною намагніченістю.

Магнітострикція - зміна лінійних розмірів і об'єму феромагнетика при намагнічуванні.

ВИКОРИСТАНА ЛІТЕРАТУРА

1. Трофимова Т. И. Курс физики: учеб. пособие для вузов / Таисия Ивановна Трофимова. — 11-е изд., стер. — М.: Издательский центр «Академия», 2006. — 560 с.
2. Савельев И. В. Курс общей физики: Учеб. пособие. В 3-х т. Т. 3. Квантовая оптика. Атомная физика. Физика твердого тела. Физика атомного ядра и элементарных частиц. — 3-е изд., испр, — М.; Наука, Гл. ред. физ.-мат. лит., 1987, — 320 с., ил.
3. Фізика конденсованого стану матеріалів: навч. посіб. / Т.П. Говорун, В.О. Пчелінцев, В.М. Радзієвський, Л.В. Носонова. - Суми: СумДУ, 2015. - 236 с.
4. Подопригора Н.В. Фізика твердого тіла: навчальний посібник для студентів фізичних спеціальностей педагогічних університетів / Подопригора Н.В., Садовий М.І., Трифонова О.М. – Кіровоград: ПП «Центр оперативної поліграфії «Авангард», 2014. – 416 с.
5. Шаскольская М. П. Кристаллография : учеб. для втузов / М. П. Шаскольская – М. : Высшая школа, 1982. – 375 с.
6. Бокий Г.В. Кристаллохимия / Бокий Г.В. - М.: МГУ, 1960. – 356 с.
7. Кристаллография, рентгенография и электронная микроскопия : учебник / Я. С. Уманский, Ю. А. Скаков, А. Н. Иванов, Л. И. Расторгуев. – М. : Металлургия, 1982. – 632 с.
8. Скрышевский А.Ф. Структурный анализ жидкостей и аморфных тел. – М.: Высшая школа. – 1980 – 328 с.
9. Фізика діелектриків: підручник / Ю. М. Поплавко; за заг. ред. акад. НАН України Ю. І. Якименка. – К.: НТУУ «КПІ», 2015. – 572 с.
10. Бонч-Бруевич В.Л., Калашников С.Г. Физика полупроводников. М.: Наука. – 1990. – 236 с.