

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ  
НАЦІОНАЛЬНИЙ ТЕХНІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ  
«ДНІПРОВСЬКА ПОЛІТЕХНІКА»



## ФІЗИКА

Навчальний посібник у 2 частинах.

Частина 2. Магнетизм. Коливання і хвилі. Напівпровідники. Атом. Атомне ядро

Дніпро  
НТУ «ДП»  
2024

УДК 530.1 (075)  
Г 56

*Рекомендовано вченою радою НТУ «Дніпровська політехніка»  
як навчальний посібник для здобувачів ступеня бакалавра  
спеціальності 015 Професійна освіта  
(протокол № 12 від 04.11.2024)*

Рецензенти:

О. Й. Соколовський – д-р фіз.-мат. наук, проф. (Дніпропетровський Національний університет ім. О. Гончара),

Е. П. Штапенко – д-р фіз.-мат. наук, проф. (Український державний університет науки і технологій).

Автори: І.П.Гаркуша, В.М.Горєв, М.О.Журавльов, В.В.Титаренко

### **Гаркуша І.П.**

Г 56 Фізика [Електронний ресурс]: навч. посіб. у 2-х ч. Ч.2. Магнетизм. Коливання і хвилі. Напівпровідники. Атом. Атомне ядро / І. П. Гаркуша, В.М. Горєв, М.О. Журавльов, В.В. Титаренко; М-во освіти і науки України, Нац. техн. ун-т «Дніпровська політехніка». – Дніпро : НТУ «ДП», 2024. – 169 с.

Зміст посібника відповідає програмі обов'язкової навчальної дисципліни «Фізика», яку вивчають здобувачі ступеня бакалавра спеціальності 015 Професійна освіта.

Головну увагу приділено роз'ясненню фізичного змісту законів і понять магнетизму, коливань, напівпровідників та атомної фізики. Посібник відрізняється також відносно невеликим обсягом.

Може бути корисним студентам денної та заочної форм навчання інших технічних спеціальностей, а також викладачам технічних закладів вищої освіти.

**УДК 530.1 (075)**

©І.П.Гаркуша, В.М.Горєв

М.О.Журавльов, В.В.Титаренко, 2024

© НТУ «Дніпровська політехніка», 2024

# ЗМІСТ

## Частина друга

|  |           |
|--|-----------|
| <b>3.3. Магнітне поле у вакуумі.....</b>   | <b>5</b>  |
| 3.3.1. Магнітне поле. Вектор магнітної індукції .....                                    | 5         |
| 3.3.2. Закон Біо – Савара - Лапласа і його застосування до розрахунку<br>полів.....      | 11        |
| 3.3.3. Дія магнітного поля на провідник зі струмом. Закон Ампера.....                    | 14        |
| 3.3.4. Дія магнітного поля на рухомий заряд. Сила Лоренца.....                           | 16        |
| 3.3.5. Рух заряджених частинок у магнітному полі .....                                   | 17        |
| 3.3.6. Момент сил, що діють на контур зі струмом в однорідному магнітному<br>полі.....   | 20        |
| <b>3.4. Магнітне поле в речовині.....</b>  | <b>21</b> |
| 3.4.1. Намагнічування речовини .....   | 21        |
| 3.4.2. Природа молекулярних струмів. Діа-, пара- і ферромагнетизм .....                  | 24        |
| <b>3.5. Електромагнітна індукція.....</b>  | <b>30</b> |
| 3.5.1. Явище електромагнітної індукції. Закон Фарадея. Правило Ленца.....                | 30        |
| 3.5.2. Потік вектора магнітної індукції .....  | 32        |
| 3.5.3. Правило Ленца.....  | 33        |
| 3.5.4. Природа ЕРС індукції.....   | 34        |
| 3.5.5. Явище самоіндукції. Індуктивність. Явище взаємної індукції.<br>Трансформатор..... | 37        |
| 3.6. Поняття про рівняння Максвелла.....   | 41        |
| <b>4. Коливання і хвилі .....</b>  | <b>44</b> |
| <b>4.1. Вільні гармонічні коливання .....</b>  | <b>44</b> |
| 4.1.1. Основні поняття та визначення коливань.....                                       | 44        |
| 4.1.2. Гармонічні коливання.....   | 46        |
| 4.1.3. Диференціальне рівняння гармонічних коливань. Гармонічний<br>осцилятор .....      | 48        |
| 4.1.4. Кінетична і потенціальна енергії гармонічного осцилятора.....                     | 49        |
| 4.1.5. Пружинний маятник.....  | 50        |
| 4.1.6. Фізичний і математичний маятники.....   | 52        |
| 4.1.7. Електричний коливальний контур.....   | 54        |

|   |     |
|---|-----|
| <b>4.2. Згасаючі та вимушені коливання</b> .....  | 58  |
| 4.2.1. Згасаючі коливання.....  | 58  |
| 4.2.2. Вимушені механічні коливання.....  | 63  |
| <b>4.3. Хвилі в пружному середовищі</b> .....   | 66  |
| 4.3.1. Механізм утворення пружної хвилі.....  | 66  |
| 4.3.2. Рівняння хвилі.....  | 70  |
| 4.3.3. Елементи акустики.....   | 72  |
| 4.3.4. Стоячі хвилі.....  | 75  |
| <b>4.4. Електромагнітні хвилі</b> .....   | 78  |
| 4.4.1. Аналіз рівнянь Максвелла і висновки з них. Електромагнітні хвилі.....                                | 78  |
| 4.4.2. Енергія електромагнітної хвилі.....  | 83  |
| 4.4.3. Відкритий коливальний контур.....  | 84  |
| 4.4.4. Шкала електромагнітних хвиль.....  | 86  |
| Контрольні питання до розділу 4.....  | 89  |
| <b>5. Елементи фізики напівпровідників</b> .....  | 90  |
| 5.1. Електронна будова металів, діелектриків і напівпровідників.....  | 90  |
| 5.2. Напівпровідники. Власна провідність напівпровідників.....  | 92  |
| 5.3. Домішкова провідність напівпровідників.....  | 96  |
| 5.4. Контакт <i>p</i> - та <i>n</i> -напівпровідників. Властивості <i>p-n</i> -переходу.....                | 99  |
| 5.5. Пряме та зворотне зміщення.....  | 102 |
| 5.6. Випрямлення змінних струмів за допомогою <i>p-n</i> - переходу. Напівпровідниковий випрямний діод..... | 105 |
| 5.7. Світловипромінювальний діод .....  | 109 |
| 5.8. Підсилення змінних струмів за допомогою <i>p-n</i> - переходів. Транзистор.....                        | 110 |
| 5.9. Сонячні елементи.....  | 113 |
| Контрольні питання до розділу 5.....  | 116 |
| <b>6. Елементи квантової фізики</b> .....   | 116 |
| 6.1. Корпускулярно-хвильовий дуалізм матерії. Хвилі де Бройля.....  | 116 |
| 6.2. Хвильова функція та її фізичний зміст. Рівняння Шредінгера.....  | 122 |
| 6.3. Теорія атома водню Н. Бора .....   | 124 |
| 6.4. Будова атомів. Спонтанне й вимушене випромінювання. Лазери .....                                       | 128 |

|  |            |
|--|------------|
| <b>7. Фізика атомного ядра.....</b>  | <b>136</b> |
| 7.1. Будова атомного ядра. Властивості протонів і нейтронів. Параметри атомних ядер..... | 136        |
| 7.2. Дефект маси та енергія зв'язку атомного ядра. Питома енергія зв'язку .....          | 139        |
| 7.3. Ядерні сили .....   | 142        |
| 7.4. Радіоактивність .....   | 144        |
| 7.5. Ядерні реакції.....   | 150        |
| 7.6. Реакція поділу важких ядер. Ланцюгова ядерна реакція .....                          | 151        |
| 7.7. Атомна енергетика .....   | 157        |
| Контрольні питання до розділів 6,7 .....   | 163        |
| Відповіді на контрольні питання .....  | 164        |
| Рекомендована література .....   | 166        |

### 3.3. Магнітне поле у вакуумі

#### 3.3.1. Магнітне поле. Вектор магнітної індукції

Понад дві тисячі років тому була відкрита властивість підвішеної магнітної стрілки встановлюватися в напрямі до лінії, що проходить з півночі на південь.

Кінець магнітної стрілки, який вказує на північ, умовно назвали північним ( $N$ ), а протилежний південним ( $S$ ) (рис. 3.38).

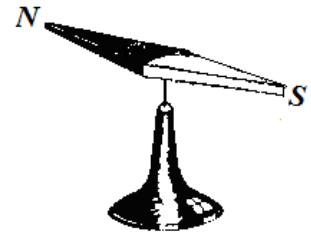


Рис. 3.38

Якщо в деякій ділянці простору на магнітну стрілку діють сили, які намагаються встановити її в певному напрямку, то кажуть, що там існує *магнітне поле*.

Подібно до того, як електричне поле характеризується векторною величиною  $E$ , котру називають *напруженістю* поля, то для характеристики магнітного поля вводять векторну величину  $B$ , яку слід було б теж назвати напруженістю, але за традицією іменують *індукцією магнітного поля*.

Реакція руху стрілки компаса в магнітному полі дає можливість завдати *лінії магнітної індукції* за аналогією до силових ліній електричного поля.

Вектор магнітної індукції  $B$  є дотичним до силової лінії, що проходить через дану точку. Величину вектора  $B$  можна пов'язати з силою, яка діє на північний кінець нескінченно малої магнітної стрілки, вміщеній в дану точку магнітного поля.

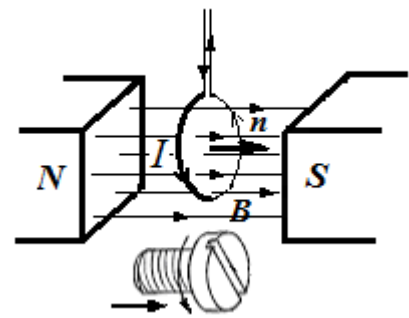


Рис. 3.39

Більш зручним, ніж магнітна стрілка, для кількісного дослідження магнітного поля є замкнений плоский контур зі струмом дуже малих розмірів (рис. 6.2). –маленька пробна рамка зі струмом.

Досліди показують, що магнітне поле повертає рамку з струмом і орієнтує її в певному напрямі.

Орієнтацію рамки характеризують напрямом *нормалі*  $n$  до площини рамки, пов'язаним з напрямом струму  $I$  правилом правого **гвинта**. Таку нормаль називають додатною.

Існує декілька мнемонічних правил (рис. 3.40), які полегшують бачення зв'язку між напрямом струму і напрямом магнітного поля:

**а) Правило гвинта .**

Якщо обертати головку гвинта за (чи проти) стрілкою годинника, то він буде загвинчуватись (або вигвинчуватись). Напрямок поступального руху гвинта збігається з напрямом струму, а напрям обертання голівки гвинта збігається з напрямом ліній магнітної індукції.

**б) Правило правої руки:**

Якщо обхопити провідник правою рукою так, щоб відставлений великий палець вказував напрям струму, то інші пальці покажуть напрям ліній магнітної індукції поля, які огинають провідник

**в)** Ще простіше, ніж гвинт, розглядати **пробку на пляшці з водою** – пристрій, відомий кожному з дитинства.

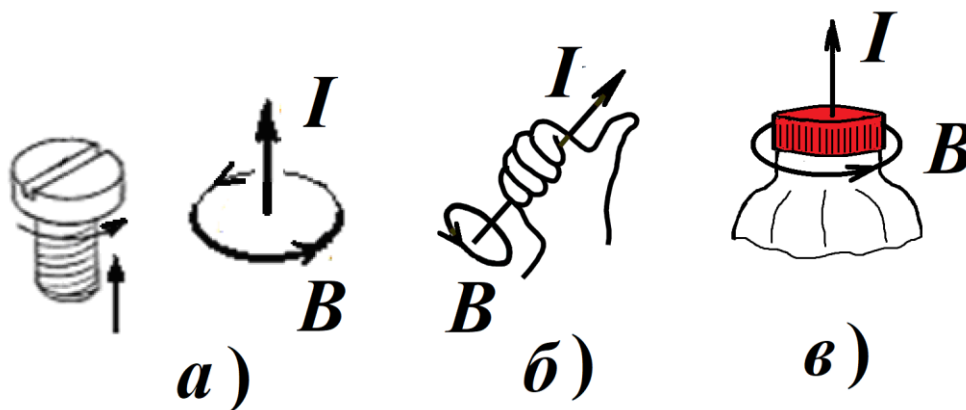


Рис. 3.40

Якщо помістити такий контур в магнітне поле, то на нього буде діяти пара сил і поле встановить контур позитивною нормаллю в певному напрямку. Цей напрям і приймають за напрям магнітного поля в даній точці (рис. 6.2).

Дія магнітного поля на плоский контур зі струмом визначається величиною

$$p_m = iS ,$$

яку називають *магнітним моментом* контура зі струмом. Магнітний момент слід розглядати як вектор, напрям якого збігається з напрямом додатної нормалі, тобто

$$\mathbf{p}_m = iS\mathbf{n} \quad (3.104)$$

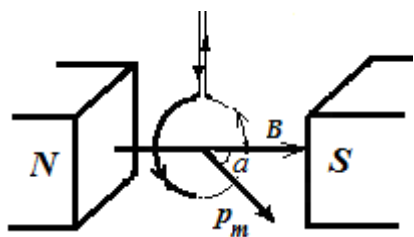


Рис. 3.41

Якщо повернути контур на деякий кут  $\alpha$  щодо його усталеного положення (рис. 3.41), то виникає обертовий момент, який прагне повернути контур в рівноважний стан.

Цей момент дорівнює векторному добутку магнітного моменту  $\mathbf{p}_m$  і магнітної індукції  $\mathbf{B}$ :

$$\mathbf{M} = [\mathbf{p}_m\mathbf{B}], \quad (3.105).$$

або за модулем

$$M = ISB \sin \alpha. \quad (3.106)$$

Цей обертовий момент максимальний, коли контур орієнтований перпендикулярно до магнітних ліній, тобто коли  $\sin \alpha = 1$ ;  $M_{\max} \sim IS$ . Відношення максимального обертового моменту до добутку сили струму  $I$  на площу поперечного перерізу контура  $S$  характеризує магнітне поле в тому місці, де розміщений контур. Це відношення і приймають за визначенням за модуль  $B$  вектора магнітної індукції:

$$B = \frac{M_{\max}}{IS} = \frac{M_{\max}}{p_m}. \quad (3.107)$$

*Магнітна індукція  $\mathbf{B}$  - вектор, модуль якого дорівнює максимальному обертовому моменту, що діє на пробний контур з магнітним моментом, рівним одиниці, а напрям визначається рівноважним напрямом додатної нормалі до пробного контура.*

Зі сказаного випливає, що магнітна індукція  $B$  характеризує *силову дію* магнітного поля на струм  $I$ , отже, є аналогом напруженості електричного поля  $E$ , яка характеризує силову дію електричного поля на заряд.



Рис.3.42.

Якщо напрям магнітного поля  $\mathbf{B}$  визначати за допомогою магнітної стрілки, то вісь стрілки (від південного полюса до північного) має збігатися з напрямом магнітного поля (рис. 3.42).



За допомогою залізних ошуків, які намагнічуються в досліджуваному полі і подібно маленьким магнітним стрілкам орієнтуються уздовж ліній магнітної індукції, картину магнітних силових ліній можна зробити «видимою».

На відміну від потенціального електростатичного поля, де силові лінії починаються на позитивних зарядах і закінчуються на негативних або на нескінченності, магнітне поле є вихровим: його силові лінії завжди замкнені. Іншими словами, магнітне поле не має джерел - магнітних зарядів в природі немає.

На рис. 3.43 наведені отримані таким способом картини магнітних полів кругового струму (а), довгої котушки-соленоїда (б), прямого постійного магніту (в).

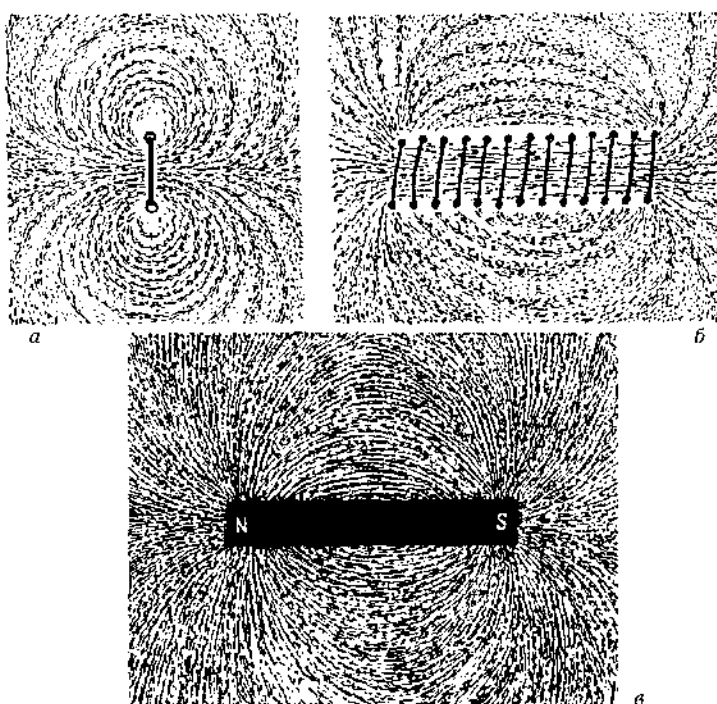


Рис. 3.43

називається тесла (Тл):  $1\text{Тл} = \frac{1\text{Н} \cdot \text{м}}{1\text{А} \cdot 1\text{м}^2} = 1 \frac{\text{Н}}{\text{А} \cdot \text{м}} = 1 \frac{\text{кг}}{\text{А} \cdot \text{с}^2}$ .

На підставі досліду встановлено, що різнойменні магнітні полюси притягуються (як і електричні заряди), однойменні відштовхуються. Оскільки звернений на північ кінець стрілки назвали північним полюсом, а притягуються різнойменні полюси, то поблизу північного географічного полюса Землі знаходиться півден-

Якщо говорити про магнітне поле постійного магніту, то прийнято вважати, що лінії виходять з північного полюса, входять в південний і замикаються всередині магніту (рис. 3.44).

За одиницю магнітної індукції прийнята індукція такого поля, в якому на контур площею  $1\text{ м}^2$  при силі струму  $1\text{ А}$  діє максимальний обертовий момент  $1\text{ Н} \cdot \text{м}$ . Така одиниця

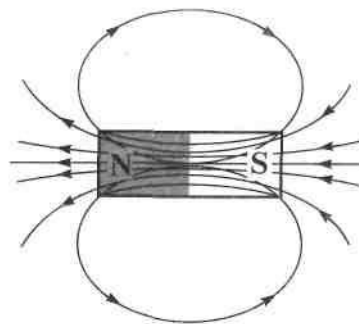


Рис. 3.44

ний магнітний. Іншими словами, магнітне поле Землі направлено з географічного півдня на північ (рис. 3.45).

Магнітне поле Землі затримує швидкі заряджені частинки космічних променів. Це робить можливим життя на Землі.

Оскільки існують елементарні заряджені частинки - носії електричних зарядів двох різних видів - то окремі тіла можна електрично зарядити або тільки позитивно, або тільки негативно.

Однак відокремити один з магнітних полюсів від протилежного неможливо.

Здавалося б, ми можемо розділити або ізолювати один від одного північний і південний полюси, розрізавши магніт навпіл (рис. 3.46). Розрізавши магніт навпіл, ми отримаємо два магніти, причому кожен з двома полюсами.

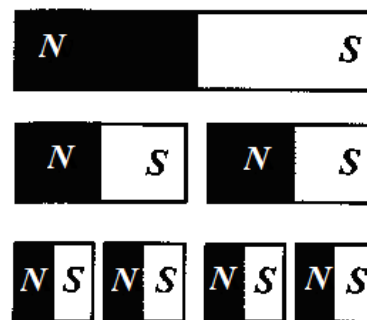


Рис. 3.46

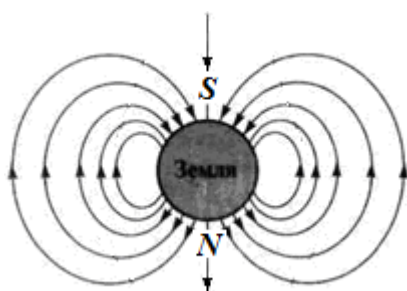


Рис. 3.45

Якщо ми продовжували б цей процес і далі, то, як показує дослід, нам ніколи не вдасться отримати магніт з одним полюсом. Полюси магніту не існують окремо.

Отже, і елементарні носії магнетизму, або, як їх називають, елементарні магнітики, також повинні мати два полюси. Дійшовши в нашому уявному розподілі до окремих атомів, ми отримаємо мікроскопічні магніти з північним і південним полюсами. Мікромагнітами є і окремі електрони.

У 1820 р датським фізиком Г. Х. Ерстедом було експериментально встановлено, що провідники, по яких течуть струми, здатні діяти на магнітну стрілку, тобто створювати магнітне поле.

Під час експерименту Ерстеда (рис. 3.47) магнітна стрілка, яка могла вільно обертатися навколо вертикальної осі, містилася під прямолінійним провідником з

постійним струмом. При включенні струму стрілка встановлювалася перпендикулярно до провідника. Зміна напрямку струму викликала поворот стрілки в протилежний бік.



Рис. 3.47.

З досліду Ерстеда витікає, що рухомі заряди (струми) змінюють властивості оточуючого їх простору, створюють особливий простір, в якому проявляється дія магнітних сил. Магнітні сили діють, на відміну від електростатичних, тільки на рухомі заряди або струми.

Таким чином, здатність створювати магнітне поле мають лише рухомі електричні заряди (електричний струм), а навколо нерухомих зарядів існує тільки електростатичне поле.

Магнітне поле, на відміну від електричного, не діє на нерухомий заряд. Сила виникає лише тоді, коли заряд рухається.

Отже, магнітне поле породжується рухомими електричними зарядами і, в свою чергу, діє тільки на рухомі заряди.

Магнітне поле, що виникає в просторі навколо провідників зі струмом, як і електричне поле, обумовлене нерухомими зарядами, є одним з видів матерії. Воно має певні фізичні властивості і характеризується енергією.

Підсумовуючи сказане, сформулюємо сучасну **концепцію магнітного поля**.

*Джерелами магнітного поля є рухомі електричні заряди, тобто електричні струми, а також намагнічені тіла (постійні магніти), в яких магнітне поле створюється магнітними моментами електронів в атомах. Крім того, магнітне поле виникає навколо електричного поля, що змінюється з часом.*

*Відмінна особливість магнітного поля полягає в тому, що воно діє тільки на рухомі заряди (струми). Отже магнітне поле породжується струмами і діє на струми.*

Магнітне поле є однією з частин *електромагнітного поля*. Як побачимо далі, поділ єдиного електромагнітного поля на електричну і магнітну частини є відносним і залежить від вибору системи відліку.

### **3.3.2. Закон Біо – Савара - Лапласа і його застосування для розрахунку полів**

Електричний струм, проходячи по провіднику, створює навколо провідника магнітне поле. Для розрахунку магнітних полів, створюваних провідниками різної

конфігурації, потрібно врахувати, що індукція магнітного поля визначається спільною дією всіх окремих ділянок провідника.

Досліди, проведені французькими фізиками Ж. Біо і Ф. Саваром і оброблені математично П. Лапласом, привели до висновку про те, що магнітна індукція  $d\mathbf{B}$  поля, створюваного в даній точці простору елементом струму  $I d\mathbf{l}$ , обернено пропорційна квадрату відстані  $r$  від елемента струму до точки спостереження. *Елементом струму  $I d\mathbf{l}$*  називають вектор, модуль якого дорівнює добутку сили струму уздовж провідника і нескінченно малого відрізка цього провідника, а напрямок збігається з напрямком струму, тобто напрямком швидкості впорядкованого руху носіїв струму.

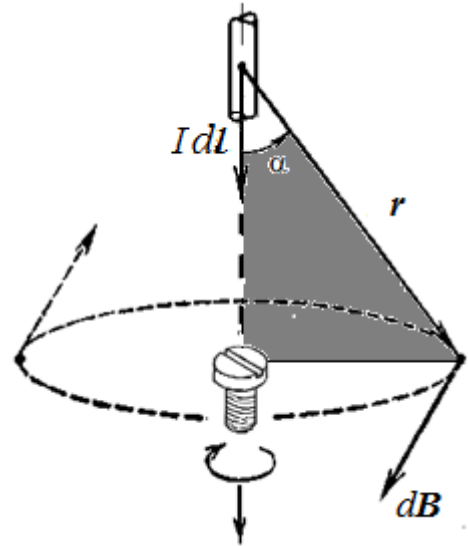


Рис. 3.48

Якщо позначити через  $r$  радіус-вектор, проведений від елемента струму в точку поля, що розглядається, то експериментально встановлений закон Біо - Савара-Лапласа має вигляд:

$$d\mathbf{B} = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \frac{[d\mathbf{l}, \mathbf{r}]}{r^3}, \quad (3.108)$$

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

Вектор  $d\mathbf{B}$  перпендикулярний до площини, що містить елемент струму  $I d\mathbf{l}$  і радіус-вектор  $r$  (рис. 3.48). Напрямок  $d\mathbf{B}$  визначається *правилом правого гвинта*. Із закону Біо – Савара - Лапласа випливає, що модуль вектора магнітної індукції  $d\mathbf{B}$

$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I dl \cdot \sin \alpha}{r^2}, \quad (3.109)$$

де  $\alpha$  - кут між напрямком на точку спостереження і напрямком елемента струму.

Для магнітного поля, так само, як і для електричного, справедливий принцип суперпозиції полів: вектор магнітної індукції  $\mathbf{B}$  поля, створеного системою провідників зі струмами, дорівнює сумі векторів магнітної індукції полів, створених кожним із провідників під час відсутності інших.

$$\mathbf{B} = \int d\mathbf{B}.$$

Якщо магнітне поле створюється провідником контуром  $L$  зі струмом  $I$ , то

$$\mathbf{B} = \int_L d\mathbf{B} = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \int_L \frac{[\mathbf{dl}, \mathbf{r}]}{r^3}, \quad (3.110)$$

де  $d\mathbf{B}$  - внесок елемента струму  $I\mathbf{dl}$  в результуюче магнітне поле,  $\mathbf{r}$  - вектор, проведений з елемента струму в дану точку.

За допомогою закону Біо-Савара-Лапласа, застосовуючи принцип суперпозиції, по вкладах кожного елемента струму можна знайти повне магнітне поле.

Як приклад обчислимо індукцію магнітного поля, що створюється струмом  $I$ , який протікає вздовж **прямого проводу**, в точці, віддаленій на відстань  $r_0$  від проводу (рис. 3.49).

Вектори полів  $d\mathbf{B}$  всіх малих елементів струму в цій точці мають однаковий напрямок (перпендикулярно до площини рисунка) і тому можна складати абсолютні значення магнітних індукції, тобто

$$B = \int dB. \quad (3.111)$$

З рис. 3.49 видно, що

$$r = \frac{r_0}{\sin \alpha}, \quad dl = \frac{r d\alpha}{\sin \alpha} = \frac{r_0 d\alpha}{\sin^2 \alpha}.$$

Підставляючи ці вирази у формулу (3.109), знаходимо, що магнітна індукція, створювана одним елементом струму, дорівнює за модулем

$$dB = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \frac{r_0 d\alpha}{\sin^2 \alpha} \frac{\sin^2 \alpha}{r_0^2} \sin \alpha = \frac{\mu_0 I}{4\pi r_0} \sin \alpha d\alpha. \quad (3.112)$$

Для провідника кінцевої довжини

$$B = \frac{\mu_0 I}{4\pi r_0} \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} \sin \alpha d\alpha = \frac{\mu_0 I}{4\pi r_0} (\cos \alpha_1 - \cos \alpha_2). \quad (3.113)$$

Тут  $\alpha_1$  і  $\alpha_2$  - кути між напрямом струму і напрямом до тієї

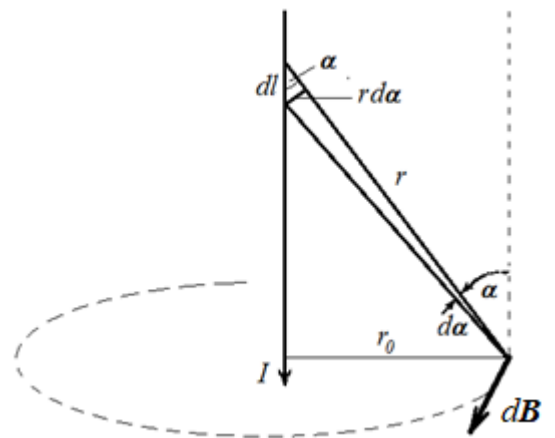


Рис. 3.49

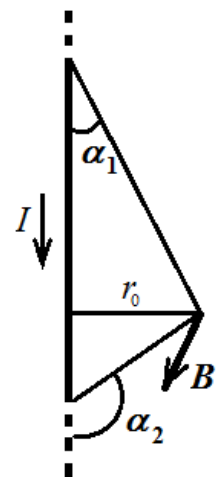


Рис.3.50.

точки, де визначається магнітне поле (рис. 3.50).

Якщо точка, в якій визначається магнітне поле, розміщена на однаковій відстані від кінців провідника, то

$$\cos \alpha_2 = -\cos \alpha_1.$$

Тоді формула (3.113) набуває вигляду

$$B = \frac{\mu_0 I}{2\pi R} \cos \alpha_1. \quad (3.114)$$

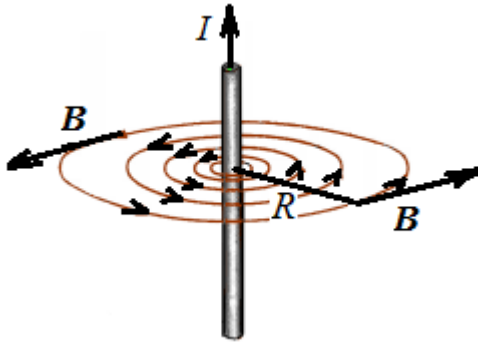


Рис. 3.51

У випадку *нескінченно довгого прямолінійного провідника* кути  $\alpha_1 = 0$  і  $\alpha_2 = \pi$ , так що за формулою (3.113) магнітне поле на відстані  $R$  від нескінченного прямолінійного провідника зі струмом дорівнюватиме

$$B = \frac{\mu_0 I}{2\pi R}. \quad (3.115)$$

Як випливає з формули (3.115), магнітна індукція нескінченного прямолінійного провідника зі струмом зменшується обернено пропорційно відстані  $R$  від

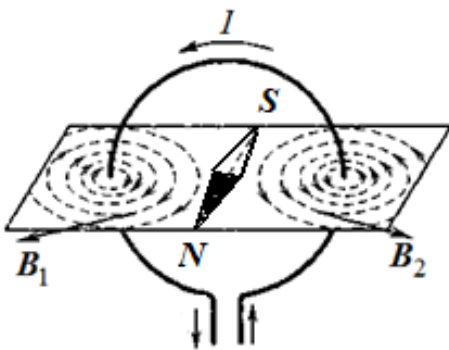


Рис. 3.52

проводу. Лінії магнітної індукції є концентричними колами, площини яких перпендикулярні до струму, а центри розташовані на осі струму (рис. 3.51). Їх напрям визначають за універсальним для магнетизму *правилом гвинта* - крутимо гвинт за лініями, отримуємо напрям струму, крутимо за струмом - отримуємо напрям ліній. Відстань між сусідніми силовими лініями зростає за гіперболічним законом - чим ближче до провідника, тим більшою є густина магнітних силових ліній.

Застосувавши закон Біо - Савара - Лапласа до обчислення магнітного поля *в центрі колового витка* радіуса  $R$ , по якому проходить струм  $I$  (рис. 3.52), отримуємо, що магнітна індукція в центрі кола становить (рис. 3.53)

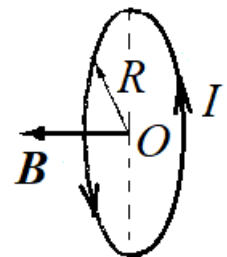


Рис. 3.53

$$B = \frac{\mu_0 I}{2R}. \quad (3.116)$$

*Соленоїдом* (рис. 3.54) називається циліндрична котушка, яка складається з великого числа спірально намотаних витків ізолюваного дроту, по якому проходить електричний струм. Якщо соленоїд достатньо довгий, то всередині його магнітне поле можна вважати однорідним і спрямованим паралельно осі. Для магнітної індукції нескінченно довгого соленоїда з  $n$  витками на одиницю довжини розрахунок дає:

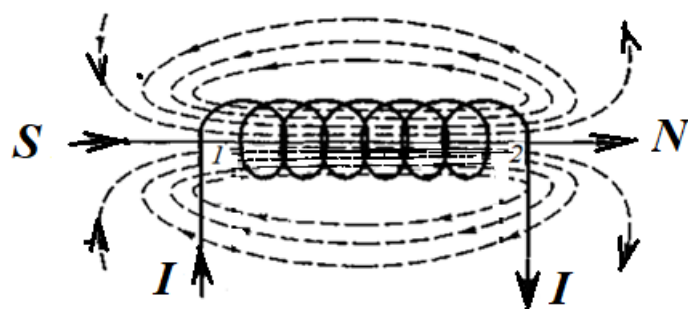


Рис. 3.54

$$B = \mu_0 n I \quad (3.117)$$

### 3.3.3. Дія магнітного поля на провідник зі струмом. Закон Ампера

Відмітна особливість магнітного поля - діяти на рухомі заряди та провідники зі струмом деякою силою.

Існування цієї сили можна продемонструвати простим дослідом (рис. 3.55). По двом паралельним горизонтальним провідникам як по рейках може перекинутися легкий провідний (алюмінієвий) циліндричний стрижень - перемичка. Кінці рейок підключені до дже-

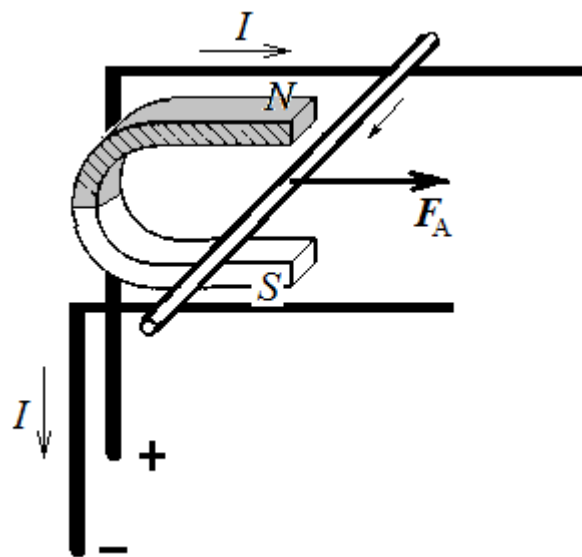


Рис. 3.55

рела постійного струму, перемичка замикає коло струму. Якщо піднести до перемички без струму магніт, вона залишається нерухомою - алюміній є слабомагнітних речовиною, відштовхуванням алюмінієвого стрижня від магніту можна знехтувати. Але якщо пропускати струм через стрижень, він під дією сили Ампера починає перекинутися по рейках в ту чи іншу сторону.

Дослідним шляхом А. Ампер встановив, що сила, яка діє на елемент провідника зі струмом  $I dl$  в магнітному полі, дорівнює векторному добутку елемента струму на вектор магнітної індукції (**закон Ампера**)

$$dF = I[dl, B]. \quad (3.118)$$

Модуль сили Ампера дорівнює

$$dF = I B dl \sin \alpha, \quad (3.119)$$

де  $\alpha$  - кут між векторами  $dl$  і  $B$ .

Напрямок сили Ампера визначається правилом векторного добутку (правилом гвинта). Сила  $dF$  є перпендикулярною до площини, в якій лежать вектори елемента струму  $I dl$  і магнітної індукції  $B$ .

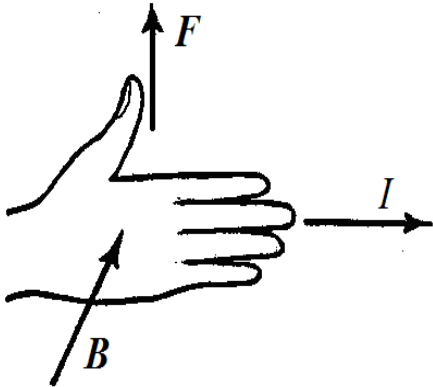


Рис. 3.56

Зручно також визначати напрям сили Ампера за допомогою **правила лівої руки**: якщо помістити ліву руку так, щоб магнітні силові лінії входили в її долоню, чотири випрямлених пальця вказували напрям струму, то відставлений убік великий палець вказує напрям сили Ампера (рис. 3.56).

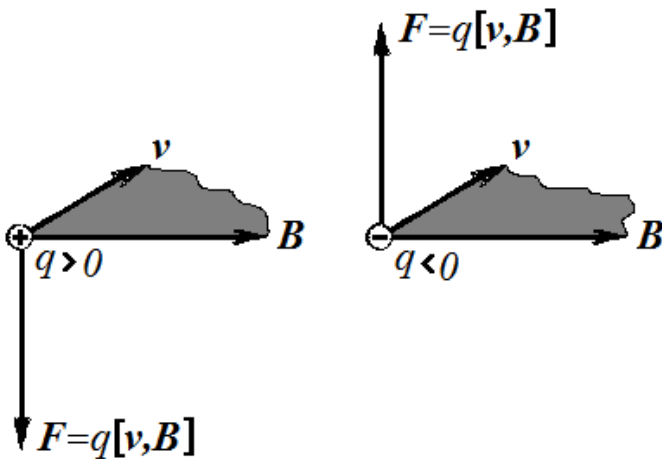


Рис. 3.57

У разі однорідного магнітного поля ( $B = \text{const}$ ) і прямолінійного провідника ( $\alpha = \text{const}$ ), сила, що діє на провідник зі струмом

$$F = \int dF = IB \sin \alpha \int dl = IB l \sin \alpha.$$

$$(3.120)$$

### 3.3.4. Дія магнітного поля на рухомий заряд. Сила Лоренца

Знаючи закон Ампера - вираз для сили, що діє на провідник довжиною  $l$  зі струмом  $I$  в магнітному полі  $B$ :

$$F_A = IB l \sin \alpha, \quad (3.121)$$



і беручи до уваги, що електричний струм є напрямлений рух заряджених частинок, можна визначити силу, що діє на окремий рухомий заряд в магнітному полі.

Позначимо через  $n$  кількість носіїв струму, що рухаються впорядковано, в одиниці об'єму провідника,  $v$  - швидкість цього руху,  $S$  - площу перерізу провідника,  $e$  - заряд частинки.

Тоді сила струму  $I = nevS$ , а добуток  $Il = nevSl$ . Добуток  $nSl$  дає повне число носіїв струму  $N$  в об'ємі провідника.

Тоді  $Il = Nev$ . а

$$F_A = Nev B \sin \alpha \quad (3.122)$$

Поділивши цю рівність на  $N$ , знайдемо силу, що діє на одну частинку

$$F = F_A / N = ev B \sin \alpha \quad (3.123)$$

Сила, що діє на рухомий заряд, перпендикулярна до швидкості заряду  $v$  і до магнітної індукції  $B$ , тому вираз для сили можна записати у вигляді векторного

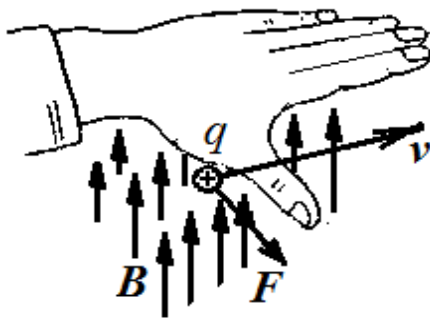


Рис. 3.58

добутку

$$F_L = e [v, B] \quad (3.124)$$

Цю силу  $F_L$ , що діє на частинку з електричним зарядом  $e$ , яка рухається зі швидкістю  $v$ , в зовнішньому магнітному полі з індукцією  $B$  називають **силою Лоренца** (або **магнітної силою**).

Модуль сили Лоренца дорівнює

$$F_L = e v B \sin \alpha, \quad (3.125)$$

де  $e$  - абсолютне значення рухомого заряду,  $v$  - модуль його швидкості,  $B$  - модуль індукції магнітного поля,  $\alpha$  - кут між векторами  $B$  і  $v$ . Слід підкреслити, що *нерухомий електричний заряд магнітне поле не діє*. Це відрізняє магнітне поле від електричного.

Направлена сила Лоренца перпендикулярно до площини, в якій лежать вектори  $v$  і  $B$  (рис. 3.57). Якщо заряд позитивний, напрям сили  $F_L$  (напрямок векторного добутку  $[v, B]$ ) визначається **правилом лівої руки** (рис. 3.58): коли магнітні си-

лові лінії входять в долоню, а чотири витягнутих пальці спрямовані уздовж швидкості заряду, то відігнутий на  $90^\circ$  великий палець вкаже напрям сили.

Якщо заряд негативний (рис. 3.57), то напрям сили змінюється на протилежний.

В електричному полі напруженістю  $E$  на заряд  $e$  незалежно від того, рухається він чи знаходиться в стані спокою, діє сила  $F_e = eE$ . Як показує дослід, електричне і магнітне поля діють незалежно. Тому в разі спільної дії електричного і магнітного полів результуюча сила

$$F = F_e + F_m = eE + e[v, B]. \quad (3.126)$$

Цю повну силу також часто називають силою Лоренца

### 3.3.5. Рух заряджених частинок в магнітному полі

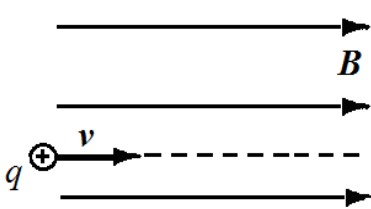


Рис. 3.59

1. Розглянемо *перший окремий випадок*, коли частинка масою  $m$  і зарядом  $q$  рухається в однорідному магнітному полі з індукцією  $B$  так, що швидкість частинки  $v$  спрямована паралельно магнітному полю. В цьому випадку сила Лоренца

$$F_L = q[v, B] = 0, \quad (3.127)$$

і, отже, частинка буде рухатися рівномірно і прямолінійно (рис. 3.59).

2. *Другий окремий випадок* має місце, коли частинка рухається зі швидкістю, перпендикулярною до вектора  $B$ . В цьому випадку сила дорівнює за модулем

$$F_L = qvB \sin(\pi/2) = qvB \quad (3.128)$$

і спрямована по нормалі до траєкторії частинки, надаючи їй нормального прискорення, що дорівнює за модулем

$$a_n = \frac{F_L}{m} = \frac{q}{m} vB. \quad (3.129)$$

Оскільки сила Лоренца  $F_L$  завжди спрямована перпендикулярно до швидкості  $v$  руху заря-

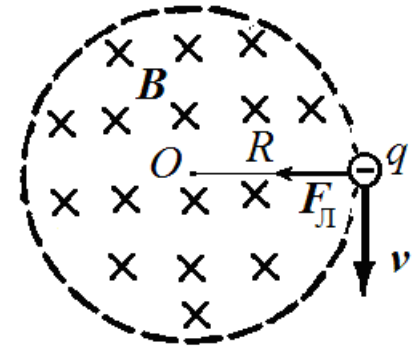
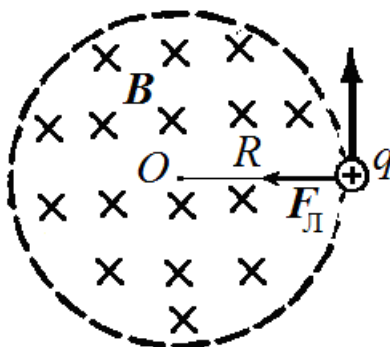


Рис. 3.60

дженої частинки, вона не змінює величини швидкості, а змінює лише її напрям. Отже, кінетична енергія зарядженої частинки при русі в магнітному полі не змінюється, і *сила не виконує роботи* при будь-якому переміщенні зарядженої частинки.

Частинка буде рухатися по колу деякого радіуса  $R$  (рис. 3.60)

За другим законом Ньютона сила дорівнює добутку маси на прискорення (тут доцентрове  $a_n = \frac{v^2}{R}$ )

$$qv_{\perp}B = m \frac{v_{\perp}^2}{R}$$

звідки

$$R = \frac{mv_{\perp}}{qB} \quad (3.130)$$

Період  $T$  обертання частинки, тобто час, що витрачається на один оберт, визначимо, розділивши довжину кола  $2\pi R$  на швидкість частинки  $v_{\perp}$ :

$$T = \frac{2\pi R}{v_{\perp}} = \frac{2\pi}{\frac{q}{m} B}. \quad (3.131)$$

Як випливає з (3.131), період обертання частинки не залежить від її швидкості (енергії), а визначається тільки питомим зарядом ( $q/m$ ) частинки і магнітною індукцією поля.

Напрямок обертання частинки по колу показано на рис. 3.60 (магнітне поле направлено від нас). Якщо заряд  $q$  позитивний, то напрям вектора  $\mathbf{B}$  і кутової швидкості  $\omega$  протилежні. У разі негативного заряду  $q$  ці напрями збігаються. (Нагадаємо, що кутова швидкість  $\omega$  спрямована по осі обертання за правилом правого гвинта).

3. *Третій випадок* є загальним випадком руху зарядженої частинки в однорідному магнітному полі, коли її швидкість  $\mathbf{v}$  спрямована під довільним кутом  $\alpha$  до вектора магнітної індукції  $\mathbf{B}$ . Розкладемо вектор швидкості  $\mathbf{v}$  на дві складові: швидкість направлену вздовж поля ( $\mathbf{v}_{\parallel}$ ) і швидкість, перпендикулярну до поля ( $\mathbf{v}_{\perp}$ ) (рис. 3.61):

$$\mathbf{v} = \mathbf{v}_{\parallel} + \mathbf{v}_{\perp}$$

Модулі цих складових дорівнюють

$$v_{\parallel} = v \cos \alpha, \quad v_{\perp} = v \sin \alpha. \quad (3.132)$$

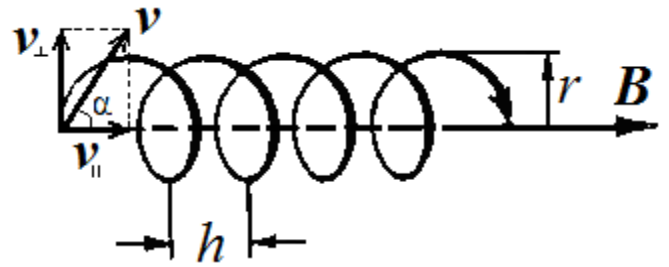


Рис. 3.61

Рухи з цими швидкостями є незалежними. Швидкість  $v_{\parallel}$  в магнітному полі не змінюється, тому що при русі паралельно полю магнітна сила (сила) дорівнює нулю. Тому в напрямку поля частинка рухається за інерцією рівномірно і прямолінійно зі швидкістю  $v_{\parallel} = v \cos \alpha$ .

Завдяки складовій  $v_{\perp}$  частинка повинна рухатися по колу, площина якого перпендикулярна до вектора  $\mathbf{B}$ , а радіус за формулою (3.130) дорівнює

$$R = \frac{v_{\perp}}{\frac{q}{m} B} = \frac{v \sin \alpha}{\frac{q}{m} B}. \quad (3.133)$$

В результаті складання обох незалежних рухів частинка буде рухатися по циліндричній спіралі (гвинтовій лінії), вісь якої збігається з лінією магнітної індукції (рис. 3.61).

Відстань  $h$  між сусідніми витками (крок гвинтової лінії) дорівнює

$$h = v_{\parallel} \cdot T.$$

Замінивши  $v_{\parallel}$  за формулою (3.132), а  $T$  за (3.131), отримаємо

$$h = \frac{2\pi m}{B q} v \cos \alpha. \quad (3.134)$$

Незалежність періоду обертання заряджених частинок в однорідному магнітному полі від їх швидкості (див. формулу (3.131)) покладена в основу прискорювача елементарних частинок – циклотрону. (рис. 3.62)

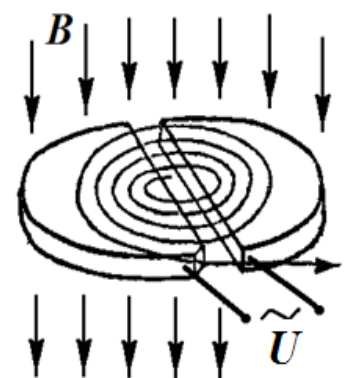


Рис. 3.62

### 3.3.6. Момент сил, що діють на контур зі струмом в однорідному магнітному полі

Розглянемо плоский прямокутний контур зі струмом  $I$ , який поміщений в однорідне магнітне поле з індукцією  $\mathbf{B}$  (рис. 3.63). Контур може обертатися навколо вертикальної осі  $OO'$ . Позначимо через  $\alpha$  кут між напрямом магнітного поля і напрямом нормалі до площини контура.

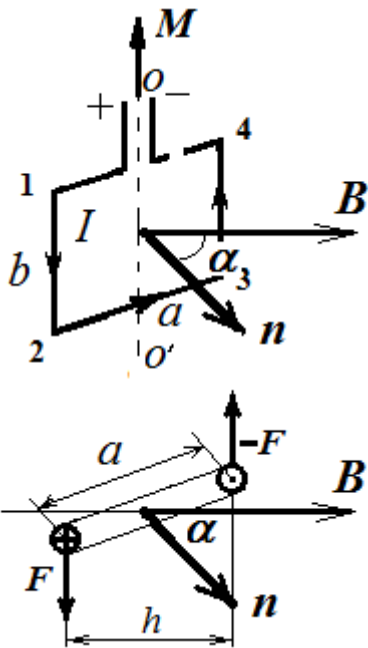


Рис. 3.63

Відповідно до закону Ампера сили, що діють на ділянки 1-4 і 2-3 контура, спрямовані вертикально, вони тільки деформують контур, прагнучи розтягнути його.

Сили ж, що діють на ділянки 1-2 і 3-4 контура, визначаються виразом

$$F = IbB$$

і прагнуть повернути контур так, щоб його площина була перпендикулярна магнітному полю.

Таким чином, з боку магнітного поля на контур діє пара сил з моментом, що дорівнює, як видно з рис. 3.63 внизу (на нижньому рисунку показаний вид на контур зверху уздовж вертикальної осі):

$$M = Fh = IbB a \sin \alpha = BIS \sin \alpha, \quad (3.135)$$

де  $h$  - плече пари сил,  $S = ab$  - площа контура. Напрямок - по осі вгору - механічного моменту, що обертає контур, показано на рис. 3.63 (для заданого напрямку струму і магнітного поля).

Під дією моменту  $\mathbf{M}$  контур повертається так, щоб вектори  $\mathbf{p}_m$  і  $\mathbf{B}$  стали паралельними і однаково спрямованими. Це відповідає положенню стійкої рівноваги. Стан, при якому вектори є антипаралельними, нестійкий.

Дія магнітного поля на провідник зі струмом у вигляді прямокутної рамки покладена в основу електродвигуна постійного струму.

## 3.4. Магніте поле в речовині

### 3.4.1. Намагнічування речовини

Як було зазначено, джерелами магнітних полів є заряди, що рухаються. Тому магнітні поля можуть створюватися не тільки електричними струмами, що проходять в провідниках (струмами провідності або макрострумами), але і рухом електронів в атомах, іонах і молекулах речовини (молекулярними струмами або мікрострумами).

Рух електронів в атомах підпорядковується квантовим законам. Однак для пояснення багатьох магнітних явищ можна використовувати напівкласичну модель атома.

За теорією датського фізика Н. Бора електрони обертаються навколо атомних ядер по замкнених орбітах. Крім того, вони здійснюють обертання навколо власних осей подібно обертанням планет навколо своїх осей. З таким внутрішнім обертанням пов'язаний певний механічний момент імпульсу, названий *спіном* електрона.

*Квантова механіка* замінила наочне уявлення про рух електронів по орбітах і про їх обертання навколо своїх осей більш загальною картиною руху. У цій картині не існує поняття траєкторії електрона. Хоча електрону в атомі не можна приписати рух по якійсь певній траєкторії (орбіті), термін «орбітальний рух» зберігся.

*Спін* (від англ. spin –обертатися) – власний момент імпульсу елементарних частинок, який має квантову природу і не пов'язаний з обертанням частинки як цілого.

*Електрон* має як магнітний момент, пов'язаний з рухом відносно атомного ядра (орбітальний магнітний момент), так і спіновий магнітний момент, пов'язаний з наявністю у електрона власного моменту імпульсу (спіна).

У дуже грубому наближенні як орбітальні, так і спинові обертання заряджених частинок аналогічні струмам і теж створюють магнітні поля.

*Магнітний момент атома* є векторною сумою магнітних моментів окремих електронів і може бути відмінний від нуля або дорівнювати нулю

Магнітний момент атомного ядра приблизно в тисячі разів менше електронного магнітного моменту, оскільки важкі атомні ядра рухаються значно повільніше легких електронів. Тому магнітним моментом атомного ядра нехтують, і відповідальними за магнітні властивості атомів виявляються електрони.

Внаслідок хаотичного теплового руху атомів їхні магнітні моменти у відсутності зовнішнього магнітного поля зазвичай орієнтовані хаотично. Збуджувані ними магнітні поля в навколишньому просторі компенсують одне одного.

При накладенні зовнішнього магнітного поля  $B_0$  магнітні моменти атомів орієнтуються в напрямку цього поля, і тоді компенсація порушується. У таких випадках кажуть, що тіло є намагніченим.

Всі речовини здатні намагнічуватися, вони набувають магнітних властивостей у зовнішньому магнітному полі, вони називаються *магнетиками*.

Коли речовина намагнічується, то виникає додаткове поле  $B'$ , яке додається до зовнішнього поля  $B_0$ , так що, згідно з принципом суперпозиції, повне поле в речовині

$$B = B_0 + B' \quad (3.136)$$

Магнітна індукція  $B$  характеризує магнітне поле в речовині і пов'язана з магнітною індукцією  $B_0$  у вакуумі співвідношенням

$$B = \mu B_0 \quad (3.137)$$

Безрозмірна величина  $\mu$  називається *магнітною проникністю*.

Магнітна проникність  $\mu$  показує у скільки разів збільшується або зменшується магнітна індукція в речовині у порівнянні з її значенням у вакуумі.

Всі магнетики в залежності від характеру реакції на зовнішнє магнітне поле можна поділити на три групи:

- 1) *парамагнетики*, у яких  $\mu > 1$  і вектор магнітної індукції власного магнітного

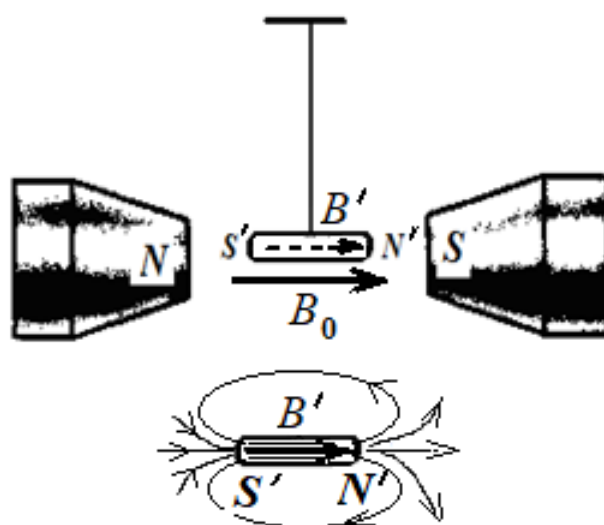


Рис. 3.64

поля  $B'$  напрямлений в той самий бік, що і вектор зовнішнього магнітного поля  $B_0$ ;

- 2) діамагнетики, у яких  $\mu < 1$ , а вектори  $B_0$  і  $B'$  напрямлені в протилежні боки;
- 3) феромагнетики, у яких  $\mu \gg 1$ .

Більшість речовин у зовнішньому полі намагнічуються дуже слабо.

Щоб побачити дію намагнічування, вдаються до спеціальних прийомів.

Можна підвішувати на ниточках маленькі стерженьки та підносити до них магніт.

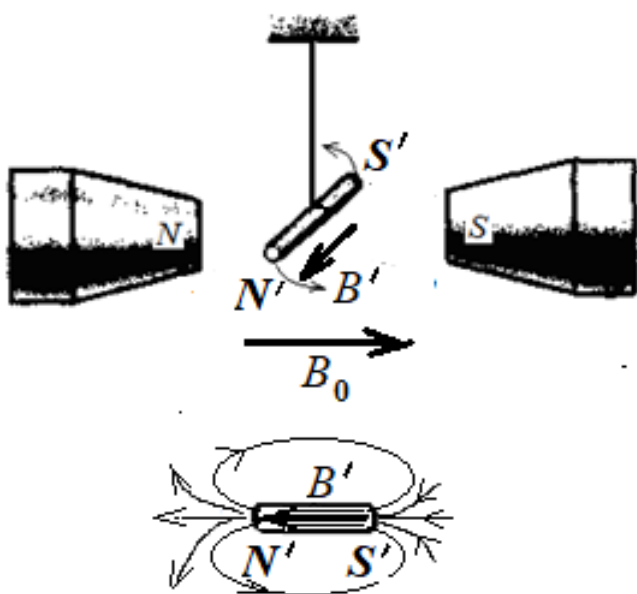


Рис.3.65

Ці стерженьки або втягуються (якщо магнітне поле зразка намагається встановитися вздовж поля, рис. 3.64), або відштовхуються у зворотному випадку (рис. 3.65).

У парамагнітних тілах (алюміній, платина, повітря) власне поле  $B'$  підсилює магнітний потік орієнтуючого поля і, отже, парамагнітні тіла притягуються до магніту (рис. 3.64).

На відміну від парамагнітних тіл діамагнітні тіла (мідь, срібло, бісмут) зменшують магнітний потік орієнтуючого поля.

Це означає, що в діамагнітних тілах під дією зовнішнього поля виникає власне магнітне поле, протилежне напрямку зовнішнього магнітного поля. Підвішений між полюсами сильного електромагніта невеликий мідний стрижень (рис. 3.65) намагнічується так, що північний полюс зразку  $N'$  виявляється навпроти північного полюса магніту  $N$ , а південний - навпроти південного. В результаті мідний зразок слабо відштовхується з магнітного поля.

Сильні магнітні властивості мають тільки феромагнітні речовини (залізо, нікель, кобальт, їхні сплави). Магнітне поле в них підсилюється у багато разів.



Як показує дослід, вектор магнітної індукції власного поля пара- і діамагнетика пропорційний вектору магнітної індукції зовнішнього поля  $B_0$ :

$$B' = \chi_m B_0 \quad (3.138)$$

Безрозмірний коефіцієнт пропорційності  $\chi_m$  називається *магнітною сприйнятливістю* речовини.

Очевидно, магнітна сприйнятливість  $\chi_m$  характеризує здатність речовини намагнічуватись у зовнішньому магнітному полі.

У *діамагнетиків* магнітна сприйнятливість  $\chi$  від'ємна і є малою за модулем,  $\chi < 0$ ,  $|\chi| \ll 1$ ,  $|\chi| \sim 10^{-6} - 10^{-9}$ , а магнітна проникність  $\mu < 1$ ;

У *парамагнетиків*  $\chi$  теж мала, але додатна,  $\chi > 0$ ,  $\chi \sim 10^{-3} - 10^{-6}$ ,  $\mu > 1$ ;

3) У *магнітовпорядкованих речовинах* (феро-, антиферо-, і ферімагнетиках)  $\chi$  додатна,  $\chi > 0$  і сягає дуже великих значень,  $\chi \gg 1$ ,  $10^2 < \chi < 10^5$ ,  $\mu \gg 1$ .

Результуюче магнітне поле у присутності магнетика дорівнює

$$B = B_0 + B' = B_0 + \chi_m B_0$$

Порівнюючи з (7.2), отримаємо

$$\mu = 1 + \chi_m \quad (3.139)$$

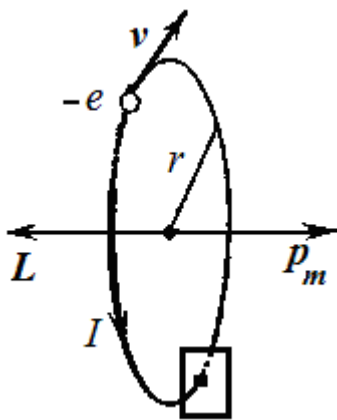


Рис. 3.66

### 3.4.2. Природа молекулярних струмів. Діа-, пара- і феромагнетизм

Скористаємося моделлю атома Н.Бора. Електрон, що рухається в атомі по коловій орбіті (рис.3.66), можна умовно порівняти з контуром зі струмом і вважати, що електрон утворює коловий струм.

Уявімо собі площадку, що перетинає орбіту електрона і є перпендикулярною до орбіти. За визначенням сила струму дорівнює заряду, що переноситься через площадку за одну секунду. За 1 с через неї буде перенесений заряд  $I = ev$ , де  $e$  – заряд електрона,  $v$  – число обертів електрона в секунду. Отже, магнітний момент такого контура дорівнює

$$p_m = IS = ev \pi r^2, \quad (3.140)$$

де  $r$  – радіус електронної орбіти. Зв'яжемо  $p_m$  зі швидкістю електрона  $v = \frac{2\pi r}{T} = 2\pi r \nu$  ( $T$  – період обертання електрона), отримаємо звідси  $\pi r v = \frac{v}{2}$ , підставляючи у вираз для  $p_m$ , отримаємо:

$$p_m = \frac{evr}{2}. \quad (3.141)$$

Ця величина називається *орбітальним магнітним моментом електрона*.

На рис. 7.3 електрон рухається за годинниковою стрілкою, а струм направлений в протилежний бік – проти годинникової стрілки, тому що заряд електрона негативний. Напрямок вектора  $p_m$  утворює з напрямком струму правогвинтову систему. Вектор  $p_m$  спрямований перпендикулярно площині орбіти на рис. 3.66 управо.

З іншого боку, електрон, що рухається по орбіті, має механічний момент імпульсу

$$L = m_e vr,$$

де  $m_e$  – маса електрона. Вектор  $L$  називають *орбітальним механічним моментом електрона*. Він також утворює з напрямком руху електрона правогвинтову систему. Вектор  $L$  спрямований перпендикулярно до площини орбіти на рис. 3.66 вліво.

Отже, для електрона (як негативно зарядженої частинки) напрями векторів  $p_m$  і  $L$  протилежні.

Відношення магнітного моменту елементарної частинки до її механічного моменту називається *магнітомеханічним* (або *гіромагнітним*) *відношенням*. Для орбітального руху електрона воно дорівнює

$$\frac{p_m}{L} = -\frac{e}{2m_e}. \quad (3.142)$$

Знак мінус вказує на те, що напрями моментів є протилежними.

Крім орбітальних моментів електрон має *власний механічний*  $L_s$  і *магнітний*  $p_{m,s}$  моменти, для яких *магнітомеханічне* відношення в два рази більше:

$$\frac{p_{m,s}}{L_s} = -\frac{e}{m_e}. \quad (3.143)$$

Власний механічний момент (*спін*) і пов'язаний з ним власний (спіновий) магнітний момент є невід'ємними властивостями елементарних частинок, як і їх маса і заряд. Спін має квантову природу і не пов'язаний з переміщенням частинки як цілого. У дуже грубому наближенні його пов'язують з обертанням частинки навколо власної осі.

Спін елементарних частинок (в проекції на напрям зовнішнього магнітного поля  $B_0$ ) виявляється цілим або напівцілим кратним фундаментальної постійної фізики – постійної Планка  $\hbar = 1,05 \cdot 10^{-34}$  Дж · с.

Зокрема, ця проекція вектора  $L_s$  для електрона дорівнює  $\frac{\hbar}{2}$ , тому зазвичай говорять, що спін електрона дорівнює половині. Відповідно, власний магнітний момент електрона (в проекціях на напрям  $B_0$ ) дорівнює

$$p_{m,s} = -\frac{e}{m_e} L_s = -\frac{e\hbar}{2m_e}. \quad (3.144)$$

Величину  $\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e} = 0,927 \cdot 10^{-23}$  Дж / Тл називають *магнетон Бора*. От-

же, власний магнітний момент електрона дорівнює одному магнетону Бора.

Як показується в квантовій теорії Бора, орбітальний механічний момент може приймати значення, кратні постійної Планка:  $L = n\hbar$ ,  $n = 1, 2, \dots$ . З урахуванням (7.7) отримуємо, що найменший відмінний від нуля орбітальний магнітний момент дорівнює  $|p_m| = \frac{e\hbar}{2m_e} = \mu_B$ . Таким чином, *магнетон Бора – найменша одиниця магнітного моменту, «квант» магнітного моменту.*

Як бачимо, магнітний момент електрона складається з орбітального і спінового магнітних моментів. Результуючий магнітний момент атома утворюється в результаті векторного додавання магнітних моментів всіх елементарних частинок, що містяться в атомі

Як уже зазначалося, магнітні моменти ядер в тисячі разів менше магнітних моментів електронів, тому ними нехтують. Тому загальний магнітний момент атома (молекули)  $p_a$  дорівнює векторній сумі магнітних моментів (орбітальних і спінових) електронів, що входять в атом (молекулу)

$$p_a = \Sigma p_m + \Sigma p_{ms}. \quad (3.145)$$

**Діамагнетики** складаються з таких частинок (атомів, іонів, молекул), в яких при відсутності зовнішнього магнітного поля магнітний момент атома (сума спінових і орбітальних магнітних моментів) дорівнює нулю.

. Оскільки електрон в атомі можна уподібнити до колового струму, що характеризується магнітним моментом  $p_m$ , то під час внесення атома в зовнішнє магнітне поле на електрон, що рухається по орбіті, почне діяти обертальний момент

$$M = [p_m, B_0],$$

який прагне встановити орбітальний момент електрона  $p_m$  у напрямку поля  $B_0$  (рис. 3.67). Під дією цього моменту  $M$  вектор орбітального моменту електрона  $p_m$  отримає додаткове рівномірне обертання, при якому вектор  $p_m$  стане описувати конус навколо напрямку  $B_0$  (рис. 3.67). Таким чином, вектор  $p_m$ , що є перпендикулярним до площини електронної орбіти, зберігає незмінний кут  $\alpha$  нахилу до зовнішнього поля і обертається навколо  $B_0$  з деякою кутовою швидкістю. Цей рух нагадує прецесію осі дзиги навколо вертикальної осі в полі сили тяжіння.

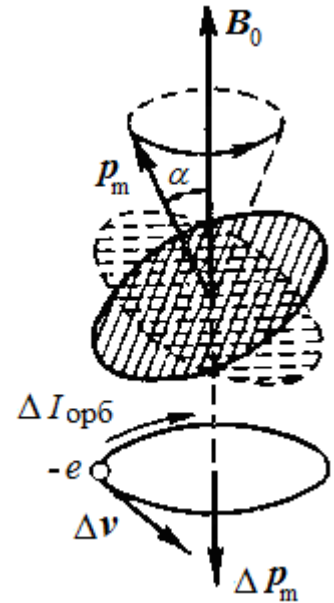


Рис. 3.67

Прецесія електронної орбіти створює додатковий рух електрона в зовнішньому магнітному полі  $B_0$ . Цей рух, як і будь-який рух зарядів, призводить до виникнення *індукованого магнітного моменту*, момент  $\Delta p_m$ , протилежний за напрямком до вектора  $B_0$  (рис. 3.67).

Отже, у діамагнітних речовин в зовнішньому магнітному полі  $B_0$  виникає *індуковане магнітне поле  $B'$* , яке є протилежним за напрямком та послаблює зовнішнє поле:

$$B = B_0 - B', \quad (3.146)$$

тобто магнітна сприйнятливість  $\chi < 0$ , а магнітна проникність  $\mu < 1$ .

До діамагнетиків відносяться інертні гази, азот, водень, багато металів: вісмут Bi, цинк Zn, мідь Cu, золото Au, срібло Ag, вода, смоли, скло, мармур, сіліцій Si, фосфор P, також багато інших, як органічних, так і неорганічних з'єднань. Людина в магнітному полі поводить себе теж як діамагнетик.

**Парамагнетики** - також є слабомагнітними речовинами, але вони намагнічуються вздовж поля. У парамагнетиків векторна сума орбітальних та спінових моментів електронів не дорівнює нулю, тому молекули парамагнітної речовини мають власне магнітне поле.

Якщо зовнішнє магнітне поле відсутнє, ці магнітні мікрополя молекул тепловим рухом орієнтовані в просторі хаотично, і тому сумарне магнітне макрополе парамагнетика дорівнює нулю.

Під час внесення парамагнітної речовини в зовнішнє магнітне поле  $B_0$  у електронів речовини, також як у діамагнетиків, виникає прецесія. Однак зовнішнє магнітне поле не тільки індукує додатковий магнітний момент  $\Delta p_m$ , а й орієнтує власний момент атомів.

Спрямований вздовж поля магнітний момент, що виникає при цьому, виявляється набагато більшим, ніж індукований магнітний момент  $\Delta p_m$ , який спрямований проти поля.

В результаті сумарне власне магнітне поле парамагнетика  $B'$  стає відмінним від нуля і направлене вздовж зовнішнього поля  $B_0$ .

Отже, парамагнетик, поміщений в зовнішнє магнітне поле, підсилює це поле:

$$B = B_0 + B', \quad (3.147)$$

магнітна сприйнятливість парамагнетика  $\chi > 0$  і магнітна проникність  $\mu > 1$ .

Під час внесення парамагнітного зразка (наприклад, магнієвого стрижня) в поле сильного електромагніта, він встановлюється уздовж поля і слабо притягується до найближчого полюсу (рис. 3.64).

До парамагнетикам відносяться лужноземельні і лужні метали - натрій Na, калій K, кальцій Ca, а також платина Pt, алюміній Al, з газів - кисень O<sub>2</sub>.

У повсякденному житті ми спостерігаємо властивості тільки сильномагнітних речовин – феромагнетиків.

**Феромагнетиками** називаються речовини, в яких власне (внутрішнє) магнітне поле в сотні і тисячі разів сильніше зовнішнього магнітного поля, що зумовило намагнічування. Феромагнетики мають самовільну намагніченість, тобто вони можуть залишатися намагніченими навіть за відсутності зовнішнього магнітного поля.

До феромагнетиків належать: залізо Fe (від якого походить назва «феромагнетизм»), нікель Ni, кобальт Co, гадоліній Gd, їх оксиди і сульфідні, сплави з феромагнітних компонентів на основі марганцю і хрому та ін.

Відповідальними за велику величину намагніченості феромагнетиків є власні (спінові) магнітні моменти електронів, що належать іонам кристалічної ґратки.

За певних умов в кристалах можуть виникати сили, які змушують спінові магнітні моменти електронів розміщуватися паралельно один одному. Походження цих сил є чисто квантово-механічний ефектом, обумовленим хвильовими властивостями електронів. В результаті будь-яке феромагнітне тіло виявляється розбитим на малі області *спонтанного (самовільного) намагнічення*, які називають *доменами*. Домени мають розміри приблизно 1 – 10 мкм.

У межах кожного домену феромагнетик спонтанно гранично намагнічений і має певний магнітний момент. Напрями цих моментів для різних доменів є різними (рис.3.68). Стрілками тут умовно зображені магнітні моменти електронів. Енергетично вигідними станами доменів є замкнуті магнітні кола, так що під час відсутності зовнішнього поля сумарний магнітний момент всього тіла дорівнює нулю.

Дія зовнішнього поля  $B_0$  на домени на різних стадіях процесу намагнічування показана послідовно на рис 3.68. Спочатку, за слабких полів, спостерігається *зміщення меж доменів*. За рахунок об'ємів сусідніх доменів зростають

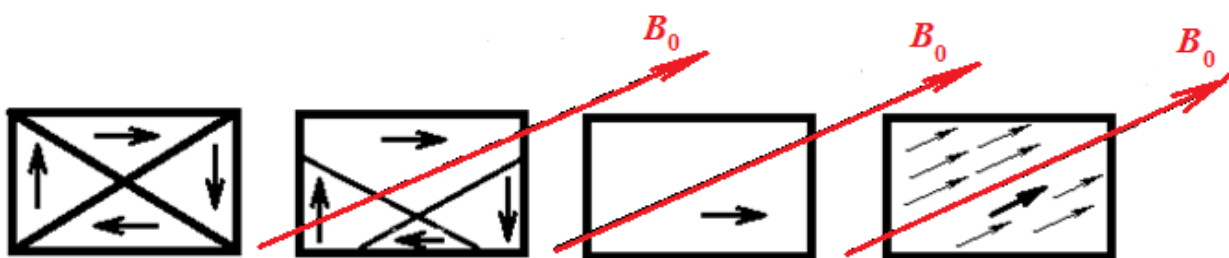


Рис. 3.68

об'єми доменів, у яких намагніченість орієнтована найближче і вигідніше до напрямку зовнішнього магнітного поля.

Зі збільшенням зовнішнього поля цей процес йде до тих пір, поки домени, які мають в магнітному полі меншу енергією, не поглинуть повністю енергетично менш вигідні домени.

На кінцевій стадії відбувається зміна напрямку спонтанної намагніченості окремих доменів шляхом повороту магнітних моментів доменів в напрямку поля. При цьому моменти електронів в межах домену повертаються одночасно, без порушення їх суворої паралельності один одному.

Намагніченість феромагнетиків залежить від температури. З підвищенням температури залишкове намагнічування зменшується і при певній температурі, яка називається *точкою Кюрі*, зникає зовсім. Це пояснюється досить інтенсивним тепловим рухом молекул феромагнетика і дезорієнтацією спінових магнітних моментів, домени руйнуються. Точка Кюрі для різних феромагнетиків неоднакова: для заліза 768 °С, нікелю - 358 °С, кобальту - 1127 °С, пермалою - 550 °С і т. п. З переходом через точку Кюрі феромагнетик поводить себе в зовнішньому магнітному полі як парамагнетик.

## 3.5. Електромагнітна індукція

### 3.5.1. Явище електромагнітної індукції. Закон Фарадея. Правило Ленца

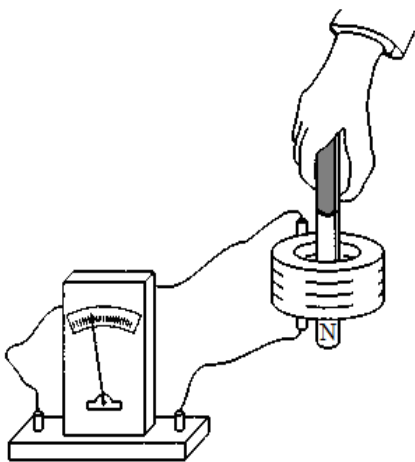


Рис. 3.69

**Досліди Фарадея. Індукційний струм.** У 1831 році засновник вчення про електромагнітні явища англійський фізик М. Фарадей відкрив одне з найбільш фундаментальних явищ в електродинаміці – явище електромагнітної індукції.

Нагадаємо деякі досліди, за допомогою яких можна продемонструвати це явище.

1. При всуванні (або висуванні) магніт**а** в котушку, на яку намотаний ізольований дріт, замкнутий на

гальванометр, стрілка гальванометра відхиляється, що свідчить про появу струму в колі (рис. 3.69).

Як тільки припиниться рух магніта, стрілка гальванометра повертається до нульового положення. Те ж явище спостерігається, якщо переміщати котушку відносно нерухомого магніта.

2. При русі котушки 1 в магнітному полі котушки 2 з'являється струм в колі котушки 1 (рис. 3.70). Струм в колі котушки 1 виникає як під час зближення котушок, так і під час віддалення їх. Якщо залишити котушку 1 нерухомою, а рухати котушку зі струмом 2, гальванометр також показує струм.

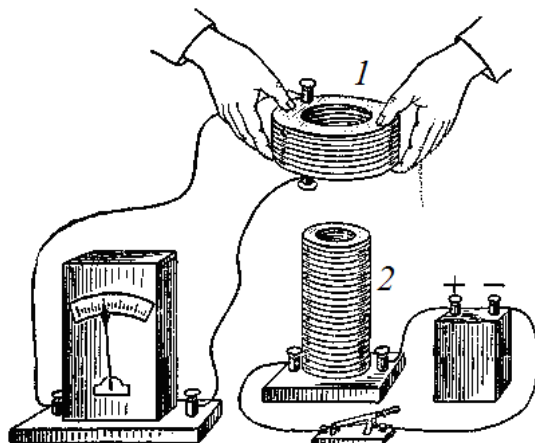


Рис. 3.70

3. Можна залишити обидві котушки 1 і 2 нерухомими, але змінювати силу струму в котушці 2 за допомогою реостата. Тоді в колі котушки 1 виникне струм.

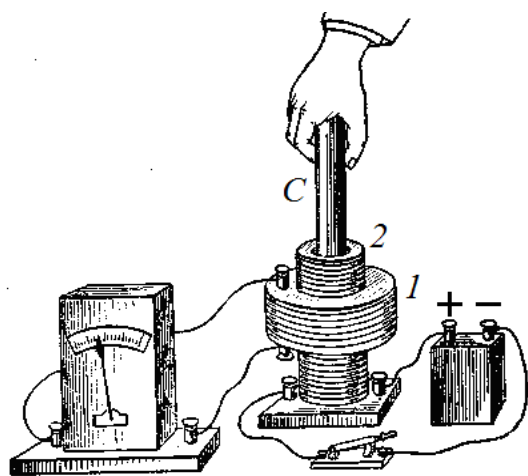


Рис. 3.71

4. Індукційний струм виникне, якщо залишити обидві котушки 1 і 2 нерухомими, але в котушку 2 всувати або висувати залізне осердя (рис. 3.71). Цей дослід підкреслює, що в явищі виникнення індукційного струму основну роль грає магнітна індукція, а не напруженість магнітного поля.

Досліди показують, що у всіх випадках причиною появи індукційного струму є зміна потоку магнітної індукції через поверхню, обмежену провідним контуром.

**Явище виникнення в провіднику електрорушійної сили при зміні магнітного поля, що пронизує площу контура провідника, називається електромагнітною індукцією.**

Якщо провідник замкнутий, то в ньому виникає електричний струм, який називається **індукційним**.



### 3.5.2. Потік вектора магнітної індукції

Потоком  $d\Phi_B$  вектора магнітної індукції  $\mathbf{B}$  або магнітним потоком через малу площадку  $dS$  (рис. 8.4) називається скалярна фізична величина, що дорівнює добутковій величині площадки  $dS$  і проекції  $B_n$  вектора магнітної індукції на нормаль до цієї площадки, тобто

$$d\Phi_B = B_n dS = B dS \cos \alpha \quad (3.148)$$

де  $\alpha$  – кут між вектором  $\mathbf{B}$  і вектором  $\mathbf{n}$ ,  $B_n$  – нормальна до поверхні  $dS$  складова вектора  $\mathbf{B}$  (рис. 3.72).

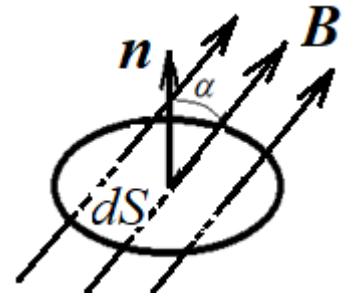


Рис. 3.72

Повний потік  $\Phi_B$  вектора магнітної індукції через довільну поверхню  $S$  дорівнює алгебраїчній сумі потоків через всі малі ділянки цієї поверхні - інтегралу по поверхні:

$$\Phi_B = \int_S \mathbf{B} d\mathbf{S} = \int_S B dS \cos \alpha = \int_S B_n dS = \int_S B dS_n. \quad (3.149)$$

В СІ одиниця магнітного потоку називається *вебер* (Вб). Магнітний потік в 1 Вб створюється магнітним полем з індукцією, рівною 1 Тл, через площу в  $1 \text{ м}^2$ , розташовану перпендикулярно до напрямку поля:

$$1 \text{ Вб} = 1 \text{ Тл} \cdot 1 \text{ м}^2.$$

Можна домовитися проводити стільки магнітних силових ліній через одиничну площадку, перпендикулярну напрямку поля, яка є за числом в цьому місці магнітна індукція. Тоді магнітний потік набуває наочний образ - це повне число магнітних силових ліній, що проходять через дану поверхню.

ЕРС індукції виникає, якщо потік  $\Phi_B$  магнітної індукції  $\mathbf{B}$  через поверхню, обмежену замкненим провідним контуром, змінюється з будь-яких причин – або контур переміщається, повертається, деформується, обертається в постійному магнітному полі, або контур є нерухомим, а потік  $\Phi_B$  змінюється за рахунок зміни магнітного поля  $\mathbf{B}$ .

При цьому ЕРС  $\varepsilon_i$  електромагнітної індукції в контурі пропорційна швидкості зміни потоку, тобто значенню похідної  $\frac{d\Phi_B}{dt}$ .

М. Фарадей експериментально вивів закон, що встановлює залежність ЕРС індукції від швидкості зміни магнітного потоку,

$$\varepsilon_i = -\frac{d\Phi_B}{dt}. \quad (3.150)$$

*ЕРС електромагнітної індукції в замкненому контурі чисельно дорівнює і протилежна за знаком швидкості зміни магнітного потоку через поверхню, обмежену цим контуром.*

### 3.5.3. Правило Ленца.

Е. Ленц встановив загальне правило визначення напрямку індукційного струму:

*індукційний струм завжди спрямований так, що створюване ним власне магнітне поле перешкоджає зміні магнітного потоку, яке збуджує індукційний струм.*

Наприклад, при збільшенні магнітного потоку, що пронизує поверхню, обмежену провідним контуром (рис. 3.73), в цьому провідному контурі виникає струм індукції такого напрямку, щоб своїм магнітним полем зменшити магнітний потік.

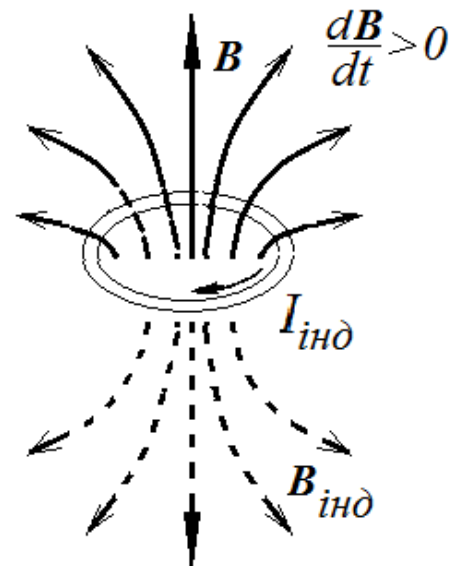


Рис. 3.73

Можна сформулювати правило Ленца коротше: *індукційний струм завжди має такий напрям, щоб послаблювати дію причини, яка збуджує його.*

Таке формулювання полегшує знаходження напрямку індукційного струму.

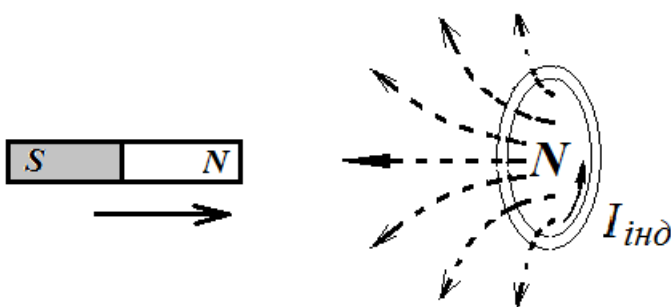


Рис. 3.74

Наприклад, якщо до провідного кільця наближати прямий смуговий магніт північним полюсом (рис. 3.74), то на боці кільця, зверненому

до магніта, буде виникати теж північний полюс (північний від північного відштовхується і протидіє наближенню магніта). Потім, користуючись правилом гвинта, можна визначити напрям струму індукції в кільці.

Математично правило Ленца відображається знаком мінус в рівнянні (3.150) закону Фарадея.

### 3.5.4. Природа ЕРС індукції.

Якою є фізична причина виникнення ЕРС індукції? Виникнення електро-рушійної сили індукції може бути обумовлено сторонніми силами різної фізичної природи.

При цьому можливі два випадки:

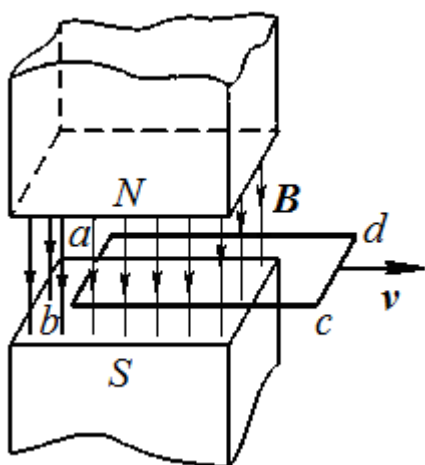


Рис. 3.75

1). Провідний контур рухається в постійному магнітному полі;

*Якщо магнітне поле є постійним, а магнітний потік змінюється внаслідок руху провідника, то ЕРС, що виникає, породжується силою Лоренца, яка визначається дією магнітного поля на рухомі (з контуром) заряди.*

Нехай прямокутна металева рамка  $abcd$  рухається з постійною швидкістю  $v$  в магнітному полі, як показано на рис. 3.75. Сторона  $ab$  перетинає силові лінії однорідного магнітного поля  $B$ , існуючого між полюсами магніту. ЕРС індукції в контурі  $abcd$  може бути обчислена за допомогою закону електромагнітної індукції (3.150).

Нехай за час  $dt$  контур пересунувся на  $dx$ . За визначенням швидкість

$$v = \frac{dx}{dt}.$$

Площа контура, що пронизується магнітним потоком, зменшилася на  $dS = l dx$  ( $l$  - довжина сторони  $ab$ ). Магнітний потік зменшився на

$$d\Phi_B = -B dS = -B l dx = -B l v dt,$$

звідки відповідно до закону Фарадея (3.150) **ЕРС індукції в рухомому провіднику**

$$\epsilon_{\text{інд}} = - \frac{d\Phi_B}{dt} = Blv. \quad (3.151)$$

2). Провідний контур в магнітному полі нерухомий, а магнітне поле змінюється.

Іншу фізичну природу має стороння сила, яка викликає індукційний струм і яка виникає в тому разі, коли контур залишається нерухомим, а змінюється магнітне поле (наприклад, у нерухому котушку вводиться магніт (рис. 3.69), або нерухома котушка знаходиться в змінному магнітному полі та ін.).

Відомо, що магнітне поле не діє на нерухомі заряди. Яка ж сила збуджує індукційний струм в нерухомому провіднику, що знаходиться в змінному магнітному полі?

Відповідь була дана видатним англійським фізиком Дж. К. Максвеллом. Згідно з Максвеллом, *всяке змінне магнітне поле збуджує в навколишньому просторі електричне поле  $E^{\text{вихр}}$*  (рис. 3.76).

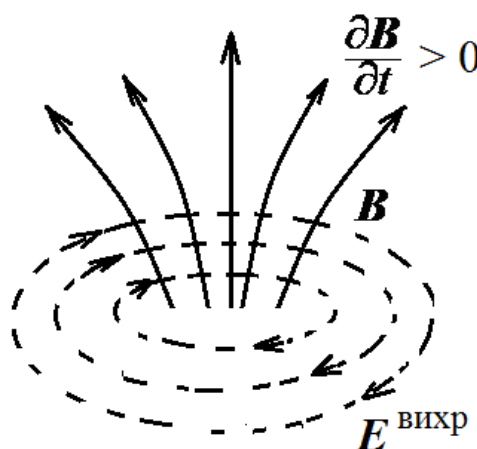


Рис. 3.76

Таке поле має вихровий характер. На відміну від статичного електричного поля, силові лінії якого завжди починаються і закінчуються на електричних зарядах або йдуть на нескінченність, силові лінії вихрового електричного поля, що породжується змінним магнітним полем, замикаються самі на себе.

Саме це вихрове електричне поле і діє на нерухомі електричні заряди, які починають рухатися, утворюючи струм індукції.

Як бачимо, механізм виникнення ЕРС індукції може бути різним, але кінцевий результат описується одним і тим самим законом Фарадея.

**Приклад.** Генераторами змінного струму називаються пристрої, що перетворюють механічну енергію в енергію електричного струму. Принцип дії генератора заснований на явищі електромагнітної індукції.

Нехай плоска дротяна рамка обертається в постійному магнітному полі. Вісь обертання рамки лежить в площині рамки і є перпендикулярною до вектора магнітної індукції  $\mathbf{B}$  (рис. П. 8.1).

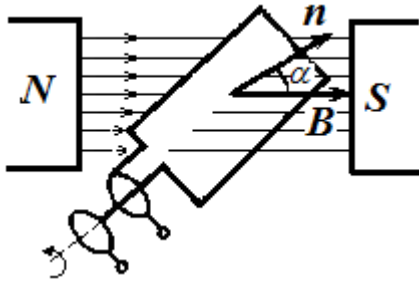


Рис. П.8.1.

Проведемо вектор  $\mathbf{n}$  нормалі до площини рамки і позначимо через  $\alpha$  кут між векторами  $\mathbf{n}$  і  $\mathbf{B}$ . Нехай в початковий момент часу  $\alpha = 0$ . Якщо кутова швидкість обертання рамки дорівнює  $\omega$  і вона постійна, то кут  $\alpha$  залежить від часу за законом  $\alpha = \omega t$ .

Магнітний потік через площу  $S$  рамки

$$\Phi = BS \cos \alpha = BS \cos \omega t.$$

Використовуючи основний закон електромагнітної індукції (49.6), знайдемо вираз для ЕРС індукції, що виникає в рамці

$$\varepsilon_i = -\frac{d\Phi}{dt} = B \cdot S \cdot \omega \cdot \sin \omega t. \quad (\text{П.8.1})$$

Таким чином ЕРС індукції змінюється за синусоїдальним законом

$$\varepsilon_i = \varepsilon_{\max} \sin \omega t,$$

де  $\varepsilon_{\max} = BS \omega$  - амплітудне значення ЕРС. Щоб зняти ЕРС, кінці провідника прикріплюють до контактних кілець; від кілець через ковзні контакти - щітки - ЕРС включають в коло споживача.

Зауважимо, що описану конструкцію використовують рідко, тільки в малопотужних генераторах. Справа в тому, що за допомогою ковзних контактів неможливо передати потужний струм високої напруги. Тому генератори конструюють так, щоб змінний струм індукувався б в нерухомій обмотці (статор), а обертався дво- або багатополісний електромагніт (ротор) (рис. П. 8.2).

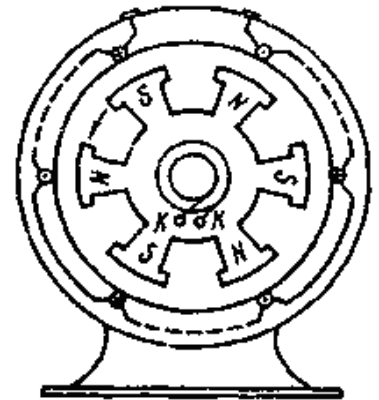


Рис. П.8.2.

**Приклад.** Індукційні струми можуть виникати в суцільних масивних провідниках при зміні магнітного потоку, що пронизує їх. Такі струми називають *вихровими* або *струмами Фуко*. Вихрові струми утворюються в провідному тілі або внаслідок зміни з часом магнітного поля, в якому воно знаходиться, або в результаті руху тіла в магнітному полі, при якому змінюється магнітний потік через тіло.

Вихрові струми самі вибирають замкнуті шляхи в товщі провідника, утворюючи вихроподібні контури. Згідно з правилом Ленца магнітне поле вихрових струмів направлено так,

щоб протидіяти зміні магнітного потоку, який індукує ці струми. В результаті на рухомий в магнітному полі масивний провідник діє гальмівна сила. Це явище використовується, зокрема, для гасіння коливань стрілок вимірювальних приладів.

Відповідно до закону Джоуля-Ленца вихрові струми нагрівають провідники, в яких вони виникають. Це призводить до втрат енергії, наприклад, в осердях трансформаторів. Доводиться вживати заходів для зменшення цих струмів, осердя збирають з окремих пластин, розділених ізолюючими прошарками, або замінюють феромагнітний матеріал осердя магнітодіелектриками (феритами).

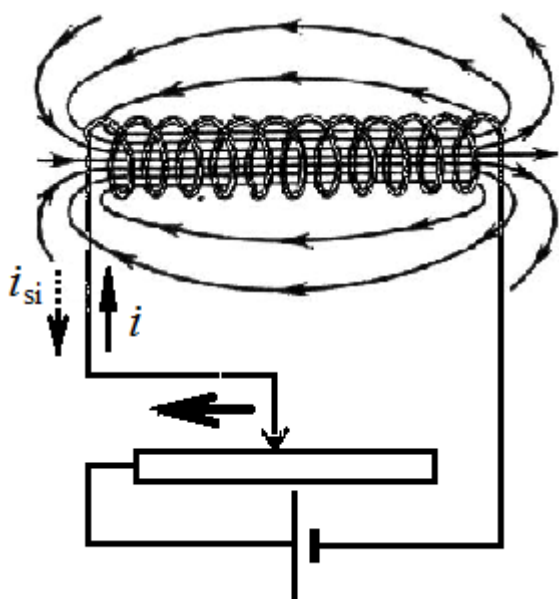
З іншого боку, тепло, що виділяється струмами Фуко, може бути використано для плавлення металів в так званих індукційних плавильних пічках. У побутовій кухонній індукційній плиті розігрів металевого посуду проводиться вихровими струмами, що створюються високочастотним магнітним полем частотою 20 - 100 кГц.

### 3.5.5. Явище самоіндукції. Індуктивність. Явище взаємної індукції. Трансформатор

Розглянемо дотяну соленоїдальну котушку, з'єднану з джерелом струму (рис. 3.77).

Магнітне поле довгої котушки можна вважати зосередженим тільки всередині неї. Будемо називати магнітний потік через поперечний переріз котушки з струмом *потокосцепленням* або *повним магнітним потоком*  $\Psi$ .

Нехай за допомогою реостата струм через котушку змінюється, наприклад, збільшується (рис. 3.77). Тоді збільшується і магнітне поле цього струму. У всіх



випадках, коли змінюється магнітний потік крізь контур, виникає електромагнітна індукція. В даному випадку магнітний потік, що змінюється, пронизує витки котушки і за законом електромагнітної індукції наводить в ній струм індукції.

*Виникнення ЕРС електромагнітної індукції в контурі внаслідок зміни сили*

Рис. 3.77

струму в цьому ж самому контурі називається **самоіндукцією**.

Згідно із законом електромагнітної індукції ЕРС самоіндукції дорівнює

$$\varepsilon_{si} = -\frac{d\Psi}{dt}. \quad (3.152)$$

За правилом Ленца додатковий до основного струм  $i_{SI}$  в котушці, що виникає, буде протидіяти причині, що викликала його, тобто струм самоіндукції перешкоджає будь-яким змінам основного струму в контурі. В даному прикладі струм самоіндукції  $i_{SI}$  буде спрямований назустріч зростаючому струмові  $i$  в котушці.

Відповідно до закону Біо-Савара-Лапласа магнітна індукція, а, отже, і створюваний струмом повний магнітний потік пропорційні силі струму в контурі

$$\Psi = LI. \quad (3.153)$$

Коефіцієнт пропорційності  $L$  називається **індуктивністю** котушки (контура).

Індуктивністю контура називається величина, що чисельно дорівнює відношенню повного магнітного потоку через контур, що створюється струмом, який протікає по цьому контуру, до сили струму.

$$L = \frac{\Psi}{I}.$$

В системі СІ за одиницю індуктивності приймається індуктивність такого контура, в якому струм силою в 1 А створює магнітний потік в 1 Вб. Ця одиниця називається **генрі** (Гн).  $1\text{Гн} = 1\text{Вб}/1\text{А}$ .

Як приклад, обчислимо індуктивність довгого соленоїда довжиною  $l$  і площею перетину  $S$ , обмотка якого містить  $n$  витків на одиницю довжини. Соленоїд можна розглядати як систему з  $N = nl$  послідовно з'єднаних витків. Повний магнітний потік через всі витки соленоїда (потокозчеплення) дорівнює

$$\Psi = N\Phi_0 = NBS = (nl) \cdot \mu\mu_0 nI \cdot S = \mu\mu_0 n^2 V \cdot I$$

Тут враховано, що магнітна індукція поля в соленоїді  $B = \mu\mu_0 nI$  та  $V = lS$  - об'єм соленоїда. Тоді індуктивність соленоїда

$$L = \mu\mu_0 n^2 V. \quad (3.154)$$

Як бачимо, індуктивність контура залежить від його форми і розмірів, а також від магнітної проникності середовища (середина ферромагнітна). Якщо осердя

соленоїда зроблене з феромагнітної речовини, то  $\mu$  залежить не тільки від матеріалу осердя, але і від сили струму в обмотці.

Визначимо ЕРС самоіндукції через індуктивність контура і силу струму

$$\varepsilon_{si} = -\frac{d}{dt}(LI) = -L\frac{dI}{dt}. \quad (3.155)$$

Електрорушійна сила самоіндукції дорівнює взятому з оберненим знаком добутку індуктивності контура на швидкість зміни сили струму в ньому.

Формула (8.8) справедлива для середовища, що заповнює контур і не є феромагнітним.

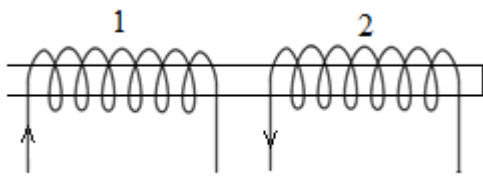


Рис. 3.78

Розглянемо тепер процес *взаємної індукції* між двома контурами, зображеними на рис. 3.78 у вигляді двох котушок, намотаних на загальне осердя.

Якщо в першому контурі проходить струм  $I_1$ , то він створює магнітний потік (потокозчеплення), через другий контур величина якого пропорційна  $I_1$ :

$$\Psi_{21} = L_{21} I_1. \quad (3.156)$$

Якщо сила струму  $I_1$  змінюється, то відповідно до закону електромагнітної індукції змінне магнітне поле першого контура збуджує в другому контурі ЕРС

$$\varepsilon_{21} = -L_{21} \frac{dI_1}{dt}. \quad (3.157)$$

Аналогічно, якщо в контурі 2 проходить струм  $I_2$ , то створений ним магнітний потік через контур 1

$$\Psi_{12} = L_{12} I_2, \quad (3.158)$$

і при зміні сили струму  $I_2$  в контурі 1 індукується ЕРС

$$\varepsilon_{12} = -L_{12} \frac{dI_2}{dt}. \quad (3.159)$$

Контури 1 і 2, які взаємодіють за допомогою магнітного поля, називаються *зв'язаними*.

Явище виникнення електрорушійної сили в одному з пов'язаних контурів при зміні сили струму в іншому називається **взаємної індукцією**.



Коефіцієнти пропорційності  $L_{12}$  та  $L_{21}$  називаються *взаємною індуктивністю* контурів 1 і 2.

Розрахунок показує, що для довільних контурів 1 і 2 при відсутності феромагнетиків ці коефіцієнти дорівнюють один одному

$$L_{12} = L_{21}. \quad (3.160)$$

Взаємна індуктивність залежить від форми, розмірів і взаємного розташування контурів, а також від магнітної проникності середовища. При наявності феромагнетика взаємна індуктивність залежить від сили струмів в контурах.

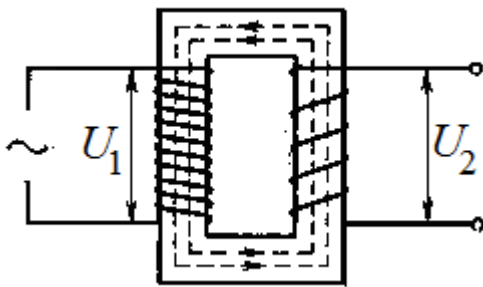


Рис. 3.79

*Взаємна індуктивність* двох зв'язаних контурів є величина, що чисельно дорівнює електрорушійній силі індукції, яка виникає в одному з контурів, при швидкості зміни сили струму в іншому контурі 1 А за 1 с.

Система з двох котушок, з'єднаних феромагнітним осердям, являє собою **трансформатор** (рис. 3.79).

За допомогою трансформатора можна підвищувати або знижувати напругу змінного струму.

Під час холостого ходу трансформатора, коли струм у вторинній обмотці відсутній, відношення абсолютних значень напруг на кінцях вторинної та первинної обмоток дорівнює відношенню відповідних чисел витків.

$$\frac{|U_2|}{|U_1|} = \frac{N_2}{N_1}. \quad (3.161)$$

Для трансформатора, що підвищує (знижує) напругу  $N_2 > N_1$  ( $N_2 < N_1$ ).

### 3.6. Поняття про рівняння Максвелла

Розвиваючи ідеї англійського вченого М.Фарадея про те, що взаємодія між електрично зарядженими тілами здійснюється за допомогою електромагнітного поля та узагальнюючи емпіричні закони електричних і магнітних явищ, Максвелл

сформулював закони, які і досі є фундаментом сучасної класичної електродинаміки - теорії електромагнітного поля.

Рівняння Максвелла пов'язують величини, що характеризують електромагнітне поле, з його джерелами, тобто з розподілом в просторі електричних зарядів і струмів і дозволяють вирішити основну задачу електродинаміки: по заданому розподілу зарядів і струмів визначити характеристики створюваних ними електричних і магнітних полів.

Система рівнянь Максвелла, що описують електромагнітне поле, містить *чотири основні закони електромагнетизму*.

**Перший** з них – це узагальнення закону взаємодії нерухомих електричних зарядів – закону Кулона, який формулюють інакше у вигляді так званої *теорему Гаусса*.

Для формування цієї теореми вводиться потік  $\Delta\Phi_E$  вектора напруженості  $\mathbf{E}$  електричного поля крізь елемент поверхні  $\Delta S$  як добуток  $E_n\Delta S$ , де  $E_n$  - проекція вектора  $\mathbf{E}$  на напрям нормалі  $\mathbf{n}$  до площинки  $\Delta S$ . Потік напруженості через довільну поверхню визначається як алгебраїчна сума потоків крізь її елементи.

Якщо домовитися обирати густоту ліній, тобто кількість ліній, розраховану на одиницю площі поверхні, орієнтованої перпендикулярно до ліній, рівною модулю  $E$  напруженості поля, то кількість ліній, які пронизують будь-яку замкнену поверхню, пропорційна повному заряду  $q$ , що міститься всередині цієї поверхні:

$$\Phi_E = q/\epsilon_0$$

Це означає, що з кожного позитивного заряду  $q$  виходить  $q/\epsilon_0$  ліній напруженості, а на кожному негативному заряді закінчується  $|q|/\epsilon_0$  ліній напруженості.

**Другий** закон – це *теорема Гаусса для магнітного поля*, згідно з якою потік вектора магнітної індукції  $\mathbf{B}$  крізь будь-яку замкнену поверхню дорівнює нулю. Ця теорема відображає вихровий характер магнітного поля (лінії індукції магнітного поля являють собою замкнені криві) і відсутність в природі магнітних зарядів, аналогічних електричним (магнітне поле породжується тільки електричними струмами).

**Третій закон** - закон *електромагнітної індукції Фарадея*, згідно з яким змінне магнітне поле породжує вихрове електричне поле.

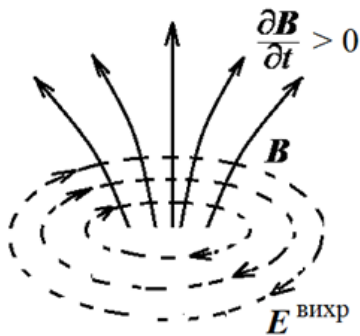


Рис. 3.80

Це рівняння дає поглиблене тлумачення явища електромагнітної індукції і є його математичним формулюванням. Відповідно до закону Фарадея, при зміні магнітного потоку  $\Phi_B$  через замкнутий провідний контур, збуджується електрорушійна сила індукції

$$\varepsilon_i = - \frac{d\Phi_B}{dt}.$$

Максвелл, однак, підійшов до розгляду явища електромагнітної індукції з дещо іншої точки зору, ніж Фарадей. Згідно Фарадею, електромагнітна індукція полягає в збудженні *електричного струму*  $i$ , отже, для її прояви необхідна наявність *замкненого провідника*. З точки зору Максвелла, основним в явищі електромагнітної індукції є *збудження електричного поля*, а не струму, так що це явище існує і в тому випадку, коли в просторі взагалі немає ніяких провідників (рис. 3.80), тобто в діелектрику або в вакуумі. Провідний контур в дослідях Фарадея грає роль індикатора для виявлення вихрового електричного поля.

**Четвертий закон** є узагальненням на змінні поля емпіричного закону Біо-Савара-Лапласа.

Максвелл висунув гіпотезу, що магнітне поле породжується *не тільки струмами*, що проходять у провіднику, *але й змінними електричними полями* в діелектрику або вакуумі. Величина, пропорційна швидкості зміни електричного поля за часом, була названа Максвеллом *струмом зміщення*.

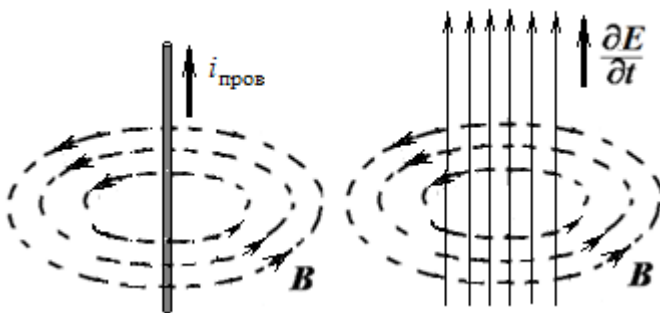


Рис. 3.81

Фізичний зміст цього рівняння Максвелла полягає в тому, що як струм провідності, так і струм зміщення (змінне електричне поле) створюють магнітне поле (рис. 3.81).

Аналізуючи систему рівнянь

електромагнітного поля, Максвелл прийшов до висновку, що ці рівняння допускають існування пов'язаних між собою електричних і магнітних полів, які поширюються в просторі зі швидкістю світла – електромагнітних хвиль, які пізніше були експериментально виявлені Г. Герцем.

### **Контрольні питання**

1. По двом паралельним прямим провідникам в одному напрямі проходять однакові струми. Чому дорівнює індукція магнітного поля в точці, розміщеній точно посередині відстані між провідниками? Яким буде поле, якщо струми мають протилежний напрям?
2. По двом паралельним прямим провідникам проходять постійні струми. За рахунок чого виконується робота, якщо провідники переміщуються відносно один одного під час взаємодії?
3. Відомо, що існують два види електричних зарядів – позитивні і негативні, які можна розділити просторово. Чи можна розділити магніт на два різнойменних полюси – північний і південний?
4. Чим пояснюється межа намагнічення – магнітне насичення – феромагнетиків?
5. Чим пояснюються сильномагнітні властивості феромагнетиків?
6. Чим пояснюється виникнення внутрішнього додаткового магнітного поля під час поміщення речовини у зовнішнє магнітне поле?

## **4. Коливання і хвилі**

### **4.1. Вільні гармонічні коливання**

#### **4.1.1. Основні поняття і визначення коливань**

Рухи і процеси, що характеризуються властивістю періодичності, в ході яких система багаторазово відхиляється від положення рівноваги і знову повертається до нього, називається коливаннями.

Наприклад, хитання маятника годинників, рух балансира в годинниковому механізмі, хитання тягарця на пружині, коливання струни, рух стовпа повітря в духовому інструменті, зміна напруги між обкладинками конденсатора в електричному коливальному контурі, коливання атомів кристалічної решітки твердого тіла і т.д.

Фізична природа коливної величини може бути різною. Наприклад, коливання маятника і коливання сили струму в електричному коливальному контурі. Однак в коливальних процесах різної природи спостерігаються одні і ті ж закономірності, які описуються одними і тими ж математичними і фізичними моделями.

Якщо позначити деяку фізичну величину через  $x(t)$ , то значення  $x(t)$  повторюється через найменший проміжок часу  $T$ , який називається **періодом коливань**:  $x(t + T) = x(t)$ .

Таким чином, період коливань  $T$  - це час одного коливання. Величина, зворотна періоду  $T$ , що дорівнює числу коливань в одиницю часу, називається **частотою коливань**

$$\nu = 1 / T. \quad (4.1)$$

Частота  $\nu$  вимірюється в герцах (Гц). 1 герц - це одне коливання в секунду. Крім цієї одиниці широко вживаються кілогерц (1 кГц =  $10^3$  Гц) і мегагерц (1 МГц =  $10^6$  Гц).

На рис. 4.1 наведені приклади коливань різної форми: а) складної форми; б) прямокутні; в) пилоподібні; г) синусоїдальні (гармонічні); д) згасаючі; е) наростаючі; ж) амплітудно-модульовані (АМ); з) частотно-модульовані (FM).

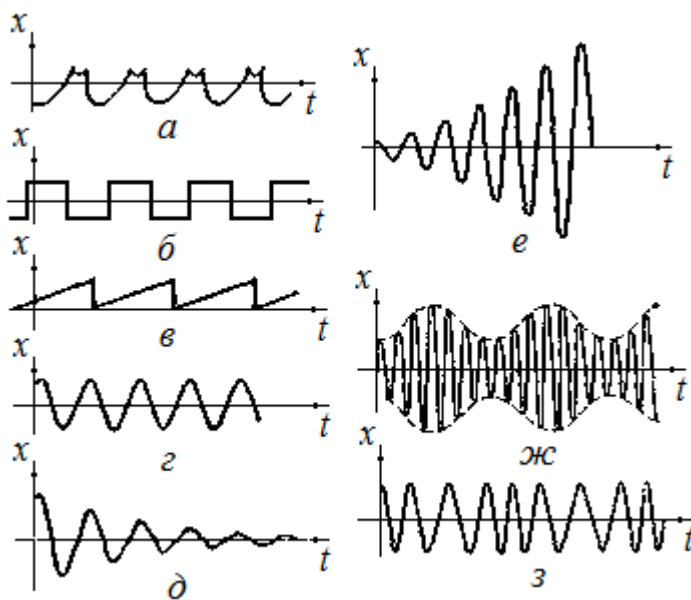


Рис. 4.1

При вивченні коливального руху цікавляться ознаками, що характеризують повторюваність руху:

- 1) **законом**, за яким повторюється рух в часі;
- 2) часом, через який система приходить до того ж самого стану (**періодом**);
- 3) найбільшим відхиленням величини, що коливається, від нульового значення (**амплітудою**).

За способом збудження коливання поділяють на:

- **вільні (власні)**, які відбуваються в системі, наданій самій собі після того, як їй був наданий поштовх або вона була виведена з положення рівноваги. Наприклад, коливання кульки, підвішеної на нитці (маятник);
- **вимушені**, що відбуваються при періодичному зовнішньому впливі;
- **автоколивання**, що відбуваються в системах, здатних регулювати надходження енергії постійного джерела для компенсації втрат;
- **параметричні**, що відбуваються при періодичній зміні будь-якого параметра коливальної системи (довжини маятника, ємності або індуктивності контура і т.п.).

У механічних коливаннях величиною, що змінюється періодично, є відхилення системи (матеріальної точки, системи матеріальних точок або тіла) від положення рівноваги, яке позначається  $x(t)$ . У положенні рівноваги  $x = 0$

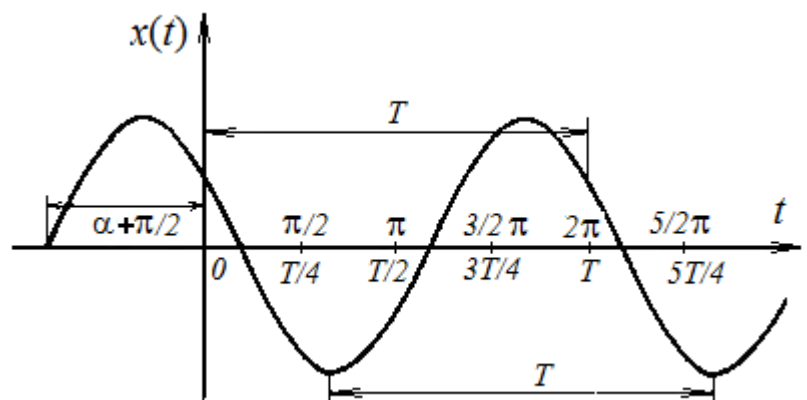
#### 4.1.2. Гармонічні коливання

Найбільш важливий різновид періодичних коливань - гармонічні коливання, при яких зміна з часом величини  $x$ , що коливається, відбувається за законом синуса (або косинуса), тобто виражається формулою:

$$x(t) = A \sin(\omega_0 t + \alpha) \text{ або } x(t) = A \cos(\omega_0 t + \alpha) . \quad (4.2)$$

максимальне значення  $x$  дорівнює  $A$  і називається *амплітудою* коливань. **Амплітуда** - це абсолютне значення найбільшого відхилення величини, що коливається, постійна позитивна величина.

Величина  $(\omega_0 t + \alpha)$ , що стоїть під знаком тригонометричної функції, називається *фазою коливання*,  $\omega_0$  - *кругова або циклічна частота*. Фаза вимірюється в кутових одиницях, тобто в градусах або радіанах. За допомогою фази характеризують відхилення величини, що коли-



вається  $x(t)$  від нульового значення,  $\alpha$  називається *початковою фазою коливання*, тобто значення фази при  $t = 0$ . Величина початкової фази  $\alpha$  визначає значення коливної величини  $x(t)$  в початковий момент часу. Дійсно, з (4.2) випливає, що при  $t = 0$   $x_{\text{початк}} = A \sin \alpha$ .

Кругова частота  $\omega_0$  пов'язана з періодом  $T$  і звичайною (або лінійною) частотою  $\nu$  співвідношеннями:

$$\omega_0 = \frac{2\pi}{T} = 2\pi\nu. \quad (4.3)$$

При зображенні гармонічних коливань на графіку по осі абсцис відкладають час (в секундах або в частках періоду) або фазу (в кутових одиницях). По осі ординат відкладають значення коливної величини  $x(t)$ .

Виходить крива - косинусоїда, або, що те ж, синусоїда, зрушена по осі абсцис вліво від нуля на величину  $\alpha + \pi/2$  (рис. 4.2).

Оскільки при вивченні коливань нас цікавить, головним чином, не значення коливної величини в даний момент часу, а ознаки, що характеризують повторюваність руху: частота, період, закон зміни величини, що коливається протягом періоду і т.д., то початковий момент часу може бути обраний абсолютно довільно. Тому, при вивченні *однієї величини*, що коливається, *початкова фаза не має ніякого значення*. Її можна вибором початку відліку часу зробити рівною нулю або  $\pi/2$  (для простоти формул).

Однак, **початкова фаза є суттєвою**, якщо ми маємо *дві і більше величин*, що коливаються з однаковою частотою за гармонічним законом, але досягають максимальних відхилень і проходять через нуль не одночасно. В цьому випадку необхідно: знати на яку частку періоду пізніше (або раніше) одна з величин досягає максимального значення (або проходить через нуль), ніж інша. Це може бути охарактеризоване *різницею (зсувом) фаз* цих величин. У

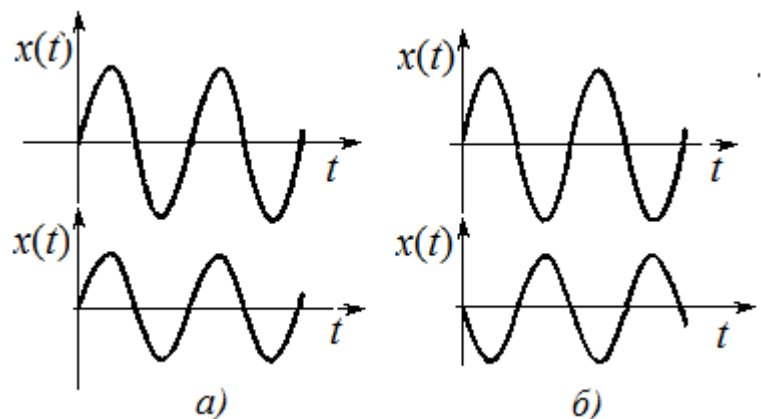


Рис. 4.3.

будь-який момент часу ця різниця фаз залишається постійною і рівною різниці початкових фаз. Завжди можна вибрати початковий момент часу так, щоб початкова фаза однієї з коливальних величин дорівнювала нулю. Тоді різниці фаз цієї та всіх інших величин дорівнюватимуть їх початковим фазам.

Про коливальні величини, які мають однакову частоту, які одночасно досягають максимальних значень, одночасно проходять нульові значення і змінюються в будь-який момент часу в одному напрямку, кажуть, що вони *коливаються в однакових фазах* (рис. 4.3, а). Якщо ж величини одночасно досягають максимальних за модулем значень, одночасно проходять нульові значення, але змінюються в будь-який момент часу в протилежних напрямках, кажуть, що вони *коливаються в протилежних фазах* (в протифазах) (рис. 4.3, б).

Якщо  $x(t)$  - координата тіла, що здійснює гармонічні коливання, то проекція швидкості на вісь  $x$ :

$$v_x(t) = dx/dt = \dot{x},$$

(точкою над буквою позначають похідну за часом), і проекція прискорення на вісь  $x$ :

$$a_x(t) = dv_x/dt = d^2x/dt^2 = \ddot{x}$$

змінюються з часом теж по гармонічному закону. Використовуючи  $x = A \cos(\omega_0 t + \alpha)$ , отримаємо

$$v_x(t) = \dot{x} = -A\omega_0 \sin(\omega_0 t + \alpha) = A\omega_0 \cos(\omega_0 t + \alpha + \pi/2). \quad (4.4)$$

Таким чином, коливання швидкості випереджають коливання координати за фазою на  $\pi/2$ : в той момент часу, коли відхилення за модулем є найбільшим, швидкість дорівнює нулю, а коли проходиться положення рівноваги, то швидкість досягає максимального за модулем значення.

Прискорення при гармонічному коливанні також змінюється за гармонічним законом, але коливання прискорення відбуваються в протифазі з відхиленням, тобто завжди мають протилежний знак. Прискорення досягає найбільшого за модулем значення в той момент часу, коли відхилення є найбільшим.

$$a_x(t) = \ddot{x} = -A\omega_0^2 \cos(\omega_0 t + \alpha) = A\omega_0^2 \cos(\omega_0 t + \alpha + \pi) = -\omega_0^2 x. \quad (4.5)$$



Прискорення завжди спрямоване до положення рівноваги: відхиляючись від положення рівноваги, коливна точка рухається сповільнено, наближуючись до нього - прискорено.

#### 4.1.3. Диференціальне рівняння гармонічних коливань. Гармонічний осцилятор

Згідно з другим законом Ньютона зв'язок між проекцією сили на вісь  $Ox$  і прискоренням дається формулою  $F_x = ma_x$ . З урахуванням (4.2) і (4.5) отримаємо

$$F_x = -m A \omega_0^2 \cos(\omega_0 t + \alpha) = -m \omega_0^2 x = -kx. \quad (4.6)$$

Прикладом сил, які задовольняють співвідношенню  $F_x = -kx$ , є *пружні сили*. Ці сили пропорційні зміщенню, а мінус вказує на те, що напрямки сили і зміщення є протилежними. Сили, які мають іншу природу, ніж пружні, але задовольняють умові  $F_x = -kx$ , називаються *квазіпружними*, а коефіцієнт

$$k = m \omega_0^2$$

- коефіцієнтом квазіпружної сили.

З зіставлення виразів (4.3) і (4.5) виходить:

$$\ddot{x} + \omega_0^2 x = 0. \quad (4.7)$$

Це співвідношення являє собою *диференціальне рівняння гармонічних коливань*. Загальним розв'язком цього рівняння є функція

$$x = A \cos(\omega_0 t + \alpha). \quad (4.8)$$

У цьому можна переконатися безпосередньою підстановкою.

Значення довільних сталих - амплітуди  $A$  і початкової фази  $\alpha$  - для кожного конкретного випадку визначаються з початкових умов, тобто з того, як саме система виводиться з положення рівноваги.

Якщо деяка величина  $x$  задовольняє диференціальному рівнянню  $\ddot{x} + bx = 0$ , то ця величина здійснює коливання за законом синуса або косинуса, а корінь квадратний із  $b$  визначає кругову частоту цих коливань.

*Гармонічним осцилятором* називають систему, яка при зміщенні з положення рівноваги відчуває дію поворотальної сили  $F$ , яка пропорційна зміщенню  $x$

(пружної або квазіпружної сили). Така система здійснює гармонічні коливання. Прикладами гармонічних осциляторів можуть служити маятники - математичний, фізичний, пружинний, електричний коливальний контур і т.д.

#### 4.1.4. Кінетична і потенціальна енергії гармонічного осцилятора

Користуючись формулою (4.4), можна записати кінетичну енергію матеріальної точки, що здійснює гармонічні коливання

$$W_k = \frac{mv^2}{2} = \frac{mA^2\omega_0^2}{2} \sin^2(\omega_0 t + \alpha). \quad (4.9)$$

Потенціальна енергія матеріальної точки, що здійснює гармонічні коливання під дією пружної (а також квазіпружної) сили, дорівнює

$$W_p = \frac{kx^2}{2} = \frac{kA^2}{2} \cos^2(\omega_0 t + \alpha). \quad (4.10)$$

Склавши вирази (4.9) і (4.10), а також з огляду на те, що  $k = m\omega_0^2$ , отримаємо повну механічну енергію матеріальної точки, що коливається

$$W = W_k + W_p = \frac{kA^2}{2} (\sin^2(\omega_0 t + \alpha) + \cos^2(\omega_0 t + \alpha)) = \frac{kA^2}{2} = const. \quad (4.11)$$

Таким чином, повна енергія гармонічного осцилятора виявляється постійною.

В процесі коливань відбувається перетворення кінетичної енергії в потенціальну і навпаки, причому в моменти найбільшого відхилення від положення рівноваги повна енергія складається тільки з потенціальної енергії. При проходженні точки через положення рівноваги повна енергія складається тільки з кінетичної енергії, яка в цей момент часу є максимальною.

Отже, *при малих відхиленнях від положення рівноваги будь-яка механічна система буде здійснювати коливання, близькі до гармонічних.*

#### 4.1.5. Пружинний маятник

Розглянемо горизонтальний пружинний маятник, який складається з тіла масою  $m$ , прикріпленого пружиною до нерухокої стінки. Жорсткість пружини  $k$ . Тіло завдяки хорошему мастилу може практично без тертя ковзати по горизонтальній поверхні.

На рис. 4.4, *a* показано положення тіла (наприклад, бруска) в стані спокою; на рис. 4.4, *б* - положення бруска, максимально відведеного від положення рівноваги. Через  $x$  позначено відхилення (зміщення) координати центра мас бруска від положення рівноваги.

Надамо бруску зміщення  $x = A$  досить мале, щоб деформацію пружини можна було вважати пружною. Тоді, відповідно до закону Гука, на брусок буде діяти з боку пружини вертикальна сила  $F_{\text{пруж}} = -kx$ .

Під дією пружної сили брусок буде рухатися до стану рівноваги з усе наростаючою швидкістю  $v = dx/dt$ . При цьому потенціальна енергія розтягнутої пружини буде зменшуватись, але зате у бруска з'явиться все зростаюча кінетична енергія  $E_k = 1/2 mv^2$  (масою пружини зневажаємо). Прийшовши в положення рівноваги, брусок продовжує рухатися за інерцією. Цей рух буде уповільненим і припиниться тоді, коли кінетична енергія повністю перетвориться в потенціальну, тобто коли зміщення бруска стане рівним  $-A$ . Потім такий же процес буде протікати під час руху бруска в зворотному напрямку. Якщо тертя в системі відсутнє, енергія системи повинна зберігатися, і брусок буде рухатися в межах від  $x = A$  до  $x = -A$  необмежено довго.

За другим законом Ньютона отримаємо рівняння руху пружинного маятника

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = -kx, \quad (4.12)$$

або

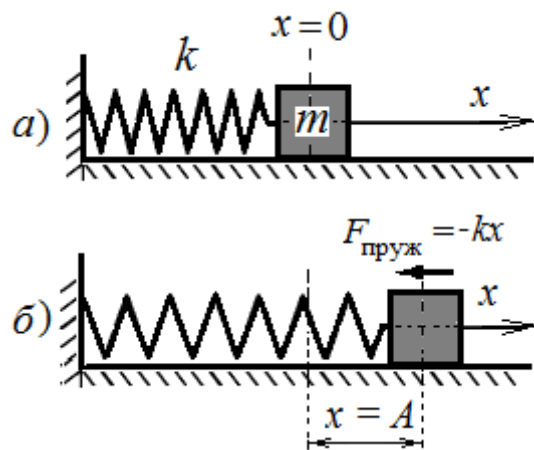


Рис. 4.4 .

$$\ddot{x} + \omega_0^2 x = 0, \quad (4.13)$$

де

$$\omega_0^2 = \frac{k}{m}. \quad (4.14)$$

Рівняння руху (4.13) – це диференціальне рівняння гармонічного коливання (4.7). Отже, зміщення змінюється за гармонічним законом

$$x(t) = A \cos(\omega_0 t + \alpha). \quad (4.15)$$

Оскільки в системі діє тільки одна внутрішня сила пружності, яка являється консервативною силою, то пружинний маятник здійснює власні гармонічні коливання. Частота  $\omega_0$  (4.14) таких коливань залежить тільки від фізичних властивостей самої системи - жорсткості і маси - і називається *власною частотою* системи, а *період власних коливань*

$$T = \frac{2\pi}{\omega_0} = 2\pi \sqrt{\frac{m}{k}}. \quad (4.16)$$

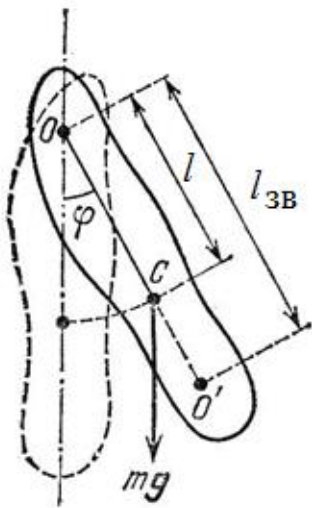


Рис. 4.5.

Спосіб збудження коливань, тобто *початкові умови* визначають значення амплітуди  $A$  і початкової фази  $\alpha$ .

#### 4.1.6. Фізичний і математичний маятники

Будь-яке тіло, підвішене в точці, що лежить вище його центра мас, може коливатися і являє собою фізичний маятник (рис. 4.5).

У положенні рівноваги фізичного маятника його центр мас  $C$  знаходиться на одній вертикалі з точкою підвісу  $O$ , але нижче неї. При відхиленні маятника від положення рівноваги на кут  $\varphi$  виникає обертовий момент сили тяжіння, який прагне повернути маятник в положення рівноваги.

Цей момент дорівнює

$$M = -mgl \sin \varphi, \quad (4.17)$$

де  $m$  – маса тіла,  $l$  – відстань від точки підвісу  $O$  до центра мас  $C$ . Знак мінус

вказує на те, що повертаючий момент і кут відхилення мають протилежні напрямки.

Згідно з рівнянням динаміки обертального руху твердого тіла повертаючий момент можна записати у вигляді

$$M = I \frac{d^2 \varphi}{dt^2}$$

де  $I$  – момент інерції маятника щодо осі гойдання,  $\frac{d^2 \varphi}{dt^2}$  – кутове прискорення. У разі малих коливань  $\sin \varphi \approx \varphi$  і, прирівнявши обидва вирази для моменту  $M$ , можна записати

$$I \ddot{\varphi} + mgl\varphi = 0 \quad (4.18)$$

або

$$\ddot{\varphi} + \frac{mgl}{I} \varphi = 0.$$

Позначивши

$$\frac{mgl}{I} = \omega_0^2, \quad (4.19)$$

отримаємо диференціальне рівняння гармонічних коливань

$$\ddot{\varphi} + \omega_0^2 \varphi = 0. \quad (4.20)$$

Період коливань фізичного маятника відповідно до (4.19) визначається виразом

$$T = \frac{2\pi}{\omega_0} = 2\pi \sqrt{\frac{I}{mgl}}, \quad (4.21)$$

Окремим випадком фізичного маятника є маятник математичний.

Математичний маятник являє собою ідеалізовану систему, що складається з невагомої і нерозтяжної нитки, на якій підвішена матеріальна точка (рис. 4.6). Під дією си-

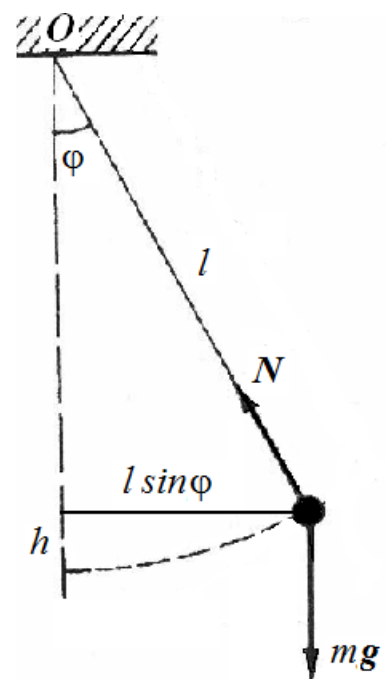


Рис. 4.6.

ли тяжіння маятник здійснює коливання у вертикальній площині.

Для математичного маятника момент інерції матеріальної точки відносно осі, яка проходить через точку  $O$  перпендикулярно до площини

$$I = ml^2.$$

З урахуванням (4.21) період гармонічних коливань математичного маятника

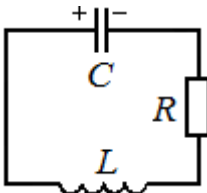
$$T = 2\pi \sqrt{\frac{l}{g}}. \quad (4.22)$$

Період малих коливань математичного маятника не залежить ні від маси, ні від амплітуди коливань.

Формула (4.22) використовується для визначення прискорення сили тяжіння  $g$ . Наявність під землею покладів руди, нафти або газу впливає на чисельне значення  $g$ . Цим користуються для розвідки цих копалин

#### 4.1.7. Електричний коливальний контур

Коливальним контуром називається електричне коло, що містить послідовно увімкнені котушку індуктивності  $L$ , конденсатор  $C$  і опір  $R$ . У колі, що складається з цих елементів (рис. 4.7), можливі вільні коливання.



Розглянемо послідовні стадії коливального процесу в ідеалізованому контурі, активний опір якого малий ( $R = 0$ ).

Для збудження коливань в контурі конденсатор попередньо заряджають, надаючи його обкладинкам заряди  $\pm q$ . Тоді в початковий момент часу  $t = 0$  між обкладинками конденсатора виникає електричне поле, енергія якого  $W_e = \frac{q^2}{2C}$ .

Замкнемо тепер конденсатор на котушку індуктивності. При цьому в контурі виникне електричний струм розряду конденсатора, від чого в котушці індуктивності з'явиться магнітне поле (рис. 4.8).

Струм розряду з часом зростає, отже, магнітне поле котушки теж зростає.

Це викличе появу в котушці ЕРС самоіндукції  $E_{si} = -L \frac{dI}{dt}$ , яка буде напрямлена в бік, протилежний струмові розряду.

Оскільки швидкість зміни струму розряду конденсатора  $dI/dt$  зменшується, то зменшується і ЕРС самоіндукції, і струм розряду буде зростати. В результаті енергія електричного поля буде зменшуватися, а магнітного поля котушки - зростати. Оскільки активний опір контура  $R = 0$ , то повна енергія, що складається з енергій електричного і магнітного полів, не витрачається на нагрівання проводів і за законом збереження енергії залишається постійною

$$W = \frac{q^2}{2C} + \frac{LI^2}{2} = const. \quad (4.23)$$

Тому в момент  $t = \frac{1}{4} T$ , коли конденсатор розрядиться (рис. 4.8), енергія електричного поля перетворюється в нуль, а енергія магнітного поля і струм досягають максимального значення.

Отже, енергія електричного поля перетвориться в енергію магнітного поля.

У подальші моменти часу магнітне поле буде зникати, оскільки немає струмів, що підтримують його. Це зникаюче поле викличе струм самоіндукції, який в відповідно до закону Ленца буде прагнути підтримати струм розряду конденсатора і отже буде спрямований в той же бік. Тому конденсатор буде перезаряджатися і між його пластинами з'явиться електричне поле протилежного напрямку.

Далі ті ж процеси почнуть протікати в зворотному напрямку, і система прийде у вихідний стан. Після цього почнеться повторення циклу розрядки і зарядки конденсатора (рис. 4.8). В результаті в колі виникають коливання. Якби втрат енергії не було, то в контурі здійснювалися б незгасаючі коливання.

В ході перезарядки конденсатора періодично змінюється (тобто коливається) ряд величин - заряд на обкладинках  $q$ , напруга на конденсаторі  $U_C$ , сила струму  $I$ .

Коливання в коливальному контурі, які супроводжуються взаємними перетвореннями енергії електричного і магнітного полів, називаються **електромагнітними**.

На рис. 4.8 коливанням в контурі зіставлені коливання математичного маятника. У початковий момент часу конденсатор заряджений, сила електричного струму дорівнює нулю, вся енергія зосереджена в енергії електричного поля конденсатора, що *аналогічно* максимальному відхиленню маятника від положення рівноваги. При цьому виникає потенціальна енергія, що дорівнює  $W_p = mgh$ .

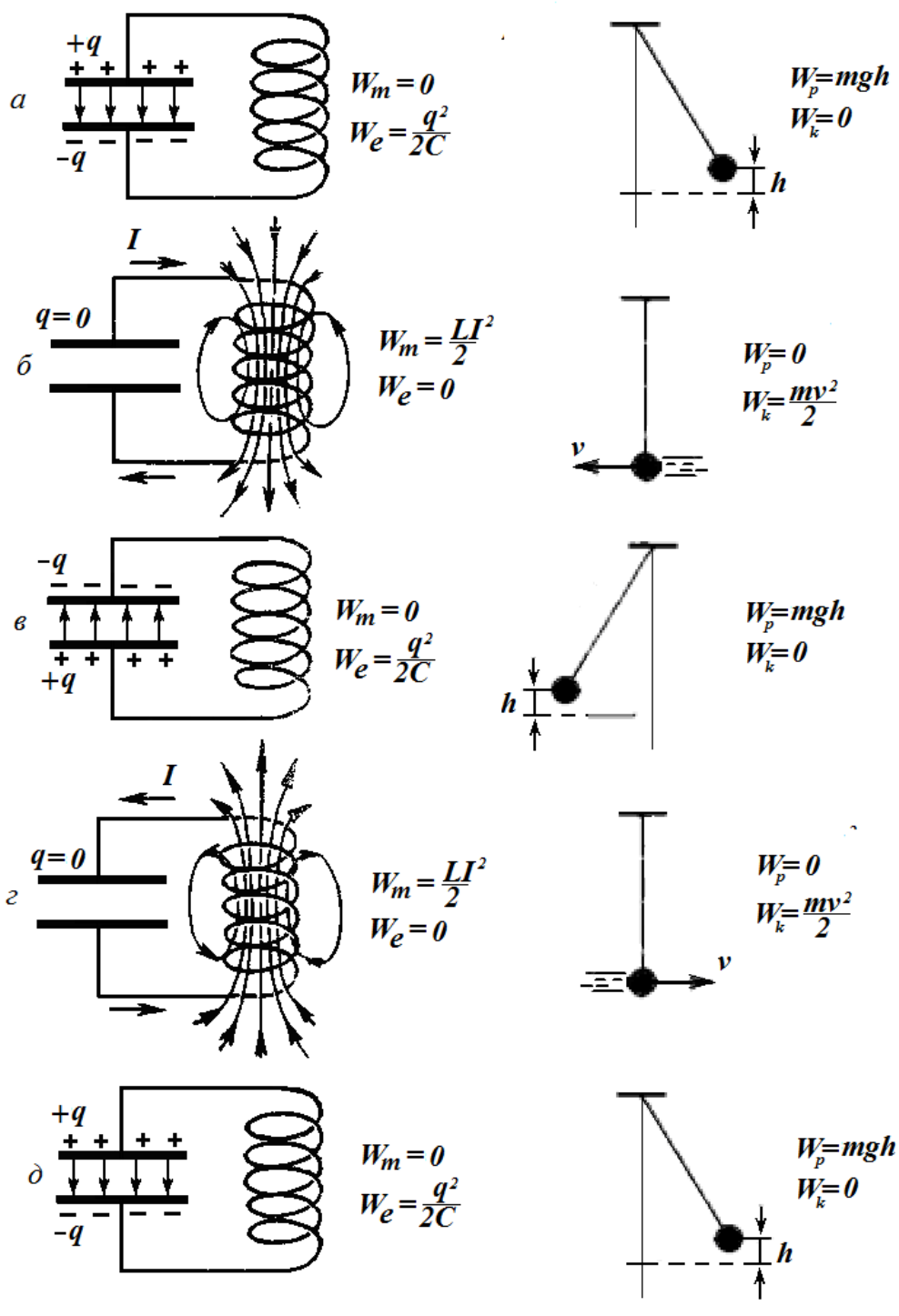


Рис. 4.8.



Після цього конденсатор починає розряджатися, енергія конденсатора зменшується, переходячи в енергію магнітного поля котушки. *Аналогія* - маятник рухається до нижньої точки зі зростанням швидкості руху. Коли заряд на конденсаторі стає рівним нулю, сила струму досягає максимального значення, при цьому вся енергія перетворюється в енергію магнітного поля. *Аналогія* - маятник досяг нижньої точки, швидкість його є максимальною, потенціальна енергія маятника повністю переходить в кінетичну  $W_k = \frac{mv^2}{2}$ .

Потім магнітне поле починає спадати, при цьому ЕРС самоіндукції підтримує струм в колишньому напрямі, при цьому конденсатор починає заряджатися, причому знаки зарядів на обкладинках конденсатора протилежні початковому розподілу. *Аналогія* - маятник рухається до максимального відхилення, що є протилежним початковому.

Нарешті струм в колі припиняється, при цьому заряд конденсатора стає знову максимальним, але протилежним за знаком (*аналогія* - маятник досяг максимального відхилення), після чого процес повторюється в протилежному напрямку.

Електричний струм, точніше, електричне поле, поширюється вздовж провідників з деякою кінцевою швидкістю. Тому рух зарядів, який почався у обкладинок конденсатора в який-небудь момент часу, дійде до котушки, через деякий час, залежний від швидкості поширення струму і довжини провідників. Це означає, що сила струму в різних місцях кола повинна бути різною.

Електромагнітне збурення поширюється по колу з величезною швидкістю - швидкістю світла  $c \approx 300\,000$  км/с. Тому, якщо розміри контура (довжина сполучних проводів і довжина обмотки котушки) не надто великі, то *можна припустити*, що в кожен момент часу *сила струму в будь-якому місці контуру є однаковою*. Тому *миттєві* значення сили *змінного* струму мають відповідати всім законам, встановленим для колів *постійного* струму. Такі змінні струми називаються **квзістаціонарними**.

За цих умов можна використовувати друге правило Кірхгофа для замкнутого контура: алгебраїчна сума всіх падінь напруги дорівнює сумі всіх ЕРС в цьому контурі.

Падіння напруги на конденсаторі  $U_C = \frac{q}{C}$  в кожен момент часу дорівнює ЕРС

самоіндукції  $E_{si} = -L \frac{dI}{dt}$

$$\frac{q}{C} = -L \frac{dI}{dt} . \quad (4.24)$$

Виражаючи силу струму через заряд, маємо  $I = \frac{dq}{dt}$  і  $\frac{dI}{dt} = \frac{d^2q}{dt^2}$ . Тоді

прийдемо до диференціального рівняння

$$\frac{d^2q}{dt^2} + \frac{1}{LC}q = 0 . \quad (4.25)$$

Якщо ввести позначення  $\omega_0^2 = \frac{1}{LC}$ , а похідну за часом позначати крапкою,

то отримаємо

$$q'' + \omega_0^2 q = 0, \quad (4.26)$$

що збігається з рівнянням гармонічних коливань (4.7). Це означає, що заряд на обкладинках конденсатора змінюється за законом

$$q = q_m \cos(\omega_0 t + \alpha) \quad (4.27)$$

з круговою частотою (власною частотою контура)

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}} . \quad (4.28)$$

Звідси період коливань (*формула Томсона*)

$$T = 2\pi\sqrt{LC} . \quad (4.29)$$

Для напруги на конденсаторі отримаємо

$$U = \frac{q_m}{C} \cos(\omega_0 t + \alpha) = U_m \cos(\omega_0 t + \alpha), \quad (4.30)$$

а для сили струму

$$I = \frac{dq}{dt} = -\omega_0 q_m \sin(\omega_0 t + \alpha) = \omega_0 q_m \cos(\omega_0 t + \alpha + \frac{\pi}{2}) = I_m \cos(\omega_0 t + \alpha + \frac{\pi}{2}) \quad (4.31)$$

Таким чином, сила струму в контурі також зазнає гармонічних коливань з тієї ж частотою, що і заряд на обкладинках конденсатора, але випереджає на  $\pi/2$  за фазою коливання заряду і напруги на конденсаторі.

## 4.2. Згасаючі і вимушені коливання

### 4.2.1. Згасаючі коливання

Гармонічні коливання, які відбуваються з постійною амплітудою і продовжуються нескінченно довго, є фізичною абстракцією.

У реальних фізичних системах, які здійснюють коливальний рух, завжди діють сили тертя (або електричного опору). Наприклад, при коливанні пружинного маятника у в'язкому середовищі (рис. 4.9). Тому реальні коливальні рухи відбуваються з поступовими втратами енергії коливань на роботу проти сил опору.

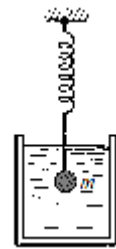


Рис. 4.9.

Відбувається дисипація (розсіювання, перетворення в теплоту) механічної (або електромагнітної) енергії. Зменшення енергії проявляється в тому, що з часом зменшується амплітуда коливань, оскільки  $W \sim A^2$ . Через деякий час початковий запас енергії повністю витрачається, і амплітуда коливань зменшується до нуля, тобто коливання припиняються. Коливання, які відбуваються з поступовою втратою початкової енергії, називаються *згасаючими*.

При невеликій швидкості руху сила опору пропорційна швидкості:

$$F_{\text{опор}} = -rv, \quad (4.32)$$

де  $r$  - коефіцієнт опору; знак «мінус» вказує на те, що вектори  $F_{\text{опор}}$  і  $v$  мають протилежний напрямок.

Запишемо другий закон Ньютона для згасаючих коливань **горизонтального** пружинного маятника уздовж осі  $Ox$  (рис. 4.10)

$$ma = F + F_{\text{тер}} = -kx - rv,$$

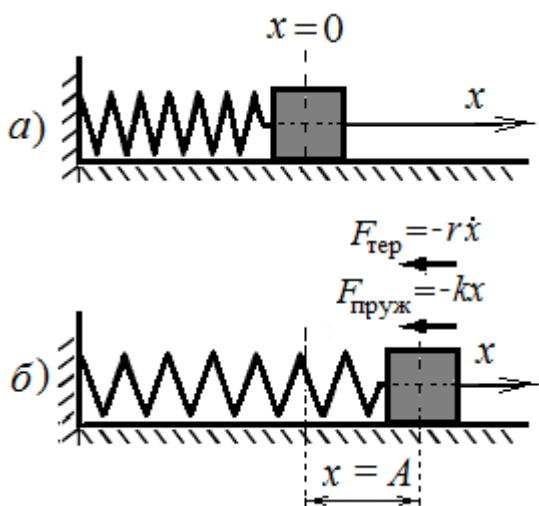


Рис. 4.10.

Введемо позначення

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} + r \frac{dx}{dt} + kx = 0, \quad (4.33)$$

де  $m$  - маса тіла,  $a = \frac{d^2 x}{dt^2}$  - його прискорення,  $F = -kx$  - пружна (або квазіпружна) сила,  $F_{\text{тер}} = -r\dot{x}$  - сила тертя (опору).

Перепишемо це рівняння в наступному вигляді

Перепишемо це рівняння в наступному вигляді

$$\frac{d^2 x}{dt^2} + \frac{r}{m} \frac{dx}{dt} + \frac{k}{m} x = 0.$$

$$\frac{r}{m} = 2\beta; \quad \frac{k}{m} = \omega_0^2, \quad (4.34)$$

де  $\omega_0$  - частота, з якою відбувалися б вільні коливання системи під час відсутності опору середовища, тобто при  $r = 0$ . Цю частоту називають **власною частотою** коливання системи;  $\beta$  - **коефіцієнт загасання**. Тоді диференціальне рівняння згасаючих коливань отримує вигляд:

$$\ddot{x} + 2\beta \dot{x} + \omega_0^2 x = 0. \quad (4.35)$$

Інший приклад - **електричний коливальний контур**. У реальному коливальному контурі, крім ємності  $C$  і індуктивності  $L$ , завжди є активний опір  $R$  (рис. 4.11).

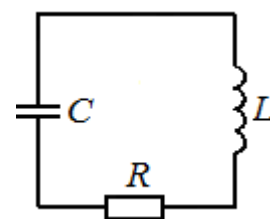


Рис. 4.11.

Частина енергії розрядного струму витрачається на нагрівання провідників, тому електричні коливання загасають.

Згідно з другим правилом Кірхгофа сума напруги на конденсаторі  $U_C = \frac{q}{C}$  і падіння напруги на опорі  $IR$  дорівнює ЕРС самоіндукції:

$$q/C + IR = -L \, dI/dt. \quad (4.36)$$

Крім того, струм в колі

$$I = dq/dt, \quad \text{та} \quad dI/dt = d^2 q/dt^2.$$

Підставляючи похідну від струму в рівняння (4.36), отримаємо рівняння для зміни заряду на конденсаторі

$$L \frac{d^2 q}{dt^2} + \frac{q}{C} + R \frac{dq}{dt} = 0, \quad (4.37)$$

або

$$\ddot{q} + 2\beta \dot{q} + \omega_0^2 q = 0, \quad (4.38)$$

де

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}, \beta = \frac{R}{2L}. \quad (4.39)$$

В обох розглянутих випадках - пружинного маятника і коливального контура - диференціальне рівняння вільних згасаючих коливань має вигляд (4.35), де  $x$  - змінна (зміщення або заряд, струм і т.д.), що описує коливання,  $\beta$  - коефіцієнт згасання коливань,  $\omega_0$  - циклічна частота вільних незгасаючих коливань.

**Рішення цього рівняння руху, тобто знаходження функції  $x(t)$ , що задовольняє (4.35) в будь-який момент часу, є складним.**

Загальний розв'язок рівняння ( для  $\beta < \omega_0$ ) згасаючих коливань має вигляд

$$x(t) = A_0 e^{-\beta t} \cos(\omega t + \alpha),$$

$$\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}.$$

(4.40)

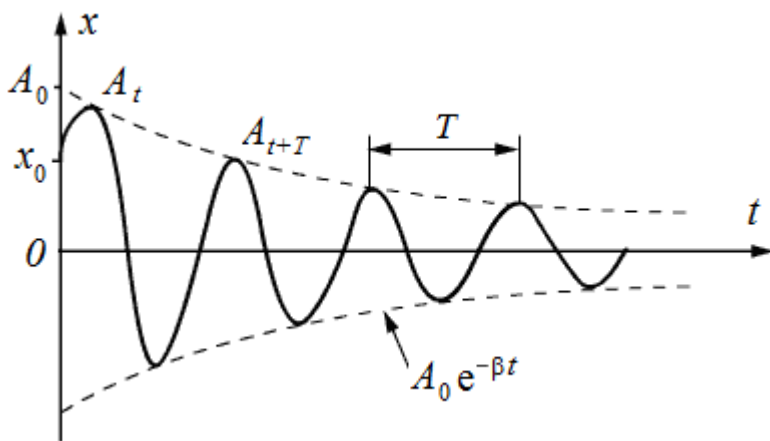


Рис.4.12.

Тут  $e$  - основа натуральних логарифмів ( $e = 2,718 \dots$ ).

Вираз  $A(t) = A_0 e^{-\beta t}$  називають амплітудою згасаючих коливань.

Графік функції (4.40) показаний на рис. 4.12. Пунктирними лініями показаний закон зменшення амплітуди з часом.

Згасаючі коливання не є гармонічними, тому що в них ніколи не повторюються, наприклад, максимальні значення зміщення, швидкості і прискорення. В

цьому випадку під амплітудою розуміють найбільше значення, якого досягає зміщення (або швидкість, прискорення) протягом одного періоду коливань.

Величину  $T = \frac{2\pi}{\omega}$  зазвичай називають *періодом згасаючих коливань*, праві-

льніше сказати - умовним періодом згасаючих коливань, а величину  $\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}$  називають *циклічною частотою згасаючих коливань*.

Кількісна характеристика швидкості згасання коливань - *логарифмічний декремент згасання*  $\delta$ . Він дорівнює натуральному логарифму відношення амплітуд зміщень, які ідуть слідом одна за одною через проміжок часу, що дорівнює періоду  $T$ :

$$\delta = \ln \frac{A(t)}{A(t+T)} = \ln \frac{A_0 e^{-\beta t}}{A_0 e^{-\beta(t+T)}} = \ln(e^{\beta T}) = \beta T. \quad (4.41)$$

Нехай  $N_e$  - число коливань, після яких амплітуда зменшується в  $e$  разів:  $N_e = \tau/T$ . Час  $\tau$ , протягом якого амплітуда зменшується в  $e$  разів, називається *часом релаксації*.

$$\frac{A(t)}{A(t+\tau)} = e^{\beta\tau} = e$$

звідки

$$\beta = \frac{1}{\tau}$$

Тоді

$$\delta = \beta T = \frac{T}{\tau} = \frac{1}{N_e}. \quad (4.42)$$

Отже, логарифмічний декремент згасання  $\delta$  є фізична величина, яка обернена на число коливань  $N_e$ , по закінченню яких амплітуда убуває в  $e$  разів. Наприклад, якщо  $\delta = 0,01$ , то амплітуда зменшиться в  $e$  разів після 100 коливань.

Середні значення декременту згасання: коливального контура  $\delta = 0,02 - 0,05$ , камертона  $\delta = 0,001$ , кварцової пластинки  $\delta = 10^{-4} - 10^{-5}$ , оптичного резонатора (лазера)  $\delta = 10^{-6} - 10^{-7}$ .

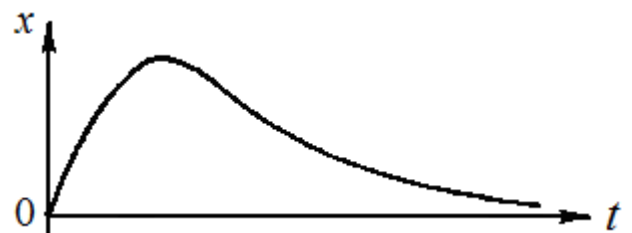


Рис. 4.13.

2. Розглянемо тепер **випадок великого згасання**. При збільшенні тертя частота коливань  $\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}$  прямує до нуля, а період коливань зростає. Коли коефіцієнт згасання стає рівним критичному, тобто  $\beta = \omega_0$ , то період коливань перетворюється в нескінченність. Отже, система, виведена з положення рівноваги, повертається в положення рівноваги *аперіодично* (відсутність коливань, рис. 4.13).

Наприклад, аперіодично буде підходити до стану рівноваги вантаж малої маси, підвішений на м'якій пружині (рис. 4.9), якщо його помістити в дуже в'язке середовище (наприклад, в гліцерин).

#### 4.2.2. Вимушені механічні коливання

Якщо реальну коливальну систему вивести з положення рівноваги і надати самій собі, то вона буде здійснювати вільні згасаючі коливання, поступово втрачаючи первісний запас механічної енергії на роботу проти сил опору середовища.

Для підтримки незгасаючих коливань реальної системи необхідно періодично поповнювати втрати механічної енергії системи на роботу проти сил опору. Таке поповнення енергії можна здійснити за рахунок роботи *зовнішньої сили, яка змінюється з часом за гармонічним законом*:

$$F = F_0 \cos \omega t, \quad (4.43)$$

де  $F_0$  - амплітуда зовнішньої сили,  $\omega$  - її циклічна частота. Такі коливання здійснює, наприклад, горизонтальний пружинний маятник, який підштовхується через рівні проміжки часу за допомогою механізму, що приводиться в рух

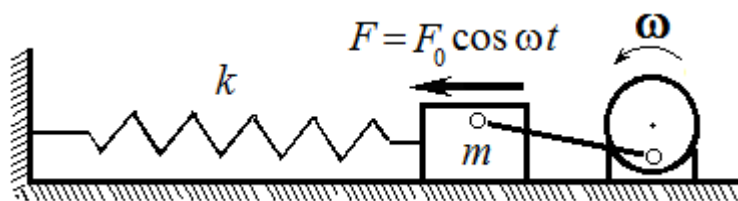


Рис. 4.14.

снює, наприклад, горизонтальний пружинний маятник, який підштовхується через рівні проміжки часу за допомогою механізму, що приводиться в рух

електромотором (рис. 4.14).

Зовнішня сила буде здійснювати роботу, знак якої залежить від різниці фаз між силою і швидкістю руху тіла. Якщо напрямок зовнішньої сили протилежний напрямку швидкості тіла, що коливається, то вона здійснює від'ємну роботу і тому гальмує рух тіла; якщо ж напрямок сили збігається з напрямком швидкості тіла,

то вона здійснює додатну роботу і, отже, прискорює рух тіла. Згодом це призведе до того, що тіло буде змушене коливатися з тією ж частотою  $\omega$ , з якою змінюється зовнішня сила, а не з власної частотою  $\omega_0$ .

Незгасаючі коливання системи, які відбуваються внаслідок дії зовнішньої сили, яка змінюється за законом (4.43), називають *вимушеними коливаннями*, а силу  $F$  – *змушуючою* силою.

Якщо змушуюча сила змінюється за гармонічним законом, то рівняння другого закону Ньютона для пружинного маятника має вигляд

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = -kx - r \frac{dx}{dt} + F_0 \cos \omega t \quad (4.44)$$

Розділимо це рівняння на масу  $m$  коливальної системи та введемо такі позначення

$$\frac{k}{m} = \omega_0^2, \quad \frac{r}{m} = 2\beta, \quad \frac{F_0}{m} = f_0.$$

Тоді рівняння (4.44) набуває вигляду

$$\ddot{x} + 2\beta \dot{x} + \omega_0^2 x = f_0 \cos \omega t, \quad (4.45)$$

де  $\omega_0$  – циклічна частота власних коливань системи,  $\beta$  - коефіцієнт згасання коливань,  $f_0$  - амплітуда змушуючої сили, яка віднесена до одиниці маси.

Якщо змушуюча сила змінюється за гармонічним законом (4.43), то вимушені коливання також є гармонічними, причому здійснюються з тією ж циклічною частотою  $\omega$  за законом .

$$x = A \cos (\omega t + \varphi), \quad (4.46)$$

Тут  $A$  - амплітуда вимушених коливань:

$$A = \frac{f_0}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\beta^2 \omega^2}}, \quad (4.47)$$

Зсув фаз  $\varphi$  між коливаннями зміщення системи від положення рівноваги та змушуючою силою визначається за формулою

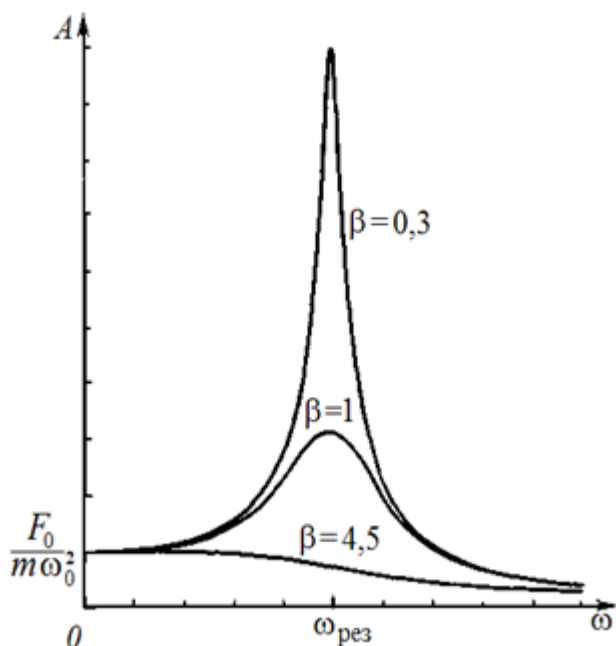


Рис. 4.16.



$$\operatorname{tg} \varphi = -\frac{2\beta\omega}{\omega_0^2 - \omega^2} = \frac{2\beta\omega}{\omega^2 - \omega_0^2}. \quad (4.48)$$

Розглянемо, як реагує коливальна система на зміну частоти зовнішнього впливу, тобто проаналізуємо залежність  $A$  від  $\omega$ .

На графіку залежність амплітуди  $A$  вимушених коливань від частоти  $\omega$  змушуючої сили зобразиться кривою, що має максимум поблизу  $\omega = \omega_0$  (рис. 4.16).

Явище різкого зростання амплітуди вимушених коливань, коли частота змушуючої сили наближається до власної частоти системи, називається **резонансом**, а графік залежності амплітуди від частоти змушуючої сили - *амплітудною резонансною кривою*.

Частота змушуючої сили  $\omega_{\text{рез}}$ , за якої амплітуда коливань досягає найбільшого значення  $A_{\text{рез}}$ , називається *резонансною частотою*.

З явищем резонансу в механіці стикаються при роботі різних механізмів і споруд. У деяких випадках це явище призводить до серйозних **негативних наслідків**, наприклад розгойдування мостів періодичним навантаженням, що збігається за частотою з власною частотою моста, вібрації неврівноважених валів і маховиків, коли частота обертів збігається з власною частотою пружних коливань вала або маховика, вібрація корпусу корабля або крил літака і т.д.

В інших випадках явище резонансу має і **корисне застосування**, наприклад, коли необхідно отримати якомога більші коливання (в музичних інструментах, динаміках і ін.). Людське вухо сприймає звуки внаслідок резонансу коливань у вушній раковині. Особливо широко явище резонансу використовується в радіотехніці для підсилення коливань. Резонанс дає можливість відокремити сигнали даної радіостанції від сигналів інших одночасно працюючих радіостанцій.

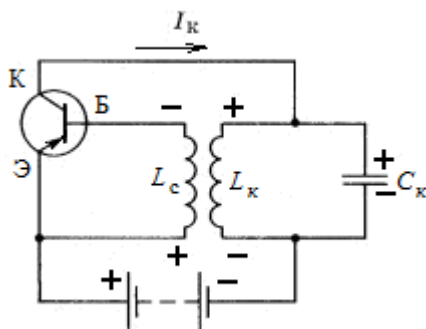


Рис. П.13.1

На відміну від вимушених коливань, де частота і амплітуда визначаються періодичною зовнішньою дією, у випадку *автоколивань* частота і амплітуда визначаються властивостями самої системи.

**Автоколивання** - це незгасаючі коливання системи, яка отримує енергію зовні і сама регулює

амплітуду і період таких коливань. Найпоширеніший приклад - коливання маятника настінного годинника з тягарцем. Поповнення енергії для таких коливань відбувається за рахунок потенціальної енергії тягарця, а коливання задається самим годинником - довжиною маятника.

Прикладом автоколивальної системи є генератор на транзисторі, спрощена схема якого показана на рис. П.13 і який широко застосовуються в радіотехнічних пристроях: радіоприймачах, передавальних радіостанціях, підсилювачах і т. д.

### 4.3. Хвилі в пружному середовищі

#### 4.3.1. Механізм утворення пружної хвилі

При коливаннях ізольованої системи, наприклад, маятника, під час коливань відбувається лише перехід енергії з потенціальної в кінетичну і назад. Енергія залишається весь час всередині системи.

Розглянемо тепер коливання нескінченного ланцюжка кульок, пов'язаних одна з одною за допомогою пружинок (рис. 4.17).

У початковий момент часу ( $t = 0$ ) всі кульки, що позначені номерами 1, 2, 3 і т.д., розміщені на прямій і жодна з них не виходить з положення рівноваги.

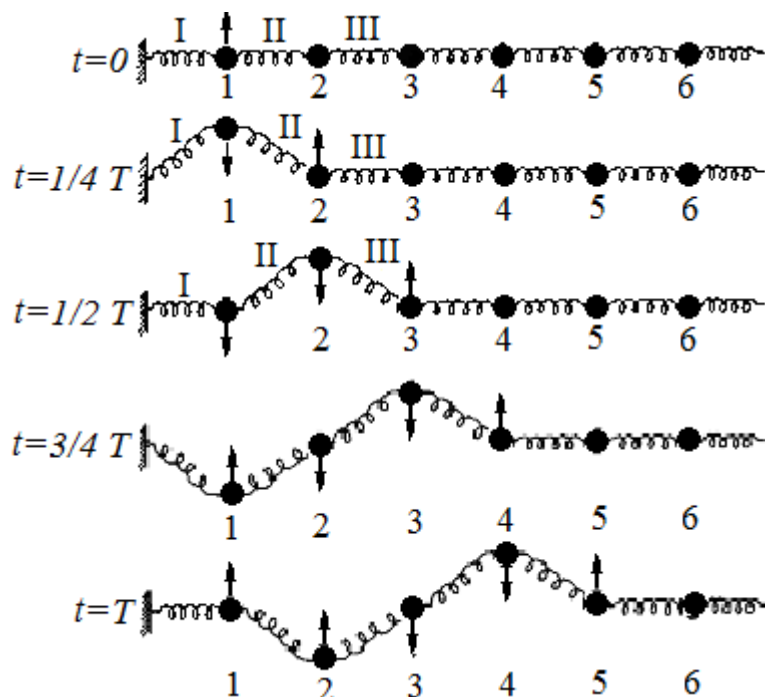


Рис. 4.17.

Штовхнемо першу кульку, тобто надамо їй деяку швидкість в напрямку, перпендикулярному до ланцюжку. Вона вийде з положення рівноваги (рис. 4.17). При цьому пружинки I і II розтягнуться і створять силу, що гальмує першу кульку і повертає її в положення рівноваги.

Через чверть періоду  $t = \frac{1}{4} T$  кулька 1 відхилиться від лінії рів-

новаги на максимальне зміщення. Розтягнута пружина діє на другу кульку і надає їй прискорення. Друга кулька придбає швидкість і після закінчення часу  $t = \frac{1}{4} T$  почне підніматися вгору.

Енергія почне відбиратися від першої кульки і передаватися другій. Коли друга кулька досягає крайнього відхиленого положення, перша повернеться в стан рівноваги. Але пружини II і III виявляться розтягнутими і почнуть повертати другу кульку в положення рівноваги. Одночасно розтягнута пружина III буде діяти на третю кульку і приведе її в рух. Енергія почне переходити від другої кульки до третьої.

При  $t = \frac{3}{4} T$  кулька 1 досягне максимального від'ємного зміщення, кулька 2 повернеться в стан рівноваги і коливання досягнуть кульки 4. Нарешті, за час, що дорівнює періоду  $t = T$ , кулька 1 повернеться в стан рівноваги, зробивши повністю одне коливання. Коливання поширилися до кульки 5, всі кульки, що коливаються, утворюють хвилю. При подальших коливаннях кульок хвильовий процес пошириться вправо від кульки 5.

У розглянутому випадку утворення поперечної хвилі кожна кулька рухається тільки вгору і вниз. У спостерігача ж створюється враження, що «хвиля біжить», хоча в дійсності відбувається тільки передача руху від однієї кульки до іншої. Істотно, що при цьому всі кульки здійснюють однакові рухи, але з деяким запізненням за часом.

***Процес поширення коливань у пружному середовищі називається пружною хвилею (звуком). Разом з коливаннями хвилю переноситься і енергія коливань, але самі носії цієї енергії (частинки середовища, що коливаються) хвилею не переносяться.***

Характерною особливістю пружних хвиль є те, що вони поширюються в матеріальних середовищах (твердих, рідких або газоподібних). Звук може поширюватися тільки в речовині. Електромагнітні ж хвилі здатні поширюватися і в порожнечі.

Тому можна дати більш загальне визначення хвилі.

**Поширення в просторі різних видів збурення речовини і поля, що виявляється в перенесенні енергії збурення, називається біжучою хвилею.**

Найбільш важливі хвилі - пружні хвилі, хвилі на поверхні рідини або твердого тіла і електромагнітні хвилі.

Якщо в одновимірній моделі твердого тіла кульку змістити в напрямку, перпендикулярному ланцюжку, як було

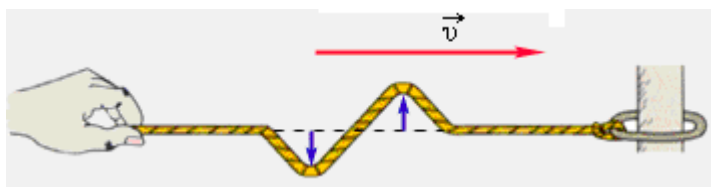


Рис. 4.18.

перпендикулярному ланцюжку, як було розглянуто вище, то виникне деформація зсуву. В результаті уздовж ланцюжка побіжить **поперечна** хвиля, в якій частинки середовища за-

знають зміщення в напрямку, перпендикулярному напрямку поширення.

Прикладом поперечних хвиль можуть служити хвилі, що біжать вздовж натягнутої гумової трубки або вздовж струни (рис. 4.18), хвилі на поверхні рідини, в твердих тілах. До поперечних відносяться також електромагнітні хвилі, оскільки вектори напруженості електричного і магнітного полів перпендикулярні вектору швидкості хвилі.

У рідинах і газах пружна деформація зсуву не виникає. Якщо один шар рідини або газу змістити на деяку відстань щодо сусіднього шару, то дотичні сили на кордоні між шарами не виникають. Отже, поперечні хвилі не можуть існувати в рідкому або газоподібному середовищах.

У **поздовжній** хвилі частинки середовища коливаються вздовж напрямку поширення хвилі. Поздовжню хвилю можна отримати в ланцюжку кульок, якщо змістити одну з кульок уздовж ланцюжка (рис. 4.19). Пружинки будуть розтягуватися або стискатися, а кульки будуть зазнавати зміщення вздовж ланцюжка. Вздовж ланцюжка зліва направо буде поширюватися хвиля згущення і розрідження.

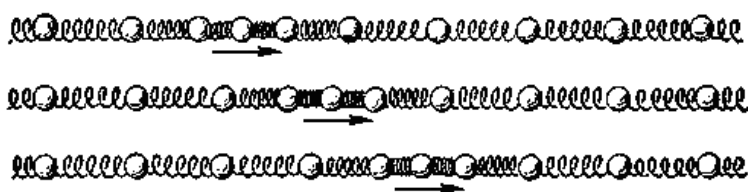


Рис. 4.19.

У рідинах або газах така деформація супроводжується ущільненням або розрідженням. Поздовжні пружні хвилі можуть поширюватися

в будь-яких середовищах – твердих, рідких і газоподібних. Хвилі в пружному стержні, по якому вдарили з торця, або звукові хвилі в повітрі є прикладами таких хвиль.

Повернемося до рис. 4.17. У момент часу, що дорівнює періоду ( $t = T$ ), кульки 1 і 5, що знаходяться в положенні рівноваги, мають однакове зміщення і однаковий напрямок руху (вгору). Тому кажуть, що кульки 1 і 5 мають *однакові фази*. На відміну від цього кульки 1 і 3, хоча зміщення у них однакові, рухаються в протилежні боки, тому говорять, що кульки 1 і 3 перебувають в *протилежних фазах*. Відстань між кульками 1 і 5 визначає *довжину хвилі*  $\lambda$  тобто довжиною хвилі  $\lambda$  називається відстань між найближчими точками хвилі, що коливаються в однакових фазах. Періодом хвилі  $T$  називають час одного повного коливання її точок.

Довжину хвилі можна визначити також як відстань  $\lambda$ , на яку поширюється хвиля за час, що дорівнює періоду коливань частинок середовища. Очевидно, що

$$\lambda = vT, \quad (4.49)$$

де  $v$  - швидкість хвилі,  $T$  - період коливань.

Величина, обернена періоду, називається частотою хвилі. Оскільки  $T = 1/\nu$ , то

$$v = \lambda\nu. \quad (4.50)$$

На рис. 4.21 а й 4.21 б зображені «моментальні фото» поперечної біжучої хвилі в два моменти часу:  $t$  і  $t + \Delta t$ .

За час  $\Delta t$  хвиля перемістилася уздовж осі  $Ox$  на відстань  $v\Delta t$ . Стрілками вказані зміщення різних точок за час між моментами  $t$  і  $t + \Delta t$ .

Для характеристики хвиль в середовищі, крім відомих уже понять вводяться нові: *хвильова поверхня* і

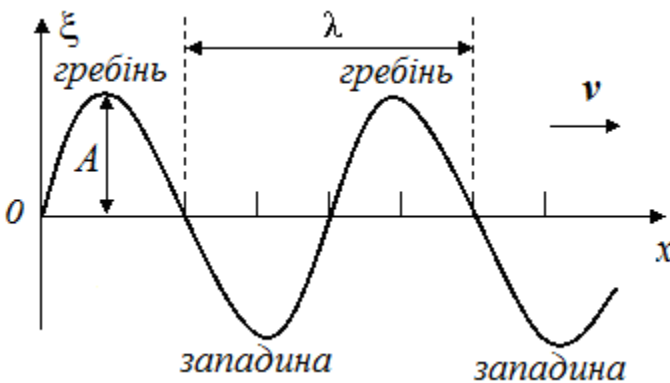


Рис. 4.20.

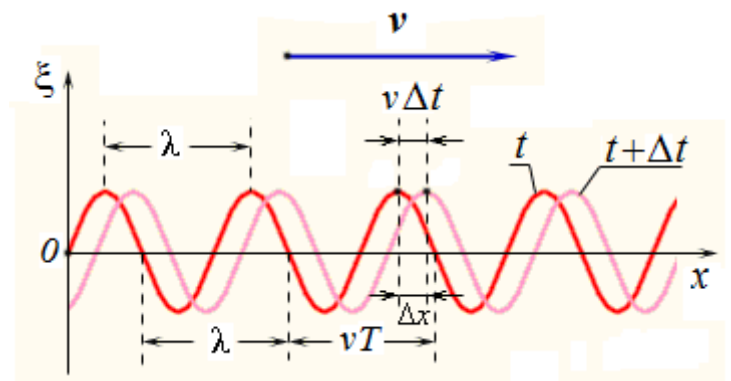


Рис. 4.21, а

фронт хвилі.

Поверхня, яка проведена через точки, що коливаються в одній і тій же фазі, називається *хвильовою поверхнею*. Поверхня, до якої поширилися коливання за цей час, називається *фронтом хвилі*. Якщо помістити в середовище точкове дже-

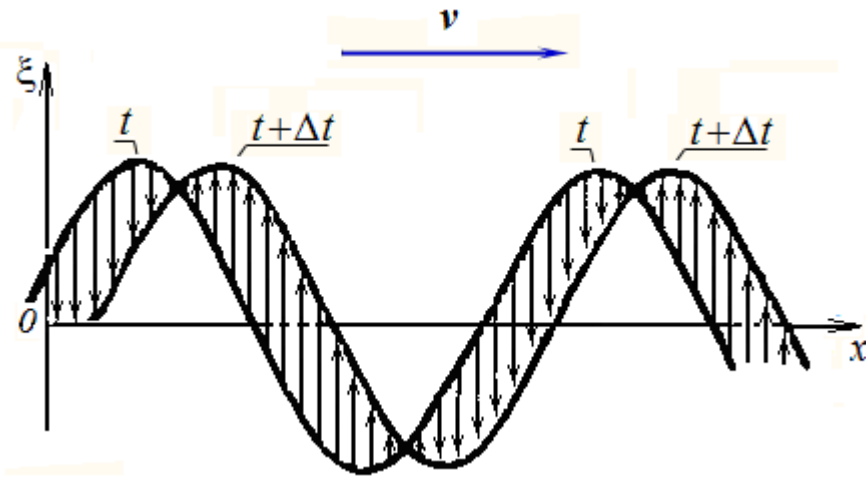


Рис. 4.21, б.

рело (наприклад, пульсуючу кулю), тц від такого джерела у всіх напрямках будуть поширюватися коливання. Поверхня, до якої пошириться хвиля за даний час, буде мати вигляд сфери. Отже, фронт

хвилі в цьому випадку має вигляд сфери.

Хвильовими поверхнями буде сім'я концентричних сфер, а випромінююче хвилю джерело розміщене в їх загальному центрі.

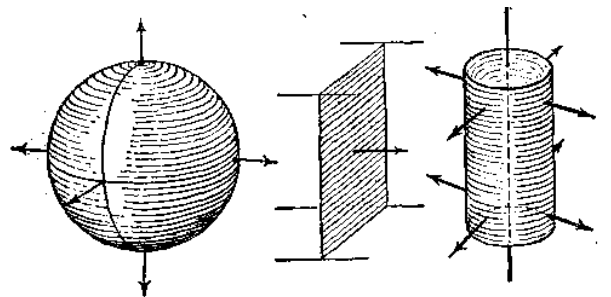


Рис. 4.22.

Всі точки, розміщені на поверхні

цих сфер, коливаються в фазі. Хвиля, у якій фронт хвилі має вигляд сфери, називається *сферичною* (рис. 4.22). Отже, точкове джерело, поміщене в пружне середовище, утворює сферичні хвилі.

Джерела циліндричних хвиль мають форму дуже довгих циліндрів або відрізків прямої, довжина яких набагато більша, ніж відстань від цієї прямої до розглянутої точки. В цьому випадку хвильовими поверхнями є бічні поверхні циліндрів, співвісних з циліндром - джерелом випромінювання.

### 4.3.2. Рівняння біжучої хвилі

Хвильовий процес буде визначено, якщо в будь-який момент часу відомі зміщення частинок, які коливаються, розміщених на різних відстанях від джерела

хвиль. Вираз, який визначає зміщення  $\xi(x, t)$  частинки, яка коливається, як функцію її координат і часу, називається *рівнянням хвилі*.

Розглянемо для простоти поперечну хвилю на довгій натягнутій мотузці (рис. 4.23).

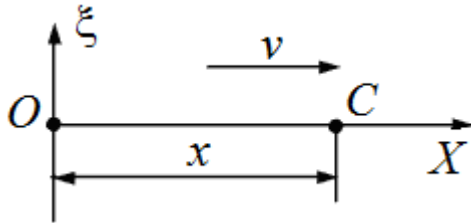


Рис. 4.23.

Нехай один з кінців мотузки міститься у початку координат в точці  $O$  і здійснює гармонічне коливання за законом

$$\xi = A \cos(\omega t + \alpha).$$

Кажуть, що на початку координат міститься джерело хвилі. Функція  $\xi(x, t)$  описує

вертикальне переміщення точки  $O$ . Щоб визначити зміщення інших частинок, розміщених на довільній відстані  $x$  від джерела хвилі, необхідно врахувати, що ці точки почнуть коливатися пізніше на час

$$\tau = \frac{x}{v}, \quad (4.51)$$

за який хвиля пошириться від точки  $O$  до заданої. Тому час коливань точки  $C$  буде менше, ніж  $t$  і становитиме  $(t - \tau)$ . Тоді рівняння коливань точки  $C$  запишеться:

$$\begin{aligned} \xi &= A \cos(\omega(t - \tau) + \alpha) = A \cos\left(\omega t - \frac{\omega x}{v} + \alpha\right) = \\ &= A \cos\left(\omega t - \frac{2\pi}{Tv} x + \alpha\right) = A \cos\left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} x + \alpha\right). \end{aligned} \quad (4.52)$$

Введемо величину, яку називають *хвильовим числом*:

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{\omega}{v}. \quad (4.53)$$

Тоді рівняння плоскої хвилі, біжучої уздовж осі  $Ox$ , набуває такого вигляду

$$\xi(x, t) = A \cos(\omega t - kx + \alpha). \quad (4.54)$$

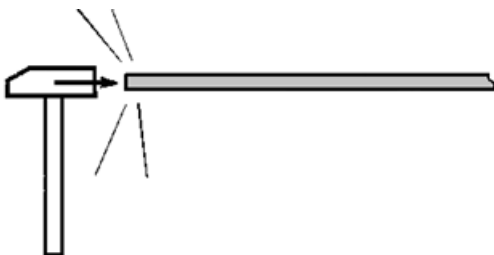


Рис. 4.24.

Розглянемо поширення поздовжніх хвиль в пружному тонкому однорідному стержні. Якщо вдарити молотком з торця стержня (рис. 4.24), то на цьому кінці стержня виникає деформація стиску, яка почне поширюватися уздовж

стержня з великою швидкістю.

В розглянутому стержні буде поширюватися синусоїдальна *поздовжня хвиля*, *швидкість* якої

$$v = \sqrt{\frac{E}{\rho}}. \quad (4.55)$$

де  $E$  – модуль Юнга,  $\rho$  – густина. Характерні значення швидкостей звукових хвиль в деяких середовищах: повітря  $v = 331$  м / с, кисень  $v = 316$  м / с, водень  $v = 1\,265$  м / с, вода  $v = 1\,480$  м / с, ртуть  $v = 1\,460$  м / с, мідь  $v = 3\,680$  м / с, дерево  $v = 4\,200$  м / с, сталь  $v = 4\,980$  м / с, скло  $v = 5\,900$  м / с.

### 4.3.3. Елементи акустики

Людське вухо сприймає у вигляді звукових відчуттів коливання, частота яких лежить в межах від 16 до 20 000 герц. Будь-яке тіло, що здійснює механічні коливання в зазначеному інтервалі частот є джерелом звуку (струни, мембрани, пластинки, що коливаються). Джерелом звуку може бути і не тверде тіло, а газо-подібне або рідке (струмінь пари, струмінь повітря в органній трубі, струмінь повітря в голосовому апараті людини, сирена, де звук створюється завдяки ритмічному перериванню струменя повітря або пари диском з отворами, що обертається, і т. д.). Ці механічні коливання джерел звуку досягають вуха у вигляді пружних хвиль, що поширюються в повітрі.

Звук, що не сприймається на слух, з частотою нижче 16 Гц називається *інфразвуком*, вище 20 кГц - *ультразвуком*.

Швидкість звуку в повітрі при 0° С дорівнює 334 м/сек.

Людські органи слуху сприймають звук по гучності, висоті (висота тону) і тембру.

**Висота** звуку визначається частотою коливань. Чим більшою є частота, тим вище звук.

В залежності від розподілу енергії між частотами визначається своєрідне звукове відчуття, зване *тембром* або забарвленням звуку.



Будь-який як завгодно складний звук можна розкласти на гармонічні складові, звані **обертонами**. Обертон найнижчої частоти, що дорівнює частоті складного звуку, називається *основним тоном*. Наявність в звуці тих чи інших обертонів при даному основному тоні і визначає тембр звуку. Під час проходження звукової хвилі речовина набуває додаткову енергію, обумовлену впорядкованим коливанням середовища. Поширюючись і залучаючи при цьому в коливання все нові частинки речовини, звукова хвиля здійснює перенесення енергії. Цей процес характеризується **силою або інтенсивністю звуку**. Сила звуку дорівнює енергії, яка в одиницю часу переноситься хвилею через одиничну площинку, перпендикулярну напрямку поширення.

$$I = \frac{1}{2} \rho a^2 \omega^2 v.$$

Поширюючись в середовищі, звукова хвиля утворює згущення і розрідження, які створюють додаткові зміни тиску по відношенню до його середнього значення в середовищі.

Надмірний тиск  $\Delta p$  називають **звуковим тиском** (іноді позначають через  $p_a$ ).

$$p_a = \frac{F_a}{S} = \rho v_m v ,$$

тут  $v_m$  - максимальна швидкість коливання частинок повітря. :

Тоді інтенсивність  $I$  звукової хвилі, що дорівнює добутку об'ємної густини енергії  $w$  на швидкість хвилі  $v$ , виразиться так:

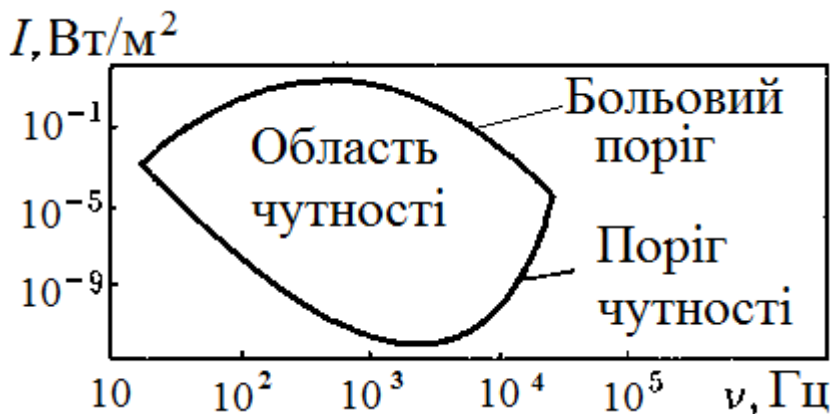


Рис. 4.25..

$$I = w \cdot v = \frac{1}{2} \rho v_m^2 \cdot v = \frac{p_a^2}{2 \rho v}$$

Інтенсивність звуку змінюється в дуже широких межах: від порогового значення

$I_0 = 10^{-12}$  Вт/м<sup>2</sup> (порог чутності) до  $I = 10^2$  Вт/м<sup>2</sup> (відчуття болю), тобто інтенсивності відріз-

няються один від одного в  $\frac{I}{I_0} = 10^{14}$  разів.

Рівень гучності  $L$  визначається як логарифм відношення інтенсивності  $I$  даного звуку до інтенсивності  $I_0$ , що відповідає порогу чутності.

Кажуть, що рівень гучності даного звуку дорівнює  $L$  децибелів, якщо

$$L = 10 \lg \frac{I}{I_0} \text{ дБ.} \quad (4.56)$$

**Ультразвуком** називають звукові коливання з частотами  $\nu = 2 \cdot 10^4 - 10^{13}$  Гц.

Ультразвуки отримуються зазвичай за допомогою явища зворотного п'єзоефекту. Зворотним п'єзоефектом називається здатність кристалів (зокрема, кварцу, сегнетової солі, турмаліну, титанату барію і ін.) деформуватися під дією електричного поля. Джерелом ультразвуку може служити пластинка кварцу, що здійснює механічні коливання високої частоти під дією змінного електричного струму, що подається на цю пластинку від генератора електромагнітних коливань тієї ж частоти. У зв'язку з тим, що радіохвилі і світлові промені досить швидко згасають у воді, єдиним засобом для здійснення сигналізації під водою є звукові і ультразвукові хвилі. Тому основне практичне застосування ультразвуки знайшли в *гідроакустиці*.

Кажани, що використовують при орієнтуванні ехолокацію, випускають ультразвуки короткими імпульсами; тривалість кожного імпульсу становить тисячні частки секунди, частота коливань від 30 до 120 кГц

Завдяки хорошому поширенню ультразвуку в м'яких тканинах людини, його відносної нешкідливості в порівнянні з рентгенівськими променями, ультразвук широко застосовується в медицині для візуалізації стану внутрішніх органів людини (*УЗД – ультразвукове дослідження*).

Якщо джерело звуку, або приймач, або обидва разом рухаються щодо середовища, в якому вони перебувають, то частота коливань, які сприймаються приймачем, буде відрізнятися від частоти коливань, що випускаються джерелом звуку. *Зміна частоти звуку, прийнятого приймачем, викликана рухом джерела або приймача звуку, називається ефектом Доплера.*

Коли і приймач і джерело звуку рухаються відносно середовища

$$v' = \frac{v \pm V_{np}}{v \mp V_{дж}} v_0. \quad (4.57)$$

де  $v_0$  - частота звуку, випущеного джерелом,  $v'$  - частота, яку сприймає приймач, швидкості: хвилі  $v$ , приймача  $V_{np}$  і джерела звуку  $V_{дж}$ .

Знак плюс в чисельнику відповідає випадку, коли приймач і джерело зближуються, знак мінус – коли віддаляються один від одного. У знаменнику стоять знаки навпаки, тобто знак мінус відповідає зближенню джерела і приймача звуку, а знак плюс – віддаленню.

#### 4.3.4. Стоячі хвилі

Стоячі хвилі утворюються в результаті накладання двох зустрічних біжучих хвиль однакової амплітуди і частоти.

Розглянемо гнучку однорідну струну, натягнуту між двома точками. Припустимо, що в стані рівноваги струна розтягнута вздовж осі  $Ox$ . Будемо змушувати струну здійснювати вимушені коливання. Тоді по ній в обидва боки – вправо і вліво – побіжать пружні поперечні хвилі.

Коли біжуча хвиля досягне закріпленого кінця струни, то на цьому кінці відбудеться відбивання хвилі. Відбита хвиля буде поширюватися назустріч падаючій.

Напишемо рівняння двох хвиль, що поширюються вздовж осі  $Ox$ , вправо (в бік зростання  $x$ )

$$\xi_1 = A \cos(\omega t - kx). \quad (4.58)$$

і вліво (у бік зменшення  $x$ )

$$\xi_2 = A \cos(\omega t + kx), \quad (4.59)$$

тут  $\xi$  - поперечне зміщення точки струни з координатою  $x$  в момент часу  $t$ ,  $\omega$  - кругова частота,  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$  - хвильове число,  $\lambda$  - довжина біжучої хвилі. Для спрощення початок відліку  $x$  і  $t$  вибрано так, щоб початкова фаза хвиль дорівнювала нулю.

Рух кожної точки струни, що коливається, можна розглядати як результат додавання падаючої і відбитої хвиль. Падаюча на перешкоду хвиля і біжуча їй назустріч відбита хвиля, накладаючись одна на одну, дають в кожній точці струни зміщення

$$\xi = \xi_1 + \xi_2 = A \cos(\omega t - kx) + A \cos(\omega t + kx). \quad (4.60)$$

Перетворимо цю суму за формулою для суми косинусів

$$\cos \alpha + \cos \beta = 2 \cos \frac{\alpha + \beta}{2} \cos \frac{\alpha - \beta}{2}. \quad (4.61)$$

Тоді рівняння набуде вигляду

$$\xi = (2A \cos 2\pi \frac{x}{\lambda}) \cos \omega t. \quad (4.62)$$

З формули (4.62) випливає, що всі точки струни здійснюють гармонічні коливання з однаковою частотою  $\omega$ , такою самою, що й у біжучих хвиль. Але оскільки як змінна  $x$  входить у вираз для амплітуди, амплітуда коливань різна для різних точок простору – змінюється від точки до точки по закону косинуса.

$$\text{амплітуда} = \left| 2A \cos 2\pi \frac{x}{\lambda} \right|. \quad (4.63)$$

У точках, координати яких задовольняють умові

$$2\pi \frac{x}{\lambda} = \pm n\pi \quad (n = 0, 1, 2, \dots) \quad (4.64)$$

амплітуда коливань є максимальною. Ці точки називаються **пучностями** стоячої хвилі.

Координати пучностей

$$x_{\text{пучн}} = \pm n \frac{\lambda}{2} \quad (n = 0, 1, 2, \dots). \quad (4.65)$$

Коливання здійснюють не всі точки струни. У точках, координати яких задовольняють умові

$$2\pi \frac{x}{\lambda} = \pm (n + \frac{1}{2})\pi \quad (n = 0, 1, 2, \dots), \quad (4.66)$$

амплітуда коливань дорівнює нулю. Ці точки називаються **вузлами** стоячої хвилі.

Координати вузлів

$$x_{\text{вузл}} = \pm \left(n + \frac{1}{2}\right) \frac{\lambda}{2}$$

$$(n = 0, 1, 2, \dots). \quad (4.67)$$

З формул (4.65) і (4.67) випливає, що відстань між сусідніми пучностями або сусідніми вузлами дорівнює  $\frac{\lambda}{2}$ .

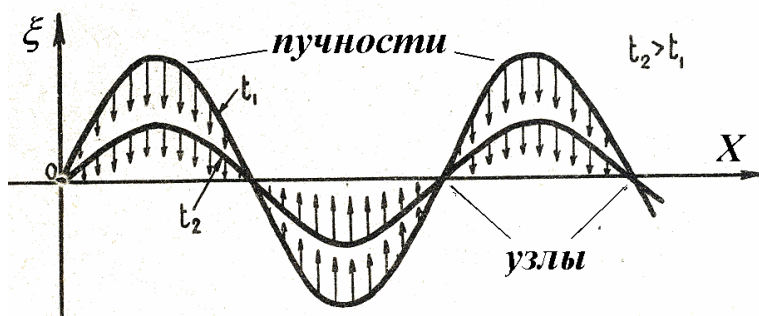


Рис. 4.26.

Таким чином, коливаються не всі точки струни. Частина з них залишаються нерухомими і називаються **вузлами** стоячої хвилі. На кінцях струни в точках закріплення обов'язково будуть вузли, а між ними одна або кілька пучностей - областей, які коливаються з максимальною амплітудою.

Між двома сусідніми вузлами всі точки струни коливаються одночасно (в однаковій фазі, синфазно), але з різними амплітудами.

Такий тип синфазних коливань з характерним просторовим розподілом амплітуди - чергуванням вузлів (нулів) і пучностей (максимумів) отримав назву **стоячої хвилі**. Відстань між двома сусідніми вузлами дорівнює половині довжини хвилі.

Всі точки, що містяться між сусідніми вузлами, одночасно досягають максимального відхилення і одночасно проходять через положення рівноваги. На рис. 4.26 наведені «моментальні фото» відхилень точок від положення рівноваги в два близьких моменти часу  $t_1$  і  $t_2$ . Стрілками вказані напрямки руху точок струни.

На відміну від біжучої хвилі, яка може рухатися вправо або вліво, у стоячій хвилі немає напрямку поширення. Ця відмінність видна на двох знімках, що відносяться до близьких моментів часу (рис. 4.27).

Для біжучої хвилі максимуми і мінімуми хвилі в кожен наступний мить переходять на нове місце, а в стоячій хвилі залишаються на одному і тому ж місці.

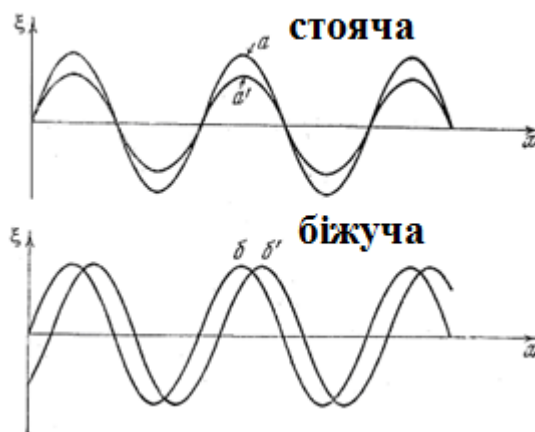


Рис. 4.27

У стоячій хвилі на відміну від біжучої не відбувається переносу енергії. Це пояснюється тим, що падаюча і відбита хвилі мають однакову амплітуду і тому переносять однакову енергію в протилежних напрямках. Оскільки вузлові точки є нерухомими, через них енергія не переноситься.

На довжині струни  $l$  буде укладатися завжди ціле число стоячих хвиль. Звідси випливає умова

$$l = n \frac{\lambda}{2} \quad (n = 1, 2, \dots). \quad (4.68)$$

Або

$$\lambda_n = \frac{2l}{n}. \quad (4.69)$$

Оскільки довжина хвилі  $\lambda$  пов'язана зі швидкістю поширення хвилі  $v$  і частотою коливань  $\nu$  співвідношенням  $\lambda = \frac{v}{\nu}$ , то цим довжинам хвиль відповідають частоти

$$\nu_n = \frac{v}{\lambda_n} = \frac{v}{2l} n \quad (n = 0, 1, 2, \dots). \quad (4.70)$$

Отже струна може коливатися не з однією частотою, а з цілим спектром частот. Частоти  $\nu_n$  називаються *власними частотами* струни. Вони є кратними частоті

$$\nu_1 = \frac{v}{2l}, \quad (4.71)$$

яка називається *основною частотою*.

## 4.4. Електромагнітні хвилі

### 4.4.1. Аналіз рівнянь Максвелла і висновки з них. Електромагнітні хвилі

Система рівнянь Максвелла в інтегральній формі має вигляд:

$$\oint_L \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} = - \int_S \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \cdot d\mathbf{S},$$

$$\oint_L \mathbf{B} \cdot d\mathbf{l} = \mu_0 \int_S \mathbf{j} \cdot d\mathbf{S} + \varepsilon_0 \mu_0 \int_S \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \cdot d\mathbf{S} , \quad (4.72)$$

$$\oint_S \mathbf{E} \cdot d\mathbf{S} = \frac{1}{\varepsilon_0} \int_V \rho dV ,$$

$$\oint_S \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S} = 0 .$$

З перших двох рівнянь Максвелла випливають такі висновки.

1). Ні змінне електричне, ні змінне магнітне поле не можуть існувати окремо, незалежно одне від іншого; **одне поле незмінно породжує інше**. Іншими словами, **змінні електричне і магнітне поля завжди існують разом у вигляді єдиного електромагнітного поля**. Електричне і магнітне поля є лише окремими компонентами цього єдиного електромагнітного поля. Електромагнітне поле в кожній своїй точці характеризується одночасно двома векторами: напруженостями електричного і магнітного полів ( $\mathbf{E}$  і  $\mathbf{H}$ ). Електромагнітне поле здатне існувати самостійно - без електричних зарядів і струмів.

2). Електромагнітне поле, виникнувши в одному місці простору, не залишається локалізованим (зосередженим) в цьому місці, а **поширюється** від цього місця зі скінченною швидкістю **у вигляді електромагнітної хвилі**. Іншими словами, електромагнітне поле існує тільки у вигляді електромагнітної хвилі, або: **електромагнітна хвиля - це форма існування електромагнітного поля**.

Пояснимо цей висновок такими міркуваннями. Показаний на рис. 4.28 коливальний контур розірваний, і на контакти, що утворилися, подано змінну напругу. У

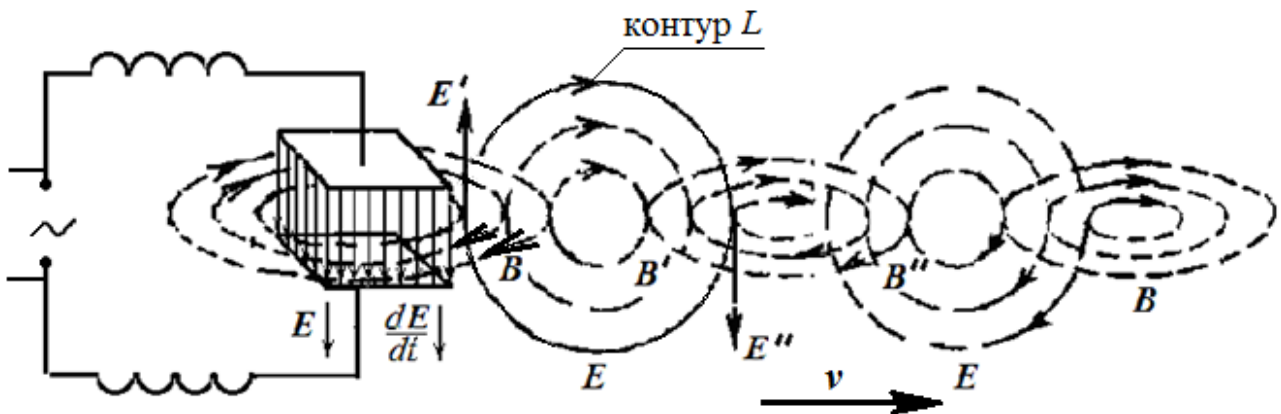


Рис. 4.28.

контури збуджуються вимушені електричні коливання.

При цьому між обкладинками конденсатора буде існувати змінне електричне поле, спрямоване перпендикулярно до пластин в той чи інший бік. Відповідно до другого рівняння Максвелла між пластинками конденсатора буде існувати прямолінійний струм зміщення, який створює навколо себе магнітне поле, і його напрямок визначиться за правилом правого гвинта. Так, якщо електричне поле в даний відрізок часу направлено зверху вниз (рис. 4.28) і зростає за модулем, то так само буде спрямований і струм зміщення, а лінії індукції його магнітного поля будуть лежати в площині, яка є перпендикулярною до площини креслення.

Нагадаємо, що відповідно до рівнянь Максвелла силові лінії вихрового електричного поля, індукованого зміною поля  $\mathbf{B}$ , утворюють з вектором  $\partial\mathbf{B}/\partial t$  лівогвинтову систему, в той час як лінії магнітного поля, індукованого зміною  $\mathbf{E}$ , утворюють з вектором  $\partial\mathbf{E}/\partial t$  правогвинтову систему (рис. 4.29).

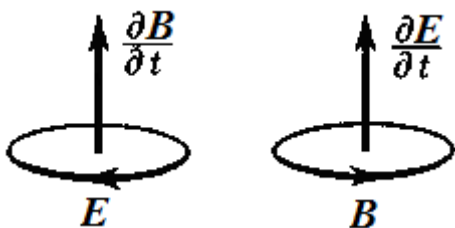


Рис. 4.29.

Виділимо, далі, довільний контур  $L$  в площині рисунка правіше конденсатора (рис. 4.28). Він пронизується змінним магнітним полем, спрямованим від рисунка до нас. Тоді в цьому контурі виникає вихрове електричне поле, лінії напруженості якого за-

мкнуті, і взятий контур може бути однією з них.

Індуковане вихрове електричне поле буде направлено за годинниковою стрілкою (як зазначено на рисунку). Але це електричне поле  $\mathbf{E}'$  біля конденсатора направлено проти вихідного поля  $\mathbf{E}$  і знищить його тут ( $\mathbf{E}' = -\mathbf{E}$ ), а на деякій відстані від конденсатора ( $\mathbf{E}''$ ) воно буде направлено так само, як і вихідне поле  $\mathbf{E}$ . Таким чином, *змінне електричне поле, виникнувши в одному місці (між обкладинками конденсатора), через деякий час в цьому місці зникає, але зате з'являється в інших місцях, тобто поширюється від місця свого виникнення.*

Аналогічно відбувається і з магнітним полем: індуковане поле  $\mathbf{B}'$  зліва знищує вихідне поле  $\mathbf{B}$ , а справа ( $\mathbf{B}''$ ) має той самий напрямок, що і вихідне поле.

Таким чином пов'язані  $\mathbf{E}$  і  $\mathbf{B}$  з області близько конденсатора поширилися від нього на деяку відстань (рис. 4.28).



Можна зобразити електромагнітне поле у вигляді ланцюжка кілець - замкнутих магнітних і електричних силових ліній, що чергуються (рис. 4.30). Ланцюжок існує тільки в тому випадку, якщо поле змінне. Наростаючий кільцевий магнітний потік

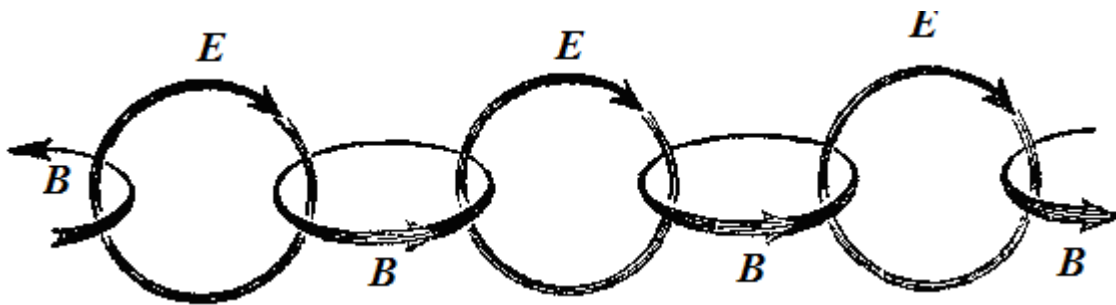


Рис. 4.30.

створює навколо себе електричний кільцевий потік. Зміна електричного поля призводить до створення кільцевого магнітного потоку і т.д.

Якщо ж в даній області простору існують заряди і струми, то поряд з вихровими полями зі зчепленими лініями з'явиться вихрове магнітне поле, лінії якого замкнуті навколо струмів, і потенціальне електричне поле, лінії якого починаються на позитивних і закінчуються на негативних зарядах.

Однією з особливостей відкритих Максвеллом електромагнітних хвиль є те, що вони *не потребують ніякого середовища для свого поширення і можуть поширюватися в пустоті*, на відміну, наприклад, від звукових хвиль. Однак, електромагнітні хвилі можуть існувати не тільки в вакуумі, а й у речовині.

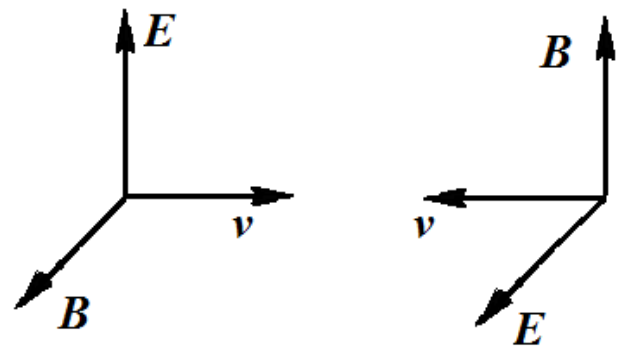


Рис. 4.31.

Як видно з рис. 4.28 і рис. 4.30, вектори  $E$  і  $B$  електромагнітної хвилі є взаємно перпендикулярними. Крім того, вектор швидкості поширення електромагнітної хвилі  $v$  перпендикулярний  $E$  і  $B$ , причому так, що три вектори:  $E$ ,  $B$ ,  $v$  утворюють *праву трійку векторів*: при обертанні від  $E$  до  $B$  по найкоротшому напрямку поступальний рух визначить напрямок вектора  $v$  (рис. 4.31).

).

Електромагнітні поля можуть існувати у вигляді електромагнітних хвиль, **фазова швидкість** яких дорівнює

$$v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon\mu}}. \quad (4.73)$$

Для вакууму ( $\epsilon = \mu = 1$ ) швидкість електромагнітних хвиль дорівнює  $c \approx 3 \cdot 10^8$  м/с і співпадає зі швидкістю світла. Ця обставина дозволила Максвеллові зробити висновок про те, що світло являє собою електромагнітні хвилі.

Таким чином, коливання електричного і магнітного векторів в електромагнітній хвилі відбуваються з однаковою фазою - вони одночасно досягають максимальних значень і одночасно перетворюються в нуль, і мають місце співвідношення для їх миттєвих значень

$$\sqrt{\epsilon_0 \epsilon} E = \frac{B}{\sqrt{\mu_0 \mu}} = \sqrt{\mu_0 \mu} H.$$

Рівняння плоскої електромагнітної хвилі в векторному вигляді матимуть вигляд

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= E_m \cos(\omega t - kz) \\ \mathbf{B} &= B_m \cos(\omega t - kz). \end{aligned} \quad (4.74)$$

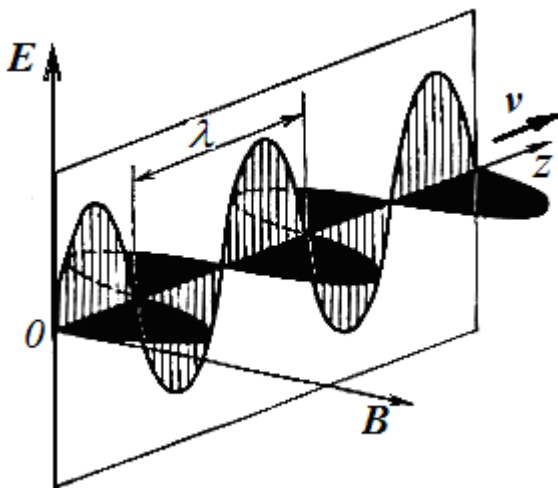


Рис. 4.32.

У біжучій плоскій електромагнітній хвилі поля  $\mathbf{E}$  і  $\mathbf{B}$  у кожний момент часу в кожній точці простору є пропорційними одне одному. На рис. 4.32 показане «миттєве фото» - розподіл полів  $\mathbf{E}$  і  $\mathbf{B}$  як функції координати  $z$  в певний момент часу  $t$  для хвилі, що біжить зліва направо. На рис. 4.32 показано, що  $E_x$  є максимальним в даний момент часу в тій самій точці, що і  $B_y$ . Нульовому значенню  $E_x$  відповідає нульове значення  $B_y$ .

Підсумовуючи викладене, можна зробити **висновки**.

1) Змінне електромагнітне поле поширюється в просторі у вигляді хвиль, фазова швидкість яких

$$v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon\mu}}, \quad \text{де } c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \approx 3 \cdot 10^8 \text{ м/с}.$$

2) Вектори  $E$ ,  $B$  і  $v$  (швидкість хвилі) є взаємно перпендикулярними і утворюють правогвинтову систему (рис. 4.32, 4.33).

3) В електромагнітній хвилі вектори  $E$  і  $B$  завжди коливаються в однакових фазах, причому між миттєвими значеннями  $E$  і  $B$  у будь-якій точці існує певний зв'язок, а саме:

$$E = vB,$$

або

$$\sqrt{\varepsilon\varepsilon_0} E = \sqrt{\mu\mu_0} H.$$

Це означає, що  $E$  і  $H$  (або  $B$ ) одночасно досягають максимуму, одночасно обертаються в нуль і т. д.

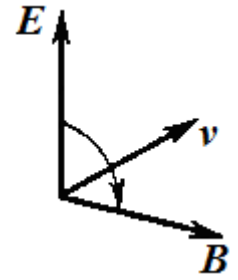


Рис. 4.33.

#### 4.4.2. Енергія електромагнітної хвилі

Оскільки перенесення енергії - загальна властивість будь-якої біжучої хвилі, електромагнітні хвилі також переносять енергію.

Вектор густини потоку електромагнітної енергії називається вектором **Пойнтинга** і має вигляд

$$S = w \cdot v = [E, H] \quad (4.75)$$

Модуль цього вектора дорівнює енергії, яку переносить електромагнітна хвиля в одиницю часу через одиничну площинку, перпендикулярну до напрямку поширення хвилі,

**Інтенсивність** електромагнітної хвилі - це середнє за часом значення густини потоку енергії - у синусоїдальній (гармонічній) хвилі в вакуумі дорівнює

$$I = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} E_m^2, \quad (4.76)$$

де  $E_m$  - амплітуда коливань напруженості електричного поля. Таким чином, **інтенсивність хвилі пропорційна квадрату амплітуди коливань.**

Густина потоку енергії в СІ вимірюється в *ватах на квадратний метр* ( $\text{Вт/м}^2$ ).

#### 4.4.3. Відкритий коливальний контур

Будь-який електричний струм (і взагалі, будь-який рухомий електричний заряд) створює магнітне поле. Якщо величина або напрям швидкості заряду змінюється, магнітне поле теж буде змінюватися і, отже, в навколишньому просторі виникне електромагнітна хвиля. Таким чином, *будь-який рухомий з прискоренням електричний заряд випромінює електромагнітну хвилю*.

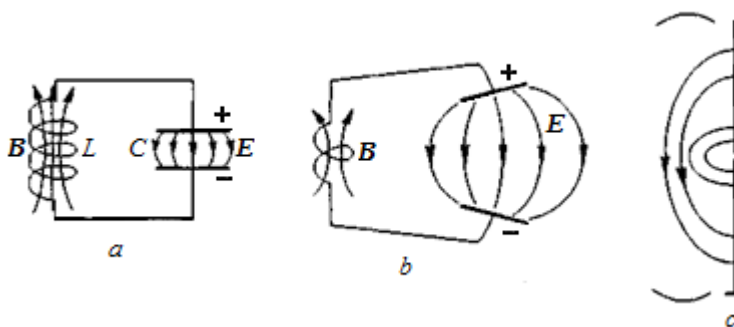


Рис. 4.34.

Тому будь-яке коло змінного струму, всякий контур, в якому є змінний струм, випромінює електромагнітні хвилі. Однак, це випромінювання, його енергія, є дуже малим в порівнянні з енергією, що циркулює в конту-

рі, тому контур; зображений на рис. 4.34, *a*, називається **закритим** коливальним контуром (закритим саме для випромінювання електромагнітних хвиль). Для того, щоб контур ефективно випромінював, його, як кажуть, потрібно зробити **відкритим**. Перетворення закритого контура у відкритий можна здійснити, розсовуючи обкладинки конденсатора, як це послідовно показано на рис. 4.34.

У положенні 4.34, *a* поля локалізовані, в основному, в реактивних елементах (індуктивності  $L$  і ємності  $C$ ) і не залишають практично цього контура. В стадії 4.34, *b*, коли пластини конденсатора трохи розсунуті, його електричне поле займає більшу область простору, і випромінювання контура посилиться. Контур стає більш відкритим. Очевидно, граничний випадок відкритого контура отримаємо, якщо максимально розсунемо обкладинки конденсатора, як представлено на рис. 4.34, *c*.

Ємність  $C$  конденсатора, як відомо, зменшується зі збільшенням відстані між його обкладинками, і за великої відстані, як у випадку 4.34,  $b$ , є дуже малою. Відповідно до формули Томсона  $\nu = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$  зростає і частота  $\nu$  власних коливань.

Тому, чим більшу частоту ми хочемо змусити контур випромінювати, тим меншу ємність і індуктивність слід брати. Вилучення конденсатора цьому сприяє. Але для цієї ж мети можна видалити ще і котушку індуктивності, замінивши її відрізком проводу. Тоді отримаємо граничний випадок відкритого коливального контура, призначеного для випромінювання електромагнітних хвиль високої частоти у вигляді простого пристрою, зображеного на рис. 4.35. Це так званий **відкритий вібратор, або вібратор Герца, або диполь Герца.**

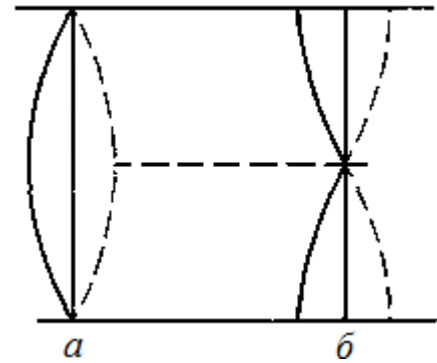


Рис. 4.35.

Тепер не тільки електричне, але й магнітне поле, яке раніше було зосереджене всередині котушки, займе більшу область простору, що охоплює цей провід. Збільшення частоти коливань в контурі, як і збільшення його лінійних розмірів, призводить до того, що *період власних коливань стає порівняним з часом поширення електромагнітного поля вздовж всього контура.* Це означає, що процеси власних електромагнітних коливань в такому відкритому контурі вже не можна вважати квазістаціонарними. Нагадаємо, що в звичайних колах змінного струму сила струму у всіх перерізах в даний момент часу є однаковою.

У відкритому ж коливальному контурі *сила струму* в різних його місцях в один і той же момент часу *є різною*: на кінцях контура вона завжди дорівнює нулю, а в середині (там, де раніше була котушка) вона коливається з максимальною амплітудою.

У граничному випадку, коли коливальний контур перетворився просто у відрізок прямого проводу, розподіл сили струму уздовж контура в певний момент часу показано на рис. 4.35, *a*.

У той момент, коли сила струму в такому вібраторі є максимальною, охоплююче його магнітне поле також досягає максимуму, а електричне поле поблизу вібратора відсутнє. Через чверть періоду перетворюється в нуль сила струму, а разом з нею і магнітне поле поблизу вібратора; електричні заряди зосереджуються поблизу кінців вібратора, а їх розподіл має вигляд, показаний на рис. 4.35, б. Електричне поле поблизу вібратора в цей момент є максимальним.

Відбуваються коливання заряду і струму, тобто електромагнітні коливання у відкритому вібраторі.

У *відкритого вібратора*, де електричне та магнітне поля перекриваються в просторі, відбувається їх взаємний вплив: магнітне поле, яке змінюється, породжує вихрове електричне поле, а електричне поле, яке змінюється, породжує магнітне поле. В результаті виявляється можливим існування і поширення таких полів у вільному просторі на великій відстані від вібратора. Це і є *електромагнітні хвилі*, що випромінюються вібратором.

У відкритому коливальному контурі індуктивністю і ємністю, що визначають власну частоту коливань вібратора, не є котушка і конденсатор (так звані *зосереджені параметри*), а власні індуктивність і ємність проводів вібратора, так звані *розподілені параметри*. Кожен елемент вібратора одночасно має і індуктивність, і ємність.

Вібратор буде випромінювати електромагнітні хвилі з частотою живлячої напруги. Але ефективність випромінювання буде максимальною тоді, коли вібратор настроєний на випромінювальну хвилю. Це буде за умови, коли загальна довжина вібратора  $l$  буде дорівнювати половині довжини випромінювальної їм хвилі  $\lambda$ :

$$l = \frac{\lambda}{2}, \quad (4.77)$$

тобто ефективно випромінювати буде так званий *напівхвильовий вібратор*.

#### 4.4.4. Шкала електромагнітних хвиль

Діапазон частот електромагнітних хвиль, що зустрічаються в природі, дуже широкий. Його розбивають на ряд областей, що характеризуються певними влас-

тивостями хвиль або способами їх отримання. На рис. 4.36 наведена шкала електромагнітних хвиль.

Основні діапазони *шкали електромагнітних хвиль* такі.

1). **Низькочастотні хвилі**, частота коливань яких не перевищує 100 кГц. Цей діапазон частот використовується в електротехніці. У промисловій електроенергетиці використовується частота 50 Гц, на якій здійснюється передача електричної енергії по лініях і перетворення напруг трансформаторами. В авіації використовується частота 400 Гц, яка дає вигоду по вазі електричних машин і трансформаторів в 8 разів у порівнянні з частотою 50 Гц. В імпульсних джерелах живлення використовуються частоти змінного струму одиниці і десятки кГц.

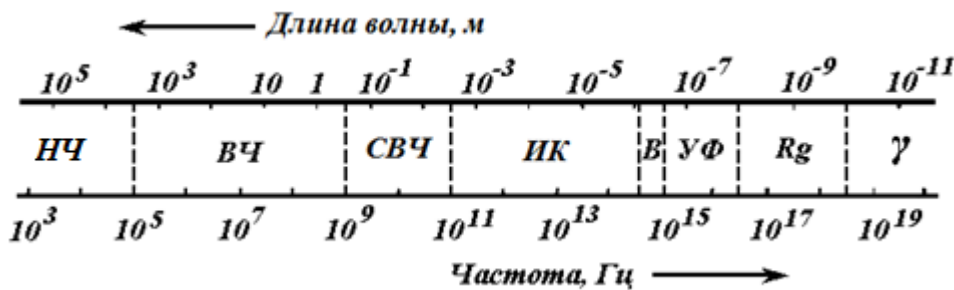


Рис. 4.36.

2). **Радіохвилі** – електромагнітні хвилі, частоти яких лежать в діапазоні  $\nu = 10^5 - 10^{11}$  Гц, а довжини - в діапазоні  $\lambda = 1\ 000$  м – 1

мм. Хвилі з довжиною хвилі менше, ніж 1 мм (частота менше ніж 300 ГГц) називаються мікрохвилями або хвилями надвисоких частот (НВЧ - хвилі). Радіохвилі отримують за допомогою коливальних контурів і макроскопічних вібраторів. У природі радіохвилі випромінюються різними позаземними джерелами (ядра галактик, квазари).

3). **Інфрачервоне випромінювання** - електромагнітне випромінювання, що займає спектральну область між червоним кінцем видимого світла (з довжиною хвилі  $\lambda = 0,74$  мкм і частотою 430 ТГц) і мікрохвильовим радіовипромінювання ( $\lambda \sim 1-2$  мм, частота 300 ГГц).

Інфрачервоне випромінювання також називають «тепловим» випромінюванням, оскільки інфрачервоне випромінювання від нагрітих предметів сприймається шкірою людини як відчуття тепла. Інфрачервоне випромінювання становить більшу частину випромінювання ламп розжарювання, газорозрядних ламп, близько

50% випромінювання Сонця; інфрачервоне випромінювання випускають деякі лазери. Для його реєстрації користуються тепловими та фотоелектричними приймачами, а також спеціальними фотоматеріалами.

Інфрачервоне випромінювання випускають збуджені атоми або іони. Інфрачервоне випромінювання дають всі тіла при будь-якій температурі. Людина випромінює електромагнітні хвилі  $\lambda \approx 9 \cdot 10^{-6}$  м.

Найважливіші властивості ІЧ - випромінювання: проходить через деякі непрозорі тіла, а також крізь дощ, серпанок, сніг, чинить хімічну дію на фотопластинки, поглинаючись речовиною, нагріває її; викликає внутрішній фотоефект у германію, ІЧ - випромінювання є невидимим.

Використовуючи ІЧ - випромінювання, в промисловості сушать пофарбовані вироби, стіни будинків, деревину. Інфрачервоний обігрівач віддає тепло переважно випромінюванням, а не конвекцією. Особливо актуальне використання ІЧ - випромінювання для отримання зображення предметів в темряві в приладах нічного бачення. Інфрачервоні діоди і фотодіоди повсюдно застосовуються в пультах дистанційного управління, системах автоматики і т.д.

4) **Видиме випромінювання** - електромагнітні хвилі, що сприймаються людським оком. Зазвичай в якості короткохвильової границі видимого світла приймають ділянку 380 - 400 нм (750 - 790 ТГц) - фіолетовий колір, а в якості довгохвильової – 760 - 780 нм (385 - 395 ТГц) - червоний колір.

5). **Ультрафіолетове випромінювання** - електромагнітне випромінювання, що займає спектральний діапазон між видимим і рентгенівським випромінюваннями. Довжини хвиль УФ - випромінювання лежать в інтервалі від 10 до 400 нм ( $7,5 \cdot 10^{14}$ — $3 \cdot 10^{16}$  Гц).

Джерелами є газорозрядні лампи з трубками з кварцу (кварцові лампи). Випромінюється усіма твердими тілами, у яких  $T > 1000$  °С, а також світлою ртутною парою. Входить до складу сонячного світла. Є невидимим.

Має високу хімічну активність, велику проникаючу здатність, убиває мікроорганізми, в невеликих дозах благотворно впливає на організм людини (засмага),



але у великих дозах чинить негативний біологічний вплив, викликаючи зміни в розвитку клітин і обміні речовин, діє на очі.

б). **Рентгенівські промені** становлять собою електромагнітні хвилі з довжиною від 50 нм до  $10^{-3}$  нм, що відповідає енергії квантів від 20 еВ до 1 МеВ.

Рентгенівське випромінювання виникає при гальмуванні швидких заряджених частинок (електронів, протонів та ін.), а також в результаті процесів, що відбуваються всередині електронних оболонок атомів. Отримують за допомогою рентгенівської трубки: електрони у вакуумній трубці прискорюються електричним полем при високій напрузі, досягаючи анода, при зіткненні різко гальмуються. При гальмуванні електрони рухаються з прискоренням і випромінюють рентгенівські електромагнітні хвилі.

Застосовується в медицині (діагностика захворювань внутрішніх органів), в промисловості (контроль внутрішньої структури різних виробів, зварних швів).

7).  **$\gamma$ -випромінювання** складають електромагнітні хвилі з довжиною хвилі менше  $10^{-2}$  нм, що відповідає енергії квантів більше 0,1 МеВ. Випускається збудженими атомними ядрами під час радіоактивних перетворень і ядерних реакцій.

### Контрольні питання

1. Вантаж здійснює коливання на пружині. Чи можуть співпадати за напрямом у деякий момент часу вектори: а) переміщення і швидкості; б) переміщення і прискорення?
2. Вантаж на пружині здійснює гармонічні коливання з частотою  $\omega_0$ . З якою частотою змінюється з часом кінетична енергія? Потенціальна енергія?
3. Яка різниця фаз між коливаннями зміщення та прискорення у гармонічному осциляторі?
5. Якими – вимушеними чи автоколиваннями – виявляються наступні коливання: а) верхівок дерев, що розгойдуються вітром; б) маятника годинника; в) крил літака дід дією зустрічного потоку повітря; г) мосту від автомобілів, що проїжджають по ньому; д) мембрани динаміка; е) двигуна автомобіля; є) молоточка електричного дзвінка; ж) повітря у духових інструментах?
8. Як спрямовані вектори **E** і **H** відносно швидкості поширення **v** електромагнітної хвилі? У яких фазах відбуваються коливання векторів **E** і **H** біжучої електромагнітної хвилі?
9. Скільки повних коливань здійснює за секунду вектор напруженості електричного поля електромагнітної хвилі довжиною  $\lambda = 0,55$  мкм?
10. Чи можна виявити випромінювання електромагнітних хвиль, яке створюється провідником з промисловим змінним струмом частотою 50 Гц? Якою є довжина хвилі при цьому?

13. На що витрачається енергія джерела: а) постійного струму; б) змінного струму?
14. Яку роль відіграє котушка індуктивності у коливальному контурі?
15. Як можна збудити електромагнітні коливання в коливальному контурі?

## 5. Елементи фізики напівпровідників

### 5.1. Електронна будова металів, діелектриків та напівпровідників

Властивості напівпровідників можна описати на основі електронної будови твердих кристалічних тіл.

Тверде тіло є сукупністю окремих атомів, хімічні зв'язки між якими об'єднують їх у кристалічну решітку. За типами зв'язку тверді тіла діляться на кілька класів, кожен з яких характеризується певним просторовим розподілом електронів.

При утворенні кристалічних ґрат *металу* частина валентних електронів відривається від своїх атомів. Електрони, як заведено говорити, узагальнюються, вони не належать тепер жодному конкретному іону металу і можуть вільно переміщатися під дією зовнішнього електричного поля, утворюючи електричний струм.

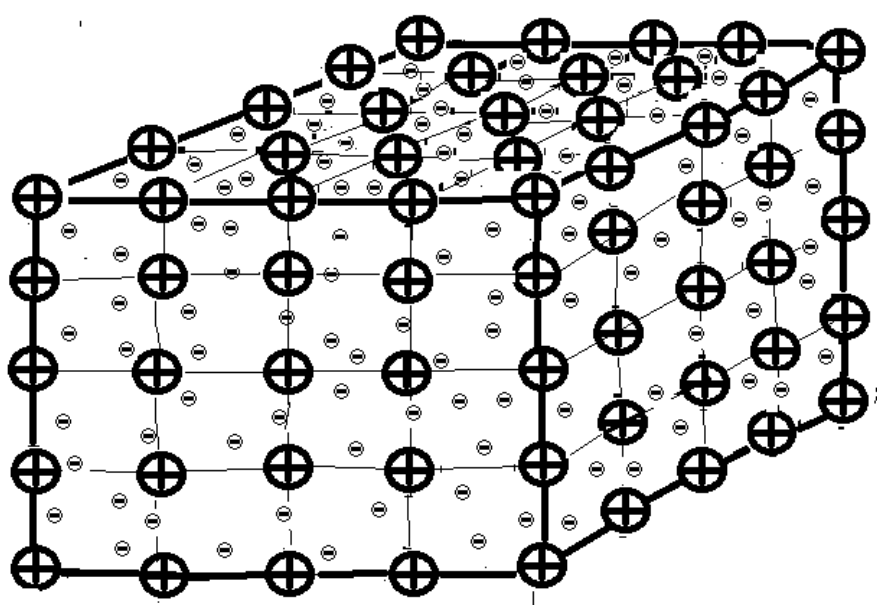


Рис. 5.1.

Кристалічні ґрати *металу* утворені не нейтральними атомами, а позитивно зарядженими іонами (рис.1). Метал можна уявити собі у вигляді регулярної просторової решітки з позитивних атомних залишків, яка занурена в «електронний газ» негативних електронів провідності.

Цей газ вільних електронів заповнює кристалічну решітку та компенсує сили взаємного електростатичного відштовхування позитивних іонів і цим пов'язує їх у тверде тіло.

У кожному кубічному сантиметрі металу міститься приблизно  $10^{22}$  вільних електронів.

Велика кількість вільних електронів провідності зумовлює такі специфічні властивості металів, як високу електро- і тепло провідність, блиск, відбиття електромагнітних хвиль, ковкість тощо.

Зовсім інший характер зв'язків між атомами, що утворюють кристали *діелектрика* та *напівпровідника*. Кристалічна гратка діелектрика і напівпровідника утворена нейтральними атомами. Оскільки в кристалі атоми зближені на відстань порядку розмірів самого атома, то електронні оболонки атомів сильно перекриваються і відбувається безперервний перехід валентних електронів від одного атома до іншого.

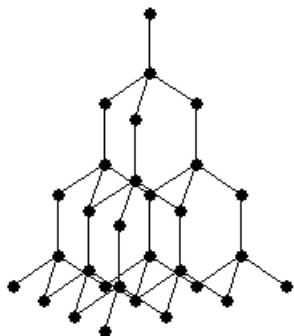


Рис. 5.2

Як приклад розглянемо кристалічну решітку Силіцію, зображену на рис. 5.2. Розташування атомів Si в кристалі кремнію таке ж, як атомів вуглецю C в алмазі - кожен атом знаходиться в центрі тетраедра і пов'язаний ковалентно з чотирма іншими атомами Si. Схема кристалу у двовимірному зображенні показана на рис. 5.3.

Чотири електрони з восьми, що утворюють замкнуту електронну оболонку деякого атома Силіцію (довільно об-

раний атом виділено на схемі), належать самому атому, решта чотири – від сусідніх у кристалічній решітці атомів. Але атом Силіцію не відбирає ці електрони у сусідів: вони проводять біля виділеного нами атома лише частину часу, іншу частину вони проводять біля «свого» атома. З іншого боку, валентні електрони атома тепер проводять біля нього лише частину часу,

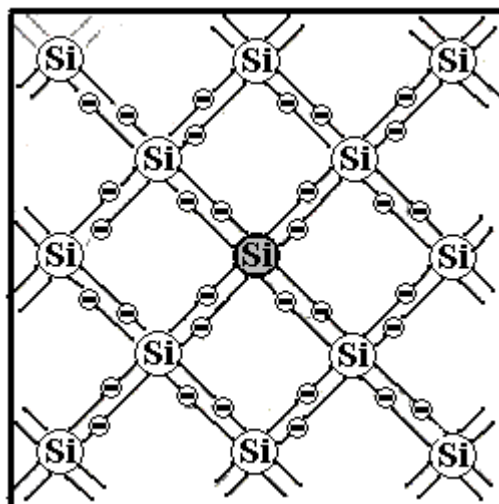


Рис. 5.3

іншу частину – біля сусідніх атомів. Такий електронний обмін призводить до утворення міцного *ковалентного зв'язку*.

Щоб розірвати електронні зв'язки між атомами та створити таким чином вільні електрони, необхідно витратити енергію. Електронні зв'язки можуть бути розірвані за рахунок теплових коливань ґрат, за рахунок опромінення фотонами відповідної частоти та іншими способами. Але за досить низької температури такий кристал є ідеальним ізолятором (діелектриком).

***Енергію, необхідну для розриву електронного зв'язку, позначають символом  $E_g$ .*** Для різних кристалів вона змінюється в межах від нуля до десятка електрон-вольт.

У *металах* концентрація електронів не залежить від температури. Навіть за температури  $T = 0$  К всі електрони залишаються вільними і зберігають здатність проводити струм.

У типовому *діелектрику* з великим значенням  $E_g$  ( $> 3$  еВ), наприклад, кварці, алмазі та ін, тепловий рух не здатний розірвати електронні зв'язки і збільшити концентрацію електронів.

У матеріалах із невеликим значенням  $E_g$ , нагрівання навіть до не дуже високої температури призведе до розриву великої кількості електронних зв'язків і появи вільних електронів. Концентрація вільних носіїв струму дуже різко залежатиме від температури. Цей клас речовин називається ***напівпровідниками***.

Значення  $E_g$  для типових напівпровідників становить  $\approx 1$  еВ. Так, для антимоніду індію (InSb) значення  $E_g = 0,18$  еВ, для Германію (Ge)  $E_g = 0,67$  еВ, для Силіцію (Si)  $E_g = 1,1$  еВ, Арсеніду галію (GaAs)  $E_g = 1,4$  еВ. У потрібному напівпровідниковому з'єднанні GaAlAs, що є матеріалом для світлодіодів та лазерів,  $E_g$  лежить у межах від 1,4 еВ до 2,17 еВ.

## **5.2. Напівпровідники. Власна провідність напівпровідників**

Нагадаємо, що *питома електропровідність* (або часто кажуть просто електропровідність)  $\sigma$  – це фізична величина, яка характеризує перенесення зарядів у речо-

вині під дією зовнішнього електричного поля. Числове значення електропровідності обернено до питомого електричного опору:

$$\sigma = 1/\rho.$$

Якщо *питомий опір*  $\rho$  вимірюється в Ом·м («омометрах»), то електропровідність вимірюється в Ом<sup>-1</sup> м<sup>-1</sup>. Для зручності в електротехніці вводять величину, обернену Оміві, та називають її на честь відомого електротехніка Сименс (См = 1/Ом). Отже, електропровідність вимірюють у Сименсах на метр ( $[\sigma] = \text{См/м}$ ).

За величиною електропровідності прийнято поділяти тверді тіла на три основні класи (рис. 5.4):

- діелектрики (або ізолятори), для яких питома електропровідність  $\sigma < 10^{-12}$  См/м
- напівпровідники -  $10^5 > \sigma > 10^{-12}$  См/м ;
- метали -  $\sigma > 10^5$  См/м.

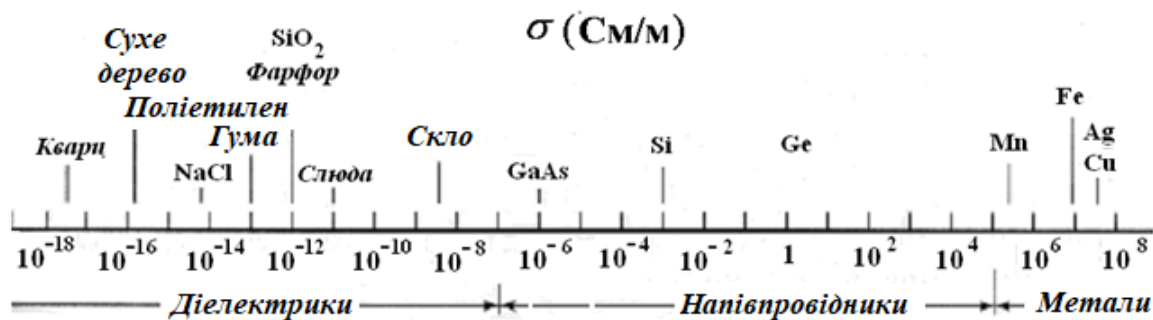


Рис. 5.4.

Напівпровідники, таким чином, представляють проміжний за електропровідністю клас речовин дуже різноманітної хімічної природи між металами та діелектриками. До них відносяться передусім *атомарні*, або елементарні напівпровідники (Германій - Ge, Силіцій (або кремній) - Si, Селен - Se, Телур - Te), *хімічні сполуки* або інтерметаліди (GaAs - арсенід галію, CdS – сульфід кадмію і т.д.); так звані *тверді розчини* ( $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{Sb}$ ,  $\text{Pb}_x\text{Sn}_{1-x}\text{Te}$  и т.п.); ряд органічних з'єднань і ін.

Проте характерною особливістю напівпровідників є зростання їхньої електропровідності, а отже і концентрації носіїв струму зі зростанням температури. З

підвищенням температури  $T$  питома електропровідність  $\sigma = 1/\rho$  напівпровідників різко зростає за експоненціальним законом

$$\sigma = \sigma_0 e^{-E_g/2kT} \quad (5.1)$$

де  $E_g$  – так звана енергія активації власної провідності ( у зонній теорії провідності - ширина забороненої зони),  $k$  – стала Больцмана,  $\sigma_0$  – деякий коефіцієнт.

В металах навпаки з підвищенням температури зростає електричний опір, а отже, зменшується електропровідність. У цьому полягає важлива відмінність напівпровідників від металів.

Крім того, питомий опір напівпровідників зменшується зі збільшенням освітленості та різко зменшується шляхом введення домішок.

У природі напівпровідники існують у вигляді *елементів*, наприклад, Силіцій (або Кремній) Si, Германій Ge, Арсен As, Галій Ga, Індій In,  $\alpha$ -Sn (сіре олово), Селен Se, Телур Te та ін., та *хімічних сполук*, наприклад сульфід кадмію CdS, сульфід свинцю PbS, арсенід галію GaAs та ін.

Напівпровідник **Силіцій** ( $^{28}_{14}\text{Si}$ ) (від латинського *silex* – кремій) – на противагу Германію, це один з найпоширеніших елементів земної кори (29,5%). Однак у вільному стані він у природі не зустрічається, а присутній лише у вигляді кремнезему  $\text{SiO}_2$  (звичайний пісок) – найпоширенішої сполуки на Землі – і силікатів (глина, шпати, сланці). Пісок та глина, утворюють мінеральну частину ґрунту, Силіцій у чистому вигляді одержують прожарюванням дешевої та доступної сировини – піску - з кам'яновугільним коксом ( $\text{SiO}_2 + 2 \text{C} = 2 \text{CO} + \text{Si}$ ). Потім в електричних печах з розплаву вирощують кристали Силіцію. Густина Силіцію  $2,33 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$ , температура плавлення  $1417 \text{ }^\circ\text{C}$ .

Нині Силіцій є основним матеріалом напівпровідникової електроніки.

Розрізняють бездомішкові напівпровідники з власною провідністю (*власні напівпровідники*) та леговані напівпровідники з домішковою провідністю (*домішкові напівпровідники*).

Власними напівпровідниками є хімічно чисті (концентрація домішок чужорідних атомів близько 0,001%) напівпровідники. У них концентрація вільних носі-

їв струму визначається лише температурою і власною, властивою лише даному напівпровіднику енергією активації  $E_g$ .

Розглянемо практично найважливіший напівпровідник – Силіцій. Атоми Силіцію належать до IV групи періодичної системи елементів Менделєєва. Вони мають чотири електрони у наполовину заповненій зовнішній електронній оболонці. У твердому стані атоми Si утворюють кристалічну решітку, в якій кожен атом пов'язаний ковалентними (парно-електронними) зв'язками з чотирма сусідніми атомами (тетрагональна структура алмазу, рис. 5.5).

Поблизу абсолютного нуля температури у кристалі Силіцію всі електрони зайняті в утворенні зв'язків. Такий кристал електричного струму не проводить. За досить високої температури тепловий рух може розірвати окремі пари, звільнивши один електрон.

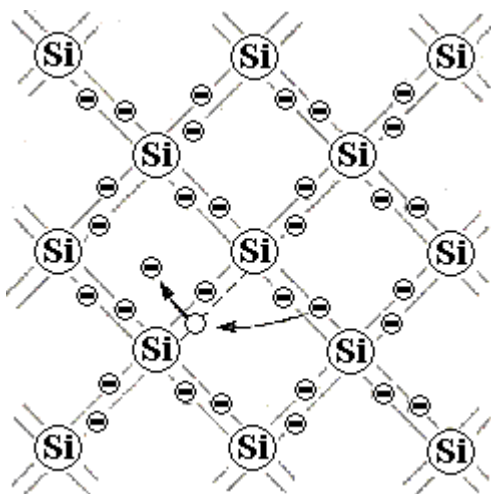


Рис. 5.5

Тоді в кристалі виникнуть *вільні електрони* - електрони провідності, здатні спрямовано рухатися під дією електричного поля, утворюючи електричний струм.

Залишене електроном місце перестає бути нейтральним, в його околиці виникає надлишковий позитивний заряд  $+e$ . Таке «порожнє» місце з відсутнім електроном зв'язку отримало назву «*дірки*» – квазічастинки з позитивним зарядом  $+e$  (вона зображена на рис. 5 білим кру-

жком.

На місце дірки може перескочити електрон однієї із сусідніх пар. В результаті дірка переміщається в протилежний бік і починає також хаотично переміщатися по кристалу, як і електрон, що звільнився.

Слід підкреслити, що електрон – це реальна *частинка*, а дірка – це фіктивна частинка (*квазічастинка*). Електрон можна видалити з напівпровідника назовні (наприклад, за допомогою фотоэффекту), дірка ж може існувати тільки всередині напівпровідника.

Якщо вільний електрон зустрінеться з діркою, вони **рекомбінують** (з'єднуються). Це означає, що електрон нейтралізує надлишковий позитивний заряд, що є в околу дірки, і втрачає свободу пересування доти, поки знову не отримає від кристалічної решітки енергію, достатню для свого звільнення. **Рекомбінація** призводить до **одночасного зникнення вільного електрона та дірки**. При цьому надлишок енергії може виділятися як випромінювання. Можлива також безвипромінювальна рекомбінація, за якої енергія передається кристалічній решітці або рухомих носіям заряду.

У напівпровіднику йдуть одночасно два процеси: **народження** попарно вільних електронів і дірок і **рекомбінація**, що призводить до попарного зникнення електронів і дірок. Кожній температурі відповідає певна рівноважна концентрація електронів і дірок.

Таким чином, **власна електропровідність** обумовлюється носіями зарядів **двох знаків - негативними (електронами) і позитивними (дірками)**.

Провідність власних напівпровідників, **обумовлена електронами**, називається **електронною провідністю** або **провідністю n-типу** (від лат. negative – негативний).

Провідність власних напівпровідників, **обумовлена квазічастинками - дірками**, називається **дірковою провідністю** або **провідністю p-типу** (від лат. positive - позитивний).

Підсумовуючи можна сказати, що **провідність чистих напівпровідників є провідністю змішаного типу – електронно-дірковою**.

Вільні електрони та «дірки» з'являються в процесі іонізації атомів, з яких побудований весь кристал. Власний напівпровідник містить електрони та дірки в однаковій кількості.

### **5.3. Домішкова провідність напівпровідників**

Домішкова провідність виникає, якщо деякі атоми даного напівпровідника замінити у вузлах кристалічних ґрат атомами, валентність яких відрізняється на оди-



ницю від валентності основних атомів. Таке введення у напівпровідник невеликих кількостей матеріалів з відомими властивостями називають *легуванням*. Воно досягається сплавленням, дифузією, іонною імплантацією та іншими способами.

Нехай *валентність домішки на одиницю більша*, ніж валентність основних атомів. Такою домішкою в Силіції можуть бути, наприклад, Фосфор (P), Арсен (As) або Сурма (Sb).

На рис. 5.6 умовно зображені двовимірні грати Силіцію, в якій один з атомів 4-валентного Силіцію заміщений атомом 5-валентного Фосфору.

Атом Фосфору містить у зовнішній оболонці зайвий у порівнянні з Силіцієм електрон. Чотири із п'яти валентних електронів атома Фосфору утворюють ковалентний зв'язок з найближчими атомами Силіцію.

Отже, п'ятий валентний електрон виявляється зайвим і легко відщеплюється від атома за рахунок енергії теплового руху, утворюючи мандруючий вільний електрон – електрон провідності.

Енергія  $\Delta E_i$ , яка потрібна щоб розірвати зв'язок п'ятого електрона з атомом фосфору і перетворити його на вільний електрон становить приблизно 0,01 еВ. Це набагато менше, ніж енергія  $\Delta E = 1,1$  еВ, яку потрібно витратити, щоб розірвати зв'язок між атомами основної речовини - Силіцію - та утво-

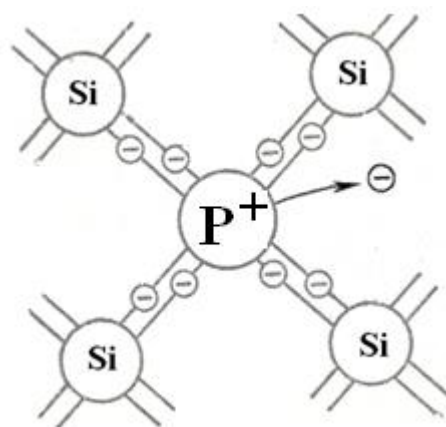


Рис. 5.6

рити електронно-діркову пару. Тому майже всі п'ятивалентні домішкові атоми фосфору будуть всі іонізовані і віддадуть «зайвий» електрон.

Поява вільних електронів не пов'язана з утворенням дірок. Якщо все ж таки десь і розірветься за рахунок теплового руху зв'язок в основній решітці кристала силіцію, то електрони, що утворилися з пар «електрон-дірка», поповнять і без того велику кількість вільних електронів, а дірки, що утворилися, будуть у меншості. Дірки у даному разі називають *неосновними* носіями струму, а електрони – *основними*.

Концентрація основних носіїв струму – електронів у цьому зразку може на кілька порядків перевищувати концентрацію неосновних носіїв – дірок.

Наприклад, у Силіції *n*-типу за кімнатної температури та концентрації електронів  $10^{15} \text{ 1/см}^3$  концентрація дірок становить лише  $\sim 10^5 \text{ 1/см}^3$ .

У вузлі, який займає атом фосфору, утворюється результуючий позитивний заряд. Цей позитивний заряд пов'язаний з іоном фосфору і переміщатися ґратами не може. Завдяки цьому заряду атом фосфору може захопити електрон, що наблизився до нього, але зв'язок захопленого електрона з атомом буде неміцним і легко порушується знову за рахунок теплових коливань решітки.

Атоми домішки, що постачають електрони провідності, називаються *донорами* (тобто такими, що віддають електрон). Напівпровідник, в який введена донорна домішка і в якому як носії заряду переважають електрони, називають *електронним* або *напівпровідником n-типу*.

*Припустимо тепер*, що у решітку Силіцію (Si) введено домішковий атом, валентність якого *на одиницю менша*, ніж валентність основних атомів. Це можуть бути атоми Бору (B), Алюмінію (Al), Галію (Ga) або Індію (In) з трьома валентними електронами (рис. 5.7).

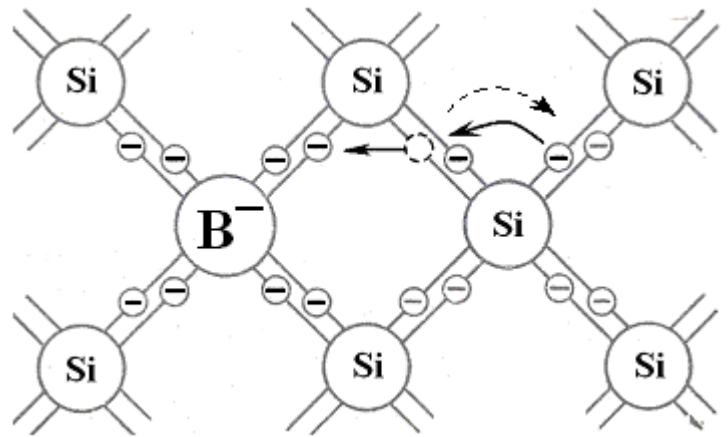


Рис. 5.7

Трьох валентних електронів, наприклад, атома бору недостатньо для утворення зв'язків з усіма чотирма сусідами. Тому один із ковалентних зв'язків виявиться незавершеним і буде місцем, здатним захопити електрон.

Щоб електрон від сусіднього атома Силіцію перейшов до атома бору, необхідно йому надати енергію - енергію активації, яка для атома бору в Si становить  $\sim 0,045 \text{ eV}$ . Якщо теплові коливання решітки нададуть електрону цю енергію, то електрон із сусіднього атома Силіцію перейде до атому бора.

При цьому утворюється порожній зв'язок у атома Силіцію і виникає дірка - вільний носій позитивного заряду. На рис. 5.7 суцільними стрілками показано реальний рух електрона, а штриховою стрілкою - рух дірки.

У той же час надлишковий негативний заряд, який виникає поблизу атома бору, що приєднав електрон (негативного іона бору), пов'язаний з іоном бору і ґратами переміщатися не може.

Атоми домішки, що спричиняють виникнення дірок, називаються **акцепторами** (тобто такими, що приєднують електрон).

Напівпровідник з акцепторною домішкою має **діркову провідність** або є **напівпровідником *p*-типу**.

Так само, як і у випадку напівпровідників *n*-типу, за рахунок розриву ковалентного зв'язку, можуть народжуватися пари носіїв струму. Тому в напівпровіднику *p*-типу з'являються також вільні електрони. Дірки, концентрація яких у даному випадку більше, є **основними носіями** струму, а електрони - **неосновними**.

#### 5.4. Контакт *p*- та *n*- напівпровідників. Властивості *p*- *n*- переходу

Контакт двох домішкових напівпровідників із провідністю різних типів називають електронно-дірковим переходом або *p* – *n* –переходом. Це основний структурний елемент напівпровідникових приладів.

Нехай дві ділянки напівпровідника з провідностями різного типу розділяє плоска межа (рис. 5.8): ліворуч розміщений

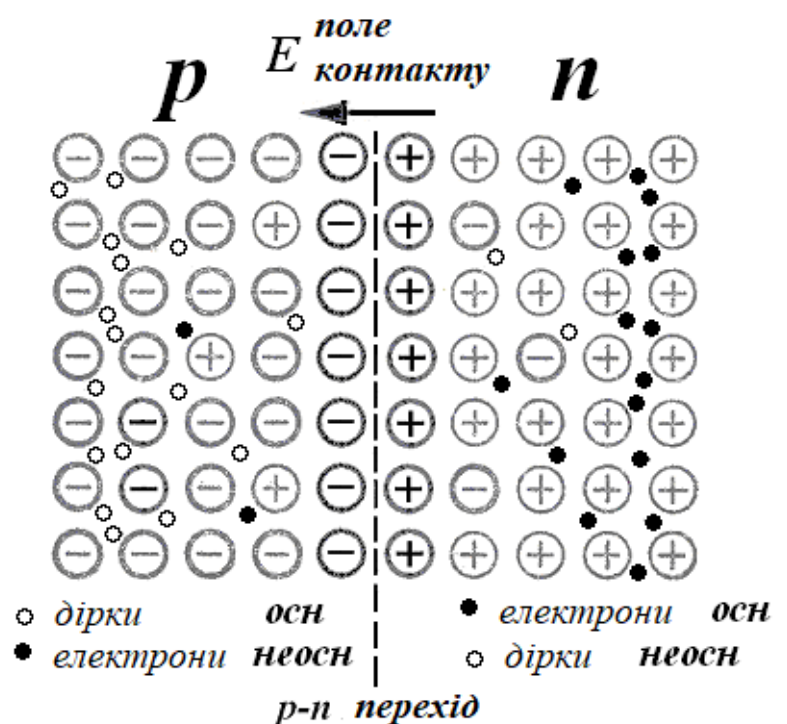


Рис. 5.8

напівпровідник  $p$ -типу, праворуч – напівпровідник  $n$ -типу.

У  $p$ -області іони акцепторної домішки (наприклад, іони бору  $B^-$  з попереднього прикладу) позначені кружком зі знаком мінус, поруч білою точкою позначена дірка.

Відповідно, в  $n$ -області іони донорної домішки (наприклад, іони фосфору  $P^+$  з попереднього прикладу) позначені кружком зі знаком плюс, поруч чорною точкою позначений електрон.

Іони домішок містяться у вузлах кристалічних ґрат (фіксовані), а дірки та електрони можуть переміщатися по кристалу.

Носії заряду, концентрація яких у даному напівпровіднику більша, називають *основними*, а носії, концентрація яких менша – *неосновними*. Концентрація основних носіїв набагато більша, ніж концентрація неосновних носіїв (приблизно в  $10^6$  разів).

У  $p$ - області основними носіями струму є дірки. Проте, у цій області є також невелика кількість неосновних носіїв – електронів.

Відповідно, в  $n$ - області основні носії заряду - електрони, а неосновні носії - невелика кількість дірок.

Внаслідок значної відмінності в концентрації електронів та дірок по різні боки від переходу відбувається *дифузія* – потік носіїв з області з більшою концентрацією в область із меншою концентрацією.

Дірки з  $p$ - області, де їх концентрація вища, дифундують (інжектуються) в  $n$ - область, де концентрація дірок нижча. Електрони дифундують у протилежному напрямку – у напрямку  $n \rightarrow p$ .

Дифундуючи у зустрічних напрямках через прикордонний шар, дірки та електрони рекомбінують (з'єднуються) один з одним у приконтатній області.

Дірки, інжектвані в  $n$ -область, інтенсивно рекомбінують з електронами, концентрація яких у  $n$ -області є великою. Внаслідок цього нові дірки можуть входити з  $p$ - в  $n$ - область.

Те саме має місце для електронів, які інжектуються з  $n$ - області в  $p$ - область.

Рекомбінація призводить до зникнення пари електрон провідності - дірка.

Такий зустрічний процес дифузії заряджених частинок еквівалентний електричному струму  $I_{\text{осн}}$  через  $p$ - $n$ - перехід, який проходить з  $p$ - області в  $n$ - область. Цей **струм основних носіїв заряду називається дифузійним**.

Дифузійний потік дірок призводить до збіднення дірками області  $p$ - напівпровідника, що прилягає до переходу (рис. 5.8). У  $p$ - області після відходу дірок поблизу межі розділу залишаються нерухомі негативні іони акцепторної домішки, заряд яких тепер не компенсується дірками. Вони утворюють шар негативно заряджених іонів (рис.5.8).

Дифузійний потік електронів призводить до збіднення електронами області  $n$  - напівпровідника, що прилягає до переходу. У  $n$ -області внаслідок відходу електронів поблизу межі розділу залишаються нерухомі позитивні донорні іони, заряд яких тепер не компенсується електронами. Вони утворюють шар позитивно заряджених іонів, який прилегає до шару негативних іонів (рис. 5.8).

Таким чином, в  $p$ - $n$ - переході виникає **подвійний електричний шар** просторового заряду. Електричне поле переходу направлено від позитивних зарядів до негативних, тобто. із шару  $n$  до шару  $p$ . Контактне електричне поле створює потенціальний бар'єр – так звану **контактну різницю потенціалів** між суміжними шарами.

Контактна різниця потенціалів  $\Delta\phi$  зазвичай становить десяті частки вольтів. Для германієвого переходу  $\Delta\phi \approx 0,4$  В, для кремнієвого переходу  $\Delta\phi \approx 0,6$  В. Напруженість електричного поля подвійного шару контакту  $E$  направлена від  $n$ - до  $p$  - напівпровіднику (рис. 5.8). Це поле відштовхуватиме дірки  $p$ - області вліво від межі поділу напівпровідників, а електрони  $n$ - області - вправо від цієї межі. **Контактне поле** перешкоджає подальшому переходу дірок – праворуч, а електронів – ліворуч, тобто. **перешкоджає дифузійному струму основних носіїв струму**.

Зате подвійний електричний шар у  $p$ - $n$ - переході **сприяє** зустрічному **руху неосновних носіїв** заряду – дірок з  $n$ - області та електронів із  $p$ - області. Такий «дрейф» заряджених частинок через перехід є електричним струмом неосновних

носіїв  $I_{\text{неосн}}$ , який спрямований протилежно дифузійному струму і називається **дрейфовим**.

У результаті двох процесів, що діють у протилежні сторони - дифузії та руху зарядів в електричному полі - встановлюється стаціонарний (який не залежить від часу) стан.

В умовах термодинамічної рівноваги, яка встановлюється в  $p$ -  $n$ - переході, якщо до нього не прикладена зовнішня різниця потенціалів, дифузійний струм  $I_{\text{осн}}$  за величиною точно дорівнює дрейфовому  $I_{\text{неосн}}$ , обидва струми компенсують один одного і **повний струм через перехід дорівнює нулю**.

Область  $p$ -  $n$ - переходу збіднена рухомими носіями заряду, оскільки тут завдяки зустрічному потоку електронів і дірок відбувається їх інтенсивна рекомбінація. З цієї причини область  $p$ -  $n$ - переходу має набагато більший питомий електричний опір, ніж весь кристал напівпровідника, і тому називається «**запірним шаром**».

Товщина шару  $p$  -  $n$ - переходу становить близько одного мікрметра, а контактна різниця потенціалів – десятки частки вольт.

### 5.5. Пряме та зворотне зміщення

Опір запірного шару можна змінити за допомогою зовнішнього електричного поля. При цьому можливі два варіанти.

1. **Пряме зміщення.** Прикладемо до  $p$ - $n$ - переходу зовнішню напругу так,

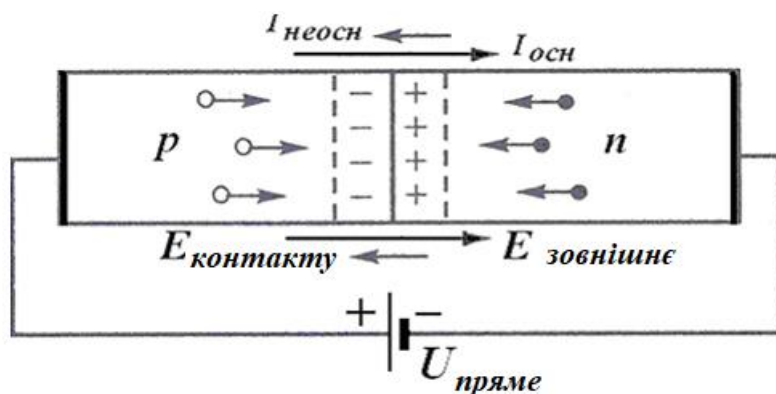


Рис. 5.9

щоб позитивний полюс джерела напруги (+) був поданий на  $p$ - область, а негативний полюс джерела (-) був подано на  $n$ - область (**режим прямого зміщення**, рис. 5.9).

При цьому зовнішнє електричне поле  $E_{\text{зовн}}$ , яке ство-

рюється джерелом в кристалі, буде спрямоване протилежно до поля контактного запірного шару  $E_{\text{конт}}$ . Зовнішнє поле викличе рух дірок з області  $p$ - напівпровідника та електронів з області  $n$ - напівпровідника до межі  $p-n$ -переходу (рис. 5.9).

Як тільки основні носії пройдуть електронно-дірковий перехід, вони стають неосновними. Тому концентрація неосновних носіїв з обох сторін переходу збільшується. Відбувається так звана інжекція неосновних носіїв від латинського *injection* (вкидаю)

Одночасно у  $p-n$ - області через бічні металеві контакти від джерела струму входять рівні кількості основних носіїв, які рекомбінують з інжекткованими носіями. В результаті з'являється відмінний від нуля струм через перехід, який зі зростанням напруги експоненційно зростає.

Струм на всіх ділянках кола забезпечується основними носіями, сам  $p-n$ -перехід збагачений носіями струму. Електричне поле «підтискає» основні носії до межі між областями, внаслідок чого ширина перехідного шару, збагаченого носіями, зменшується. Відповідно зменшується і опір переходу, причому тим сильніше, чим більше напруга.

Струм же неосновних носіїв (дрейфовий) залишиться практично без зміни. Зменшення контактної різниці потенціалів (зниження потенціального бар'єру) буде пропорційним прикладеній напрузі.

Таким чином у напрямку від  $p$ - області до  $n$ - області  $p-n$ - перехід пропускає струм, сила якого *швидко зростає* при збільшенні прикладеної напруги. Ця напруга називається **прямою** (або пропускнуою), а напрям струму - **прямим**.

**2. Зворотне зміщення.** Тепер прикладемо до  $p-n$ - переходу напругу протилежного напрямку, щоб «+» був підключений до  $n$ - області, а «-» був підключений до  $p$ - області (*режим зворотного зміщення*, рис. 5.10).

При цьому напрям зовнішнього електричного поля  $E_{\text{зовн}}$  співпадатиме з напрямом контактного поля  $E_{\text{конт}}$  (рис. 5.10).

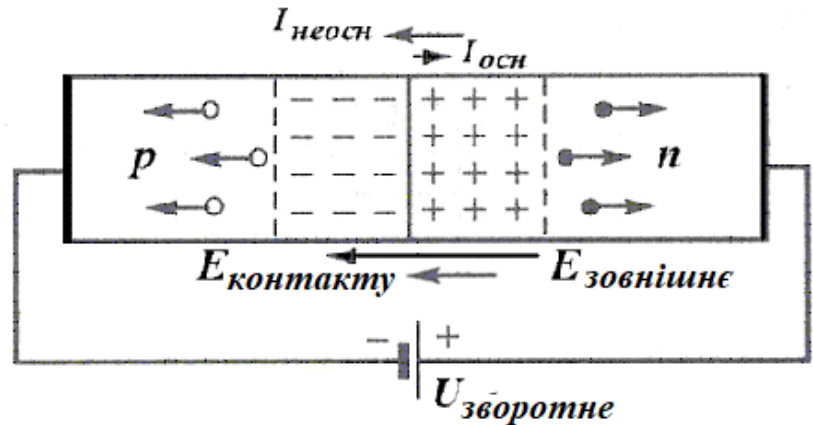


Рис. 5.10

У цьому випадку зовнішнє поле посилюватиме поле контактної шари і обумовить рух електронів і дірок від межі  $p-n$  переходу в протилежних напрямках. Поле, що виникає в кристалі при накладанні

зворотної напруги, «відтягує» основні носії від межі між областями. На межі розділу областей у результаті не залишиться основних носіїв струму.

Це призводить до зростання ширини перехідного шару, збідненого носіями. Відповідно збільшується і опір переходу. Отже,  $p-n$  перехід має у зворотному напрямку набагато більший опір, ніж у прямому.

В даному випадку через  $p-n$  перехід протікає тільки невеликий струм (він називається *зворотним*), цілком зумовлений неосновними носіями. Струм неосновних носіїв не залежить від величини контактної поля, так як для них потенціального бар'єру не існує.

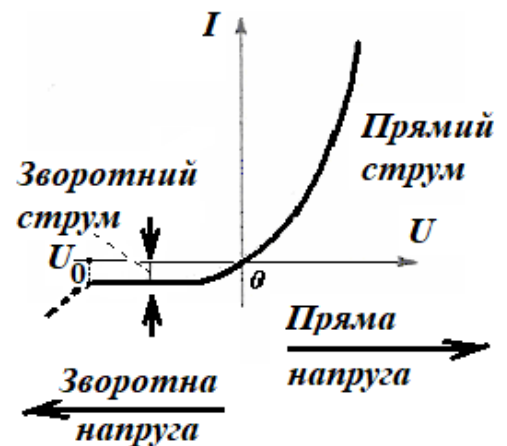


Рис. 5.11

Потоки неосновних носіїв визначаються швидкістю теплової генерації електронно-діркових пар. Ці пари дифундують до переходу та поділяються його полем. В результаті через перехід проходить струм (струм насичення), який зазвичай малий і майже не залежить від напруги.

На рис. 5.11 зображено залежність струму, який проходить через  $p-n$  перехід, від прикладеної напруги – так звану *вольт-амперну характеристику* при



прямому та зворотному включенні. З рисунку видно, що при прямому зміщенні ( $U > 0$ ) опір переходу незначний і струм різко (експоненційно) зростає. При зворотному зміщенні ( $U < 0$ ) опір великий і зворотний струм швидко перестає залежати від  $U$ , тобто сягає насичення. Струм  $I_H$  практично лишається незмінним до деякого значення зворотної напруги  $U_0$ , при якому струм різко зростає у зворотному напрямі. Це обумовлено електричним пробоем переходу. Така напруга  $U_0$  називається *пробивною*.

## 5.6. Випрямлення змінних струмів за допомогою *p-n*- переходу. Напівпровідниковий випрямний діод

Електронно-дірковий перехід знаходить різноманітні застосування, будучи основою різних напівпровідникових приладів.

Для перетворення змінного струму в постійний (випрямлення струму) використовують напівпровідниковий діод.

Як відомо, генератори електростанцій виробляють електроенергію у формі змінної напруги так званої промислової частоти (50 Гц). У той же час багато приладів, машин і промислових установок потребують живлення постійним струмом. Наприклад, постійним струмом живляться всі види транспорту на електричній тязі: трамваї, тролейбуси, електропоїзди. Щоб забезпечити роботу електротранспорту, необхідно перетворити змінну напругу на постійну. Необхідність у випрямленні струму існує і в радіотехніці (живлення радіоприймачів і телевізорів), техніці НВЧ і т.д.

Напівпровідниковий *діод* - це напівпровідниковий прилад з одним *p-n*-переходом та двома електродами. Конструкція приладу визначила його назву. Діод у перекладі з грецької – «два шляхи». Цей електронний прилад має різну провідність в залежності від напрямку електричного струму.

На схемах напівпровідниковий діод позначається як показано на рис. 5.12 (літери *p* і *n* на схемах, звичайно, не



Рис. 5.12

ставляться, тут вони проставлені для пояснення). Стрілка показує напрям, у якому діод проводить струм. **Прямий** (пропускний) напрям струму виходить, якщо «+» подавати на *p*- область, а «-» подавати на *n*- область. Протилежне підключення діода (показано у дужках) називається **зворотним** (запирним).

**Легування** – це така обробка твердих тіл (твердих розчинів), за якої різними шляхами - термічною обробкою, іонною імплантацією та ін. - в твердий розчин по всьому об'єму зразка, чи тільки з його поверхні додаються контрольовані домішки інших хімічних сполук..

*P – n*- переходи, що використовуються на практиці, є різко несиметричними. Одна з областей, що утворюють перехід, значно сильніше легується, ніж інша. В результаті концентрація носіїв, які сильно легована область здатна інжектувати в слабо леговану, може стати в багато разів більше, ніж вихідна концентрація носіїв у слабо легованій області.

Тому сильно леговану область діода називають **емітером** (від латинського *emitto* - випускаю). Слабо леговану область діода називають **базою**.

Найпростіший випрямляч на діоді – однопівперіодний.

Скористуємося схемою підключення діода, зображеною на рис. 5.13. Якщо на вхід подати синусоїдальний сигнал  $U_{\text{вхід}}$ , то через перехід буде проходити струм (прямий) тільки в ті половини періоду, коли на *p*- область подається «плюс» від джерела напруги. У другу половину періоду, коли на *p*- область подається «мінус», струм спадає практично до нуля, діод закритий.

Таким чином, діод "пропустить" тільки додатні півхвилі синусоїди. На опорі

навантаження  $R_{\text{н}}$  (на виході) сигнал матиме вигляд пульсуючої напруги  $U_{\text{вихід}}$  (рис. 5.13).

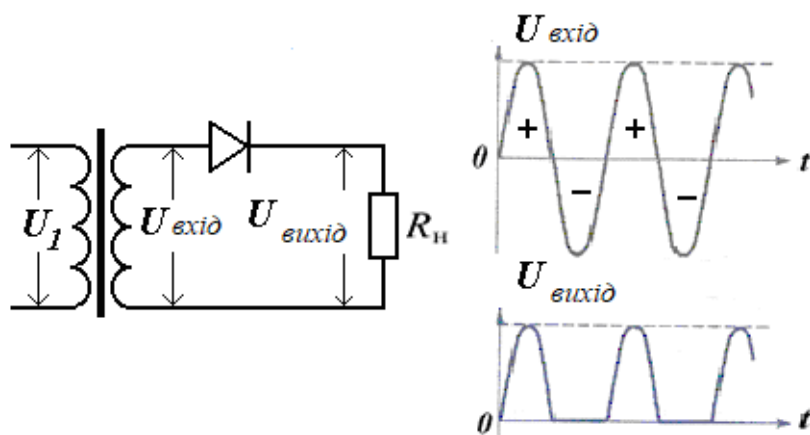


Рис. 5.13

Щоб згладити пульсації і отримати обвідну сигналу, використовують додатковий конденсатор, включений паралельно навантаженню. Протягом часу, коли через діод проходить струм, конденсатор заряджається, а решту часу розряджається через навантаження.

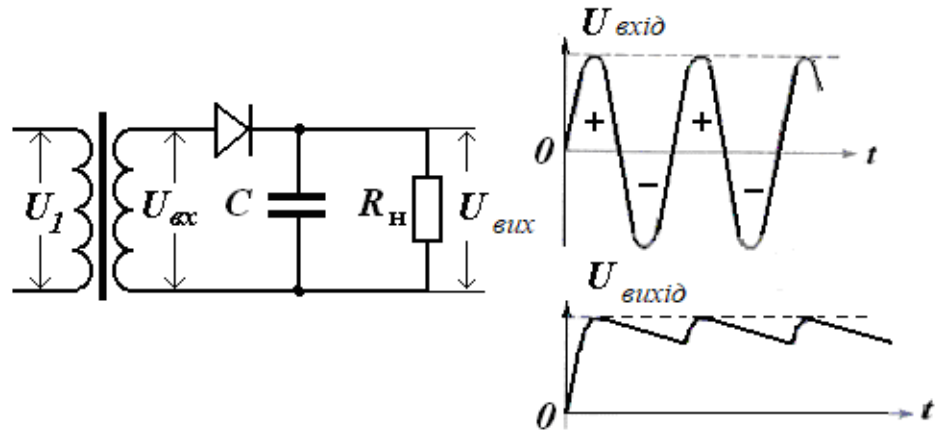


Рис. 5.14

Напряга в навантаження подається тільки із зарядженого у попередній напівперіод конденсатора. Заряджаючись і розряджаючись, такий фільтр згладить гострі півхвилі (рис. 5.14).

За такою схемою працюють найпростіші випрямлячі напруги – пристрої, що перетворюють змінний струм у постійний.

З порівняння графіків вихідної напруги рис.5.13 та рис.5.14 видно, що пульсації напруги на навантаженні  $R_n$  вирівнюються. Чим більшим є опір навантаження, тим меншим є струм розряду конденсатора, тим повільніше спадає на ньому напруга і тим краще вирівнюються пульсації.

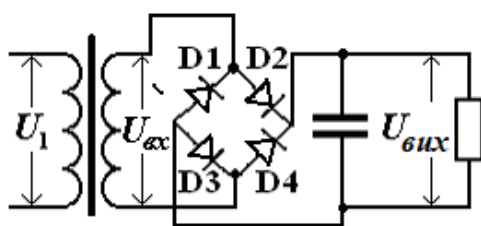
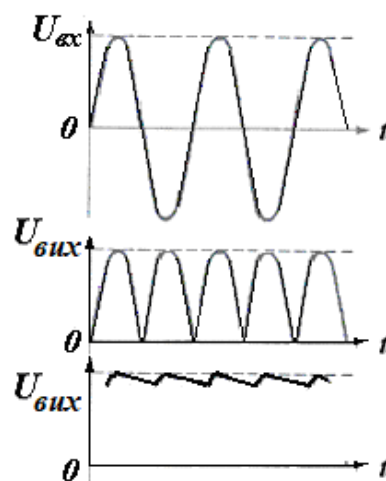


Рис. 5.15



Чотири діоди, зібрані як вказано на рис. 5.15, утворюють так званий *міст*. Принципова схема випрямляча та осцилограми напруги наведені на рис. 5.15.

Нехай у *першу половину періоду* на верхній вивід вторинної обмотки трансформатора поступає «+», на нижній кінець поступає «-». Тоді струм проходить вздовж такого кола: верхній вивід вторинної обмотки – діод  $D_2$  – верхній вивід навантаження - навантаження – нижній вивід навантаження - діод  $D_3$  – нижній вивід вторинної обмотки – обмотка.

У *другу половину періоду* на верхній вивід вторинної обмотки трансформатора поступає «-», на нижній кінець поступає «+». Струм проходить вздовж наступного кола: нижній вивід вторинної обмотки – діод  $D_4$ – верхній вивід навантаження - навантаження – нижній вивід навантаження - діод  $D_1$  – верхній вивід вторинної обмотки – обмотка.

Як бачимо, в обох випадках напрям струму крізь навантаження є однаковим. У порівнянні з однопівперіодною схемою мостова схема має у 2 рази менший рівень пульсацій.

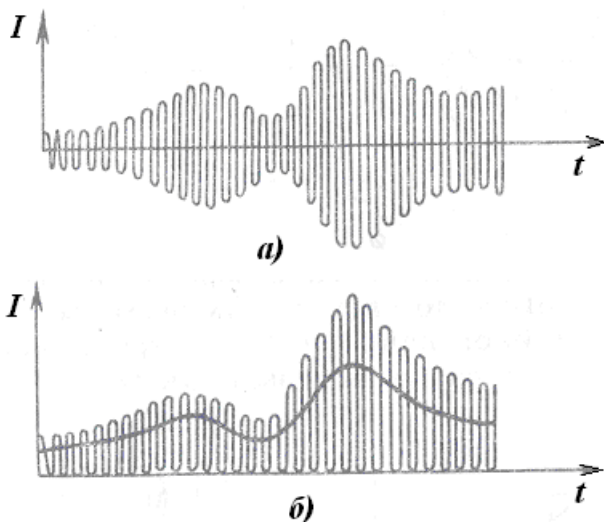


Рис. 5.16

Діодний випрямляч або діодний міст є основним компонентом блоків живлення практично всіх електронних пристроїв. Напівпровідникові діоди за відповідного охолодження використовують навіть за дуже великих струмів - близько 1000 А.

Іншим важливим практичним застосуванням діоду є **детектування**

(або **демодуляція**).

Для передачі інформації за допомогою радіохвиль застосовується модуляція коливань. Переносником сигналу є синусоїдні коливання великої частоти. Їх амплітуда (за амплітудної модуляції) модулюється сигналом, що передається. Коливання сили струму, які модульовані за амплітудою, показані на рис. 5.16, а).

У радіоприймачі для отримання коливань звукової частоти необхідно виконати демодуляцію. Таке детектування в більшості випадків здійснюється за допомогою діодів. Графік коливань сили струму в колі діоду має вигляд рис. 5.16, б).

Далі струм звукової частоти (вказаний жирною лінією) відокремлюється від високочастотного і пропускається крізь пристрій, який відтворює звук.

### 5.7. Світловипромінювальний діод

Якщо включити  $p$ - $n$ - перехід у прямому напрямі (рис. 5.17), то зовнішня напруга зменшує контактне поле на межі поділу  $p$  і  $n$  частин діоду. В  $n$ - область інжектуються надлишкові дірки, а в  $p$ - область – електрони, які потім рекомбінують з носіями протилежного знаку.

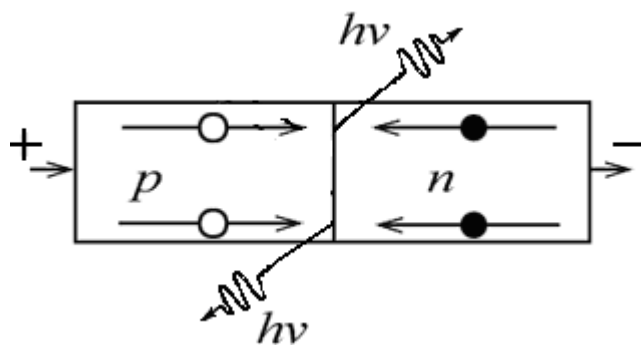


Рис. 5.17

Частина носіїв **рекомбінуює з випромінюванням фотонів**. Так виникає світло, яке народжується проходженням через  $p$ - $n$ - перехід прямого струму.

Це явище отримало назву *інжекційної електролюмінесценції*, на основі якого створений напівпровідниковий прилад, що перетворює електричну енергію в енергію оптичного випромінювання – **світлодіод (світловипромінювальний діод)**.

В залежності від енергії, яка виділяється при рекомбінації електронів та дірок, у напівпровіднику випускаються кванти електромагнітного випромінювання тієї чи іншої частоти – від інфрачервоного до ультрафіолетового випромінювання. Довжина хвилі  $\lambda$  випромінювання визначається енергією фотона

$$\varepsilon_{\text{ф}} = h\nu = hc/\lambda.$$

У більшості випадків енергія фотона є близькою до енергії активації  $E_g$  (в зонній теорії – до так званої ширини забороненої зони  $\Delta E$ ), звідки довжина хвилі

$$\lambda = hc/E_g. \quad (5.2)$$

У таблиці представлені значення  $E_g$  деяких світлодіодів та довжина хвилі світла, що ними випромінюється.

Колір (довжина хвилі) світіння при інжекційній електролюмінесценції залежить від матеріалу основи і природи домішок.

Основою світлодіодів *білого кольору* світіння є структура InGaN, що випромінює на довжині хвилі 470 нм (синій колір) і нанесений зверху на неї люмінофор - жовтий фосфор, що випромінює в широкому діапазоні видимого спектру і має максимум у його жовтій частині. Людське око комбінацію такого роду сприймає як білий колір.

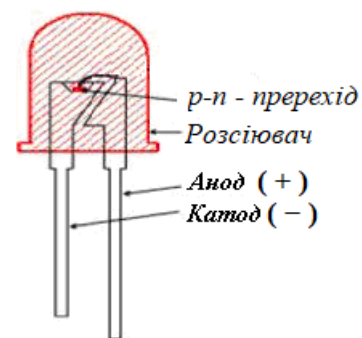


Рис. 5.18

Таблиця 5.1 .

| Напівпровідник | Енергія активації $E_g$ , eV | Довжина хвилі $\lambda$ , мкм, колір світла |
|----------------|------------------------------|---|
| AgI            | 2,8                          | 0,44, синій                                 |
| ZnSe           | 2,7                          | 0,46, синій                                 |
| CdS            | 2,4                          | 0,52, зелений                               |
| GaP            | 2,3                          | 0,54, зелений                               |
| CdSe           | 1,7                          | 0,73, червоний                              |
| GaAsP          | 1,6                          | 0,78, червоний                              |
| GaAs           | 1,43                         | 0,87, інфрачервоний                         |

Найпоширеніша *конструкція світлодіода* включає напівпровідниковий кристал з *p-n*- переходом, рамку із зовнішніми виводами, на якій розміщений кристал, і герметизуючу епоксидну смолу, яка оточує і захищає кристал, а також розсіює світло (рис. 5.18).

Світлодіоди мають високий ККД, що досягає 80%; ККД кращих ламп накалювання на порядок нижче.

## 5.8. Підсилення змінних струмів за допомогою $p-n$ - переходів. Транзистор

Одне з найважливіших застосувань напівпровідників полягає в їх використанні для підсилення та генерації електричних коливань. Напівпровідниковий *транзистор* – прилад, здатний підсилювати сигнали, струми та напруги.

Одним з типів напівпровідникових підсилювачів, що використовують явище інжекції, є *біполярний транзистор* (рис.

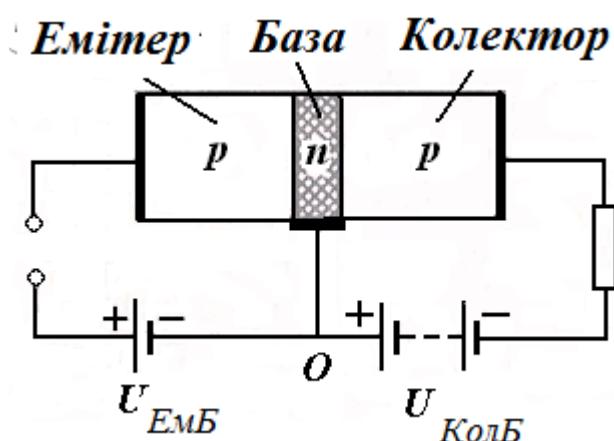


Рис. 5.19.

5.19). Він складається з пластинки монокристалічного напівпровідника, в якій шляхом відповідного розподілу домішок створені *два* близько розташованих  $p-n$ -переходи.

Область між обома переходами називають *базою*, прилеглі області – *емітером та колектором*. До кожної з областей підведені провідні контакти.

Термін «біполярний» підкреслює той факт, що принцип роботи приладу полягає у взаємодії носіїв заряду, що мають як позитивний, так і негативний електричний заряд, з електричним полем.

Для визначеності розглянемо  $p-n-p$  транзистор, у випадку транзистора  $n-p-n$  всі фізичні процеси аналогічні

Одна з можливих схем включення, в якій базовий електрод є спільним для обох кіл – емітера та колектора (*схема із загальною базою*), показано на рис. 5.19.

Між емітером і базою прикладено невелику напругу  $U_{ЕмБ}$ , у прямому напрямі, а між базою і колектором – напругу  $U_{КолБ}$  у зворотному напрямі.

Дірки як основні носії струму в  $p$ - області легко проходять через відкритий лівий  $p-n$ - перехід. Відбувається *інжекція дірок* в область бази.

Далі дірки дифундують до колектора. Частина цих дірок рекомбінує з основними носіями заряду в базі (електронами). Проте, базу роблять дуже тонкою (порядку мікрометра) та порівняно слабо легованою, щоб носії заряду не встигли прорекомбінувати.

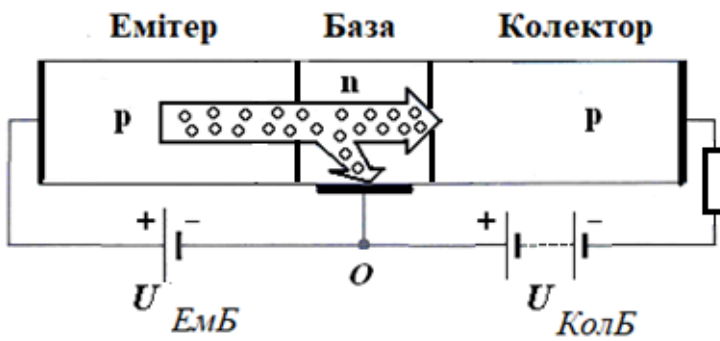


Рис. 5.20

Дифузійною довжиною  $L_p$  називають відстань, на якій надмірна концентрація нерівноважних носіїв заряду в процесі дифузії зменшується внаслідок рекомбінації в  $e$  разів.

Товщину бази  $w$  оцінюють по її відношенню до дифузійної довжини дірок в базі  $L_p$ .

У транзисторах базу роблять дуже тонкою:

$$w \ll L_p. \quad (5.3)$$

За такої умови кожна дірка, інжектвана в базу, буде перебувати від колекторного переходу на відстані, меншій, ніж їхня дифузійна довжина.

Тому більшість дірок, інжектованих з емітера, не встигнувши рекомбінувати з електронами, «проскакує» в область колектора.

Для цих цілей концентрацію носіїв в емітері і колекторі, тобто в дірковій області, підбирають набагато більшою, ніж концентрацію носіїв у межах бази, тобто в електронній області.

Сильне електричне поле обернено зміщеного колекторного переходу захоплює дірки (нагадаємо, що в базі вони - неосновні носії, тому для них перехід відкритий), і затуляє їх в колекторну область.

Обидва кола пов'язані один з одним за допомогою інжекції дірок. Будь-яка зміна струму в колі емітера призводить до зміни кількості дірок, що проникають в колектор, і, отже, до майже такої ж зміни струму в колі колектора. Струм колектора, таким чином, практично дорівнює струму емітера (рис. 5.20), за винятком невеликої втрати на рекомбінацію в базі, яка і утворює струм бази:



Здається, описаний пристрій як підсилювач є марним. Справді, зміни сили струму в колі колектора приблизно рівні змінам сили струму в колі емітера. Однак треба врахувати, що правий *p-n*- перехід включений у зворотному напрямі і тому має набагато більший опір (декілька МОм), ніж лівий.

Тому при однакових змінах струмів зміни напруги в колі колектора будуть у багато разів більше, ніж у колі емітера. Після проходження струму через навантаження великого опору виходить значне посилення за напругою і потужністю.

Отже, транзистор, включений за схемою із загальною базою, **підсилює напруги та потужності**. Підвищена потужність, що знімається з транзистора, з'являється за рахунок використання енергії джерела постійної напруги  $U_{\text{колБ}}$ , включеного в коло колектора. Посилення за напругою може досягати 10 000.

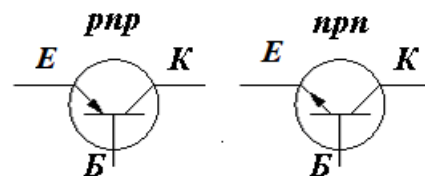


Рис. 5.21

Прикладаючи між емітером і базою змінну напругу, отримаємо в колі колектора змінний струм, а на вихідному опорі - змінну напругу. При цьому інжекція дірок відбувається в такт зміни вхідної напруги, отже, форма посиленого сигналу на виході буде зберігатися.

Умовне позначення транзистора в електронних схемах (рис. 5.21) – три риси, укладені в кружечок. Рисочка, в яку впираються дві інші, позначає базу. Похила рисочка без стрілки – колектор, похилена зі стрілкою – емітер. Стрілка емітера вказує напрям струму, який проходить через нього. Якщо стрілка звернена убік бази – транзистор типу

*p - n - p*, якщо від бази – *n - p - n*.

Підсумуючи, можна сказати, що призначення транзистора просте - він дозволяє за допомогою слабкого сигналу керувати набагато сильнішим.

## 5.9. Сонячні елементи

Принцип роботи так званого *сонячного напівпровідникового елемента* пояснює схема на рис. 5.22.

На ній зображено  $p-n$  – перехід, у якому формується електричне поле контакту.  $P$  - кристал заряджається у місці контакту негативно,  $n$  - кристал – позитивно.

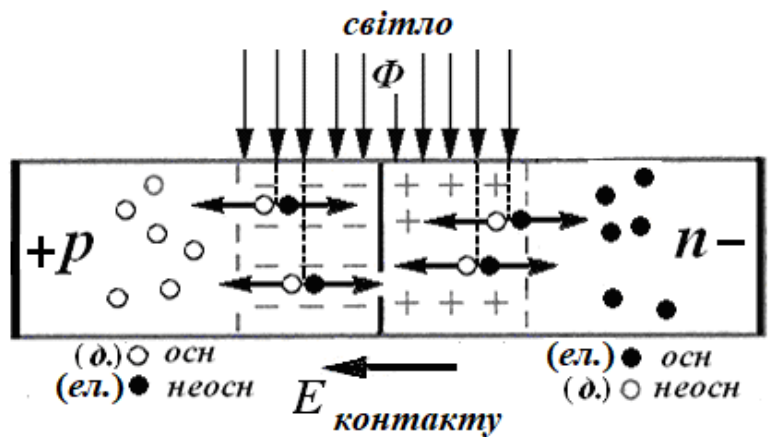


Рис. 5.22

Розглянемо, які процеси відбуваються під дією світла окремо в  $p$ - області та в  $n$ - області.

В  $p$ - області фотони народжують пару електрон-дірка. По суті, фотон поглинається якимось з електронів ковалентного зв'язку. Внаслідок збільшення енергії цей електрон може покинути ковалентний зв'язок, тобто при цьому народжується пара носіїв струму – «вільний електрон» та «дірка».

Нагадаємо, як поведуть себе основні та неосновні носії струму. Поле  $p-n$ -контакту відштовхує основні і пропускає неосновні носії.

Дірки в  $p$ - області є основними носіями, тому поле  $p-n$ - переходу їх відштовхуватиме від межі розділу, і вони залишаються у своїй області. А ось вільні електрони, що утворилися, будучи в  $p$ - області неосновними носіями, легко проходять через перехід. Електрони перекидаються полем через межу розділу в  $n$ - область, де вони є основними.

В  $n$ - області фотони також народжують пару електрон –дірка. Аналогічно, в  $n$ - області з носіїв, що утворилися, тільки дірки, будучи неосновними носіями, будуть перекинуті через межу поділу в  $p$ - область, а вільні електрони, що утворилися, тільки поповнять кількість основних носіїв в  $n$ - області, збільшивши їх концентрацію .

У результаті в  $p$ - області накопичується, надлишковий позитивний заряд, а  $n$ - області— надлишковий негативний заряд. Це призводить до виникнення різниці потенціалів між  $p$ - областю та  $n$ - областю. Цю різницю потенціалів називають **фотоЕРС**.

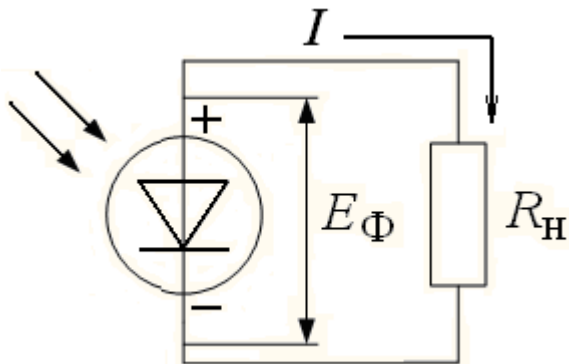


Рис. 5.23

Якщо тепер підключити такий сонячний елемент до зовнішнього навантаження, то через навантаження  $R_H$  буде проходити струм навіть за відсутності прикладеної напруги (рис. 5.23).

Доцільно освітлювати не

обидві області напівпровідника, а лише одну, зате дуже тонку, наприклад,  $n$ - область (рис. 5.24). Ширину  $n$ - області роблять такою (кілька мікрометрів), щоб дірки не встигали рекомбінувати до переходу в  $p$ - область. Зазвичай площина  $p$ - $n$ - переходу розміщується на відстані в кілька десятих часток мікрометра від поверхні.

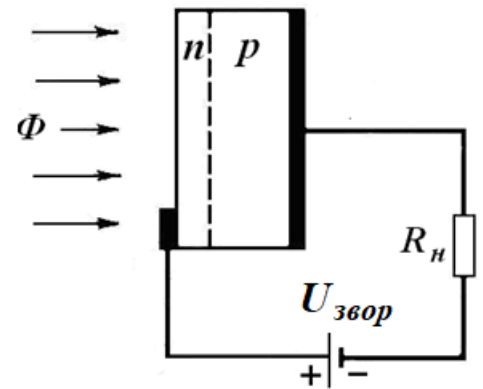


Рис. 5.24

Тоді практично всі неосновні носії, що утворилися під дією освітлення, будуть розділені  $p$ - $n$ - переходом.

Напівпровідникові сонячні елементи зазвичай виготовляють у вигляді пластини напівпровідника  $p$ -типу, на яку нанесений тонкий прозорий шар металу, який можна вважати напівпровідником  $n$ -типу; потім на шар металу наносять прозорі захисні покриття (рис. 5 24). Світлові кванти, пройшовши ці покриття та тонкий шар металу, поглинаються в області  $p$ - $n$  – переходу. Струм відводять від напівпровідникової пластини та від тонкого металевого покриття (рис. 5 24). Такий елемент забезпечує напругу порядку часток вольтів і струм порядку кількох міліампер. Зазвичай елементи з'єднують у батарею (сонячна батарея), використовуючи послідовне та паралельне з'єднання елементів.

В даний час все більшого значення набуває технологія вироблення екологічно чистої електроенергії. Сонячні батареї — одне з екологічно чистих джерел енергії з високим ККД.

Потужність потоку сонячного випромінювання на вході в атмосферу Землі становить близько 1366 ват на квадратний метр. В Європі навіть в дуже хмарну погоду питома потужність сонячного випромінювання становить близько 100 Вт/м<sup>2</sup>.

За допомогою сонячних батарей можна перетворити цю енергію в електрику з ефективністю до 25 %.

Незважаючи на те, що ціна виробленої сонячною електростанцією енергії поки що в кілька разів вища за ту, що дають теплові та атомні електростанції, сонячна електростанція має велике майбутнє. Сонячне світло можна віднести до невичерпних ресурсів енергії. І головна перевага альтернативних джерел енергії, починаючи від вітряної електростанції і закінчуючи сонячною, полягає в тому, що вони є екологічно чистими.

Нікопольська СЕС у нашій області входить до п'ятірки найпотужніших у Європі сонячних станцій. Вона має потужність приблизно 220 МВт. Панелі займають площу 400 гектарів – це майже 560 футбольних полів. Станція розташована на рекультивованих землях відпрацьованого кар'єру з видобутку марганцевої руди.

Така одна сонячна електростанція дозволить Україні скоротити викиди вуглекислого газу до 80 тисяч тонн на рік.

### **Контрольні питання**

1. Чим відрізняються механізми електропровідності у металах (за класичною електронною теорією) та у напівпровідникових діодах?
2. Перелічіть властивості дірок у напівпровіднику
3. Що таке власна провідність напівпровідника? Як поводить себе питомий опір власного напівпровідника з ростом температури?
4. Як пояснити випрямляючі властивості контакту  $p$  - і  $n$ - напівпровідників?

## 6. Елементи квантової фізики

### 6.1. Корпускулярно-хвильовий дуалізм матерії. Хвилі де-Бройля

У шкільному курсі фізики досить докладно розглядалися такі розділи хвильової оптики, як інтерференція, дифракція, поляризація світла та ін.. У цих явищах найбільш виразно виявляються хвильові властивості світла.

Були також розглянуті і інші досліди, з яких випливало, що світло є потоком так званих світлових квантів - фотонів

Вивчення властивостей світла показало, що в залежності від умов експерименту воно поводить ся то як електромагнітна хвиля, то як потік дискретних частинок - фотонів.

Що ж таке світло? Чи становить воно собою електромагнітні хвилі або потік фотонів? Відповідь на це питання така - не можна розглядати світло ні як потік класичних частинок, ні як класичні хвилі. Світло *одночасно* має і хвильові, і корпускулярні властивості.

Це уявлення називають *корпускулярно-хвильовим дуалізмом* (подвійністю властивостей світла).

Корпускулярно - хвильовий дуалізм має на увазі, що світло має потенційну можливість проявляти і хвильові, і корпускулярні властивості, але вони ніколи не виявляються одночасно.

Неможливо здійснити експеримент, в якому світло одночасно виявляло б і ті, і інші властивості. Залежно від конкретних умов реалізується тільки одна можливість.

**Хвильові властивості мікрочастинок.** Французький фізик Л. де Бройль висунув *гіпотезу про універсальність корпускулярно-хвильового дуалізму*. Він припустив, що *не тільки фотони, але і електрони і будь-які інші частинки речовини поряд з корпускулярним мають також хвильові властивості*.

Згідно з де Бройлем, з кожним мікрооб'єктом зв'язуються, з одного боку, корпускулярні характеристики - енергія  $\varepsilon$  і імпульс  $p$ , а з іншого боку - хвильові характеристики - частота  $\nu$  і довжина хвилі  $\lambda$ .

Співвідношення між довжиною хвилі і імпульсом частинки залишаються такими ж, як у випадку фотонів:

*будь-якій частинці, що рухається з енергією  $\varepsilon$  і імпульсом  $p$ , відповідає хвиля з частотою*

$$\nu = \frac{\varepsilon}{h} \quad (6.1)$$

*і довжиною хвилі*

$$\lambda = \frac{h}{p}. \quad (6.2)$$

Всі частинки мають хвильові властивості, зокрема, зазнають інтерференції і дифракції.

І навпаки, з *будь-якою хвилею пов'язані частинки*, які мають енергію  $\varepsilon = h\nu$  і імпульс  $p = \frac{h}{\lambda}$ .

Хвилі, пов'язані з *будь-якою мікročастинкою*, які відображають її квантову природу, називаються *хвилями де Бройля*.

Розглянемо уявний експеримент. Уявимо собі, що пучок електронів з *однаковою кінетичною енергією* падає на непрозору перешкоду, в якій прорізано дві однакові паралельні щілини (рис. 6.1).

За перешкодою поставлений екран – пластинка, вкрита чутливою речовиною (емульсією), що використовується для фіксації зображення.

Від кожного електрона на фотопластинці з'являється почорніння - цятка. Коли цяток на фотопластинці стає дуже багато, вони утворюють певну картину.

Якби рух електронів описувався законами класичної механіки, то на екрані

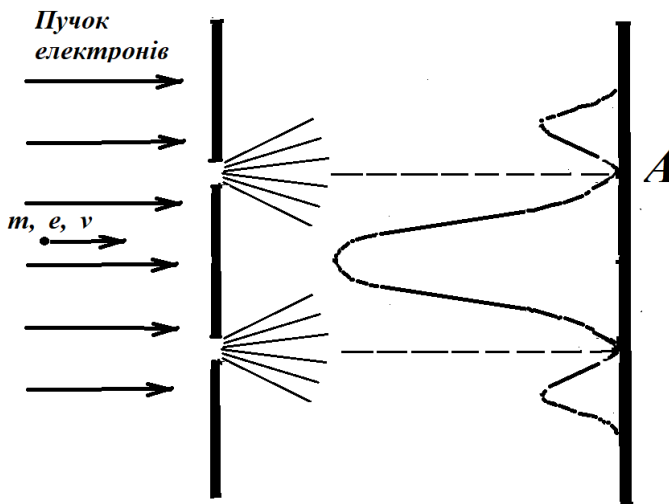


Рис. 6.1.

ми побачили б два чітких максимуми, відстань між якими була б рівною відстані між серединами щілин.

Замість цього на досліді ми побачимо картину, схожу на інтерференційну картину від двох джерел світла. Спостерігається чергування місць з максимальною і мінімальною інтенсивністю, графік інтенсивності почорніння наведений в правій

частині рисунку.

Цятки розміщуються з різною густиною і гущі будуть там, де повинні бути максимуми на дифракційній картині, і рідше там, де мінімуми.

Найбільш інтенсивний максимум – центральний. Отже, наявність дифракційної картини з двома щілинами показує, що електрон має не тільки корпускулярні, але й хвильові властивості

Зосередимо свою увагу на деякій точці екрану, наприклад такій, де інтерференція знищила хвилі, наприклад, точці *A*. Якщо відкрити тільки одну щілину, то в цю точку будуть приходити електрони. Якщо ж відкрити обидві щілини, то в цю точку електрони не будуть приходити.

Якщо вважати, що електрон поводить себе як класична частинка, то електрон, що проходить крізь одну щілину, ніби то «знає», відкрита чи закрита друга щілина і в залежності від цього змінює свою поведінку.

Зрозуміло це не так, і тут можна зробити тільки один висновок – електрон не є класичною частинкою. Кожний електрон має хвильові властивості і поняття траєкторії до нього не застосовано.

Якби електрон рухався по траєкторії, він проходив би через певний отвір - перший або другий. Явище дифракції доводить, що у проходженні кожного електрона беруть участь обидва отвори - і перший, і другий.

При цьому електрон не поділяється на дві частини, кожна з яких проходить через відповідну щілину, а залишається неподільною частинкою.

Такий висновок є несумісним з наочним, але абсолютно неправильним уявленням про електрон, як про маленьку кульку, а поняття траєкторії до електрона не застосовується. Як же виглядає електрон? Ми цього не знаємо, не можемо скласти собі наочний образ. Будь-яка наочна модель буде діяти за класичними законами і, тому, не придатна для зображення мікрочастинок. Доводиться відмовитися від побудови наочних образів квантових об'єктів.

**Фізичне тлумачення хвиль де Бройля.** У класичній фізиці хвиля - це коливання матерії, що поширюються в просторі. Якщо розглядаються пружні хвилі в речовині, то коливаються частинки цієї речовини. Такі коливання матерії можна виявити у всіх точках, до яких встигла дійти хвиля. У разі електромагнітних хвиль, взаємно пов'язані коливання здійснюють електричне ( $E$ ) і магнітне ( $B$ ) поля.

Хвилі де Бройля не є ні електромагнітними хвилями, ні хвилями якогось іншого фізичного матеріального поля.

Дифракційну картину слід розглядати як прояв певної статистичної закономірності: електрони з найбільшою ймовірністю потрапляють в одні місця, а з меншою ймовірністю - в інші. Оскільки з кожним рухомим електроном пов'язана хвиля де Бройля, то ці хвилі набувають *ймовірнісного змісту*.

З точки зору хвильових властивостей електронів в центрі дифракційної картини рис. 6.1 лежить максимум інтенсивності хвиль де Бройля. Нагадаємо, що інтенсивність хвилі пропорційна квадрату амплітуди. Тому приходимо до висновку: *квадрат амплітуди хвилі де Бройля в певній точці простору є мірою ймовірності знаходження частинки в цій точці*.

Чим же є мікрочастинка - хвилею або частинкою? У такій постановці питання мається на увазі альтернатива - або хвиля, або частинка. Наше мислення допускає тільки одну з цих можливостей.



Хвиля де Бройля не є хвилею, що якимось чином рухається разом з частинкою. Хвиля де Бройля і частинка - це *один і той же єдиний об'єкт*. Реальність полягає в тому, що частинка має властивості хвилі.

Якщо дослідити поведінку мікрочастинки за допомогою приладу, то хвильовий прилад (наприклад, дифракційна решітка) зареєструє хвилю, а корпускулярний прилад (наприклад, детектор частинок) зареєструє частинку.

Виникає питання: якщо корпускулярно-хвильовий дуалізм є універсальною властивістю всіх тіл природи, то чому хвильові властивості не проявляються у макроскопічних тіл? Чому в оточуючих нас предметах немає нічого «хвильового»?

Відповідь полягає в тому, що довжини хвиль де Бройля для таких тіл настільки малі, що виявлення хвильових властивостей виявляється неможливим.

У розділі «Хвильова оптика» ми бачили, що дифракція світла, тобто відхилення від законів геометричної оптики (прямолінійного поширення світла вздовж променів) спостерігається в тому випадку, коли розміри перешкод сумірні з довжиною світлової хвилі. Якщо ж розміри перешкод набагато більше, ніж довжина хвилі світла, явищем дифракції можна знехтувати.

Аналогічно цьому уявлення про хвилі де Бройля можна використовувати для з'ясування питання про те, якою теорією, квантовою або класичною, слід описувати конкретне явище. Для цього потрібно порівняти довжину хвилі де Бройля, що зіставлена за формулою (6.2) досліджуваному об'єкту, з характерними розмірами у відповідній задачі.

Хвильові властивості об'єкта не відіграють істотної ролі, поки довжина хвилі де Бройля не стане сумірною з характерними розмірами області руху частинки.

Для прикладу оцінимо довжину хвилі де Бройля для маленької кульки і електрона.

Нехай кулька масою 1 г переміщається зі швидкістю 100 м/с. Тоді довжина хвилі де Бройля

$$\lambda = \frac{6,63 \cdot 10^{-34}}{10^{-3} \cdot 10^2} \text{ м} = 6,63 \cdot 10^{-33} \text{ м}.$$

Довжина хвилі де Бройля для такої кульки настільки мала, що виявлення хвильових властивостей неможливо методами сучасної фізики. У природі немає такого об'єкта, який можна було б використовувати для спостереження дифракції таких хвиль. Інакше кажучи, хвильові властивості такої кульки не виявляються.

Якщо тепер розглянути електрон, який переміщається з такою ж швидкістю, то він буде мати довжину хвилі

$$\lambda_2 = \frac{6,63 \cdot 10^{-34}}{9,1 \cdot 10^{-31} \cdot 10^2} \text{ м} = 7,3 \cdot 10^{-6} \text{ м} = 7,3 \text{ мкм}$$

Така довжина хвилі порівняно легко може бути знайдена в експерименті.

Як бачимо, при рівних умовах довжина хвилі де Бройля тим менше, чим більше маса частинки.

Довжину хвилі електрона, що знаходиться в атомі водню, можна порівняти з розмірами самого атома. Тому квантові ефекти в цьому випадку будуть визначальними, і уявлення класичної фізики тут явно неприйнятні.

Вперше доказ існування хвильових властивостей електронів був отриманий в 1927 р. американськими фізиками К. Девіссоном і Л. Джермером. Досліджуючи відбивання електронного пучка від монокристала нікелю, вони встановили, що електронний пучок відбивається від монокристала селективно, тобто при деяких кутах падіння і в деяких напрямках дуже сильно, а в інших - дуже слабо. Таке відбивання електронів від монокристала аналогічно дифракції рентгенівських променів від кристалів і свідчить про *хвильові властивості електронного пучка*.

Пізніше спостерігалася дифракція *протонів*, а також дифракція *нейтронів*.

## **6.2. Хвильова функція і її фізичний зміст. Рівняння Шредінгера**

У класичній механіці рух матеріальної точки описується другим законом Ньютона; наприклад, в проекціях на вісь  $Ox$  описується формулою

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = F_x.$$

Але мікрочастинки мають ще й хвильові властивості, тому для опису їх руху повинна бути використана інша механіка.

Теорія, що описує рух мікрочастинок (елементарних частинок, атомів, молекул, атомних ядер) і їх систем (кристалів) і враховує їх хвильові і корпускулярні властивості, називається **квантовою механікою**.

Основоположним в квантовій механіці є положення про те, що корпускулярно-хвильовий дуалізм (подвійність властивостей) має універсальний характер. Всі частинки матерії, що мають скінченний імпульс, мають хвильові властивості.

З будь-якою частинкою, будь то фотон або електрон, пов'язана хвиля (хвиля де Бройля). Амплітуда цієї хвилі визначається так званою **хвильовою функцією**, яка є функцією координат і часу; її позначають грецькою буквою «пси»:

$$\Psi = \Psi(x, y, z, t).$$

Сама хвильова функція фізичного змісту не має, але фізичний зміст приписується її квадрату: *інтенсивність хвилі де Бройля пропорційна квадрату  $\Psi$* .

**Основне твердження квантової механіки** полягає в тому, що квадрат модуля хвильової функції для будь-якої точки простору  $|\Psi|^2$ , помножений на елементарний об'єм  $dV$ , що містить цю точку, визначає ймовірність  $dP$  знаходження частинки в межах об'єму  $dV$ :

$$dP = |\Psi|^2 dV. \quad (6.3)$$

Квантова механіка має *статистичний характер*; за допомогою хвильової функції  $\Psi$  визначають *тільки ймовірність* виявлення мікрочастинки в різних точках простору. Квантова механіка не ставить питання про місцезнаходження частинки або її траєкторії в просторі, оскільки завдяки хвильовим особливостям мікрочастинки такі питання не мають сенсу.

Таке квантово-механічне рівняння руху було запропоновано в 1926 р австрійським фізиком Е. Шредінгером.

У фізиці мікросвіту це рівняння відіграє таку саму роль, як закони Ньютона для макротіл.

Рівняння описує рух мікрочастинок. Замість сил у рівняння входить потенціальна енергія  $U(x, y, z)$  силового поля, в якому рухається частинка.

Для багатьох фізичних явищ, що відбуваються в мікросвіті, можна знайти рівняння Шредінгера для **стаціонарних станів** - станів з фіксованими значення-

ми енергії. Це можливо, якщо силове поле, в якому частинка рухається, є стаціонарним, тобто функція  $U = U(x, y, z)$  не залежить явно від часу і має зміст потенціальної енергії.

Для найпростішого випадку одновимірного руху рівняння Шредінгера має вигляд

$$\psi'' + \frac{2m}{\hbar^2}(E - U)\psi = 0, \quad (6.4)$$

або для цілком вільної частинки

$$\Delta\psi + \frac{2m}{\hbar^2}E\psi = 0.$$

Тут  $E$  - повна енергія системи.

Рівняння містить крім шуканої хвильової функції  $\psi(x)$  ще й другу похідну цієї функції. Такі рівняння називаються диференціальними рівняннями другого порядку. Розв'язання цього рівняння пов'язане з великими математичними труднощами.

З рівняння Шредінгера визначають функцію  $\Psi$  для різних випадків руху і взаємодій мікрочастинки. У рівняння (6.4) в якості параметра входить повна енергія  $E$  частинки. У теорії диференціальних рівнянь доводиться, що подібні рівняння мають рішення не за довільних значень параметра  $E$ , а лише за певного їх набору, характерного для даної задачі

Отже з рівняння Шредінгера автоматично випливає квантованість енергії  $E$ .

Аналогічно з другим законом Ньютона в класичній механіці, це рівняння не виводиться, а постулюється на основі узагальнення експериментальних даних

### 6.3. Теорія атома водню Н. Бора

У 1911 р на підставі дослідів з розсіювання альфа частинок металеві фольгою англійський фізик Е. Резерфорд запропонував планетарну модель атома: в центрі атома знаходиться важке позитивно заряджене ядро атома дуже малих розмірів ( $\sim 10^{-15}$  м), що містить більшу частину маси атома, навколо якого на замкнених орбітах радіусом приблизно  $10^{-10}$  м обертаються легкі електрони, причому кількість їх дорівнює порядковому номеру елемента.

Назва "планетарна" такої моделі атома відображає аналогію між атомом і Сонячною системою, в якій планети рухаються по деяким певним орбітам навколо масивного центра, що притягує - Сонця.

Однак з точки зору класичної фізики така модель атома була не в змозі пояснити закономірності в лінійчатих спектрах атомів і навіть самого факту усталеності атома.

Відповідно до законів класичної електродинаміки електрон, що обертається навколо ядра, буде випромінювати електромагнітні хвилі, як і будь-яка заряджена частинка, яка рухається прискорено. Частота цих хвиль при рівномірному обертанні електрона по колу повинна дорівнювати частоті обертання.

Але внаслідок безперервного випромінювання енергія електрона має поступово зменшуватися, а тому і має зменшуватися відстань електрона від ядра. Таким чином, випромінювання електрона давало б суцільний спектр, а електрон дуже швидко впав би на ядро. Обидва цих сліdstва класичної теорії суперечать дійсності.

У 1913 р один з найбільших вчених 20 століття датський фізик Н. Бор показав, що "врятувати" планетарну модель атома можна, вводячи в теорію атома ідеї квантування і виділяючи при цьому деякі орбіти, дозволені для руху електрона.

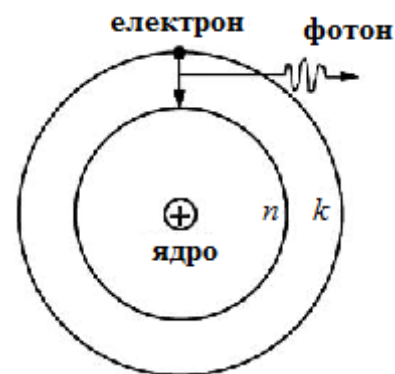


Рис. 6.2.

Бор сформулював такі *два постулати*:

1. *Електрон в атомі може рухатися тільки по певним стаціонарним орбітам, кожній з яких можна приписати певний номер  $n = 1, 2, 3, \dots$ . Електрон, що рухається на стаціонарній замкнутій орбіті, всупереч законам класичної електродинаміки, не випромінює.*

*Дозволеними стаціонарними орбітами є лише ті, для яких момент імпульсу електрона дорівнює цілому кратному значенню сталої Планка  $\hbar$ .*

$$mvr = n\hbar, \quad (n = 1, 2, 3, \dots), \quad (6.5)$$

де  $mvr$  - момент імпульсу електрона на орбіті,  $n$  - номер відповідної орбіти,

$\hbar = h/2\pi$  - стала Планка. Формулу (6.5) називають *правилом квантування орбіт*.

2. *Випромінювання або поглинання кванта випромінювання відбувається при переході атома з одного стаціонарного стану в інший* (рис. 6.2). При цьому енергія  $h\nu$  фотона, який випромінюється, дорівнює різниці енергій атома в двох стаціонарних станах:

$$h\nu_{nk} = E_k - E_n, \quad (k > n). \quad (6.6)$$

Можливий і зворотний процес, в якому атом переходить з квантового стану з меншою енергією в стан з більшою енергією. При цьому відбувається поглинання фотона з енергією, що дорівнює різниці енергій цих квантових станів. Інакше кажучи, *атом випромінює або поглинає квант електромагнітної енергії внаслідок перескакування електрона з однієї стаціонарної орбіти на іншу.*

Другий постулат Бора називають умовою частот, оскільки він визначає частоти випромінюваних або поглинутих фотонів.

Атом водню є найпростішим з атомів. Він складається з ядра позитивної елементарної частинки - протону – і електрона, який рухається навколо ядра.

Як показує дослід, спектр атомарного водню, світіння якого збуджується в розрядній трубці за низького тиску, є лінійчастим і складається з окремих спектральних ліній, що згущаються до деякої граничної довжини хвилі (рис. 6.4).



Рис.6.4

Для спектру водню була встановлена формула

$$\frac{1}{\lambda} = Ry \left( \frac{1}{n^2} - \frac{1}{k^2} \right)$$

$$Ry = 1,097 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$$

де  $\lambda$  – довжина хвилі випромінювання атома водню,  $n$   $k$  - цілі числа,  $Ry$  - так звана *стала Рідберга*.

Теорія Бора дозволила пояснити існування спектральних серій та обчислити сталу Рідберга і розрахувати кругові електронні орбіти.

Експериментальне підтвердження гіпотеза Бора знайшла в досліджах Франка-Герца з бомбардування електронами парів ртуті у вакуумній трубці та вимірювання залежності струму в трубці від прискорювальної напруги.

**Теорія атома водню Н.Бора.** Атом водню (гідрогену) складається з позитивно зарядженого ядра і одного електрона (рис. 6.2 13.1), між якими діє сила електричного притягування.

Електрон обертається навколо ядра. За правилами квантування Н.Бора електрон в атомі може рухатися тільки на таких орбітах, для яких момент імпульсу електрона кратний величині  $h/2\pi$ , тобто виконується співвідношення (6.5):

$$mvr = n \frac{h}{2\pi}.$$

де  $m$ ,  $v$ ,  $r$  – відповідно маса, швидкість і радіус орбіти електрона,  $h$  – стала Планка,  $n$  – квантове число ( $n = 1, 2, 3, \dots$ ).

У рівнянні (6.5) дві невідомі величини -  $r$  і  $v$ , тому для визначення їх запишемо ще другий закон Ньютона для електрона: сила притягування електрона до ядра - кулонівська сила -  $\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r^2}$  дорівнює добутку маси  $m$  електрона на його доцентрове прискорення  $\frac{v^2}{r}$ :

$$\frac{mv^2}{r} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r^2}. \quad (6.7)$$

Розв'язавши систему рівнянь (6.5) і (6.7), знайдемо для радіусів допустимих (стаціонарних) орбіт електрона в атомі водню і швидкості електрона наступні вирази:

$$r_n = \frac{\epsilon_0 n^2 h^2}{\pi m e^2}, \quad (6.8)$$

$$v_n = \frac{e^2}{2\epsilon_0 n h}. \quad (6.9)$$

Як бачимо, радіуси можливих орбіт пропорційні квадрату номера орбіти.

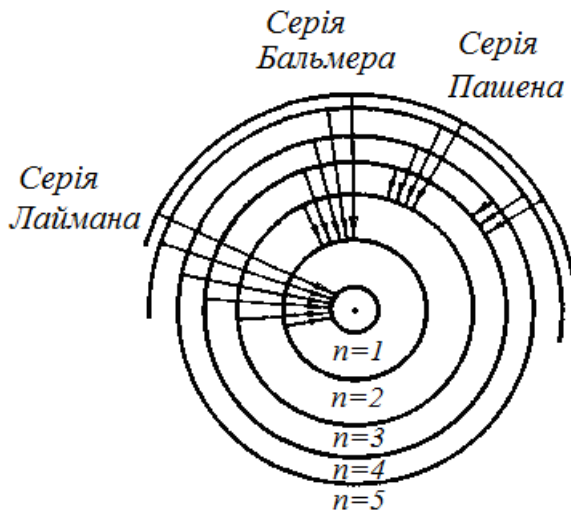


Рис. 6.5

Якщо підставити у вираз (6.8)  $n = 1$ ,  $m = 9,1 \cdot 10^{-31}$  кг,  $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$  Кл,  $h = 6,63 \cdot 10^{-34}$  Дж·с і зробити обчислення для першої орбіти електрона, то отримаємо такі результати:  $r_1 = 0,529 \cdot 10^{-10}$  м,  $v_1 = 2,18 \cdot 10^6$  м/с. На другий орбіті швидкість електрона дорівнює  $v_2 = 1,094 \cdot 10^6$  м/с, на третій –  $v_3 = 0,731 \cdot 10^6$  м/с і т.д.

Константа  $a_B$

$$a_B = \frac{4\pi\epsilon_0\hbar^2}{m_0e^2} = 0,529 \cdot 10^{-10} \text{ м}, \quad (6.10)$$

радіус першої стаціонарної орбіти електрона в атомі водню називається радіусом Бора.

Схематично кругові стаціонарні орбіти в атомі водню зображені на рис. 6.2. і 6.5.

Повна енергія електрона, що рухається на  $n$ -ій стаціонарній орбіті, складається з його кінетичної енергії

$$E_{kin} = \frac{mv_n^2}{2} = \frac{me^4}{32\pi^2\epsilon_0^2\hbar^2n^2} \quad (6.11)$$

і потенціальної енергії кулонівської взаємодії електрона з ядром

$$U = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0r_n} = -\frac{me^4}{16\pi^2\epsilon_0^2\hbar^2n^2}. \quad (6.12)$$

Тому, з урахуванням (6.11) і (6.12), отримуємо формулу квантування енергії електрона в атомі водню

$$E = E_{kin} + U = -\frac{me^4}{32\pi^2\epsilon_0^2\hbar^2} \cdot \frac{1}{n^2} = -\frac{13,6}{n^2} \text{ эВ}. \quad (6.13)$$

Повна енергія електрона в атомі виявилася від'ємною, оскільки за визначенням, від'ємною є потенціальна енергія взаємодії електрона з ядром.



Енергія електрона на нескінченності покладається рівною нулю, а з наближенням до ядра вона зменшується. Зрозуміло, що кінетична енергія електрона на будь-якій стаціонарній орбіті чисельно має бути менше, ніж потенціальна енергія притягання електрона до ядра, інакше електрон полетів би за межі дії ядра.

З ростом номера орбіти повна енергія електрона в атомі зростає. При цьому номер орбіти  $n$  є квантовим числом в теорії Бора.

#### 6.4. Будова атомів. Спонтанне і вимушене випромінювання. Лазери.

Атомом називається мікрочастинка простої речовини, яка є найменшим носієм хімічних властивостей елемента. Атом складається з важкого центрального позитивно зарядженого ядра ( $r_{\text{яд}} \approx 10^{-13}$  см) та оточуючих його легких частинок – електронів з негативними електричними зарядами.

Розміри атома в цілому визначаються розмірами його електронної оболонки ( $\approx 10^{-8}$  см). Число електронів у нейтральному атомі дорівнює  $Z$ , тобто числу протонів у його ядрі. Позитивний заряд ядра визначає належність атома до того чи іншого елемента в періодичній системі.

Атом являє собою квантову систему, енергія атома набуває ряду дискретних дозволених значень. Поведінка електронів в атомі описується рівнянням Шредингера.

Якщо врахувати, що потенціальна енергія електрона в атомі водню становить

$$U = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r},$$

то рівняння Шредингера для електрона набуває вигляду

$$\Delta\psi + \frac{2m_e}{\hbar^2} \left( E + \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r} \right) \psi = 0.$$

Розв'язок цього рівняння дуже складний і громіздкий. Він дає можливість розрахувати не тільки енергетичний спектр атома водню, але й всі його хвильові функції.

При цьому квантова механіка призводить до таких саме значень енергії атома, які отримувались у теорії Бора

Якщо атом має деяку певну енергією, то кажуть, що він знаходиться на відповідному енергетичному рівні. набір можливих енергій утворює систему рівнів енергії даного атома.

Переходи атома з одного рівня на інший пов'язані зі зміною його енергії. При цьому переходи можуть бути випромінювальними, які супроводжуються випусканням або поглинанням електромагнітного випромінювання, і без випромінювання фотонів (релаксаційними), при яких окремі атоми отримують або втрачають енергію в результаті непружних зіткнень між собою, з електронами або з квантами поля коливань кристалічної решітки - фононами.

Нехай існує сукупність дуже великого числа атомів, які утворюють настільки сильно розріджений газ, що взаємодією між атомами можна знехтувати. Будемо для простоти вважати, що кожен атом може знаходитися тільки в двох станах: основному з енергією  $E_1$  і збудженому з енергією  $E_2$ .

Згідно з А. Ейнштейном можливі *три типи випромінювальних переходів*: спонтанне випромінювання, поглинання і вимушене (індуковане) випромінювання. Розглянемо ці процеси.

**1. Поглинання світла.** Нехай атом знаходиться на нижньому рівні  $1$  і нехай поблизу атома пролітає фотон з енергією  $\varepsilon_{12} = E_2 - E_1$ , тобто з частотою  $\omega_{12} = \varepsilon_{12} / \hbar$  (вона називається резонансною).

Атом може поглинути фотон і здійснити квантовий перехід з рівня  $E_1$  на рівень  $E_2$ . Такий процес схематично представлений на

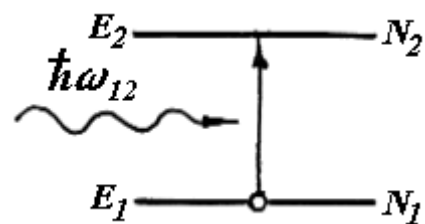


Рис. 6.6.

рис. 6.6. Горизонтальні лінії являють собою енергетичні рівні, хвиляста стрілка означає фотон, вертикальна стрілка зображує квантовий перехід атома з одного рівня на інший.

Такий вимушений перехід означає *поглинання світла* речовиною (іноді його називають вимушеним поглинанням).

**2. Спонтанне випромінювання.** Якщо атом перебуває в збудженому стані 2, то він може через деякий проміжок часу *спонтанно*, без будь-яких зовнішніх впливів, перейти в стан з нижчою енергією (в нашому випадку в основний), віддаючи надлишкову енергію у вигляді електромагнітного випромінювання (випускаючи фотон з енергією  $\hbar\omega = E_2 - E_1$ ). Процес випускання фотона збудженим атомом без будь-яких зовнішніх впливів називається *спонтанним* (або *самовільним*) *випромінюванням* (рис. 6.7).

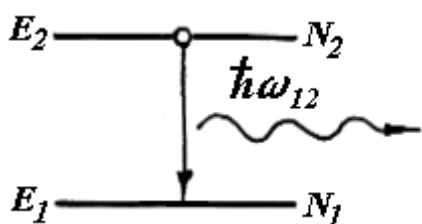


Рис. 6.7

Спонтанне випромінювання має чисто квантову природу. Згідно з квантовою механікою атом не може перебувати в збудженому стані нескінченно довго. Але в який саме момент часу відбудеться перехід

$E_2 \rightarrow E_1$ , передбачити неможливо. Момент переходу є випадковим, випадковим є також напрямок польоту і поляризація фотона, який народжується при цьому.

Кванти світла, які народилися в результаті спонтанних переходів, мають однакову енергію, але ніяк не пов'язані між собою. Фази електромагнітних хвиль, відповідні їм, теж не пов'язані між собою. Тобто спонтанне випромінювання не є когерентним. Всі звичайні джерела світла (лампи розжарювання, світлодіодні і газорозрядні лампи) дають світло шляхом спонтанного випромінювання.

**3. Вимушене (індуковане) випромінювання.** А. Ейнштейн для пояснення термодинамічної рівноваги між речовиною і випромінюванням, яке випускається і поглинається нею, постулював, що крім поглинання і спонтанного випромінювання має існувати третій, якісно інший тип взаємодії.

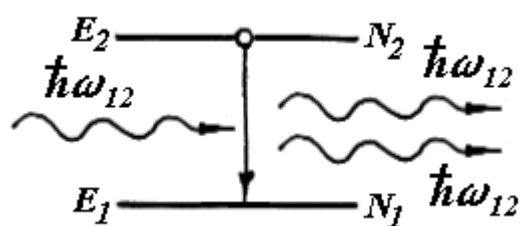


Рис. 6.8

Якщо атом перебуває на верхньому енергетичному рівні, то фотон, який пролітає з енергією  $\epsilon_{12} = E_2 - E_1$ , може викликати (ініціювати) перехід  $E_2 \rightarrow E_1$ , тобто повернення атома на більш низький рівень. При цьому перехід  $E_2 \rightarrow E_1$  супроводжується випусканням такого ж фотона (рис. 6.8)

Такий перехід, який відбувається як результат дії зовнішнього випромінювання, називається *вимушеним*. Новий фотон, як і первинний, має частоту  $\omega_{12}$ . Більш того, він має такий же напрямок імпульсу і таку ж поляризацію, тобто він є тотожним фотонам, які стимулювали цей процес. Отже, вимушене випромінювання є *когерентним* з тим, яке його змушує.

Якщо атом перебуває на рівні  $E_1$ , то фотон з енергією  $\epsilon_{12} = E_2 - E_1$  спричиняє перехід  $E_1 \rightarrow E_2$  (і при цьому знищується). Якщо ж атом знаходиться на рівні  $E_2$ , то фотон спричиняє перехід  $E_2 \rightarrow E_1$  (і при цьому народжується ще один фотон). Окремо доводиться, що фотон, який взаємодіє з атомом, з однаковою ймовірністю може або поглинатися, або індукувати випромінювання.

Які ж процеси будуть переважати? Якщо більше атомів знаходиться на нижньому рівні  $E_1$ , ніж на верхньому  $E_2$ , переважають процеси поглинання світла. Якщо ж, навпаки, на рівні  $E_1$  знаходиться менше атомів, ніж на рівні  $E_2$ , будуть переважати процеси вимушеного випромінювання світла.

Кількість атомів в кожному стані, або на кожному рівні енергії (що в даному випадку дорівнює  $N_1$  і  $N_2$ ) називають *заселеністю рівнів*.

У звичайних умовах, зокрема, в стані теплової рівноваги, заселеності енергетичних рівнів зменшуються зі збільшенням енергії рівнів. Розподіл заселеностей атомних рівнів підпорядковується закону Больцмана:

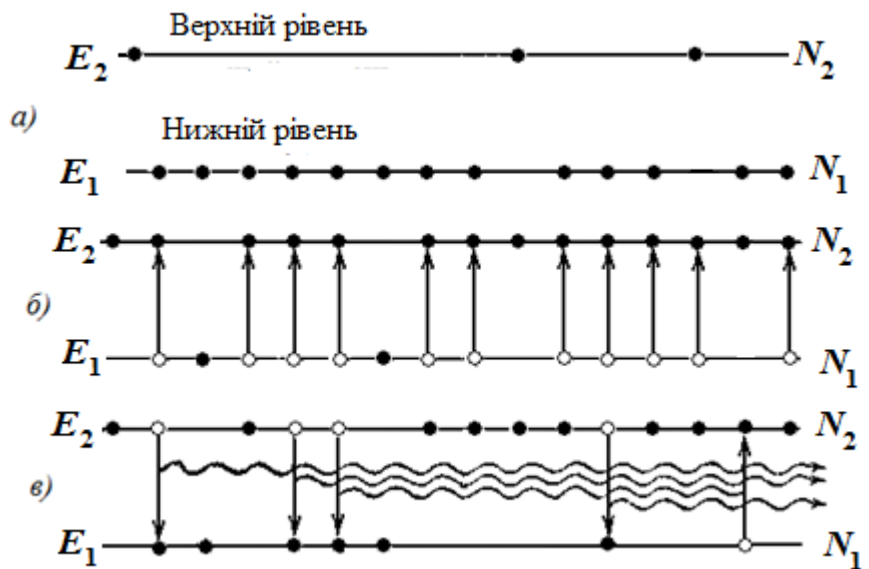


Рис. 6.9.

$$N_i = C \exp(-E_i/kT), \quad (6.14)$$

де  $N_i$  - кількість атомів в  $i$ -му квантовому стані, яке характеризується енергією  $E_i$ ,  $C$  - константа,  $k$  - стала Больцмана,  $T$  - абсолютна температура. З формули видно, що більш високі енергетичні рівні мають меншу заселеність, ніж більш низькі рівні (в нашому прикладі  $N_2 < N_1$ ). Це ілюструє схема на рис. 6.9, а.

Тому звичайна речовина не посилює, а тільки поглинає енергію світлової хвилі, яка проходить крізь неї.

Щоб відбулося підсилення початкового потоку фотонів такими ж фотонами вимушеного випромінювання, необхідно досягти стану, при якому число  $N_2$  атомів на більш високому енергетичному рівні  $E_2$  було б більшим, ніж їх число  $N_1$  на нижньому рівні  $E_1$ : необхідно, як кажуть, досягти *інверсної заселеності* енергетичного рівня  $E_2$  збудженими атомами.

Оскільки ймовірності переходу атома, в який потрапляє фотон, вгору і вниз однакові, підсилення вимушеного випромінювання можливо тільки в тому випадку, коли верхній рівень буде більш заселений, ніж нижній.

Процес створення нерівноважного стану речовини (переведення системи в стан з інверсною заселеністю) називається **накачуванням** (рис. 6.9, б).

У середовищах з інверсними станами вимушене випромінювання може перевищити поглинання, внаслідок чого падаючий пучок світла при проходженні через ці середовища буде підсилюватись (ці середовища називаються **активними**).

Накачування можна здійснити оптичними, електричними і іншими засобами. Відзначимо *оптичне накачування* - за рахунок світлової енергії спеціальних випромінювачів (газорозрядних імпульсних ламп). В результаті опромінення потужними джерелами світла теплова рівновага в речовині порушується.

Для газоподібних активних середовищ застосовують накачування з використанням *електричного розряду*. Якщо до кінців трубки з розрідженим газом прикласти напругу достатньої величини, в ній виникає газовий розряд. При зіткненні з електронами частина атомів іонізується, що підтримує розряд. Інша частина атомів при зіткненні збуджується, тобто переходить на більш високі рівні. Світін-

ня газового розряду пояснюється спонтанними переходами зі збуджених рівнів на нижні. За деяких умов в електричному розряді виникає інверсія заселеності.

Інверсію заселеності створюють також за допомогою електричного струму в напівпровідниках. Це так звана *інжекція носіїв заряду* в напівпровідниках, яка зводиться до пропускання струму через *p-n* перехід в прямому напрямі.

Так зване *теплове накачування* полягає в сильному нагріванні активного середовища з наступним швидким охолодженням.

Для створення інверсії використовують також *хімічні реакції*.

Сутність цих та інших методів накачування одна - до активного середовища підводяться різні види енергії - електрична, світлова, хімічна, тепла і т. п. Активне середовище потім випромінює цю енергію у вигляді когерентного випромінювання.

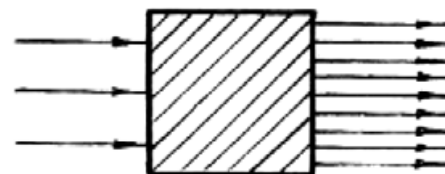


Рис.6.10

Припустимо, що інвертоване активне середовище виготовлене. Нехай в це середовище спрямований світловий пучок з резонансною частотою (рис. 6.10)

Проходячи через інвертоване активне середовище, світловий пучок може підсилюватись внаслідок переважання процесів вимушеного випромінювання над процесами поглинання (рис. 6.9, в). Енергія виводиться з активного середовища у вигляді додаткового світлового випромінювання. Первісне світло також присутнє у вихідному світловому потоці. Фактично відбувається підсилення інтенсивності падаючого світла. У цьому полягає принцип роботи оптичного квантового генератора (лазера).

Англійське слово "Laser" є аббревіатурою виразу "Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation", що означає "Підсилення світла за допомогою вимушеного випромінювання". Назва виражає суть дії лазера. Як бачимо, можливість підсилення і генерації світла на основі індукованого випромінювання зводиться до питання створення середовищ з інвертованою заселеністю рівнів енергії.

Після того, як створене інвертоване активне середовище, досить одного фотона, який випадково народився при спонтанних переходах між робочими рівнями, щоб в активному середовищі почала відбуватися безліч вимушених переходів. В результаті з'являється ціла лавина вторинних фотонів, зароджується лазерна генерація.

Однак фотони, що народжуються спонтанно, випромінюються в яких завгодно напрямках. У цих напрямках будуть поширюватися і лавини вторинних фотонів. і випромінювання не матиме когерентних властивостей. Тому в лазерах необхідний ще один елемент - *оптичний резонатор*. У найпростішому випадку оптичним резонатором служать *два плоских дзеркала*, звернених одне до одного. Активне середовище розміщується між ними (рис. 6.11).

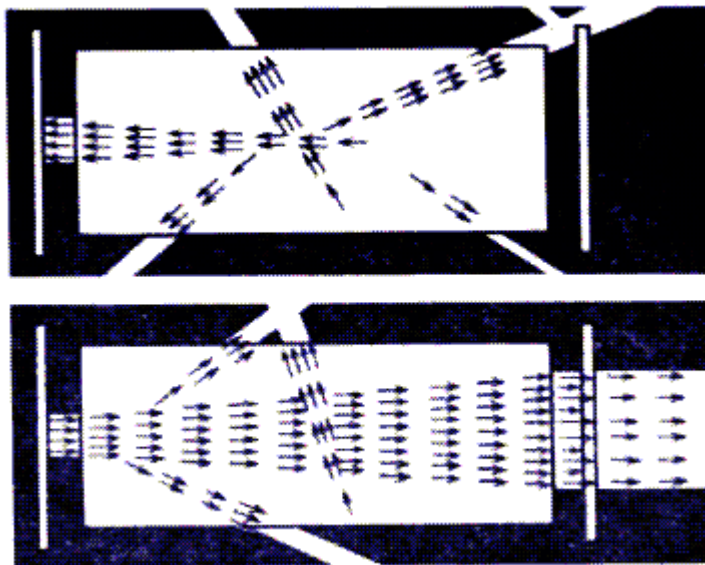


Рис. 6.11.

Якщо фотони рухаються уздовж осі резонатора, вони багаторазово відбиваються від дзеркал і, щоразу проходячи через активне середовище, спричиняють вимушене випромінювання вторинних фотонів. Ті, в свою чергу, спричиняють вимушене випромінювання і т. д. Так як фотони, що виникли при вимушеному випромінюванні, рухаються в тому ж напрямку, що і первинні, потік фотонів вздовж осі системи буде лавиноподібно наростати (рис. 6.11).

Оптичний резонатор здійснює так званий *позитивний зворотний зв'язок*, який полягає в тому, що частина випромінюваної світлової енергії залишається всередині робочої речовини, викликаючи вимушене випромінювання світла новими збудженими атомами. Наслідком позитивного зворотного зв'язку є лавиноподібне зростання кількості фотонів. Ті ж фотони, які рухаються під кутом до осі резонатора, виходять з активного середовища через його бічну поверхню.

Одне з дзеркал резонатора робиться напівпрозорим (на рис. 6.11 - праве дзеркало), через нього випромінювання виводиться назовні, утворюючи лазерний промінь.

Оптичний резонатор, виконує й іншу функцію - формує монохроматичне випромінювання. Для того щоб випромінювання, яке виходить через напівпрозоре дзеркало, було когерентним, необхідно, щоб послідовні хвильові цуги, які складають його, були узгоджені між собою. Цуги, що відбилися від напівпрозорого дзеркала, проходять через резонатор туди і назад і знову повертаються до напівпрозорого дзеркала.

Утворена внаслідок цього різниця ходу має бути рівною цілому числу довжин хвиль

$$2L = n\lambda, n = 1, 2, \dots$$

Тільки в цьому випадку випромінювання, яке виходить назовні, буде строго монохроматичним. Звідси випливає, що квантовий генератор може створювати монохроматичну хвилю не довільної частоти, а лише з дискретним набором частот  $\omega_n$ , відповідних допустимим значенням довжини хвилі

$$\lambda_n = \frac{2L}{n}$$

Цей набір частот визначається формулою

$$\omega_n = \frac{2\pi c}{\lambda_n} = \frac{\pi c}{L} n \quad (6.14)$$

Визначною рисою лазерів є виняткова *здатність до концентрації світлової енергії*:

- *в спектрі* - дуже вузька спектральна лінія випромінювання, суворе монохроматичність;
- *в часі* - можливість отримувати надкороткі (пікосекундні) імпульси світла;
- *в просторі* і за напрямком поширення (дуже мала кутова розбіжність в пучку) - можливість отримувати практично паралельний пучок, розбіжність якого визначається тільки дифракційними ефектами і тому дуже мала (розбіжність пучка  $\sim 1''$ ), і сфокусувати все випромінювання в малій області з розмірами порядку



довжини хвилі. Густина потужності лазерного випромінювання при цьому досягає величезної величини  $10^3 - 10^7$  Вт/см<sup>2</sup> для лазерів безперервної дії і  $10^4 - 10^{12}$  Вт/см<sup>2</sup> імпульсних лазерів.

Для порівняння наведемо густину потужності випромінювання на поверхні Сонця -  $10^8$  Вт/см<sup>2</sup>.

Незвичайні властивості лазерного випромінювання знаходять в даний час широке застосування. Лазери використовують для обробки, різання і мікрозварювання твердих матеріалів, для надточних дистанційних вимірювань лінійних переміщень, при нівелювальних роботах, для найтонших медичних операцій, для отримання і дослідження високотемпературної плазми (лазерного керованого термоядерного синтезу), в комп'ютерній техніці, для цілей зв'язку і багато чого іншого.

## 7. Фізика атомного ядра

### 7.1. Будова атомного ядра. Властивості протонів і нейтронів. Параметри атомних ядер

Ядра атомів складаються з протонів і нейтронів (нуклонів).

Протон ( $p$ ) має заряд  $+e$  (позитивний елементарний заряд, за величиною рівний заряду електрона  $e = 1,602 \cdot 10^{-19}$  Кл) і масу  $m_p = 1,6726 \cdot 10^{-27}$  кг.

Зазвичай масу ядер виражають в атомних одиницях маси (1 а.о.м. = 1/12 маси ізотопу вуглецю <sup>12</sup>C) або в одиницях енергії, записуючи замість маси відповідну енергію  $E = mc^2$  в мегаелектронвольтах (1 МеВ =  $1,60222 \cdot 10^{-13}$  Дж).

У цих одиницях:

$$1 \text{ а.о.м.} = 1,6605 \cdot 10^{-27} \text{ кг} = 931,5 \text{ МеВ}; \quad (7.1)$$

$$m_p = 1,00728 \text{ а.о.м.} = 938,28 \text{ МеВ.} \quad (7.2)$$

Для порівняння наведемо масу спокою електрона

$$m_e = 9,109 \cdot 10^{-31} \text{ кг} = 0,511 \text{ МеВ.} \quad (7.3)$$

Тобто  $m_p = 1836 m_e$ .

**Протон** має власний момент імпульсу - *спін*, що дорівнює половині ( $s = 1/2$ ) в одиницях  $\hbar$  ( $\hbar = \frac{h}{2\pi} = 1,05 \cdot 10^{-34}$  Дж·с - стала Планка), і власний магнітний момент

$$\mu_p = +2,79 \mu_y, \quad (7.4)$$

де

$$\mu_y = \frac{e\hbar}{2m_p} = 5,05 \cdot 10^{-27} \text{ Дж/Тл} \quad (7.5)$$

- одиниця магнітного моменту, що називається *ядерним магнетонам*. Знак плюс вказує на те, що напрямки власних механічного і магнітного моментів збігається.

Для електрона власний магнітний момент

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e} = 0,927 \cdot 10^{-23} \text{ Дж/Тл.}$$

Отже, власний магнітний момент протона приблизно в 660 разів менше, ніж магнітний момент електрона.

**Нейтрон** ( $n$ ) - електрично нейтральна частинка. Її маса спокою:

$$m_n = 1,00867 \text{ а.о.м.} = 1,6749 \cdot 10^{-27} \text{ кг} = 939,57 \text{ МеВ.} \quad (7.6)$$

Спін нейтрона  $s = 1/2$ . Незважаючи на відсутність електричного заряду, нейтрон має власний магнітний момент

$$\mu_n = - 1,91 \mu_y. \quad (7.7)$$

Знак мінус вказує на те, що напрямки власних механічного і магнітного моментів є протилежними.

Нейтрони є стійкими тільки в складі стабільних атомних ядер. Вільний нейтрон - нестабільна частинка, що розпадається на протон ( $p$ ), електрон ( $e^-$ ) і електронне антинейтрино ( $\tilde{\nu}_e$ , античастинки позначають надрядковим знаком у вигляді хвилястої риски - тільдою) за схемою



Електронне антинейтрино - елементарна частинка з мізерно малою масою і нульовим зарядом. Середній час життя нейтрона дорівнює  $\tau \approx 15,3$  хв.

Іноді протон і нейтрон розглядають як одну частинку, що має два стани.

**Характеристики атомного ядра.** Загальна кількість нуклонів в атомному ядрі називається масовим числом  $A$ , число протонів - зарядове число  $Z$  - визначає заряд ядра, що дорівнює  $+Ze$ .

Зарядове число  $Z$  збігається з порядковим номером хімічного елемента в періодичній системі елементів. Відомі в даний час 110 елементів періодичної таблиці мають зарядові числа ядер від  $Z = 1$  до  $Z = 110$ . Оскільки атом є нейтральним, то заряд ядра визначає і число  $Z$  електронів в атомі. Число  $N$  нейтронів в ядрі, очевидно, дорівнює різниці  $A - Z$ .

Символічно ці характеристики ядра позначають так:  ${}^A_Z X$ . Наприклад,  ${}^{235}_{92}U, {}^{238}_{92}U$ .

У ядер-ізотонів одне і те ж  $Z$ , але різні  $A$  і  $N$ . наприклад,  ${}^{235}_{92}U, {}^{238}_{92}U$ .

У ядер-ізобарів однакові  $A$  і різні  $Z$  і  $N$ . Наприклад,  ${}^{40}_{18}Ar, {}^{40}_{20}Ca$ .

Більшість хімічних елементів має по кілька стабільних ізотопів. Так, наприклад, у водню (гідрогену) існують три ізотопи:

- звичайний водень, або протій ( $Z = 1, N = 0$ );
- важкий водень, або дейтерій ( $D$ ) ( $Z = 1, N = 1$ );
- тритій ( $T$ ) ( $Z = 1, N = 2$ ).

У кисню є три ізотопи  ${}^{16}_8O, {}^{17}_8O, {}^{18}_8O$ , у олова (стануму) - десять і т.д.

В даний час відомо більше ніж 2500 ядер, що відрізняються  $Z$ , або  $A$ , або і тим і іншим. У природі зустрічаються елементи з атомним номером  $Z$  від 1 до 92, крім технецію ( $Tc, Z = 43$ ) і прометію ( $Pm, Z = 61$ ). Інші трансуранові елементи (з  $Z$  від 93 і вище) були отримані під час бомбардування важких ядер (урану і деяких трансуранових елементів) нейтронами.

**Розміри ядер.** Розміри ядер залежать від числа нуклонів, що містяться в них. Середня концентрація нуклонів в ядрі для всіх ядер з  $A > 10$  практично однакова. Це означає, що об'єм ядра приблизно пропорційний числу нуклонів  $A$ .

У моделі атомного ядра як рідкої краплі ядро розглядається як куля, отже його радіус пропорційний  $A^{1/3}$ :

$$r_{\text{я}} \approx 1,3 \cdot 10^{-15} A^{1/3} \text{ м.} \quad (7.9)$$

Радіус ядра має умовне значення, хоча б тому, що, ядро, як будь-яка квантово-механічна система, не має певної межі в силу співвідношення невизначеностей, і межі ядра розмиті.

Густина ядерної матерії дуже велика в порівнянні з густиною звичайних речовин і становить близько  $10^{17}$  кг/м<sup>3</sup>. Така густина речовини характерна для деяких космічних об'єктів, наприклад нейтронних зірок - пульсарів. Так, якби Сонце, радіус якого  $6,96 \cdot 10^8$  м, перетворилося б на нейтронну зірку, його радіус став би дорівнювати всього  $\approx 14$  км.

## 7.2. Дефект маси і енергія зв'язку атомного ядра. Питома енергія зв'язку

**Дефект маси.** Вимірювання показують, що маса ядра менше суми мас частинок, що входять до нього:

$$m_{\text{я}} < Zm_p + (A - Z)m_n. \quad (7.10)$$

Різниця між сумою мас покою протонів і нейтронів  $Zm_p + (A - Z)m_n$  і масою ядра  $m_{\text{я}}$  називається *дефектом маси*.

$$\Delta m = Zm_p + (A - Z)m_n - m_{\text{я}}, \quad (7.11)$$

У довідкових таблицях наводяться маси нейтральних атомів, а не ядер, тому зручно користуватися перетвореною формулою, в яку входить маса  $m_a$  атома:  $m_a = m_{\text{я}} + Zm_e$ , (тут ми нехтуємо енергією зв'язку електронів з ядром внаслідок її малості), звідки  $m_{\text{я}} = m_a - Zm_e$ .

Заміняючи в рівнянні (7.11) масу ядра, отримаємо

$$\Delta m = Zm_p + (A - Z)m_n - m_a + Zm_e,$$

або

$$\Delta m = Z(m_p + m_e) + (A - Z)m_n - m_a$$

Враховуючи, що  $m_p + m_e = m_H$ , де  $m_H$  - маса атома водню, остаточно маємо

$$\Delta m = Zm_H + (A - Z)m_n - m_a. \quad (7.12)$$

**Енергія зв'язку.** Дефект маси пов'язаний з такою характеристикою ядра як енергія зв'язку ядра  $E_{зв}$ . Вона визначається як енергія, необхідна для повного розщеплення ядра на  $Z$  протонів і  $(A - Z)$  нейтронів, що складають його.

Відповідно до теорії відносності, між енергією спокою і масою існує співвідношення  $E = mc^2$ , так що

$$E_{зв} = \Delta m c^2 = (Z m_H + (A - Z) m_n - m_a) c^2 \quad (7.13)$$

Щоб розщепити ядро на складові частини, необхідно затратити енергію. При цьому згідно з формулою Ейнштейна маса системи збільшується. Із закону збереження енергії випливає і зворотне: при утворенні ядра з вільних нуклонів повинна виділитися енергія, що дорівнює енергії зв'язку. Очевидно, що енергія зв'язку характеризує взаємодію між нуклонами в ядрі.

Якщо виражати енергію зв'язку у позасистемних одиницях - МеВ, а масу в атомних одиницях, то  $c^2 = E_{зв}/\Delta m = 931,5$  МєВ/а.о.м., і формула (7.13 запишеться у вигляді

$$E_{зв} = (Z m_H + (A - Z) m_n - m_a) \cdot 931,5 \text{ МеВ}. \quad (7.14)$$

Енергія зв'язку, що припадає на один нуклон ядра ( $E_{зв}/A$ ) називається *питомою енергією зв'язку*.

$E_{зв} / A$ , МеВ/нуклон

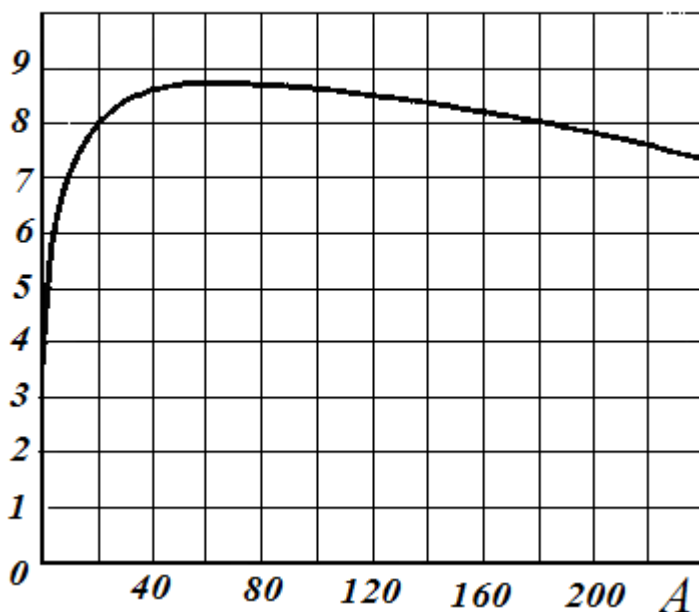


Рис. 7.1.

На рис. 7.1 зображена залежність питомої енергії зв'язку від масового числа.

Для легких ядер ( $A < 12$ ) питома енергія зв'язку круто зростає до 6 - 7 МеВ/нуклон, потім більш повільно зростає до максимальної величини 8,7 МеВ/нуклон в області ядер заліза ( $A = 56$ ) і нікелю ( $A = 62$ ), а потім поступово зменшується у важких елементів (наприклад, для урану вона становить 7,5

MeV/нуклон).

З рис. 7.1 випливає, що найбільш стійкими з енергетичної точки зору є ядра з середини періодичної системи елементів. Ядра заліза - найбільш стійка (найбільш сильно пов'язана) ядерна система.

Питома енергія зв'язку ядер атомів, які займають в періодичній системі останні місця ( $A \sim 200$ ), приблизно на 1 MeV менше питомої енергії зв'язку в ядрах елементів, які містяться в середині періодичної системи ( $A \sim 100$ ).

Це робить можливим виділення ядерної енергії при поділі важкого ядра на два легких. Переконаємося в цьому за допомогою наступного **уявного дослід**.

Розглянемо атомне ядро урану, яке представляє собою систему з 238 сильно взаємодіючих щільно розміщених нуклонів.

Збільшимо розміри ядра настільки, щоб нуклони, що входять до нього, перестали взаємодіяти. Для цього нам доведеться виконати роботу проти ядерних сил притягання.

Якщо тепер дозволити нуклонам знову об'єднатися в ядро урану, то вся витрачена енергія звільниться. Очевидно, ніякого виграшу або програшу в енергії при цьому не буде.

Тепер дозволимо нуклонам об'єднатися не в одне ядро урану, а в два ядра менших розмірів, наприклад з масовими числами 119.

Питома енергія зв'язку ядра урану дорівнює 7,5 MeV, а питома енергія зв'язку кожного з нових ядер дорівнює 8,6 MeV.

Для поділу всіх нуклонів, які складають ядро урану, необхідно затратити енергію, рівну енергії зв'язку ядра:

$$7,5 \cdot 238 \text{ MeV} = 1785 \text{ MeV}.$$

При об'єднанні цих нуклонів в два нових ядра з масовими числами  $A = 119$  виділиться енергія, яка дорівнює сумі енергій зв'язку нових ядер:

$$2 \cdot 8,6 \cdot 119 \text{ MeV} = 2046,8 \text{ MeV}.$$

Отже, в результаті реакції поділу ядра урану виділяється енергія, що перевищує витрачену. Виділиться енергія, що дорівнює різниці між енергією зв'язку нових ядер і енергією зв'язку ядра урану:

$$(2046,8 - 1785) \text{ MeV} = 261,8 \text{ MeV}.$$

Безпосередні виміри підтверджують, що при поділі ядра урану  $^{238}\text{U}$  виділяється енергія більше, ніж 200 MeV, причому більша частина її припадає на кінетичну енергію нових ядер («осколків»).

З аналізу графіка залежності питомої енергії зв'язку від масового числа (рис. 2.1) випливає також, що виділення енергії повинно мати місце *і при об'єднанні (синтезі)* легких ядер в одне більш важке ядро (див. § 9).

### 7.3. Ядерні сили

**Фундаментальні взаємодії.** Сили, що діють між нуклонами в ядрі, називаються *ядерними*. Вони є проявом самої інтенсивної взаємодії в природі - так званої *сильної взаємодії*.

Аж до відстані  $r \approx 0,7 \cdot 10^{-15}$  м ядерні сили проявляються як сили притягання, незважаючи на сильне кулонівське відштовхування між протонами, на менших відстанях - як сили відштовхування.

Сильна взаємодія - одна з чотирьох фундаментальних взаємодій елементарних частинок (чотирьох видів сил в природі). Три інших взаємодії - електромагнітна, слабка і гравітаційна - є набагато слабкішими, ніж сильна взаємодія.

Згідно з квантовою теорією переносником будь-якої взаємодії є квант відповідного поля. Одна з взаємодіючих частинок випускає квант поля, інша його поглинає. У разі електромагнітних взаємодій квантами поля є фотони.

У разі сильних взаємодій переносниками взаємодії є *глюони*, які пов'язують *кварки і піони*, які в свою чергу пов'язують нуклони в ядрі.

Інтенсивність різних взаємодій по відношенню до сильного розподіляється наступним чином:

сильне  $\sim 1$ ;

електромагнітне  $\sim 10^{-3}$ ;

слабке  $\sim 10^{-14}$ ;

гравітаційне  $\sim 10^{-40}$ .

### **Властивості ядерних сил.**

- Ядерні сили є короткодійними, вони швидко зменшуються з ростом відстані  $r$  між нуклонами. Радіус дії сильних взаємодій має порядок  $10^{-15}$  м. При  $r > (2 - 3) \cdot 10^{-15}$  м ядерні сили практично зникають.
- Ядерні сили не залежать від зарядів нуклонів. Ядерні сили між двома протонами, двома нейтронами або протоном і нейтроном не можна розрізнити. Тому протони і нейтрони в ядрі розглядають як два різних зарядових стану однієї і тієї ж частинки - нуклона.
- Ядерні сили залежать від взаємної орієнтації спінів нуклонів. Наприклад, ядро важкого водню - *дейтрон* - утворюється, тільки в тому випадку, якщо нейтрон і протон мають спіни, паралельні один одному.
- Ядерні сили не є центральними: взаємодія між нуклонами не спрямованою вздовж прямої, що з'єднує центри взаємодіючих нуклонів.
- Ядерні сили мають властивість насичення: кожен нуклон в ядрі взаємодіє з певним числом нуклонів. Насичення проявляється в тому, що густина ядерної речовини є постійною.

**Фізична природа ядерних сил.** Згідно з квантовою теорією поля ядерні сили обумовлені обміном квантами поля ядерних сил -  $\pi$ -мезонами (інша назва - піонами) між нуклонами ядра.

За сучасними уявленнями нуклон ядра на короткий час випускає піон, який поглинається сусіднім нуклоном. У свою чергу, цей другий нуклон випускає піон, який поглинається першим. Такий «обмін» піонами і призводить до виникнення взаємодії між нуклонами - до ядерних сил.

Такий опис взаємодії не можна розуміти буквально. Піони, за допомогою яких здійснюється взаємодія, не є звичайними реальними піонами, а *віртуальними*. У квантовій механіці віртуальними називаються частинки, які не можуть бути виявлені за час їх існування, принципово не можуть спостерігатися. Віртуальні частинки не можна собі уявляти існуючими поза області ядерної взаємодії, окремо від нуклонів.



Аналогічно *електромагнітна взаємодія* між зарядженими частинками здійснюється з точки зору квантової електродинаміки через електромагнітне поле, яке може бути представлено як сукупність фотонів. Процес взаємодії між двома зарядженими частинками, наприклад електронами, полягає в обміні віртуальними фотонами.

#### 7.4. Радіоактивність

*Радіоактивністю* називається самовільне (спонтанне) перетворення деяких атомних ядер в інші атомні ядра з випусканням елементарних частинок.

Серед процесів радіоактивних перетворень розрізняють:

- $\alpha$ -розпад - випускання атомним ядром  $\alpha$ -частинки;
- $\beta$ -розпад - випускання атомним ядром електрона і антинейтрино, або позитрона і нейтрино, або поглинання ядром атомного електрона з випусканням нейтрино;
- $\gamma$ -випромінювання ядер;
- спонтанний поділ важких ядер - розпад атомного ядра на два осколки порівнянної маси;
- протонну радіоактивність - випускання атомним ядром протона (а також двох протонів).

У всіх видах радіоактивності (крім  $\gamma$ -випромінювання) змінюється склад ядра - кількість протонів  $Z$ , масове число  $A$  або і те й інше одночасно.

Всі хімічні елементи з атомним номером, більшим 83 є радіоактивними.

Радіоактивність, яку мають нестабільні ядра, існуючі в природі, називається *природною*. Ядра стабільних ізотопів можуть стати радіоактивними після опромінення їх певним чином. Така радіоактивність називається *штучною*. В обох випадках радіоактивність підпорядковується одним і тим же законам.

Із загальної кількості ( $\sim 2000$ ) відомих радіоактивних нуклідів лише біля 300 - природні, а інші отримані в результаті ядерних реакцій.

**Закон радіоактивного розпаду.** Радіоактивний розпад - явище імовірнісне. Не можна точно передбачити, коли саме розпадеться дане нестабільне ядро. Для

опису статистичних закономірностей використовують імовірності тих чи інших подій. Статистичною величиною, яка описує радіоактивний розпад, є ймовірність  $\lambda$  розпаду ядра за одиницю часу.

$$N = N_0 e^{-\lambda t}. \quad (7.15)$$

Формула (7.15) виражає закон радіоактивного розпаду. З неї випливає, що кількість ядер  $N$  радіоактивного ізотопу, що не розпалися, тобто кількість наявних радіоактивних ядер з часом зменшується за експоненціальним законом (рис. 7.2).

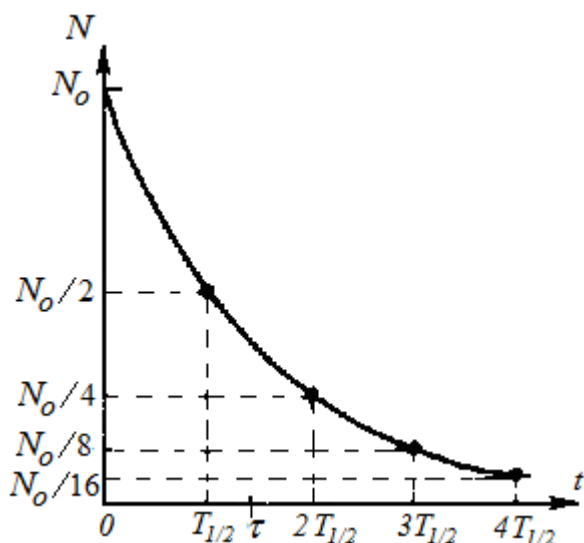


Рис. 7.2

Відповідно, кількість ядер, що розпалися за час  $t$ , визначається виразом

$$N_0 - N = N_0(1 - e^{-\lambda t}). \quad (7.16 \setminus)$$

Тривалість життя радіоактивних ядер характеризується періодом напіврозпаду.

Періодом напіврозпаду  $T_{1/2}$  називається проміжок часу, за який розпадається половина початкової кількості ядер. Підставляючи умову  $N(T_{1/2}) = N_0/2$

в закон радіоактивного розпаду, отримаємо

рівняння:

$$\frac{1}{2}N_0 = N_0 e^{-\lambda T_{1/2}}, \quad (7.17)$$

звідки отримуємо зв'язок періоду напіврозпаду  $T_{1/2}$  зі сталою розпаду  $\lambda$ :

$$T_{1/2} = (\ln 2)/\lambda = 0,693/\lambda. \quad (7.18)$$

Період напіврозпаду для відомих в даний час радіоактивних ядер варіюється в дуже широких межах від  $10^{-10}$  с до  $10^{18}$  років.

Наприклад: Уран  ${}_{92}^{238}\text{U}$  –  $4,5 \cdot 10^9$  років; Радий  ${}_{88}^{226}\text{Ra}$  – 1590 років; Радон  ${}_{86}^{222}\text{Rn}$  – 3,82 діб; Радий С  ${}_{88}^{214}\text{Ra}$  –  $10^{-6}$  с.

**Активність.** Кількість радіоактивних розпадів в одиницю часу називають активністю  $A$  даного препарату:

$$A = -\frac{dN}{dt} = \lambda N = \frac{\ln 2}{T_{1/2}} N. \quad (7.19)$$

Як бачимо, активність радіоактивного джерела пропорційна кількості радіоактивних ядер і обернено пропорційна періоду напіврозпаду. Вона характеризує інтенсивність випромінювання препарату в цілому, а не окремого ядра.

Активність змінюється з часом за тим же законом, що і число ядер, що не розпалися (7.15):

$$A = \lambda N_0 e^{-\lambda t} = A_0 e^{-\lambda t} \quad (7.20)$$

де  $A_0$  - активність ізотопу в початковий момент часу ( $t = 0$ ). Одиниця активності в СІ - *бекерель* (Бк): 1 Бк - активність препарату, за якої за 1 с відбувається 1 розпад. Використовується також позасистемна одиниця активності - *кюри* (Кі). 1 Кі = =  $3,7 \cdot 10^{10}$  Бк.

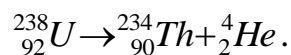
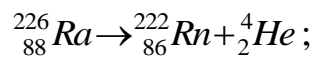
**Альфа-розпад.** *Альфа - розпад* - розпад атомних ядер, що супроводжується випусканням  $\alpha$ -частинки.  $\alpha$ -Частинка - ядро гелію  ${}^4_2\text{He}$ , що містить 2 протона і 2 нейтрона. Маса  $\alpha$ -частинки

$$m_\alpha = 4,00150 \text{ а.о.м.} = 6,644 \cdot 10^{-27} \text{ кг.}$$

Під час  $\alpha$ -розпаду зарядове число  $Z$  ядра відповідно до закону збереження електричного заряду зменшується на 2 одиниці, а масове число  $A$  - на 4 одиниці, і утворюється ядро нового хімічного елемента, який зміщений вліво щодо вихідного на дві клітини періодичної системи. Альфа - розпад відбувається за схемою



Наприклад:



Кінетична енергія  $\alpha$ -частинок виникає за рахунок надлишку енергії спокою материнського ядра над сумарною енергією спокою дочірнього ядра і  $\alpha$ -частинки. Ця енергія зазвичай міститься в інтервалі 2 - 9 МеВ. Швидкості, з якими  $\alpha$ -частинки (тобто ядра  ${}^4_2\text{He}$ ) вилітають з ядра, що розпалося, дуже великі (близько  $10^7$  м / с).

Проходячи крізь речовину,  $\alpha$ -частинки гальмуються за рахунок іонізації і збудження атомів і молекул, а також дисоціації молекул. Довжина пробігу  $\alpha$ -частинки в повітрі  $\approx 3 - 7$  см, в щільних речовинах  $\approx 10^{-2}$  мм ( $\alpha$ -частинки повністю затримуються звичайним аркушем паперу).

Дочірнє ядро, як правило, виявляється збудженим. Переходячи в нормальний або нижчий збуджений стан, дочірнє ядро випускає квант електромагнітного випромінювання високої частоти -  $\gamma$ -фотон.

У теорії  $\alpha$ -розпаду вважається, що  $\alpha$ -частинка не існує в готовому вигляді в ядрі, а виникає лише в момент радіоактивного розпаду ядра. Ядро є для  $\alpha$ -частинки свого роду потенційною ямою.

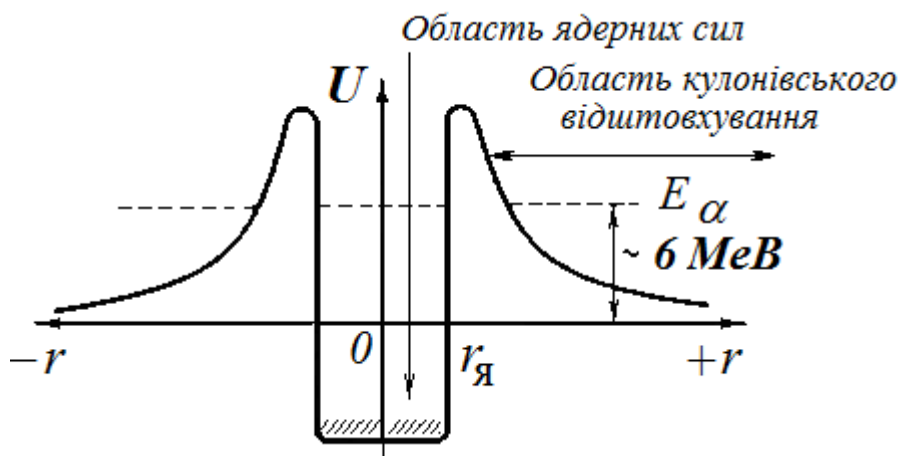


Рис. 7.3.

На рис. 7.3 представлений графік потенціальної енергії  $\alpha$ -частинки в ядрі і його околиці.

Поза ядра короткодійчі ядерні сили швидко перетворюються в нуль, і на  $\alpha$ -частинку діє тільки електростатичне кулонівське відштовхування, яке обумовлює зовнішній, спадаючий асимптотично до нуля бік бар'єру.

На межі ядра (на відстанях  $r \leq r_{\text{я}}$ )  $\alpha$ -частинка притягується до ядра величезними, але короткодійчими ядерними силами притягання і потенціальна крива різко йде вниз.

Всередині ядра потенціал можна вважати приблизно постійним.

Область під кулонівським потенціалом зовні ядра є потенціальним бар'єром. Висота бар'єру ( $\approx 30$  MeV) набагато більше енергії  $E_{\alpha}$   $\alpha$ -частинок, що вилітають при розпаді.  $E_{\alpha}$  дорівнює в середньому 6 MeV.

За уявленнями класичної фізики виліт  $\alpha$ -частинки з ядра без надання їй додаткової енергії виявляється неможливим.

Однак квантова механіка дозволяє проходження або, точніше, просочування квантової частинки через потенціальний бар'єр. Кажуть, що може відбуватися тунелювання  $\alpha$ -частинки крізь бар'єр. Це явище просочування  $\alpha$ -частинок через кулонівський бар'єр є основним фактором, що визначає властивості  $\alpha$ -розпаду.

**Бета-розпад.** *Бета-розпадом* називається процес самовільного перетворення нестабільного ядра в ядро-ізобар із зарядом, відмінним на  $\Delta Z = \pm 1$ , за рахунок випускання електрона (позитрона) або захоплення електрона.

Відомі три види  $\beta$ -розпаду:

- 1)  $\beta^-$ -розпад - самовільне випускання ядром електрона  $e$  і найлегшої електрично нейтральної частинки - антинейтрино;
- 2)  $\beta^+$ -розпад - самовільне випускання ядром античастинки електрона - позитрона  $e^+$  і найлегшої електрично нейтральної частинки - нейтрино;
- 3)  $K$ -захоплення - процес поглинання ядром одного з електронів власної атомної оболонки і випускання нейтрино.

Перший вид  $\beta$ -розпаду ( $\beta^-$ -розпад) протікає за схемою

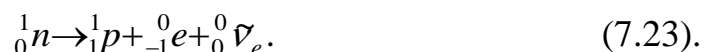


Щоб підкреслити збереження заряду і числа нуклонів в процесі  $\beta$ -розпаду електрону приписують зарядове число  $Z = -1$  і масове число  $A = 0$ .

Зі схеми (7.22) видно, що дочірнє ядро  $Y$  має атомний номер на одиницю більший, ніж у материнського ядра  $X$ , масові числа обох ядер однакові

Утворюється новий хімічний елемент, який зміщений у періодичній системі вправо на одну клітину. Поряд з електроном випускається також антинейтрино  $\bar{\nu}_e$ .

Теорія  $\beta$ -розпаду була розроблена італійським фізиком Е. Ферми на основі припущення про так звану *слабку взаємодію*, що описує перетворення нейтрона на протон:



Такий процес відбувається не лише всередині ядра, але і з вільним нейтроном,

Головною особливістю  $\beta$  - розпаду є те, що він обумовлений не ядерними і не електромагнітними силами, а третім з чотирьох типів фундаментальних взаємодій в природі - *слабкою взаємодією*. За рахунок того, що інтенсивність слабких взаємодій на 24 порядки менша за ядерних, періоди напіврозпаду  $\beta$  - активних ядер в середньому мають порядок хвилин і годин.

**Гамма - випромінювання** - короткохвильове електромагнітне випромінювання найвищої енергії з довжиною хвилі меншою за 1 ангстрем ( $10^{-10}$  м).

$\Gamma$  - випромінювання ядер не є самостійним видом радіоактивності, а супроводжує процеси  $\alpha$ - і  $\beta$ - розпадів. Гамма-випромінювання має дуже малу довжину хвилі (порядку розмірів атомів) і внаслідок цього володіє яскраво вираженими корпускулярними властивостями, тобто є потоком частинок - гамма - квантів (фотонів) з енергією  $\varepsilon = \frac{hc}{\lambda}$ .

На відміну від  $\alpha$ - і  $\beta$ -радіоактивних розпадів  $\gamma$ -радіоактивність ядер не пов'язана зі зміною внутрішньої структури ядра і не супроводжується зміною зарядового або масового чисел. Виліт з ядра  $\gamma$ -кванта (фотона високої енергії) відбувається в тих випадках, коли ядра, що утворюються, знаходяться у збуджених станах і переходять зі збудженого стану в основний.

$\Gamma$ - випромінювання має велику проникаючу здатність. При взаємодії  $\gamma$  - випромінювання з речовиною в основному спричиняється іонізація атомів, породжуються електрон - позитронні пари, відбуваються процеси фотоэффекту,

**Радіоактивні ряди.** Переважна більшість утворених елементів в радіоактивних розпадах також є радіоактивними. Застосовуючи правила зміщення, можна встановити початковий радіоактивний елемент і кінцевий продукт його розпаду - стабільний елемент.

Така послідовність елементів називається *радіоактивним рядом*. Відомо чотири радіоактивні ряди.

1. *Ряд урану* (іноді називають рядом *радію*) розпочинається з урану  ${}_{92}^{238}\text{U}$  ( $T_{1/2} = 4,5 \cdot 10^9$  років) і закінчується стабільним ізотопом свинцю  ${}_{82}^{208}\text{Pb}$ . Цей ряд містить 14 радіоактивних перетворень, 8 з яких  $\alpha$ -розпади і 6 -  $\beta$ -розпади.

2. Ряд торію, розпочинається з торію  ${}^{232}_{90}\text{Th}$  ( $T_{1/2} = 1,4 \cdot 10^{10}$  років) і закінчується ізотопом свинцю  ${}^{208}_{82}\text{Pb}$

3. Ряд актинію, що розпочинається з урану  ${}^{235}_{92}\text{U}$  ( $T_{1/2} = 7,3 \cdot 10^8$  років) і закінчується ізотопом свинцю

4. Ряд нептунію, який розпочинається з трансуранового елемента нептунію  ${}^{237}_{93}\text{Np}$  ( $T_{1/2} = 2,2 \cdot 10^6$  років) і закінчується стійким ізотопом вісмуту  ${}^{209}_{83}\text{Bi}$ . Хоча період напіврозпаду нептунію досить великий, його в природному стані на Землі вже немає, він повністю розпався. Тепер нептуній добувають в результаті штучних ядерних реакцій.

## 7.5. Ядерні реакції

При зближенні ядра з якою-небудь частинкою (нуклоном,  $\gamma$ -квантом або іншим ядром) до відстаней близько  $10^{-13}$  см вони вступають у взаємодію, яка може привести до зміни складу і структури обох об'єктів, що зіткнулися. Цей процес називається *ядерною реакцією*.

Під час ядерної реакції відбувається перерозподіл енергії і імпульсу обох частинок, внаслідок чого утворюються дві або більше інші частинки, що вилітають з місця взаємодії. При ядерних реакціях виконуються закони збереження енергії, імпульсу, моменту імпульсу, електричного заряду, числа нуклонів (баріонного заряду), лептонного заряду.

Ядерні реакції можуть бути як *екзотермічними* (з виділенням енергії), так і *ендотермічними* (з поглинанням енергії).

Енергетичний вихід ядерних реакцій можна розрахувати на основі закону збереження енергії. Енергія ядерної реакції, що виділяється, має вигляд

$$\begin{aligned} Q &= c^2 ((m_A + m_a) - (m_B + m_b)) = \\ &= 931,5 \text{ (МеВ/а.о.м.) } ((m_A + m_a) - (m_B + m_b)) \end{aligned} \quad (7.24)$$

де  $m_A$  і  $m_a$  - маси спокою ядра мішені і бомбардуючої частинки;  $(m_B + m_b)$  - сума мас спокою ядер продуктів реакції.

Нині здійснена велика кількість ядерних реакцій: ядерні реакції під дією нейтронів, протонів,  $\alpha$  - частинок, дейтронів і інших ядер,  $\gamma$ -квантів і електронів. Ядерні реакції під дією нейтронів найчисленніші і мають велике практичне застосування. Для нейтронів кулонівський бар'єр відсутній і ядерна реакція може протікати навіть при теплових енергіях нейтронів, що налітають.

Так, ряд найважчих ядер ( ${}^{233}_{92}\text{U}$ ,  ${}^{235}_{92}\text{U}$ ,  ${}^{239}_{94}\text{Pu}$ ) ділиться при захопленні повільних нейтронів. Ці реакції лежать в основі роботи ядерних реакторів на повільних нейтронах.

На відміну від цих ядер, які діляться під дією повільних нейтронів, ядра  ${}^{238}_{92}\text{U}$ ,  ${}^{232}_{90}\text{Th}$  зазнають поділу тільки під дією швидких нейтронів, енергія яких досягає декількох МеВ. На таких реакціях заснована робота реакторів на швидких нейтронах.

## 7.6. Реакція поділу важких ядер. Ланцюгова ядерна реакція

Було встановлено, що у разі захоплення нейтрона ядром урану воно ділиться на дві приблизно рівні частини. Це явище дістало назву *поділу ядер*, а ядра, що

утворюються, — *осколків поділу*.

Подальші дослідження показали, що при поділі ядра урану можуть виникати близько 100 різних ізотопів з масовими числами приблизно від 90 до 145.

Найбільш імовірним є поділ на осколки, маси яких відносяться як 2:3 (масові числа 95 і 141).

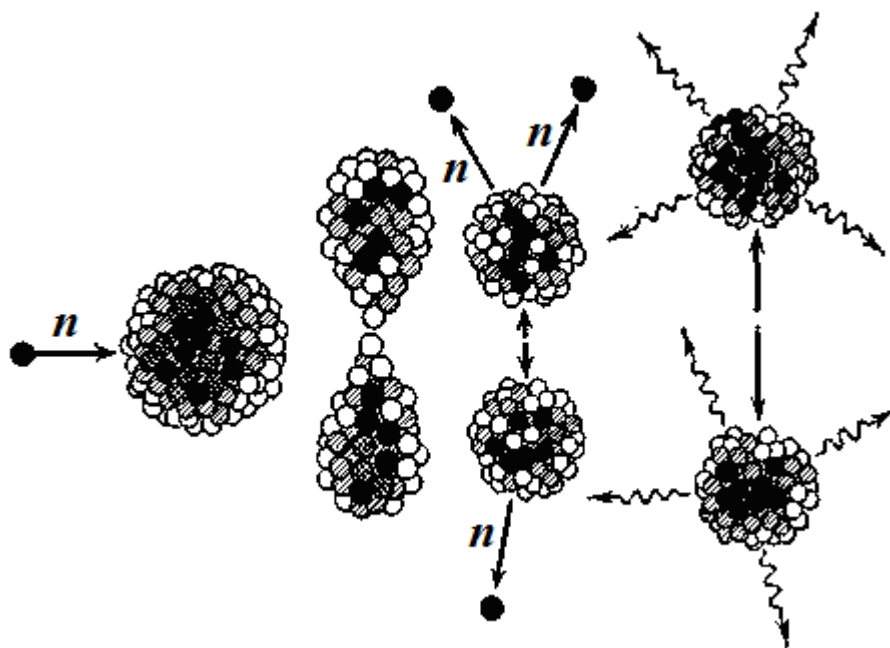


Рис. 7.4.



Реакцію поділу атомного ядра вдалося пояснити, ґрунтуючись на краплинній моделі ядра

У цій моделі ядро розглядається як крапля електрично зарядженої нестисливої рідини. Окрім ядерних сил, що діють між усіма нуклонами ядра, протони зазнають додаткове електростатичне відштовхування, внаслідок якого вони розміщуються на периферії ядра. У незбудженому стані сили електростатичного відштовхування компенсуються, тому ядро має форму кулі (рис. 7.4).

Після захоплення ядром урану  ${}_{92}^{238}\text{U}$  нейтрона його енергія рівномірно розподіляється між усіма нуклонами, а саме ядро деформується і починає коливатися. Якщо енергія збудження досить велика, то деформація ядра під час коливань може бути настільки великою, що в ній утворюється перетяжка, аналогічна перетяжці між двома частинами краплі рідини, що роздвоюється.

Ядерні сили, що діють у вузькій перетяжці, вже не можуть протистояти значній кулонівській силі відштовхування частин ядра. Перетяжка розривається, і ядро розпадається на два "осколки", які розлітаються в протилежні боки зі швидкістю, що приблизно дорівнює  $1/30$  швидкості світла.

Оцінку енергії, що виділяється під час поділу ядра, можна зробити за допомогою питомої енергії зв'язку нуклонів в ядрі. Питома енергія зв'язку нуклонів в ядрах з масовим числом  $A \approx 240$  становить близько  $7,6$  МеВ/нуклон, тоді як в ядрах з масовими числами  $A = 90 - 145$  питома енергія приблизно дорівнює  $8,5$  МеВ/нуклон. Отже, при поділі ядра урану звільняється енергія близько  $0,9$  МеВ/нуклон або  $0,9 \cdot 238 \approx 210$  МеВ на одне ядро урану.

Основна частина енергії поділу повинна звільнитися у формі кінетичної енергії осколків поділу. Якщо в результаті акту поділу осколки знаходяться один від одного на відстані  $r$ , при якому ядерні сили притягання вже не діють, то проявляється електростатична кулонівська енергія відштовхування заряджених ядер — осколків поділу. Потенціальна енергія взаємодії зарядів  $Z_1e$  і  $Z_2e$  дорівнює

$$E_p = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0 r}, \quad (7.25)$$

де  $Z_1$  і  $Z_2$  - зарядові числа осколків.

Відстань  $r$  між осколками у момент завершення поділу, очевидно, буде  $r = R_1 + R_2$ , де  $R_1$  і  $R_2$  - радіуси ядер-осколків, які можна вичислити за формулою:  $R = r_0 A^{1/3}$ . Тут  $r_0$  - постійна, знайдена з експериментів,  $r_0 = (1,2 - 1,5) 10^{-15}$  м.

Тоді 
$$R = 1,4 \cdot 10^{-15} A^{1/3} \text{ м.}$$

Якщо вважати, що поділ ядра урану  ${}_{92}^{238}\text{U}$  відбувся на два однакові осколки ( $Z_1 = Z_2 = 92/2 = 46$  і  $R_1 = R_2$ ,  $A_1 = A_2 = 238/2 = 119$ ),

то отримаємо, що

$$E_p \approx 200 \text{ MeV.}$$

Очевидно, що потенціальна енергія  $E_p$  відштовхування ядер-осколків повинна перейти в їх кінетичну енергію  $E_k$  і осколки поділу повинні розлітатися з великими швидкостями.

Осколки, що мають величезну швидкість і розлітаються, гальмуються навколишнім середовищем. Кінетична енергія осколків перетворюється на внутрішню енергію середовища, яке нагрівається. Таким чином, поділ ядер урану супроводжується виділенням великої кількості теплоти.

**Випускання нейтронів в процесі поділу.** Важливою особливістю ядерного поділу є випускання в процесі поділу двох-трьох вторинних нейтронів, що називаються *нейтронами поділу*. Саме завдяки цьому стало можливим здійснити за певних умов ланцюгову реакцію поділу.

Встановлено, що відношення числа нейтронів до числа протонів в стабільних ядрах зростає з підвищенням атомного номера. Тому у осколків, що виникають при поділі, відносне число нейтронів виявляється більшим, ніж це допустимо для ядер атомів, що знаходяться в середині таблиці Менделєєва.

Говорять, що осколки поділу сильно перевантажені нейтронами. В результаті при поділі кожного ядра вивільняється декілька нейтронів.

Їх енергія має різні значення — від декількох MeV до зовсім малих, близьких до нуля.

Більшість нейтронів випускаються миттєво (за час, менший  $10^{-14}$  с). Частина (близько 0,75%) нейтронів, що дістала назву *запізнілих нейтронів*, випускається не миттєво, а із запізнюванням від декількох мілісекунд до декількох хвилин.

Незважаючи на малу кількість, запізнілі нейтрони грають істотну роль в ядерних реакторах. Завдяки великому запізнюванню, ці нейтрони приблизно на два порядки і більше, збільшують час життя нейтронів одного покоління в ядерному реакторі і тим самим створюють можливість управління ланцюговою реакцією поділу.

Імовірність поділу ядер визначається енергією нейтронів.

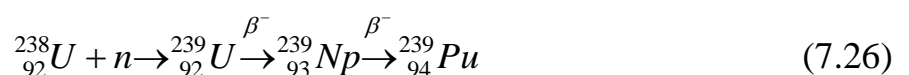
Залежно від енергії нейтрони поділу класифікують як повільні і швидкі. Нейтрони з енергією до 0,1 МеВ називають *повільними*, з енергією (0,1 - 200) МеВ - *швидкими*. У тому числі повільними або *теповими* називають нейтрони, що знаходяться в тепловій рівновазі з атомами речовини. Їх енергія дорівнює  $\sim 0,025$  еВ.

Природний уран містить практично 2 ізотопи:  $^{238}\text{U}$  (99,27%) і  $^{235}\text{U}$  (0,72%). Третій ізотоп -  $^{234}\text{U}$  - присутній в настільки малих кількостях (близько 0,006 %), що його можна не враховувати.

Ядра  $^{235}\text{U}$  зазнають поділу під дією як швидких, так і повільних нейтронів, причому реакція поділу найбільш інтенсивно йде на повільних (тепових) нейтронах.

Для теплових нейтронів ефективний переріз поділу  $^{235}\text{U}$  складає 580 барн. Ядра ж  $^{238}\text{U}$  можуть ділитися тільки під дією нейтронів з енергією більше 1 МеВ. Таку енергію мають приблизно 60% нейтронів, що з'являються при поділі. Проте приблизно лише один нейтрон з п'яти здійснює поділ  $^{238}\text{U}$ . Інші нейтрони захоплюються цим ізотопом без подальшого його поділу. В результаті спочатку утворюється складене ядро  $^{239}\text{U}$ , енергія збудження якого виділяється у вигляді  $\gamma$ -фотона. Тому такий процес називається *радіаційним захватом*.

Ядро  $^{239}\text{U}$ , що утворилося в результаті захвату нейтрона, є нестабільним. Зазнаючи  $\beta^-$ -розпаду (період напіврозпаду 23 хв), воно перетворюється на ядро трансуранового елементу нептунію  $^{239}\text{Np}$ , який також зазнає  $\beta^-$ -розпаду (період напіврозпаду близько 2 діб), перетворюючись на плутоній  $^{239}\text{Pu}$ :



Плутоній є  $\alpha$ -радіоактивним, проте його період напіврозпаду такий великий (24 400 років), що його можна вважати практично стабільним.

Найважливіша властивість плутонію полягає в тому, що він ділиться під впливом нейтронів так само, як  $^{235}\text{U}$ . Тому за допомогою  $^{239}\text{Pu}$  може бути здійснена ланцюгова реакція.

При поділі  $^{238}\text{U}$  або  $^{235}\text{U}$  швидким нейтроном вилітає в середньому 2,5 нейтрона з енергією від 0,1 МеВ до 14 МеВ. Можна сподіватися, що за відсутності втрат нейтронів в природному урані могла б розвинути ядерна ланцюгова реакція.

Проте втрати нейтронів існують. По-перше, захоплювати нейтрони без поділу можуть ядра  $^{238}\text{U}$ . Склад природного урану такий, що на кожне ядро  $^{235}\text{U}$ , що ділиться повільними нейтронами, припадає 140 ядер  $^{238}\text{U}$ , що не ділиться.

На рис. 7.5 схематично зображена енергетична залежність перерізу  $\sigma$  реакції радіаційного захвату нейтрона ядром  $^{238}\text{U}$  (масштаб логарифмічний). Ефективний переріз захвату різко зростає для енергії нейтронів, що дорівнює  $\sim 7$  эВ, досягаючи 23 000 барн.

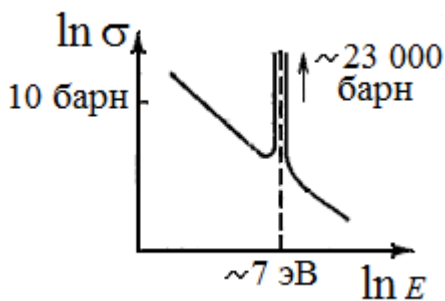


Рис. 7.5

Резонанс поглинання пояснюється тим, що енергія, що додається нейтроном в складене ядро, при цьому точно дорівнює тій енергії, яка потрібна для переведення нового ядра на збуджений енергетичний рівень.

По-друге, при зіткненні нейтронів з ядром відбувається непружне розсіяння, при якому енергія нейтронів стає нижче 1 МеВ, і вони вже не можуть викликати поділу  $^{238}\text{U}$ . Велика частина таких нейтронів зазнає радіаційного захвату або вилітає назовні.

В результаті обох процесів **ядерна ланцюгова реакція в природному урані не може розвинути.**

Наведені дані показують, що ланцюгову ядерну реакцію в урані можна здійснити двома способами: або використовуючи чистий уран-235, або використовуючи природний уран, але із забезпеченням певних умов.

Перший спосіб був використаний для виготовлення атомної бомби, другий - для побудови ядерних реакторів.

**Коефіцієнт розмноження нейтронів.** Розвиток ланцюгової реакції характеризується так званим *коефіцієнтом розмноження нейтронів*  $k$ , який вимірюється відношенням числа  $N_i$  нейтронів, що викликають ділення ядер речовини на одному з етапів реакції, до числа  $N_{i-1}$  нейтронів, що викликали ділення на попередньому етапі реакції:

$$k = N_i/N_{i-1}. \quad (7.27)$$

Коефіцієнт розмноження визначається не лише числом нейтронів, що утворюються в кожному елементарному акті, але і умовами, в яких протікає реакція: частина нейтронів, що утворюються, поглинається сторонніми ядрами або йде за межі зони реакції.

$k$  є максимальним, якщо речовина має кулеподібну форму, оскільки в цьому випадку втрата нейтронів через поверхню буде найменшою.

Маса речовини, що ділиться, в якій ланцюгова реакція йде з коефіцієнтом розмноження  $k = 1$ , називається *критичною масою*.

Значення критичної маси визначається геометрією системи і зовнішнім оточенням. Так, для урану  $^{235}\text{U}$  критична маса дорівнює  $m_{\text{кр}} = 47$  кг (куля діаметром 17 см), для плутонію  $^{239}\text{Pu}$   $m_{\text{кр}} = 11$  кг, для урану  $^{233}\text{U}$   $m_{\text{кр}} = 16$  кг. В невеликих кусках урану більшість нейтронів, не потрапивши ні в одне ядро, вилітають назовні.

Якщо коефіцієнт розмноження  $k = 1$ , то проходить стаціонарна ланцюгова реакція поділу, що є *самопідтримною*, за якої кількість нейтронів з часом не змінюється, і ланцюгова реакція буде керованою. Такий режим забезпечується в ядерних реакторах.

Якщо маса ядерного палива менше критичної маси, то коефіцієнт розмноження  $k < 1$ ; кожне нове покоління викликає все менше і менше число поділів, ланцюгова реакція поділу затухає, потік нейтронів і потужність реактора зменшуються.

Якщо ж маса ядерного палива більша за критичну, то коефіцієнт розмноження  $k > 1$ . При цьому йде реакція, що *розвивається*, кожне нове покоління нейтронів викликає все більше число поділів або, як кажуть, відбувається «розгін» ланцюгової реакції поділу. Число поділів, потік нейтронів і потужність реактора ростуть з часом за експонентою. За деяких умов може статися ядерний вибух, що супроводжується величезним виділенням енергії і підвищенням температури оточуючого середовища до декількох мільйонів градусів. Вибух супроводжується також інтенсивним радіоактивним випромінюванням.

Ланцюгова реакція такого роду відбувається під час вибуху атомної бомби. Принцип будови атомної бомби добре відомий. Ядерний заряд такої бомби являє собою два куски чистого  $^{235}\text{U}$  або  $^{239}\text{Pu}$ . Маса кожного куска менша за критичну, внаслідок чого реакція не виникає. Щоб викликати вибух, частини ядерного заряду сполучають в один кусок з масою, яка більше критичної.

## 7.7. Атомна енергетика

Як вже відзначалося, *на швидких нейтронах* ланцюгова реакція в природному урані йти не може.

Якщо ж нейтрони сповільнити до теплових швидкостей (з енергією близько 0,025 eV) і опромінювати ними природний уран, то ймовірність реакцій поділу урану-235 тепловими нейтронами буде майже в 200 разів більше ймовірності захвату теплових нейтронів ядрами урану-238.

Хоча зіткнення теплових нейтронів з ядрами  $^{238}\text{U}$  в природному урані відбуватимуться в 140 разів частіше, ніж з ядрами  $^{235}\text{U}$  (компоненти, що ділиться,  $^{235}\text{U}$  міститься всього біля 0,7 %), все ж радіаційний захват відбуватиметься рідше, ніж поділ ядер.

Тому, якщо помістити невеликі блоки урану в речовину - *сповільнювач*, здатну перетворювати швидкі нейтрони поділу на теплові, то ланцюгова реакція може початися і в природному урані.

**Сповільнення нейтронів.** Стикаючись з важкими ядрами урану, нейтрон при кожному зіткненні втрачає незначну частину своєї енергії. Втрачаючи енергію від первинної 1 МеВ «дрібними» кроками, після багатьох зіткнень нейтрон, що сповільнюється, напевно матиме енергію  $\sim 7$  еВ, при цьому потрапить в резонансну область і обов'язково поглинеться.

Для того, щоб уникнути резонансного захвату нейтрона, потрібно використати для сповільнення дуже легкі ядра, на яких сповільнення йде «великими кроками», що різко збільшує ймовірність благополучного «проскакування» нейтрона через резонансну область енергій.

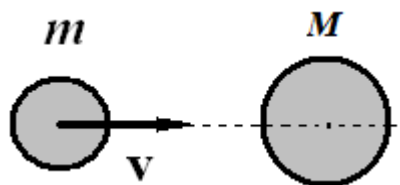


Рис. 7.6

Як відомо з теорії пружного удару, хорошими сповільнювачами нейтронів можуть бути частинки з масами, близькими до маси нейтрона (рис. 7.6). Максимальна кількість енергії втрачається у разі, коли обидві частинки мають однакову масу. Отже, максимальна передача енергії нейтроном буде при його зіткненні з ядром водню – протоном (маси протона і нейтрона приблизно однакові).

Таким чином, найбільш ефективними є сповільнювачі, що містять водень. Хоча водень є найбільш ефективним сповільнювачем, проте протони не лише сповільнюють нейтрони, але і поглинають їх, перетворюючись на дейтрони. Таким чином, водень не завжди придатний в якості сповільнюючого середовища в ядерному реакторі. Добре сповільнюють і майже не поглинають нейтрони ядра дейтерію. Ядра кисню також погано поглинають нейтрони, і тому наявність їх у воді не заважає процесу розмноження.

Тому відмінним сповільнювачем є *важка вода*  $D_2O$ , що складається з двох атомів дейтерію і одного атома кисню. Важка вода у вільному виді не зустрічається, а входить до складу звичайної води і складає 0,016 % усієї води світового океану. Виділення важкої води із звичайної вимагає великих витрат енергії.

Якщо використовувати в реакторі не природний уран, а збагачений ізотопом  $^{235}U$ , що і робиться в сучасних реакторах, то в цьому випадку в якості сповільнювача може бути використана *дистильована, добре очищена від домішок вода*.

Звичайна вода сповільнює нейтрони не гірше за важку воду, але поглинає їх в набагато більшій кількості. Це усуває проблему виділення важкої води, хоча, з іншого боку, збагачення урану ізотопом  $^{235}\text{U}$  технічно теж досить трудомістке завдання.

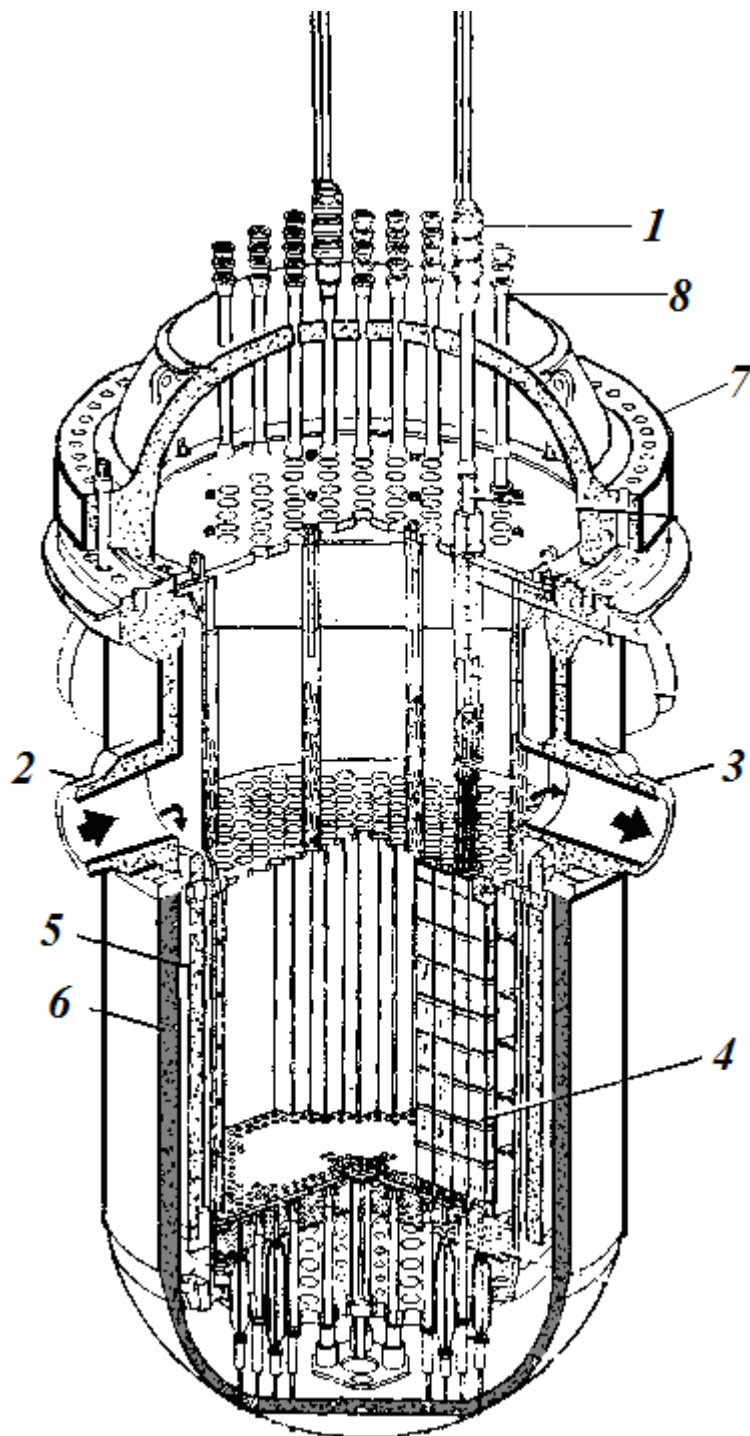


Рис. 7.7

Управління ходом ланцюгової реакції здійснюється за допомогою *регулюючих стержнів* (з кадмію або бористої сталі), які можуть автоматично занурюватися на різну глибину в активну зону. Занурення таких стержнів, які сильно поглинають нейтрони, зменшує розмноження нейтронів і призводить до загасання ланцюгової реакції, а їх виведення із зони, навпаки, сприяє розвитку реакції. На кожному реакторі є запасна система таких самих стержнів (запобіжні стержні) для введення їх в зону під час аварійної ситуації.

**Ядерний реактор.** *Реактором називається установка, в якій підтримується керована ланцюгова реакція поділу.* Складовими частинами будь-якого реактора є: а) активна зона (ядерне палне і сповільнювач), оточена відбивачем нейтронів; б)



теплоносій; в) система регулювання ходу ланцюгової реакції; г) радіаційний захист персоналу від випромінювань та ін.

Існує декілька різних конструкцій діючих реакторів. У багатьох з них використовується звичайна (легка) вода. Ця вода може кипіти в самому реакторі, а пара, що утворюється, поступає безпосередньо в турбіну електричного генератора. Гідністю конструкції такого реактора з *киплячою водою* є низький тиск в системі.

Тепловий ККД можна збільшити, підвищуючи тиск води, що дозволяє досягти більш високих температур без кипіння. Такий тип *реактора*, що охолоджується *водою під тиском*, називається *водо-водяним енергетичним реактором* (скорочено, ВВЕР). Його конструкція має бути міцнішою, щоб надійно витримувати високий тиск.

Активна зона реактора складається з сотень касет, об'єднаних металеву оболонкою. Ця оболонка відіграє також роль відбивача нейтронів. Серед касет вставлені регулюючі стержні для регулювання швидкості реакції і стержні аварійного захисту реактора.

Оскільки легка вода ( $H_2O$ ) поглинає нейтрони, в реакторах на воді доводиться використовувати палне, збагачене ізотопом  $^{235}U$ .

*Тепловидільні елементи* (або ТВЕЛи) водо-водяних реакторів виготовляються у вигляді трубок (чи пластин), які містять уран  $^{238}U$ , збагачений ураном  $^{235}U$ . Такі трубки трьох розмірів вставляють одна в іншу (по 3 штуки у блоці), а самі блоки розміщують у берилієво-сталевому корпусі активної зони (рис. 7.7).

Вода, проходячи від низу до верху через проміжки між ТВЕЛами, охолоджує їх. Таким чином, вона виконує функцію теплоносія, сповільнювача і відбивача.

На рис 7.7 наведена схема *ядерного реактора* фірми Westinghouse Electric Corp. *на воді під тиском*. Тут використані такі позначення: 1 - регулюючий стержень, 2 - вхідне сопло для води, 3 - вихідне сопло, 4 - ядерне палне (пластинчаті паливні збірки), 5 - тепловий екран, 6 - корпус реактора, 7 - кришка реактора, 8 - отвори для контрольно-вимірювальної апаратури.

Система захисту від іонізуючих випромінювань на ядерному реакторі складається з берилієвих і свинцевих листів і товстих бетонних плит або багатометрових шарів води, які оточують активну зону.

Для зменшення втрат нейтронів і зменшення критичних параметрів речовини, що ділиться, її оточують **відбивачем** — шаром речовини, що не ділиться, який повертає в активну зону більшу частину нейтронів, що вилетіли з неї.

Регулюючі і аварійні стержні виготовляють з бористої сталі або кадмію, тобто з речовин, які добре поглинають нейтрони. Повне введення їх в активну зону повністю припиняє роботу реактора.

Відведення тепла з активної зони реактора до парової турбіни електростанції забезпечується, як правило, двома замкнутими контурами циркуляції води (рис. 7.8). Канали усіх ТВЕЛів реактора, з'єднувальні трубопроводи, змійовик і насос утворюють *перший контур*. У ньому вода циркулює під тиском 100 атм ( $\approx 10^7$  Па), при вході в тепловідільні елементи температура води  $120^\circ\text{C}$ , на виході  $270^\circ\text{C}$ . Парогенератор, в якому інша вода кипить і дає пару, паропровід, турбіна, конденсатор і насос, який подає конденсат в теплообмінник, становлять *другий контур*.

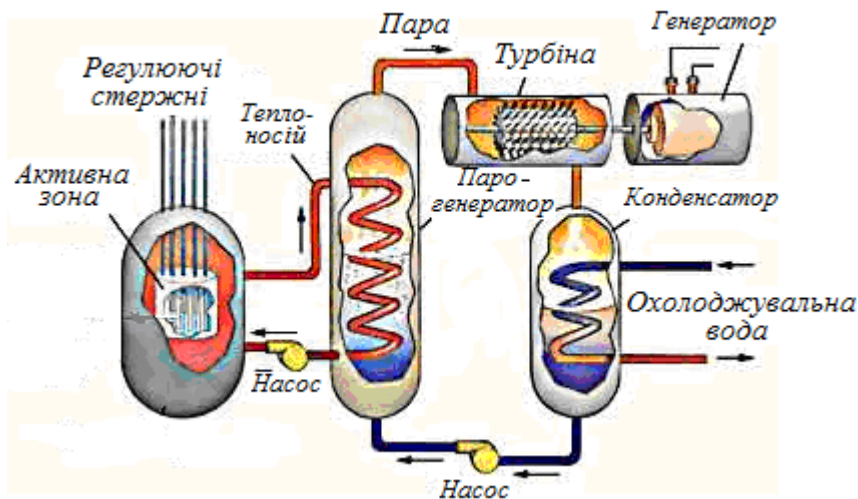


Рис. 7.8.

Турбіна приводить в рух генератор електричного струму.

Щоб підвищити ефективність поділу нейтронами водень в сповільнювачі необхідно замінити дейтерієм, тобто використати важку воду. У важководних реакторах в якості пального можна використати

незбагачений уран. Застосування дешевшого пального компенсується більш високою вартістю сповільнювача, для якого потрібний майже 99% -ий вміст важкої води.

Для повнішого використання тепла, що виділяється в реакторі, були розроблені *газові реактори*. У них сповільнювачем є графіт, а як теплоносії використовуються різні гази ( $\text{CO}_2$ , He).

**Відтворення ядерного пального.** Якщо всі реактори працюватимуть на збагаченому урані, тобто на теплових нейтронах, то при нинішньому рівні використання ядерної енергії існуючі запаси урану будуть витрачені впродовж декількох десятиліть. Проблему ядерного пального можна здолати, якщо побудувати *реактори-розмножувачі*.

Це *реактори на швидких нейтронах*, в яких немає сповільнювача нейтронів. Тому як теплоносії тут використовується рідкий натрій. Основна перевага такого реактора полягає в тому, що в нім може одночасно не лише спалюватися, але і відтворюватися ядерне паливо.

Розглянемо, наприклад, активну зону реактора, у якого ізоп  $^{239}\text{Pu}$  є паливом, а крім того в зоні є ізоп урану  $^{238}\text{U}$ . Під час поділу ядра плутонію  $^{239}\text{Pu}$  виникає в середньому 2,9 нейтрони. Один з цих швидких нейтронів може викликати поділ іншого ядра  $^{239}\text{Pu}$ , а інший — захопитися ядром  $^{238}\text{U}$  і привести до реакції (7.26) з утворенням плутонію.

Таким чином, витрата  $^{238}\text{U}$  супроводжується утворенням нового ядерного пального, причому для подальшого використання плутоній може бути відокремлений від урану чисто хімічним способом, що дуже важливо (нагадаємо, що розділення ізопів  $^{235}\text{U}$  і  $^{238}\text{U}$  хімічним шляхом неможливо!).

Такі реактори називаються *реакторами-розмножувачами* або *бридерами*. Виробляючи енергію, реактор-розмножувач може виробляти більше ядерного пального, чим споживає. Оцінки показують, що кількість ядерного палива у бридерах може подвоюватися за 7-10 років.

**Проблеми охолодження.** АЕС споживають величезну кількість технічної води, передусім, для охолодження вузлів і агрегатів. Тому АЕС будуються на берегах великих річок або озер. Оскільки вода рухається по замкнутому контуру (тобто не зливається в річку, а знову йде для охолодження агрегатів), то її необхідно охолоджувати.



Рис.7.9.

Поряд з енергоблоками на АЕС, а також на ТЭС, можна бачити величезні вежі гіперболоїдної форми, з яких піднімаються хмари пари. Це *градирні* (рис. 7.9).

**Градирня** або *охолоджувальна вежа* - обладнання для охолодження великої кількості води

спрямованим потоком атмосферного повітря (від низу до верху), що є протилежним до руху води (зверху вниз). Вода розпилюється форсунками, стікає тонкою плівкою або краплями, частина її випаровується, частина води, що залишилася, при цьому охолоджується.

При випаровуванні 1% води температура маси, що залишилася, знижується на  $5,48^{\circ}\text{C}$ .

Висока вежа (висота 150 - 200 м) створює тягу повітря, яка потрібна для ефективного охолодження циркулюючої води. Природна тяга створюється завдяки різниці густини повітря, що поступає знизу в градирню, і нагрітого повітря, що виходить з градирні.

Завдяки високій вежі одна частина випарів устигає повернутися в систему, а інша - відноситься вітром.

В Україні діють 4 АЕС з 15 енергоблоками: Запорізька, Рівненська, Хмельницька, Південноукраїнська. По кількості енергетичних реакторів (всі типу ВВЕР) Україна займає 10-е місце у світі і п'яте в Європі.

### Контрольні питання до розділу

1. Якою є приблизно швидкість електрона на першій від ядра борівській орбіті у порівнянні зі швидкістю світла?
2. Атом перебуває в стаціонарному стані. Чи можна вести мову про рух електрона в такому атомі?
3. Чим відрізняється опис руху в класичній та квантовій механіці?

4. Чи дифрагує окрема мікрочастинка на перешкоді?
5. Чи притаманні хвильові властивості макроскопічним тілам, наприклад, більярдній кулі або тенісному м'ячу?
6. Чи доцільно описувати рух макроскопічних тіл квантовими законами?
7. Який фізичний зміст має вираз „електронна хмара“?
8. Під час  $\beta^-$ -розпаду ядро випромінює електрони. Але електрони в ядрі відсутні. Як пояснити цей факт?
9. Чим пояснюється зменшення стійкості важких ядер – зниження кривої питомої енергії зв'язку – зі збільшенням масового числа  $A$ ?
10. В чому полягає механізм утворення  $\gamma$ -випромінювання? Які процеси відбуваються під час взаємодії  $\gamma$ -випромінювання з речовиною?
11. Порівняйте магнітні моменти нуклона та електрона. Який висновок можна зробити?

## Відповіді на контрольні питання

### Коливання і хвилі

1. а) Так. б) Ні.
2. Кінетична і потенціальна енергії є періодичними функціями часу з періодом, що дорівнює половині періоду коливань. Отже, частота  $\omega_{\text{кін}} = \omega_{\text{пот}} = 2\omega_0$ .
3.  $\Delta\varphi = \pi$ , коливання прискорення і зміщення відбуваються у протифазі. У той момент часу, коли зміщення сягає найбільшого додатного значення, прискорення сягає найбільшого за модулем, але від'ємного значення, і навпаки.
4.  $\Gamma$ ,  $\delta$ ,  $e$  – вимушені,  $a$ ,  $b$ ,  $v$ ,  $\epsilon$ ,  $ж$  – автоколивання..
5. Трійка векторів  $\mathbf{E}$ ,  $\mathbf{H}$  і  $\mathbf{v}$  утворюють правий гвинт. Якщо обертати гвинт від  $\mathbf{E}$  до  $\mathbf{H}$ , отримаємо напрям  $\mathbf{v}$ . В однакових.
6.  $\nu = c/\lambda = 5,45 \cdot 10^{14}$  Гц.
7. Практично – ні. Інтенсивність випромінювання сильно залежить від амплітуди ( $\sim E_m^2$ ) та частоти ( $\sim \omega^4$ ) хвилі. Внаслідок їх малості у даному випадку інтенсивність низькочастотної хвилі є мізерною, а довжина хвилі  $\lambda = c/\nu = 6\,000$  км не може бути зафіксована і не має практичного застосування.
8. Під час замикання кола з джерелом постійної ЕРС на першому етапі енергія витрачається на створення магнітних полів струму. Після встановлення постійної сили струму енергія джерела витрачається тільки на нагрівання провідників, якщо вони нерухомі. Якщо коло містить джерело змінної ЕРС, енергія витрачається додатково на випромінювання електромагнітних хвиль.

9. У котушці виникає ЕРС самоіндукції, яка підтримує струм розрядки конденсатора і призводить до перезарядження його.
10. Або надати конденсатору заряду від джерела струму, або збудити в котушці індукційний струм.

### Елементи фізики напівпровідників

1. Електричний струм в металах являє собою впорядкований рух електронів провідності. У кристалічному напівпровідниковому діоді, що включений в прямому напрямі, назустріч один одному під дією електричного поля рухаються електрони і дірки. Вони переміщуються з областей, де являються основними носіями струму. На контакті електрони і дірки рекомбінують, тобто електрони «заповнюють» вакансії (дірки) і носії струму зникають.

### Елементи квантової фізики. Фізика атомного ядра

1. Приблизно у 137 разів меншою.
2. Ні. Під рухом у квантовій механіці розуміють перехід електрона з одного стаціонарного стану в інший.
3. Згідно з класичними уявленнями частинка у кожний момент часу перебуває в певному місці простору з певними координатами і характеризується певною швидкістю. Це проявляється у наявності у частинки траєкторії. У квантовій механіці стан мікрочастинки описується за допомогою хвильової функції, яка є носієм інформації про корпускулярні та хвильові властивості мікрочастинки. Траєкторії мікрочастинки відсутні.
4. Так. Хвильовими властивостями володіють окремі частинки.
5. Хвильові властивості є універсальними властивостями всіх частинок. Вони описуються так званою хвилею Де Бройля  $\lambda = \frac{h}{mv}$ . Внаслідок малості  $h = 1,05 \cdot 10^{-34}$  Дж·с у чисельнику,  $\lambda$  стає суттєвою тільки для малих за масою ( $m$  у знаменнику) мікрочастинки – електронів, атомів і т.п. Для більярдних куль довжина хвилі Де Бройля  $\lambda \approx 10^{-34}$  м. Дифракція будь-яких хвиль відбувається за умови, що розміри перешкод є того самого порядку, що й довжина хвилі. У навколишньому світі немає об'єктів (щілин, перешкод) таких розмірів, щоб можна було б зареєструвати хвильові властивості під час дифракції. Навіть розмір атомного ядра ( $\sim 10^{-15}$  м) у неймовірно колосальне число ( $10^{19}$ ) разів перебільшує довжину хвилі Де Бройля у цьому випадку. Отже хвильові властивості у більярдній кулі не виявляються.
6. Квантові закони не відмінюють класичних законів, а уточнюють їх. Їх можна застосувати і для опису макроскопічних тіл. Але це є майже нереальна, неймовірно складна математична задача. Навіть якщо вдалося б розв'язати її за допомогою самих сучасних обчислювальних машин, отримані результати не будуть містити квантової дискретності значень енергії і моменту імпульсу, точніше кажучи, вони будуть непомітними. Класичний опис макротіл є значно більш простим.
7. Ймовірність виявлення електрона в різних частинах атома різна. Електрон при своєму русі

ніби „розмазаний” по всьому об’єму, створюючи електронну хмару, густина якої характеризує ймовірність знаходження електрона в різних точках об’єму атома.

8. Електрони народжуються (утворюються) в ядрі внаслідок процесу перетворення одного з нейтронів ядра в протон з одночасним утворенням антинейтрино:  ${}^1_0n \rightarrow {}^1_1p + {}^0_{-1}e + {}^0_0\bar{\nu}_e$ .

9. Сили кулонівського відштовхування протонів значно слабкіші за ядерні, але вони убувають з відстанню дуже повільно, маючи нескінченний радіус дії. Ця обставина приводить до того, що при зростанні числа протонів у ядрі збільшується й енергія їх кулонівського відштовхування. Зв’язок між нуклонами стає слабшим, а ядра менш міцними.

Крім того, як у будь-якій квантовій системі, в ядрі існують дискретні енергетичні рівні. Спін протонів і нейтронів дорівнює  $\frac{1}{2}$ , отже вони підкоряються принципу Паулі. Зі зростанням числа нуклонів вони повинні займати все більш високі рівні енергії. У важких ядрах така енергія може перевищити енергію зв’язку.

10.  $\gamma$ -випромінювання – це короткохвильове електромагнітне випромінювання з дуже малою довжиною хвилі  $\lambda < 10^{-10}$  м. Воно не є самостійним видом радіоактивності, а супроводжує  $\alpha$ - і  $\beta$ - розпади, а також виникає під час ядерних реакцій та розпаду елементарних частинок. При радіоактивному  $\alpha$ - і  $\beta$ - розпаді дочірнє ядро перебуває у збудженому стані, повертаючись в основний стан, збуджене ядро випускає  $\gamma$ -випромінювання.

Проходження  $\gamma$ -квантів крізь речовину супроводжується фотоефектом (вибиванням електронів з внутрішніх оболонок атомів), комптонівським розсіюванням і утворенням електронно-позитронних пар.

11. Одиницею магнітного моменту електрона є магнетон Бора, одиницею магнітного моменту ядра – ядерний магнетон. Магнетон Бора приблизно в 2000 разів більший за ядерний магнетон. Отже, магнітні властивості атомів визначаються в основному магнітними властивостями його електронів.

## Рекомендована література

1. Кармазін В.В. Курс загальної фізики: навч. посіб. для вищих навч. закладів / В.В. Кармазін, В.В. Семенець. - К: Кондор, 2016. - 786 с.
2. Січкара Т. Г. Електрика і магнетизм. Курс лекцій: навч. посіб. Київ: НПУ, / Т. Г. Січкара; м-во освіти і науки України, Нац. пед. ун-т ім. М.П. Драгоманова. 2021. - 182 с.
3. Young H.D., University Physics with Modern Physics (13 th ed.) 2011 Addison Wesley Logman Inc. 1598.
4. Янг Г. Фізика для університетів:– підручник /Г.Янг, Р.Фридман, Львів, Наутілус, 2018. - 1516 с.
5. Гаркуша І.П., Фізика. Навч. посіб. у 7 ч. Ч. 3 Електрика і магнетизм / І.П.Гаркуша, В.П.Курінний, М-во освіти і науки України, Нац. техн. ун-т «Дніпровська політехніка»: - Дніпро: НТУ «ДП», 2018. - 165 с.
6. Гаркуша І.П., Фізика. Навч. посіб. у 7 ч. Ч. 4. Коливання і хвилі/ І.П. Гаркуша, В.П. Курінний, М-во освіти і науки України, Нац. техн. ун-т «Дніпровська політехніка»: - Дніпро: НТУ «ДП», 2018. - 93 с.
7. Гаркуша І.П., Фізика. Навч. посіб. у 7 ч. Ч.7. Фізика атомного ядра і елементарних частинок / І.П. Гаркуша, В.П. Курінний, М-во освіти і науки України, Нац. техн. ун-т «Дніпровська політехніка»: - Дніпро: НТУ «ДП», 2018. - 64 с.
8. Гаркуша І.П. Елементи фізики напівпровідників: навч. посіб. / І.П. Гаркуша; М-во освіти і науки України, Нац. техн. ун-т «Дніпровська політехніка»: - Дніпро: НТУ «ДП», 2022. - 80 с.
9. Кобушкін О. П. Атомна фізика [Електронний ресурс] : підручник / О. П. Кобушкін; М-во освіти і науки України, Нац. ун-т «КПІ ім. Ігоря Сікорського». – Київ : КПІ ім. Ігоря Сікорського, 2018. – 310 с.



Навчальне видання

**Гаркуша** Ігор Павлович  
**Горєв** В'ячеслав Миколайович  
**Журавльов** Михайло Олександрович  
**Титаренко** Валентина Василівна

## **ФІЗИКА**

Навчальний посібник

Видано в авторській редакції.

Електронний ресурс.

Підписано до видання 25.04.2024. Авт. арк. 13,5.

Підготовлено до видання

в Національному технічному університеті «Дніпровська політехніка».

Свідоцтво про внесення до Державного реєстру ДК № 1842 від 11.06.2004.

49005, м. Дніпро, просп. Дмитра Яворницького, 19.