

Волинський національний університет імені Лесі Українки

**Кафедра теоретичної та комп'ютерної фізики  
імені А. В. Свідзинського**

**Федосов С. А., Шигорін П. П., Новосад О. В.**

# **ФІЗИКА**

**Курс лекцій**

*Частина 2*

Луцьк

2024

Рекомендовано до друку науково-методичною радою Волинського національного університету імені Лесі Українки  
(протокол № від 2024 р.).

**Рецензенти:** *Ящинський Л. В.* – канд. фіз.-мат. наук, доцент, доцент кафедри фізики та вищої математики Луцького НТУ;

*Замуруєва О. В.* – канд. фіз.-мат. наук, доцент, доцент кафедри теоретичної та комп'ютерної фізики імені А. В. Свідзинського ВНУ імені Лесі Українки.

**Ф 33** Федосов С. А., Шигорін П. П., Новосад О. В. **Фізика** : курс лекцій. Ч. 2. Луцьк : Волин. нац. ун-т ім. Лесі Українки, 2024. 65 с.

Курс лекцій «Фізика» Ч. 2 – складова комплексу робочих матеріалів створених для забезпечення якісної підготовки фахівців галузей знань 01 Освіта/Педагогіка, 09 Біологія, 10 Природничі науки, інженерних і медичних спеціальностей. Матеріал навчального видання охоплює курси «Фізика» «Вибрані питання фізики», «Основи фізики», може бути використаний як окремий змістовий модуль навчальних дисциплін «Біофізика», «Медична фізика», або ж як окрема вибіркова дисципліна навчального плану підготовки здобувачів освітніх ступенів «бакалавр» і «магістр». Курс лекцій містять набір матеріалів необхідних для організації повноцінної аудиторної та самостійної роботи здобувачів вищої освіти та рекомендовано використовувати перед опануванням навчальних дисциплін «Біофізика», «Медична фізика», «Фізична хімія», «Теоретична механіка», тощо.

«Фізика» Ч. 2 є продовженням висвітлення лекційного матеріалу з курсу «Фізика» Ч. 1, де розглядаються наступні, необхідні для засвоєння здобувачами освіти, розділи фізики: «Електрика», «Магнетизм», «Геометрична оптика», «Хвильова оптика», «Основи квантової фізики» і «Ядерна фізика».

Навчальне видання відповідає чинним освітнім програмам підготовки й рекомендовано здобувачам першого (бакалаврського) рівня вищої освіти спеціальностей 014 Середня освіта (предметних спеціальностей: Біологія та здоров'я людини, Хімія, Географія, Природознавство тощо), 091 Біологія, 101 Екологія, 102 Хімія, а також буде корисним у використанні здобувачам освіти спеціальностей галузей технічних і медичних наук.

## ЗМІСТ

ВСТУП	5
7. ЕЛЕКТРИКА	
7.1. Електростатичне поле	6
7.2. Електричний заряд. Властивості електричних зарядів	6
7.3. Закони електричного поля	6
7.4. Напруженість електричного поля	7
7.5. Потенціал електричного поля	8
7.6. Електрична ємність. Конденсатори	9
7.7. Електричний диполь	12
7.8. Діелектричні властивості речовини	12
7.9. Електричний струм	13
7.10. Електричне коло	14
7.11. Закони постійного струму	15
8. МАГНЕТИЗМ	
8.1. Магнітне поле. Магнітна індукція	17
8.2. Сила Лоренца	17
8.3. Закон Ампера	18
8.4. Магнітні властивості речовини	19
8.5. Електромагнітна індукція	21
8.6. Закон Біо-Савара-Лапласа	22
8.7. Самоіндукція. Індуктивність контуру	22
9. ГЕОМЕТРИЧНА ОПТИКА	
9.1. Прямолінійне поширення світла	24
9.2. Закони геометричної оптики	24
9.3. Повне внутрішнє відбивання	26
9.4. Лінзи	27
10. ХВИЛЬОВА ОПТИКА	
10.1. Хвильові властивості світла	30
10.2. Інтерференція світла	30
10.3. Методи спостереження інтерференції світла	32
10.4. Дифракція світла	34
10.5. Дифракційна решітка	36
10.6. Характеристики дифракційної решітки	37
10.7. Дисперсія світла	39
10.8. Поляризація світла	40
10.9. Види поляризації світла	40
10.10. Закон Малюса	41
10.11. Закон Брюстера	43
10.12. Оптична активність речовини	44

11. ОСНОВИ КВАНТОВОЇ ФІЗИКИ	
11.1. Квантова природа світла	46
11.2. Абсолютно чорне тіло	46
11.3. Формула Планка	47
11.4. Закони теплового випромінювання	47
11.4. Фотоелектричний ефект	49
11.5. Закони фотоефекту	49
12. ЯДЕРНА ФІЗИКА	
12.1. Класифікація іонізуючих випромінювань	52
12.2. Радіоактивний розпад	52
12.3. Дозиметрія іонізуючих випромінювань	53
12.4. Вимірювання іонізуючих випромінювань	55
12.5. Принципи $\gamma$ -спектроскопі	60
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ	64

## ВСТУП

*Фізика* – це наука, що вивчає найпростіші, але разом з тим найбільш загальні закономірності явищ природи, властивості і будову матерії та закони її руху. Залежно від процесів, що вивчаються, фізика ділиться на такі розділи: механіка, гідродинаміка, акустика, молекулярна фізика, термодинаміка, електрика, магнетизм, оптика, атомна і ядерна фізика.

Фізика є основою всіх природничих наук. Багато законів та положень фізики про основні властивості матерії використовуються в біології, хімії, географії в процесі їх вивчення. На стику фізики та інших природничих наук виникли нові науки, такі як біофізика, фізхімія, геофізика тощо. Зокрема, біофізика, як наука вивчає фізичні та фізико-хімічні явища в біологічних об'єктах і досліджує фундаментальні процеси, що складають основу живої природи, фізична хімія – хімічні явища та процеси на основі загальних принципів фізики з використанням фізичних експериментальних методів, геофізика – фізичні властивості Землі й фізичні процеси, які відбуваються в атмосфері, гідросфері та літосфері під впливом внутрішніх сил Землі й космічних тіл.

Фізика є науковим фундаментом розвитку нових галузей техніки. На основі її відкриттів створена електротехніка і радіотехніка, електронна й обчислювальна техніка, космічна техніка і приладобудування, ядерна енергетика, лазерна техніка та ін. На основі досягнень фізики розробляються принципово нові і досконаліші методи виробництва, прилади і установки. У свою чергу техніка, розвиваючись і удосконалюючись, висуває перед фізикою такі проблеми, вирішення яких вимагає більш глибокого вивчення різних фізичних явищ. Саме технічні потреби спонукали суспільство свого часу до розвитку механіки, необхідної для будівництва різних споруд. Необхідність створення більш економічних двигунів зумовила бурхливий розвиток термодинаміки і т.д.

Фізика формує науковий світогляд людини. Розвиваючись, вона видозмінює, доповнює, поглиблює уявлення про природу речей і причинні зв'язки навколишнього світу. З часом її теоретичні концепції набувають загальнофілософського значення. Таким чином, фахівець природничих наук та інженер будь-якого профілю повинен володіти фізикою в такій мірі, щоб бути в змозі застосовувати її досягнення у своїй науковій і виробничій діяльності.

Матеріали видання рекомендовані при вивченні фізики на першому (бакалаврському) рівні вищої освіти для здобувачів спеціальностей: 014 Середня освіта (за предметними спеціальностями: Біологія та здоров'я людини, Хімія, Географія, Природознавство тощо), 091 Біологія, 101 Екологія, 102 Хімія, галузей усіх інженерних спеціальностей.

## 7. ЕЛЕКТРИКА

*Електрика* – розділ фізики, що вивчає сукупність явищ, зумовлених існуванням, рухом і взаємодією електрично заряджених тіл або частинок. Електрика ділиться на електростатику і електродинаміку.

*Електростатика* вивчає взаємодію нерухомих електричних зарядів.

*Електродинаміка* розглядає явища і процеси, зумовлені рухом електричних зарядів або заряджених тіл.

### 7.1. Електростатичне поле

Особлива форма матерії, за допомогою якої здійснюється взаємодія між електрично зарядженими тілами, називається *електромагнітним полем*, що складається з двох взаємозв'язаних полів – *електричного* і *магнітного*. Електричне поле нерухомих зарядів, що здійснює взаємодію між ними, називається *електростатичним полем*.

Дослідження електричних полів дасть можливість зрозуміти механізми виникнення електричних зарядів.

### 7.2. Електричний заряд. Властивості електричних зарядів

*Електричний заряд* – це джерело електромагнітного поля, пов'язане з матеріальним носієм; характеристика елементарної частинки, що визначає її електромагнітну взаємодію. Заряди можуть бути *позитивними* (заряд наелектризованої скляної палички) і *негативними* (заряд бурштинової палички). Різнойменні заряди притягуються один до одного, однойменні – відштовхуються.

Електричний заряд має дискретний характер – існує мінімальний елементарний електричний заряд (заряд електрона)  $e$  (від англ. *elementary electric charge*), якому кратні всі електричні заряди тіл або частинок. Якщо  $e = 1,60217733 \cdot 10^{-19}$  Кл, то будь-який заряд  $q$  (від англ. *quantity of electricity*) дорівнює  $n \cdot e$ , де  $n = 1, 2, 3, \dots$

### 7.3. Закони електричного поля

Система тіл або частинок називається *електричною ізолюваною системою*, якщо між нею і зовнішніми тілами відсутній обмін електричними зарядами.

**Закон збереження заряду:** *алгебраїчна сума електричних зарядів довільної замкнутої (електрично ізолюваної) системи залишається незмінною, незважаючи на будь-які процеси, що відбуваються в цій системі*

$$q = q_1 + q_2 + \dots + q_n = \text{const.} \quad (7.1)$$

**Закон Кулона:** *два точкових заряди  $q_1$  і  $q_2$  взаємодіють один з одним у вакуумі з силою  $F$ , величина якої пропорційна добутку зарядів і обернено пропорційна квадрату відстані між ними*

$$F \propto q_1 \cdot q_2 \cdot \frac{1}{r^2}$$

або

$$F = k \cdot \frac{q_1 \cdot q_2}{r^2} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q_1 \cdot q_2}{r^2},$$

де  $k = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}$ ;  $\epsilon_0$  – електрична стала ( $\epsilon_0 = 8,8542 \cdot 10^{-12}$  Кл<sup>2</sup>·Н<sup>-1</sup>·м<sup>-2</sup> або Ф·м<sup>-1</sup> або Ф/м).

У загальному випадку, при взаємодії зарядів в різних середовищах, остання формула набуває вигляду:

$$F = k \cdot \frac{q_1 \cdot q_2}{\epsilon \cdot r^2} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q_1 \cdot q_2}{\epsilon \cdot r^2}, \quad (7.2)$$

де  $\epsilon$  – діелектричну проникність середовища (для вакууму  $\epsilon = 1$ ).

#### 7.4. Напруженість електричного поля.

*Напруженість електричного поля* є векторною величиною  $\vec{E}$  (від англ. *Electric field*), яка є основною кількісною характеристикою електричного поля; визначається відношенням сили  $\vec{F}$ , що діє з боку поля на точковий пробний електричний заряд  $q_0$ , розміщений в даній точці поля, до величини цього заряду:

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q_0}. \quad (7.3)$$

*Пробний електричний заряд*  $q_0$  має бути малим, щоб не спотворювати помітно поле, яке досліджується.

*Точковим* називають заряд, зосереджений на тілі, розміри якого малі порівняно з відстанню до інших заряджених тіл, з якими він взаємодіє.

Одиниця вимірювання напруженості електричного поля  $[E]$  – Н·Кл<sup>-1</sup> або Н/Кл.

Розглянемо взаємодію довільного точкового заряду  $q$  з пробним точковим зарядом  $q_0$ . Між ними діятиме сила, що визначається за законом Кулона:

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q \cdot q_0}{\epsilon \cdot r^2}, \quad (7.4)$$

звідки модуль вектора напруженості дорівнює:

$$E = \frac{F}{q_0} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{\epsilon \cdot r^2}. \quad (7.5)$$

Графічно електричне поле зображують за допомогою *силових ліній* електричного поля – ліній, дотичні до яких збігаються з напрямом вектора напруженості електричного поля (рис. 7.1).

Поле, напруженість якого в усіх точках однакова за модулем і напрямом, називають *однорідним електростатичним полем*; в протилежному випадку поле є неоднорідним (рис. 7.2).

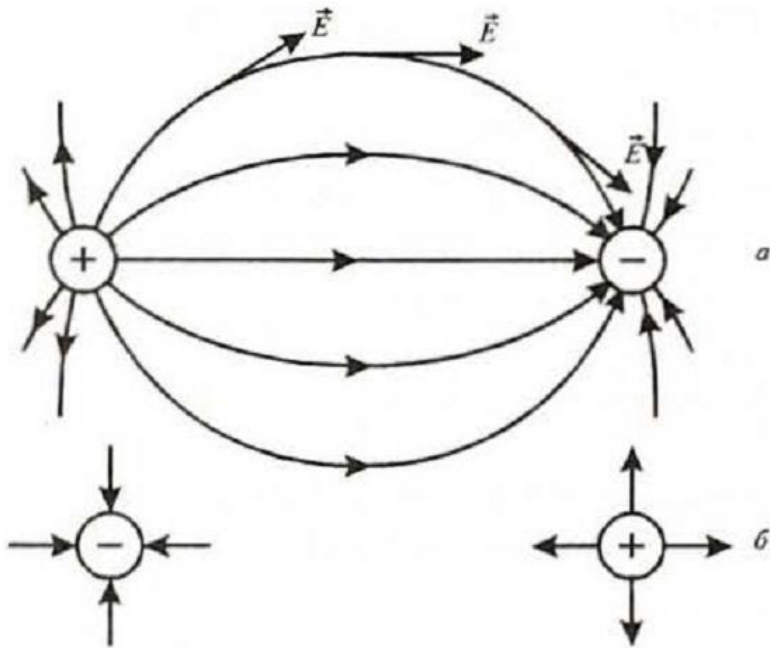


Рис. 7.1. Графічне зображення електричного поля:  
(а) між двома зарядами; (б) поодиноких зарядів

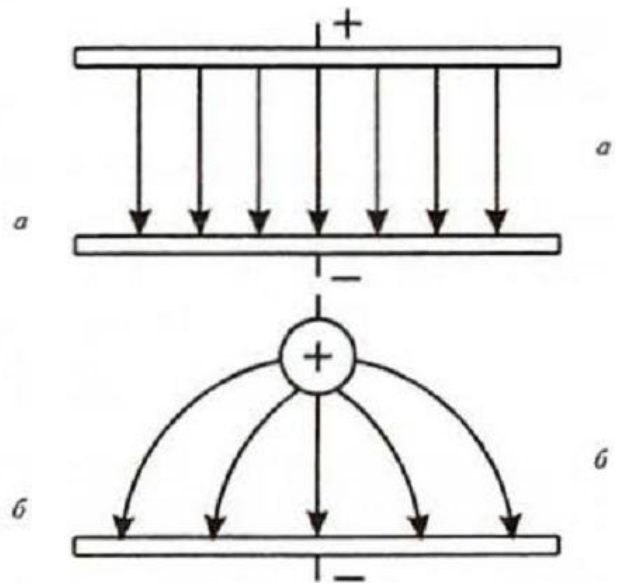


Рис. 7.2. Однорідне (а) і неоднорідне (б) електричне поле

### 7.5. Потенціал електричного поля

Розглянемо пробний точковий заряд  $q_0$  в електричному полі, з боку якого на заряд діє сила:

$$\vec{F} = q_0 \cdot \vec{E}, \quad (7.6)$$

де  $\vec{E}$  – напруженість електростатичного поля.

Робота, що виконується силою  $\vec{F}$  для переміщення пробного точкового заряду  $q_0$  на нескінченно мале переміщення  $dx$ , дорівнює:

$$dA = \vec{F} \cdot dx = q_0 \cdot \vec{E} \cdot dx. \quad (7.7)$$

Ця робота дорівнює спаду потенціальної енергії  $dW$  заряду  $q_0$  в полі, що розглядається:

$$dA = -dW. \quad (7.8)$$

Звідси

$$dW = -q_0 \cdot \vec{E} \cdot dx. \quad (7.9)$$

Для скінченних переміщень пробного точкового заряду від точки  $A$  до точки  $B$  зміна потенціальної енергії дорівнюватиме:

$$W = W_B - W_A = -q_0 \int_A^B \vec{E} \cdot dx. \quad (7.10)$$

Останнє рівняння можна записати так:

$$\Delta\varphi = \varphi_B - \varphi_A = \int_A^B \vec{E} \cdot dx, \quad (7.11)$$

де

$$\Delta\varphi = \varphi_B - \varphi_A = \frac{W_B}{q_0} - \frac{W_A}{q_0}. \quad (7.12)$$



Величина, що дорівнює відношенню потенціальної енергії пробного точкового електричного заряду, розміщеного в даній точці поля, до величини цього заряду, називається *потенціалом електростатичного поля*:

$$\varphi = \frac{W}{q_0}, \quad (7.13)$$

де  $W$  – потенціальна енергія,  $q_0$  – пробний точковий електричний заряд. Потенціал – це скалярна енергетична характеристика електростатичного поля. Одиниця вимірювання потенціалу  $[\varphi]$  – В.

Таким чином,  $\Delta\varphi$  за формулою (7.12) є *різниця потенціалів* між двома точками ( $A$  і  $B$ ) електричного поля, яка вимірюється роботою, що здійснюється силами поля при переміщенні одиничного позитивного заряду з точки з більшим потенціалом у точку з меншим потенціалом.

Зв'язок потенціалу з напруженістю електричного поля визначається так:

а) в однорідному електростатичному полі, спрямованому по осі  $Ox$ , напруженість електричного поля дорівнює відношенню різниці потенціалів  $\Delta\varphi$  між двома точками, до відстані  $d$  між цими точками

$$\vec{E} = -\frac{\Delta\varphi}{d}, \quad (7.14)$$

де знак « $\rightarrow$ » свідчить про те, що вектор напруженості спрямований протилежно зростанню потенціалу.

б) в неоднорідному полі напруженість електричного поля дорівнює за величиною і протилежна за напрямком градієнту потенціалу

$$\vec{E} = -\frac{d\varphi}{dx}. \quad (7.15)$$

У кожній точці поля проекції вектора  $\vec{E}$  на осі декартової системи координат пов'язані з частковими похідними від потенціалу по цих координатах співвідношеннями:

$$\vec{E}_x = -\frac{\partial\varphi}{\partial x}, \quad \vec{E}_y = -\frac{\partial\varphi}{\partial y}, \quad \vec{E}_z = -\frac{\partial\varphi}{\partial z}. \quad (7.16)$$

Останні формули свідчать про те, що одиницею вимірювання напруженості  $[E]$  може бути  $\text{В}\cdot\text{м}^{-1}$  або  $\text{В}/\text{м}$ .

Геометричне місце точок електростатичного поля, в яких значення потенціалу однакові, називається *еквіпотенціальною поверхнею*.

Силкові лінії електричного поля перпендикулярні еквіпотенціальним поверхням.

## 7.6. Електрична ємність. Конденсатори

Явище електризації полягає у розділенні та накопиченні електричного зарядів деякими тілами. При піднесенні до посудин, з'єднаних з електроскопом (рис. 7.3), однаково зарядженого тіла, стрілки на обох електроскопах розійдуться – наявність певного потенціалу. Причому, одним і тим же зарядом більша банка зарядилася (менше відхилення стрілки) до меншого потенціалу, ніж банка менших розмірів.

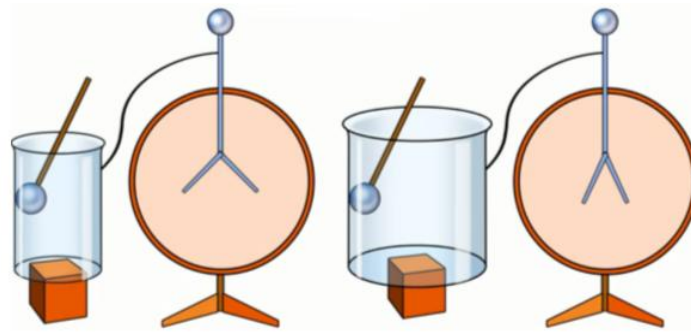


Рис. 7.3. Електризація тіл

*Електрична ємність (електроємність або ємність)  $C$*  (від англ. *Capacitance*) – це скалярна фізична величина, що характеризує здатність провідника накопичувати електричний заряд і чисельно дорівнює заряду, поміщеного на провіднику до потенціалу цього провідника:

$$C = \frac{q}{\varphi}. \quad (7.17)$$

Одиниця вимірювання густини струму [ $C$ ] –  $\Phi$  ( $\Phi = \text{Кл/В}$ ).

На практиці необхідні пристрої, здатні накопичувати на собі великі заряди, їх називають конденсаторами (від англ. *Capacitor*; нім. *Kondensator*). *Конденсатор* – це дві провідникові пластинки, які розташовані близько одна від одною і розділені діелектриком (рис. 7.4а). Провідники, що утворюють конденсатор називають обкладками, одна з яких заряджається позитивно, інша – негативно. Умовне позначення показано на рис. 7.4б.



Рис. 7.4. Конденсатор

Відповідно до форми конденсатори бувають: плоскі, циліндричні, сферичні.

Електроємність конденсатора дорівнює відношенню заряду на конденсаторі до різниці потенціалів між обкладками:

$$C = \frac{q}{\varphi_1 - \varphi_2} = \frac{q}{U}, \quad (7.18)$$

де  $\varphi_1 - \varphi_2 = U$  різниця потенціалів між обкладками;  $q$  – заряд позитивної обкладки.

Для плоского конденсатора електроємність визначається формулою:

$$C = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 S}{d}, \quad (7.19)$$

де  $S$  – площа обкладок;  $d$  – відстань між обкладками;  $\varepsilon$  – діелектрична проникність середовища (діелектрика), яке знаходиться між обкладками;  $\varepsilon_0$  – електрична стала ( $= 8,85 \cdot 10^{-12}$  Ф/м).

Крім електроємності кожний конденсатор характеризується *граничною напругою*  $U_{\max}$ , яку можна прикладати до обкладок конденсатора і при якій ще не відбувається пробою. При перевищенні цієї напруги руйнується діелектрик і конденсатор виходить з ладу.

Конденсатори можна поєднувати в батареї різними способами. У разі *послідовного з'єднання* конденсаторів вони з'єднуються різнойменно зарядженими обкладками (рис. 7.5а). При цьому виконуються співвідношення:

$$q = q_1 = q_2 = \dots = q_n; \quad U = U_1 + U_2 + \dots + U_n;$$

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \dots + \frac{1}{C_n}. \quad (7.20)$$

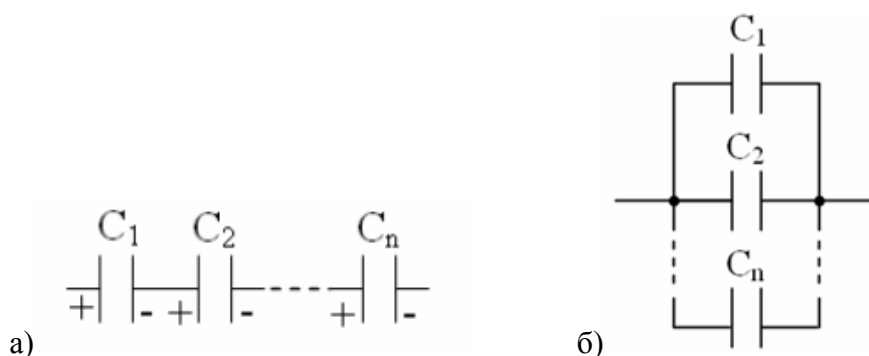


Рис. 7.5. З'єднання конденсаторів

При послідовному з'єднанні зменшується можливість пробою конденсаторів, тому що на кожному конденсаторі є лише частина загальної різниці потенціалів, що подана на всю батарею.

У разі *паралельного з'єднання* конденсаторів з'єднуються однойменні обкладки (рис. 7.5б). При цьому виконуються співвідношення:

$$q = q_1 + q_2 + \dots + q_n; \quad U = U_1 = U_2 = \dots = U_n;$$

$$C = C_1 + C_2 + \dots + C_n. \quad (7.21)$$

Паралельне з'єднання конденсаторів використовують для отримання великої електроємності.

Провідники, на яких накопичується заряд, створюють між собою електричне поле, а значить, конденсатор володіє деякою енергією. Енергія конденсатора, за законом збереження енергії, дорівнює роботі, виконаній по розділенню зарядів і визначається співвідношеннями:

$$W = \frac{CU^2}{2} = \frac{q^2}{2C} = \frac{qU}{2}, \quad (7.22)$$

де  $q$  – заряд;  $U$  – різниця потенціалів (напруга) між пластинками конденсатора.

Напруга на обкладках конденсатора пов'язана з напруженістю електричного поля співвідношенням:

$$U = Ed. \quad (7.23)$$

## 7.7. Електричний диполь

Електричним диполем називається система, що складається з двох рівних за абсолютною величиною різнойменних точкових зарядів  $(+q, -q)$ , які знаходяться на деякій відстані  $l$  один від одного.

Плечем диполя є вектор  $\vec{l}$ , спрямований вздовж осі диполя від негативного заряду до позитивного і за модулем рівний відстані між ними.

Основною характеристикою електричного диполя є його *дипольний момент* – вектор  $\vec{p}$ , який чисельно дорівнює добутку заряду диполя на плече:

$$\vec{p} = q \cdot \vec{l}. \quad (7.24)$$

Вектор  $\vec{p}$  збігається за напрямком з плечем диполя. Розглянемо диполь, розміщений в однорідному зовнішньому електричному полі (рис. 7.6).

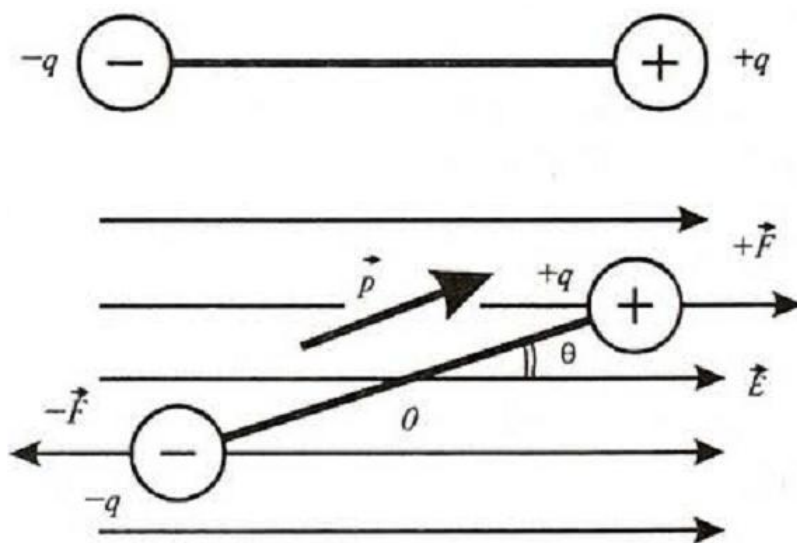


Рис. 7.6. Диполь, розміщений в однорідному зовнішньому електричному полі

Припустимо, що вектор  $\vec{p}$  і вектор  $\vec{E}$  спрямовані під кутом  $\theta$ . Сили, що діють на заряди з боку електричного поля, рівні за величиною і протилежні за напрямком; величина кожної сили дорівнює:

$$F = q \cdot E. \quad (7.25)$$

Обидві сили утворюють *обертальний момент*  $\vec{M}$ :

$$\vec{M} = \vec{p} \times \vec{E}, \quad (7.26)$$

або

$$M = p \cdot E \cdot \sin \theta, \quad (7.27)$$

який намагається повернути диполь вздовж поля.

## 7.8. Діелектричні властивості речовини

Діелектрична проникність  $\epsilon$  характеризує поляризацію діелектриків під впливом електричного поля  $E$  (рис. 7.7). Діелектрична проникність середовища показує, у скільки разів сила взаємодії між зарядами у вакуумі більша за силу взаємодії між тими ж зарядами в даному середовищі (див. формулу (7.2)).

Ослаблення взаємодії виникає через екранізацію вільних зарядів зв'язаними, що утворюються внаслідок поляризації середовища.

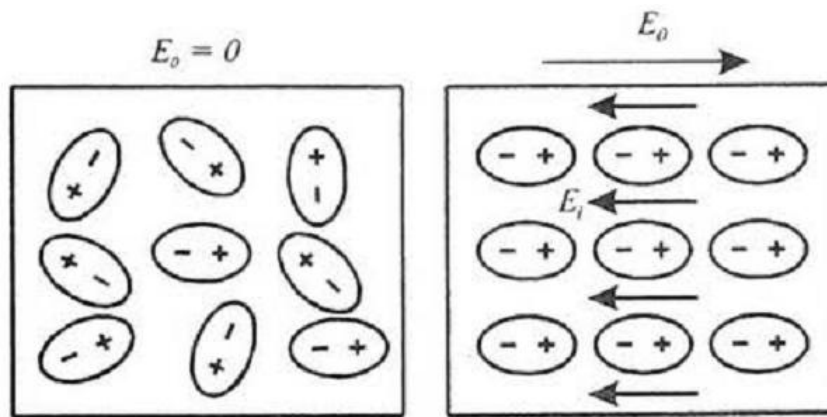


Рис. 7.7. Поляризація діелектриків під впливом електричного поля

Величина, що характеризує здатність середовища до поляризації, називається *діелектричною сприйнятливістю*  $\chi$ . Вона являє собою коефіцієнт пропорційності в співвідношенні:

$$\vec{P} = \chi \cdot \vec{E}, \tag{7.28}$$

де  $\vec{E}$  – напруженість електричного поля,  $\vec{P}$  – дипольний момент одиниці об'єму.

Зв'язок діелектричної проникності  $\epsilon$  і діелектричної сприйнятливості ж має вигляд:

$$\epsilon = 1 + 4\pi \cdot \chi. \tag{7.29}$$

Якщо поле  $\vec{E}$  швидко змінюється з часом, поляризація діелектрика не встигає слідкувати за ним; через це між коливаннями  $\vec{E}$  і  $\vec{P}$  виникає різниця фаз. Діелектрична проникність  $\epsilon(\omega)$  є комплексною величиною:

$$\epsilon(\omega) = \epsilon'(\omega) + i\epsilon''(\omega), \tag{7.30}$$

тобто характеризується двома величинами  $\epsilon'(\omega)$  і  $\epsilon''(\omega)$ , що залежать від частоти  $\omega$  змінного електричного поля. Відношення  $\frac{\epsilon'(\omega)}{\epsilon''(\omega)}$  визначає *діелектричні втрати* –

частину енергії змінного електричного поля  $\vec{E}$ , що перетворюється в теплоту. У постійному електричному полі  $\epsilon'(\omega) = \epsilon$ , а  $\epsilon''(\omega) = 0$ .

### 7.9. Електричний струм

*Електричний струм* – це впорядкований (спрямований) рух електричних заряджених частинок або заряджених макроскопічних тіл.

За напрямок електричного струму прийнято напрямок руху позитивних зарядів. *Силою струму*  $I$  (від фр. *Intensité de courant*) називається скалярна величина, що дорівнює відношенню заряду  $dq$ , перенесеного через поперечний переріз провідника за малий проміжок часу  $dt$ , до значення цього інтервалу:

$$I = \frac{dq}{dt}. \tag{7.31}$$

Одиниця вимірювання сили струму  $[I] - \text{А}$ .

*Постійним* називають струм, сила якого з часом не змінюється:

$$I = \frac{q}{t}. \quad (7.32)$$

*Густина струму*  $\vec{j}$  – це векторна характеристика струму, яка дорівнює за модулем електричному заряду, що проходить за одиницю часу через одиничну площу, перпендикулярну впорядкованому руху заряджених частинок. Густина струму  $\vec{j}$  визначається так:

$$\vec{j} = n \cdot q \cdot \langle \vec{v} \rangle, \quad (7.33)$$

де  $n$  – концентрація зарядів, що рухаються;  $q$  – електричний заряд;  $\langle \vec{v} \rangle$  – середня швидкість упорядкованого руху зарядів.

При рівномірному розподілі густини електричного струму по перерізу провідника величина густини сили струму визначається за виразом:

$$j = \frac{I}{S}, \quad (7.34)$$

де  $I$  – сила струму,  $S$  – площа поперечного перерізу провідника. Одиниця вимірювання густини струму  $[j] - \text{А} \cdot \text{м}^{-2}$  або  $\text{А}/\text{м}^2$ .

## 7.10. Електричне коло

*Замкнуте* коло складається з джерела струму, з'єднувальних провідників, по яких переміщуються носії струму – електрони, і споживачів струму (рис. 7.8).

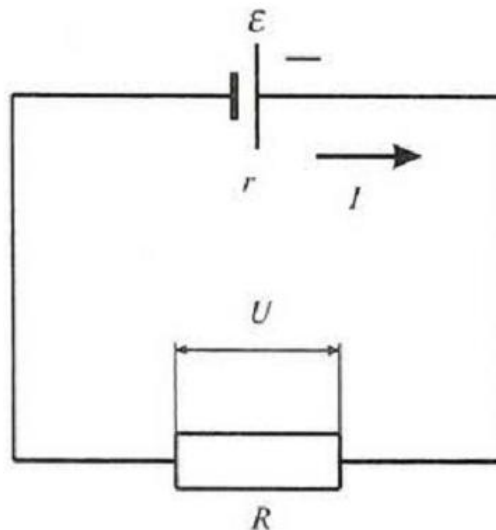


Рис. 7.8. Замкнуте електричне коло

*Джерело струму* – пристрій, в якому заряди переміщуються від одного полюса до іншого в напрямку, протилежному напрямку електричного поля. Ці переміщення виконуються під впливом сторонніх сил.

*Електрорушійна сила (ЕРС)  $\epsilon$*  (від англ. *electromotive force*) – фізична величина, що характеризує дію сторонніх сил в джерелах струму; вона дорівнює

відношенню роботи  $A$  сторонніх сил з переміщення позитивного заряду  $q$  вздовж кола до значення цього заряду:

$$\varepsilon = \frac{A}{q}. \quad (7.35)$$

Одиниця вимірювання електрорушійної сили  $[\varepsilon]$  – В.

*Електричний опір*  $R$  (від англ. **Resistance**) – величина, що характеризує протидію провідника або електричного кола електричному струму. Одиниця вимірювання електричного опору  $[R]$  – Ом.

Електричний опір залежить від матеріалу провідника (питомий опір  $\rho$ ), довжини провідника  $l$ , площі поперечного перерізу  $S$  та від температури:

$$R = \rho \cdot \frac{l}{S} \quad R = R_0 \cdot (1 + \alpha t). \quad (7.36)$$

### 7.11. Закони постійного струму

*Закон Ома для ділянки кола: сила струму  $I$  в провіднику прямопропорційна напрузі  $U$  між двома фіксованими точками провідника і обернено пропорційна опору  $R$  провідника*

$$I = \frac{1}{R} \cdot U \quad \text{або} \quad I = \frac{U}{R}. \quad (7.37)$$

*Закон Ома для повного кола: сила струму  $I$  в замкнутому колі прямопропорційна електрорушійній силі джерела  $\varepsilon$  і обернено пропорційна сумі зовнішнього  $R$  та внутрішнього  $r$  опорів*

$$I = \frac{\varepsilon}{R + r}. \quad (7.38)$$

Закон Ома застосовується для простих кіл. У випадку складних кіл, які містять замкнуті контури та вузли розгалуження (рис. 7.9), використовують правила Кірхгофа.

*Перше правило Кірхгофа: алгебраїчна сума струмів, що збігаються у вузлі, дорівнює нулю*

$$\sum_{i=1}^n I_i = 0. \quad (7.39)$$

Струми, що входять у вузол, умовно вважають додатними, а струми, що виходять з вузла – від'ємними.

*Друге правило Кірхгофа: у будь-якому замкнутому контурі розгалуженого кола алгебраїчна сума добутків струмів на опори відповідних ділянок цього контуру дорівнює алгебраїчній сумі електрорушійних сил, що є в цьому контурі*

$$\sum_{i=1}^n I_i \cdot R_i = \sum_{i=1}^n \varepsilon_i. \quad (7.40)$$

Напрямки електричних струмів та електрорушійних сил вважаються додатними, якщо напрямок струму збігається з напрямком обходу контура за годинниковою стрілкою, а ЕРС збільшує потенціал у напрямку цього обходу.

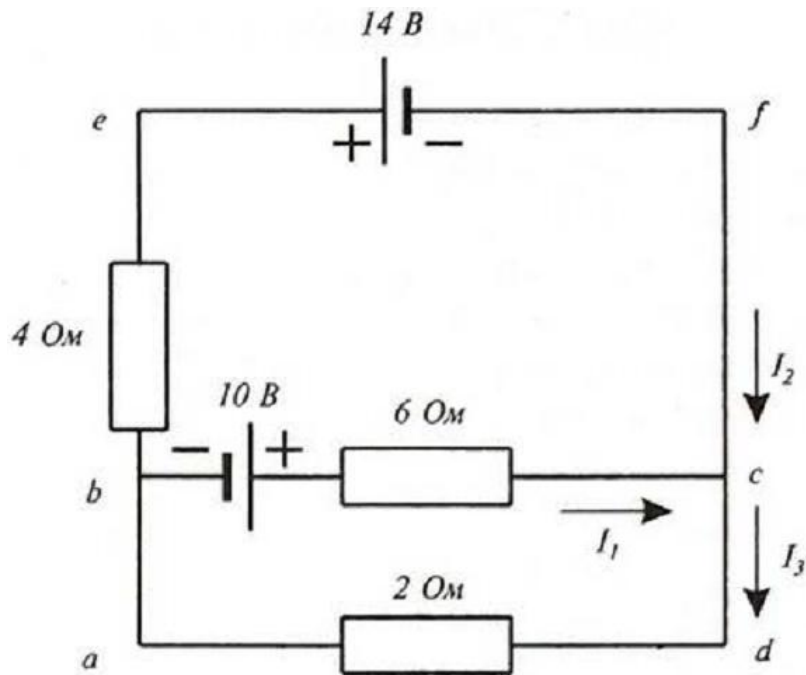


Рис. 7.9. Складне електричне коло

**Закон Джоуля-Ленца:** кількість теплоти  $Q$ , яка виділяється в провіднику під час проходження ним електричного струму, прямопропорційна квадрату сили струму  $I$ , опору провідника  $R$  і часу  $t$  проходження струму

$$Q = I^2 \cdot R \cdot t. \quad (7.41)$$

### КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Що розуміють під електричним зарядом? назвіть основні властивості електричного заряду.
2. Сформулювати та математично записати закон Кулона.
3. Що таке електричне поле? Що розуміють під лініями напруженості електричного поля?
4. Яка фізична величина є силовою характеристикою електричного поля? енергетичною характеристикою електричного поля?
5. Що таке електрична ємність? від чого залежить ємність плоского конденсатора?
6. Які співвідношення справедливі для ємності, заряду та напруги у випадку послідовного та паралельного з'єднання конденсаторів?
7. За якою формулою визначається енергія зарядженого конденсатора?
8. Що називають електричним струмом? умови існування електричного струму.
9. Сформулювати та математично записати закон Ома для ділянки кола, повного кола.
10. Які співвідношення справедливі для опору, струму та напруги у випадку послідовного та паралельного з'єднання провідників



## 8. МАГНЕТИЗМ

**Магнетизм** – це розділ фізики, що вивчає взаємодію між електричними струмами, між струмами і магнітами (тілами з магнітним моментом) та між магнітами, а також властивості речовин, в яких проявляється ця взаємодія.

### 8.1. Магнітне поле. Магнітна індукція

*Магнітне поле* – силове поле, що діє на рухомі електричні заряди і намагнічені тіла. Магнітне поле характеризується вектором *магнітної індукції*  $\vec{B}$ . Магнітна індукція визначає силу, з якою магнітне поле діє на електричний заряд, що рухається в даній точці поля. Одиниця вимірювання магнітної індукції  $[B]$  – Тл.

Для однорідного ізотропного середовища вектор магнітної індукції пов'язаний з вектором *напруженості магнітного поля* співвідношенням:

$$\vec{B} = \mu_0 \mu \vec{H}, \quad (8.1)$$

де  $\mu_0$  – магнітна стала ( $= 1,256 \cdot 10^{-6} \text{ Н} \cdot \text{А}^{-2}$ );  $\mu$  – магнітна проникність середовища. Одиниця вимірювання напруженості магнітного поля  $[H]$  –  $\text{А} \cdot \text{м}^{-1}$  або  $\text{А/м}$ .

### 8.2. Сила Лоренца

Сила  $\vec{F}_L$ , що діє з боку магнітного поля на рухомі заряджені частинки, підпорядковується таким закономірностям:

- 1.) сила  $\vec{F}_L$  пропорційна заряду  $q$  і швидкості руху  $\vec{v}$  частинки;
- 2.) величина і напрямок сили  $\vec{F}_L$  залежить від величини і напрямку швидкості руху частинки та магнітного поля;
- 3.) коли заряджена частинка рухається вздовж магнітного поля, сила  $\vec{F}_L = 0$ ;
- 4.) якщо вектор швидкості утворює кут  $\alpha$  з напрямком магнітного поля, сила  $\vec{F}_L$  діє у напрямку, перпендикулярному площині, що утворюється векторами  $\vec{v}$  і  $\vec{B}$ ;
- 5.) напрямки сил  $\vec{F}_L$  з боку магнітного поля, що діють на позитивні і негативні заряди, протилежні;
- 6.) якщо вектор швидкості утворює кут  $\alpha$  з напрямком магнітного поля, величина сили  $\vec{F}_L$  пропорційна  $\sin \alpha$ .

Усі ці закономірності можна сумувати у такій формі:

$$\vec{F}_L = q \cdot [\vec{v} \times \vec{B}] \quad \text{або} \quad F_L = qvB \sin \alpha, \quad (8.2)$$

де  $[\vec{v} \times \vec{B}]$  – векторний добуток векторів  $\vec{v}$  і  $\vec{B}$ .

Сила  $\vec{F}_L$ , що описується останнім рівнянням, називається *силою Лоренца*. Напрямок сили Лоренца визначається за правилом лівої руки: якщо ліву руку розташувати так, щоб вектор магнітної індукції входив в долоню, а витягнуті чотири пальці збігалися з напрямком вектора швидкості, то відігнутий великий палець вкаже напрямок сили, що діє на позитивний заряд (рис. 8.1).

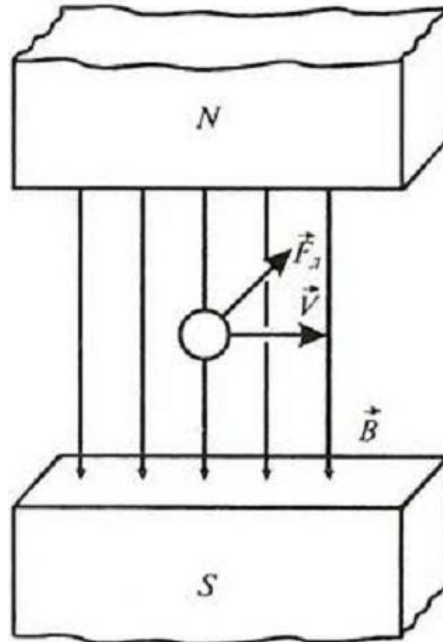


Рис. 8.1. Сила Лоренца

Якщо на рухомий електричний заряд крім магнітного поля з індукцією  $\vec{B}$  діє й електричне поле напруженістю  $\vec{E}$ , то результуюча сила  $\vec{F}$ , прикладена до заряду, дорівнюватиме векторній сумі сил – сили, що діє з боку електричного поля, і сили Лоренца (рис. 8.2):

$$\vec{F} = q \cdot \vec{E} + q \cdot [\vec{v} \times \vec{B}]. \quad (8.3)$$

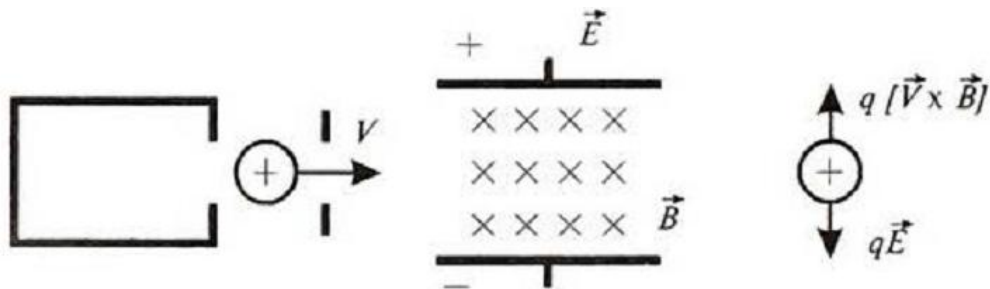


Рис. 8.2. Дія електричного та магнітного полів на електричний заряд, що рухається

### 8.3. Закон Ампера

Дія магнітного поля на електричний струм описується законом Ампера: сила  $d\vec{F}$ , з якою магнітне поле діє на елемент провідника  $d\vec{l}$  зі струмом, що знаходиться в магнітному полі, прямо пропорційна силі струму  $I$  в провіднику і векторному добутку елемента провідника довжиною  $d\vec{l}$  на магнітну індукцію  $\vec{B}$ :

$$d\vec{F} = I \cdot [d\vec{l} \times \vec{B}]. \quad (8.4)$$

Напрямок дії сили Ампера можна знайти за правилом лівої руки: якщо ліву руку розташувати так, щоб вектор магнітної індукції входив в долоню, а витягнуті чотири пальці збіглися з напрямком струму, то відігнутий великий палець вкаже напрямок сили, що діє на провідник з боку поля (рис. 8.3).

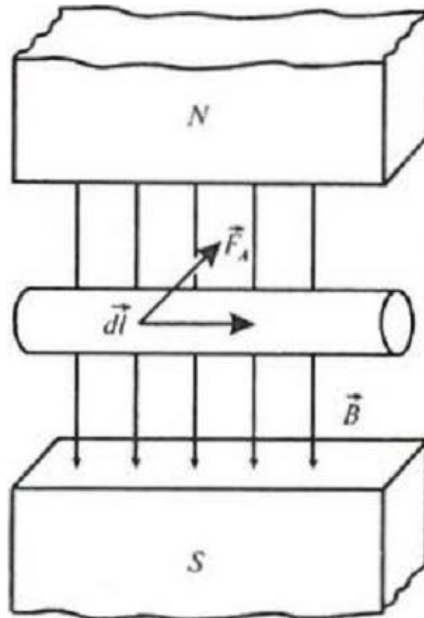


Рис. 8.3. Сила Ампера

Модуль сили Ампера визначається за формулою:

$$dF = I \cdot B \cdot dl \cdot \sin \alpha, \quad (8.5)$$

де  $\alpha$  – кут між векторами  $d\vec{l}$  і  $\vec{B}$ .

#### 8.4. Магнітні властивості речовини

Під час руху електронів в атомі по орбіталі утворюються замкнуті орбітальні струми, що викликають власні магнітні поля. Якщо зовнішнє магнітне поле відсутнє, ці власні магнітні поля зорієнтовані хаотично і загальне внутрішнє магнітне поле речовини дорівнює нулю. Якщо прикласти до речовини зовнішнє магнітне поле, то в речовині створюється внутрішнє магнітне поле. Будь-яка речовина, здатна намагнічуватися під впливом магнітного поля, називається *магнетиком*. Речовини, що намагнічуються в зовнішньому магнітному полі у напрямку, протилежному напрямку вектора магнітної індукції поля, називаються *діамагнетиками* (рис. 8.4а); речовини, які намагнічуються в зовнішньому магнітному полі у напрямку вектора магнітної індукції, називаються *парамагнетиками* (рис. 8.4б).

Вектор магнітної індукції  $\vec{B}$  у магнітному полі дорівнює сумі векторів магнітної індукції зовнішнього поля  $\vec{B}_0$  і магнітної індукції власного магнітного поля магнетика  $\vec{B}_\Sigma$ :

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}_\Sigma. \quad (8.6)$$

Останній вираз можна подати так:

$$\vec{B} = \mu_0 \cdot \vec{H} + \mu_0 \cdot \chi \cdot \vec{H} = \mu_0 \cdot (1 + \chi) \cdot \vec{H}, \quad (8.7)$$

де  $\chi$  – магнітна сприйнятливість.

Для діамагнетиків  $\chi < 0$ , для парамагнетиків  $\chi > 0$ . Значення магнітної сприйнятливості становить для діамагнетиків і парамагнетиків близько  $10^{-6}$ – $10^{-4}$ .

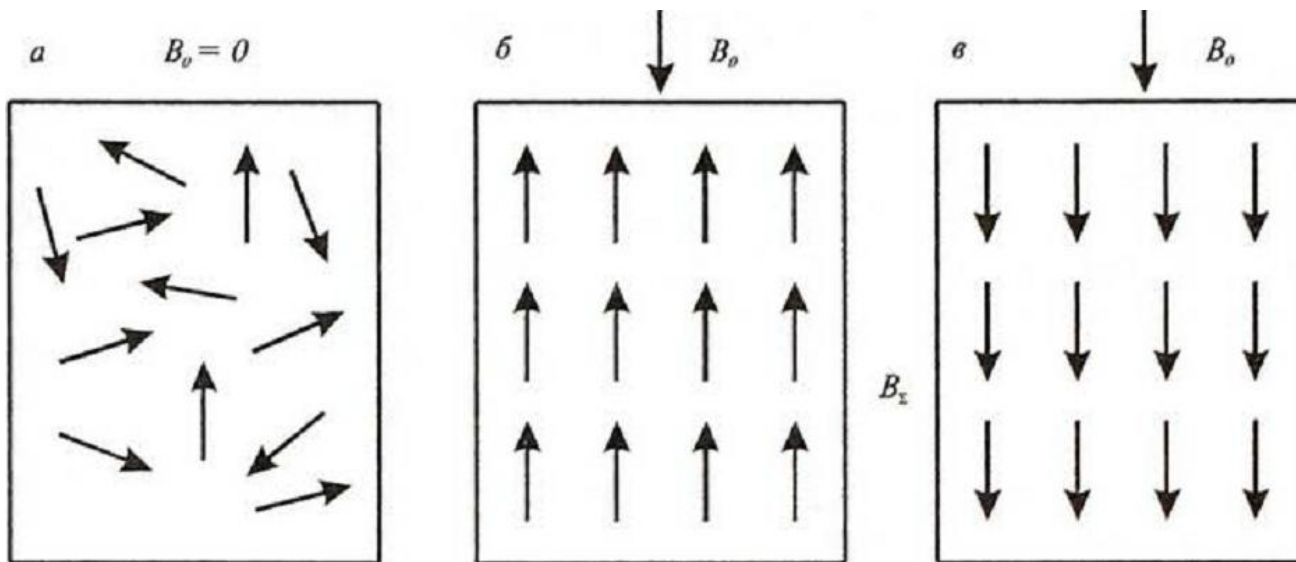


Рис. 8.4. Магнітні властивості речовини:

- (а) хаотична орієнтація власних магнітних полів електронів речовини за відсутності зовнішнього магнітного поля; (б) намагнічування речовини (діамагнетика) у напрямку, протилежному зовнішньому магнітному полю; (в) намагнічування речовини (парамагнетика) у напрямку зовнішнього магнітного поля

Крім розглянутих двох класів речовин є ще й *феромагнетики* – речовини, що характеризуються спонтанною намагніченістю (здатністю намагнічуватися у відсутності зовнішнього магнітного поля). Причому, внутрішнє власне магнітне поле може в сотні й тисячі разів перевищувати зовнішнє магнітне поле, що його спричинило. Характерною властивістю феромагнетиків є наявність малих областей, яким притаманне однорідне спонтанне намагнічування. Ці області називаються *доменами*; розміри їх досягають  $10^{-3} \div 10^{-2}$  см (рис. 8.5). За відсутності зовнішнього магнітного поля магнітні поля доменів зорієнтовані хаотично, тоді як зовнішнє магнітне поле орієнтує власні поля доменів. Значення магнітної сприйнятливості для феромагнетиків становлять від декількох десятків до багатьох тисяч одиниць.

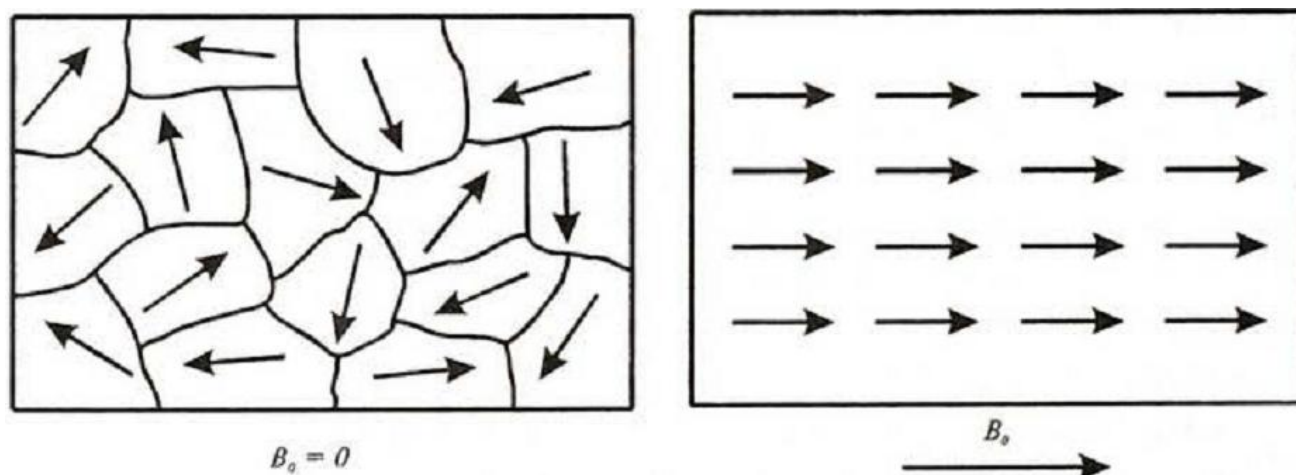


Рис. 8.5. Феромагнетики:

- (а) хаотична орієнтація магнітних полів доменів за відсутності зовнішнього магнітного поля; (б) орієнтація магнітних полів доменів у зовнішньому магнітному полі

## 8.5. Електромагнітна індукція

У 1831 р. М. Фарадей відкрив явище *електромагнітної індукції*, яке полягає в тому, що в замкнутому провідному контурі під час зміни потоку магнітної індукції, який охоплюється цим контуром, виникає електричний струм, що отримав назву *індукційного* (рис. 8.6). Виникнення індукційного струму свідчить про наявність в колі *електрорушійної сили електромагнітної індукції*.

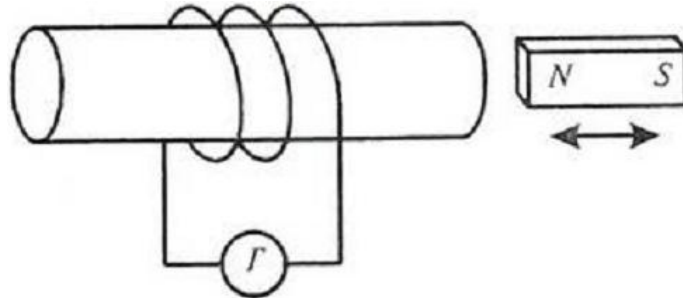


Рис. 8.6. Електромагнітна індукція

*Магнітним потоком*  $d\Phi$  (від англ. *flow*) через елементарну поверхню  $dS$  називають скалярну величину, що дорівнює добутку проекції  $B_n$  вектора магнітної індукції на нормаль  $n$  до елемента поверхні на площу цього елемента:

$$d\Phi = B_n \cdot dS. \quad (8.8)$$

Повний магнітний потік через поверхню  $S$  знайдемо зі співвідношення:

$$\Phi = \int_S B_n \cdot dS. \quad (8.9)$$

Для однорідного магнітного поля і плоскої поверхні  $S$ , перпендикулярної до  $\vec{B}$ , потік визначається так:

$$\Phi = B \cdot S. \quad (8.10)$$

Одиниця вимірювання магнітного потоку  $[\Phi]$  – Вб.

Подальші дослідження привели до формулювання закону Фарадея: *електрорушійна сила електромагнітної індукції в замкнутому провідному контурі чисельно дорівнює і протилежна за знаком швидкості зміни магнітного потоку крізь поверхню, обмежену цим контуром*

$$\varepsilon_i = -\frac{d\Phi}{dt}. \quad (8.11)$$

Напрямок індукційного струму визначається за правилом Ленца: *напрямок індукційного струму завжди такий, що його магнітне поле протидіє зміни магнітного потоку, що спричинює цей струм.*

Лінії індукції магнітного поля виходять з північного полюсу  $N$  і заходять в південний полюс  $S$ . При наближенні смугового магніту до замкнутого контуру (рис. 8.7а) в ньому наводиться індукційний струм, який своєю магнітною дією перешкоджає наближенню магніту і зростанню магнітного потоку, що пронизує контур. При видаленні магніту (рис. 8.7б) від контуру в ньому наводиться індукційний струм.

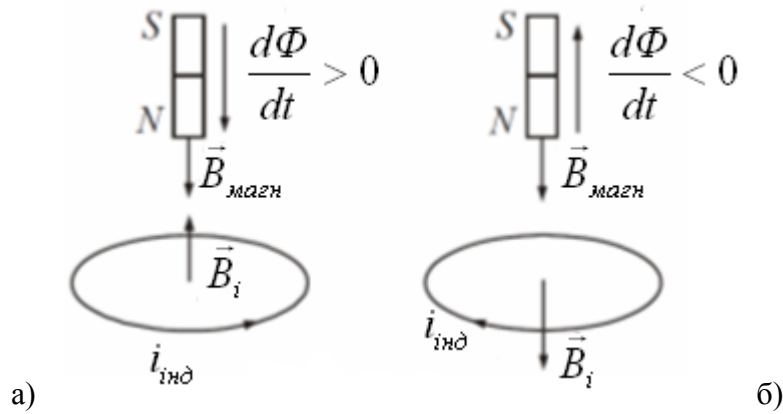


Рис. 8.7. Напрямок індукційного струму

### 8.6. Закон Біо-Савара-Лапласа

Магнітна індукція поля постійного електричного струму  $I$  у вакуумі підпорядковується закону Біо-Савара-Лапласа:

$$d\vec{B} = \frac{\mu \cdot \mu_0}{4\pi} \cdot \frac{I}{r^3} \cdot [d\vec{l} \times \vec{r}], \quad (8.12)$$

де  $d\vec{l}$  – вектор елемента провідника, проведений у напрямку електричного струму;  $\vec{r}$  – радіус-вектор, проведений із цього елемента провідника в точку  $C$ , де розглядається магнітне поле;  $\mu_0$  – магнітна стала;  $r$  – відстань від елемента провідника до точки  $C$ .

Модуль вектора  $d\vec{B}$  визначається за виразом:

$$dB = \frac{\mu \cdot \mu_0}{4\pi} \cdot \frac{I \cdot dl \cdot \sin \alpha}{r^2}, \quad (8.13)$$

де  $\alpha$  – кут між векторами  $d\vec{l}$  і  $\vec{r}$ .

Магнітне поле прямого струму визначається за виразом:

$$B = \frac{\mu \cdot \mu_0 \cdot I}{2\pi \cdot r}. \quad (8.14)$$

Магнітне поле в центрі кругового витка зі струмом описується виразом, який можна отримати після інтегрування попереднього рівняння:

$$B = \int_0^{2\pi} \frac{\mu \cdot \mu_0 \cdot I}{4\pi \cdot r^2} \cdot dl = \frac{\mu \cdot \mu_0 \cdot I}{2\pi \cdot r}. \quad (8.15)$$

### 8.7. Самоіндукція. Індуктивність контуру

Струм, що змінюється за величиною, завжди створює змінне магнітне поле, яке в свою чергу, завжди індукує ЕРС. При будь-якій зміні струму в котушці (або взагалі в провіднику) в ній самій індукується ЕРС самоіндукції.

*Самоіндукція* – це явище виникнення вихрового електричного поля у провіднику, по якому тече змінний струм. Самоіндукція є окремим випадком електромагнітної індукції. При зміні струму в контурі змінюється потік магнітної

індукції через поверхню, обмежену цим контуром. У результаті цього в ньому збуджується ЕРС самоіндукції. При збільшенні в колі сили струму ЕРС самоіндукції перешкоджає його зростанню, а при зменшенні струму – його зменшенню.

ЕРС, що виникає в будь-якому замкнутому контурі при зміні його власного поля, називається ЕРС самоіндукції ( $\varepsilon_{is}$ ). Вона пропорційна швидкості зміни струму в провіднику  $\frac{\Delta I}{\Delta t}$  і обчислюють за формулою:

$$\varepsilon_{is} = -L \frac{\Delta I}{\Delta t}, \quad (8.16)$$

де  $L$  – величина, що характеризує контур (катушку) і навколишнє його середовище (сердечник).

*Індуктивність*  $L$  (на честь нім. *Emil Lenz*) – це скалярна величина, що характеризує електромагнітні властивості провідника і дорівнює відношенню загального магнітного потоку через поверхню, обмежену провідником, до сили струму в ньому:

$$L = \frac{\Phi}{I}. \quad (8.17)$$

Одиниця вимірювання індуктивності [ $L$ ] – Гн.

Для створення електричного струму  $i$ , отже, його магнітного поля необхідно виконати роботу проти сил вихрового електричного поля. Ця робота (відповідно до закону збереження енергії) дорівнює енергії електричного струму або енергії магнітного поля струму і обчислюється за формулою:

$$W = \frac{LI^2}{2}. \quad (8.18)$$

Енергія магнітного поля дорівнює роботі, яка затрачається струмом на створення цього поля.

### КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Що таке сила Лоренца? Яким закономірностям вона підпорядковується?
2. Записати закон Ампера.
3. Сформулювати правило лівої руки для визначення напрямку дії сили Лоренца і сили Ампера.
4. Які речовини називають діамагнетиками, парамагнетиками, феромагнетиками?
5. Дати визначення магнітної сприйнятливості.
6. В чому полягає явище електромагнітної індукції?
7. Сформулювати правило Ленца.
8. Записати закон Біо-Савара-Лапласа.
9. Що таке самоіндукція?
10. Що таке індуктивність?

## 9. ГЕОМЕТРИЧНА ОПТИКА

**Оптика** – розділ фізики, що вивчає оптичне випромінювання, процеси його поширення і явища, що спостерігаються при взаємодії світла з речовиною.

**Оптичне випромінювання** – це електромагнітні хвилі в діапазоні частот  $3 \cdot 10^{11} \dots 3 \cdot 10^{17}$  Гц. Воно включає ультрафіолетове випромінювання (інтервал довжин хвиль  $\lambda$  від 10 до 400 нм (0,4 мкм)), видиме випромінювання, що сприймається людським оком (від 0,4 до 0,76 мкм), і інфрачервоне випромінювання (від 0,76 мкм до 1 мм).

Світло має подвійну природу: у одних випадках як електромагнітна хвиля, в інших – як потік особливих частинок (фотонів), тобто до нього застосовується принцип *корпускулярно-хвильового дуалізму*. Традиційно оптику прийнято підрозділяти на геометричну і фізичну.

**Геометрична оптика** вивчає поширення світла, виходячи з уявлень про прямолінійне поширення світла з позиції класичної геометрії.

**Фізична оптика** розглядає проблеми, пов'язані з природою світла і світлових явищ.

Закони оптики лежать в основі широко використовуваних методах аналізу – мікроскопія, спектроскопія, рефрактометрія, поляриметрія, колориметрія.

### 9.1. Прямолінійне поширення світла

**Геометрична оптика** – розділ оптики, в якому вивчаються закони оптичного випромінювання на основі уявлень про світлові промені, не враховуючи при цьому їх хвильової природи. Під світловим променем розуміється лінія, уздовж якої поширюється потік світлової енергії.

Геометрична оптика використовує уявлення про поширення незалежно один від одного світлових променів, що заломлюються та відбиваються на межах середовищ з різними оптичними властивостями і прямолінійних в оптично однорідному середовищі.

Розрахунки на основі геометричної оптики застосовують при розробці та створенні оптичних приладів – лінз, призм, мікроскопів тощо.

### 9.2. Закони геометричної оптики

Законами геометричної оптики можна користуватися у тому випадку, коли довжина світлової хвилі  $\lambda$  набагато менше розмірів перешкод  $d$  на шляху променя ( $\lambda \ll d$ ), тобто коли можна нехтувати дифракцією світла на оптичних неоднорідностях.

Закони геометричної оптики дозволяють пояснити утворення оптичних зображень, відбивання і заломлення світла на межі (границі) поділу двох середовищ, грають важливу роль в теорії вивчення різних оптичних пристроїв. Ці закони виводяться на підставі принципу Ферма (принципу найменшої дії): *промінь світла завжди поширюється в просторі між двома точками A і B по*



такому шляхові, для проходження якого йому необхідний мінімальний час, в порівнянні з будь-яким іншим шляхом (ходом) між тими ж точками. Час  $t_0$  проходження світлом шляху  $l$  в середовищі з абсолютним показником заломлення

$$n = \frac{c}{v} \quad (9.1)$$

( $c$  (від лат. *celeritas lucis*) – швидкість світла у вакуумі;  $v$  – швидкість світла в даному середовищі,  $v < c$ ) пропорційне оптичній довжині ходу (шляху) –  $nl$ .

Принцип Ферма має зміст найбільш загального закону поширення світла, з якого виходять основні закони геометричної оптики.

1. В однорідному середовищі світло поширюється прямолінійно.

2. При падінні світлового променя на плоску, оптично гладку поверхню відбувається відбивання світла під кутом  $i'$ , рівним куту падіння  $i$  відносно нормалі до поверхні, проведеної з точки відбивання (рис. 9.1). Нормаль, падаючий і відбитий промені завжди лежать в одній площині – закон відбивання.

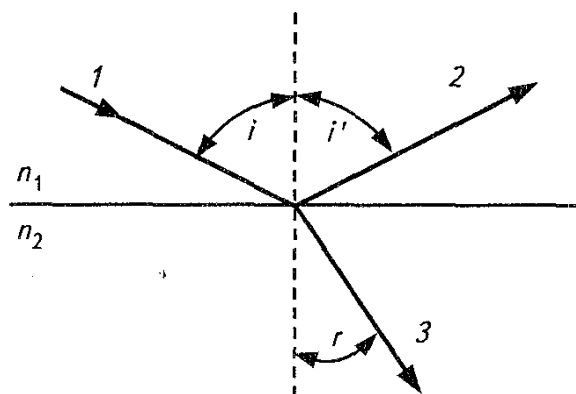


Рис. 9.1. Хід падаючого 1, відбитого 2 і заломленого 3 променів на межі поділу двох середовищ з показниками заломлення  $n_1$  і  $n_2$ :

$i$  – кут падіння;  $i'$  – кут відбивання;  $r$  – кут заломлення

3. При падінні світла на плоску границю поділу двох прозорих середовищ, окрім явища відбивання, спостерігається зміна напрямку променя в другому середовищі по відношенню до першого, яке називають заломленням. Заломлений промінь завжди лежить в одній площині з падаючим і відбитим променями (рис. 9.1).

Закон заломлення Снелліуса свідчить: відношення синуса кута падіння  $i$  до синуса кута заломлення  $r$  є величина стала, залежна лише від співвідношення абсолютних показників заломлення обох середовищ  $n_1$  і  $n_2$ :

$$\frac{\sin i}{\sin r} = \frac{n_2}{n_1} = n_{21}, \quad (9.2)$$

де  $n_{21}$  – відносний показник заломлення другого середовища по відношенню до першого; характеризує відношення швидкостей світла в першому  $v_1$  і другому  $v_2$  середовищах:

$$n_{21} = \frac{v_1}{v_2}. \quad (9.3)$$

### 9.3. Повне внутрішнє відбивання

Кут заломлення може бути як менший, так і більший кута падіння, залежно від абсолютних показників заломлення обох середовищ (*оптичної густини середовищ*).

Згідно закону Снелліуса, при  $n_1 < n_2$  і  $i = \frac{\pi}{2}$  промінь заломлюватиметься під кутом

$r_{rp} < \frac{\pi}{2}$ , який називається *граничним кутом заломлення*:

$$\sin r_{rp} = \frac{n_1}{n_2}. \quad (9.4)$$

Якщо  $n_1 > n_2$ , то при деякому куті падіння  $i = i_{rp}$  кут заломлення  $r = \frac{\pi}{2}$  і світло не переходить в друге середовище, а «ковзає» уздовж границі поділу середовищ (рис. 9.2). При  $i \geq i_{rp}$  заломлення в друге середовище відсутнє. Це явище називається *повним внутрішнім відбиванням світла*, а кут  $i_{rp}$  називається *граничним кутом падіння* або *граничним кутом повного відбивання*:

$$\sin i_{rp} = \frac{n_2}{n_1}. \quad (9.5)$$

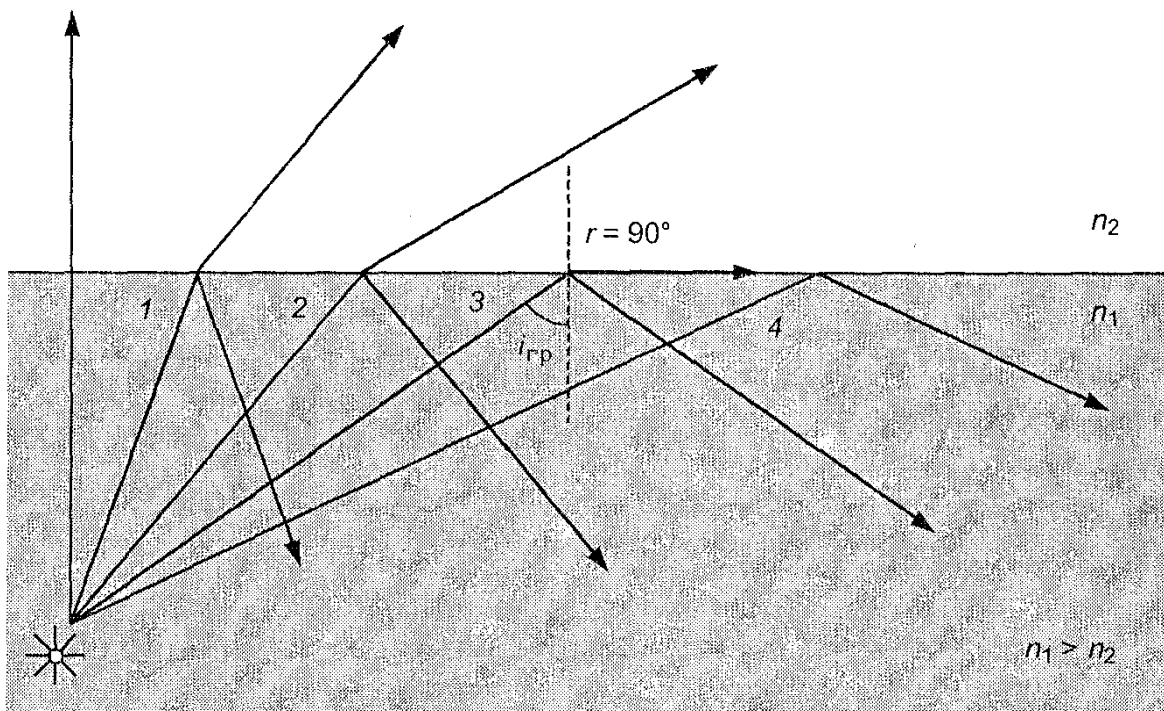


Рис. 9.2. Явище повного внутрішнього відбивання:

$i_{gp}$  – граничний кут падіння;  $r$  – кут заломлення;  $n_1$  і  $n_2$  – показники заломлення першого і другого середовищ. Проміні 1 і 2 заломлюються ( $i < i_{gp}$ ); промінь 3 заломлюючись, ковзає по поверхні межі поділу ( $i = i_{gp}$ ); промінь 4 повністю відбивається ( $i > i_{gp}$ )

Явище повного внутрішнього відбивання світла лежить в основі *волоконної оптики* – розділу оптики, в якому розглядається передача світла і зображення по світлопроводах. *Волоконний світловод* є тонкою ниткою з оптично прозорого

матеріалу, оболонка яка має більший показник заломлення, ніж серцевина. Промені, що попали в світлопровід під досить малими кутами до його осі, зазнають повного внутрішнього відбивання на поверхні поділу серцевини і оболонки і майже без втрат поширюються по серцевині (рис. 9.3).

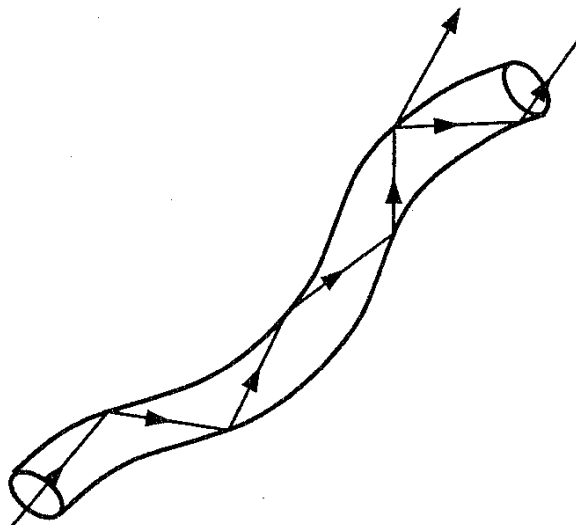


Рис. 9.3. Поширення світла в світловоді

4. З принципу Ферма слідує також закон оборотності світлових променів: якщо промінь падає з першого середовища на границю з другим під кутом  $i$  і заломлюється в другому середовищі під кутом  $r$ , то промінь, падаючий з другого середовища на границю з першим під кутом  $r$ , після заломлення поширюватиметься в першому середовищі під кутом  $i$ , тобто падаючий і заломлений промінь поміняються місцями. З цього закону виходить співвідношення для відносних показників заломлення обох середовищ:

$$n_{12} = \frac{n_1}{n_2} = \frac{1}{n_{21}}. \quad (9.6)$$

Те ж має місце і при відбиванні світлових променів.

## 9.4. Лінзи

Закони і методи геометричної оптики широко використовуються при розрахунку і конструюванні оптичних приладів, які містять як основні елементи різні види лінз.

*Лінзою* називається прозоре тіло, обмежене двома криволінійними поверхнями. Якщо товщина лінзи набагато менше радіусів кривизни її поверхонь, то така лінза називається *тонкою*. Пряма, що проходить через центри кривизни поверхонь лінзи, називається *головною оптичною віссю лінзи* (рис. 9.4). Якщо одна з поверхонь лінзи плоска, то головна оптична вісь перпендикулярна цій поверхні. У будь-якій плоскій лінзі існує точка, при проходженні через яку промені не змінюють свого напрямку – *оптичний центр лінзи*  $O$ , через нього проходить головна оптична вісь. Будь-яка інша пряма, що проходить через оптичний центр, називається *побічною віссю лінзи*.

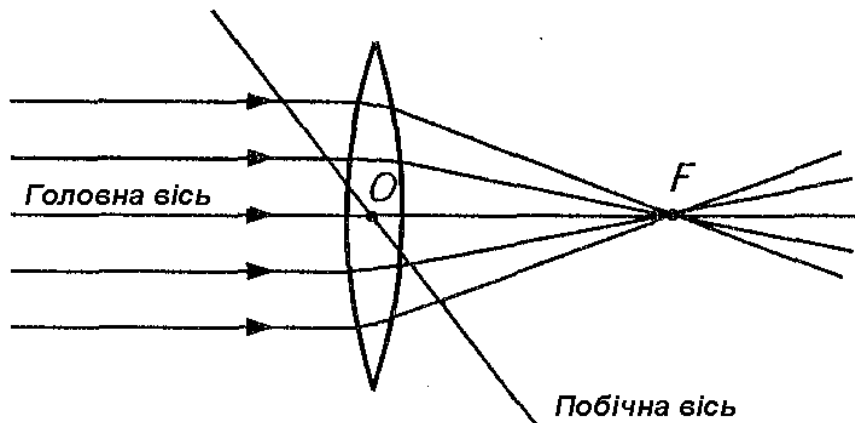


Рис. 9.4. Лінза:  
*O* – оптичний центр лінзи; *F* – фокус; *OF* – фокусна відстань

Лінзи змінюють напрям падаючих на них променів. Якщо падаючий на лінзу паралельний пучок світла перетвориться в такий, що сходиться, то лінзу називають *збірною*; якщо паралельний пучок світла розходиться, то лінзу називають *розсіюючою*. Точка, в якій збираються промені, що йдуть до заломлення паралельно головній оптичній осі, називається *головним фокусом F* збірної лінзи. Для розсіюючої лінзи головним фокусом є точка перетину не самих променів, а їх уявних продовжень у бік, протилежний до напрямку поширення світла. Відстань від головного фокусу до оптичного центру тонкої лінзи називається *фокусною відстанню f* (від англ. *focal length*). Заломлюючу здатність лінз і систем лінз характеризують *оптичною силою D* (від англ. *Dioptric power*) – величиною, оберненою фокусній відстані.

Для тонких лінз справедливо

$$\frac{1}{a_1} + \frac{1}{a_2} = (n - 1) \left( \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) = \frac{1}{f} = D, \quad (9.7)$$

де  $a_1$  – відстань від предмету до лінзи;  $a_2$  – відстань від зображення до лінзи;  $R_1$  і  $R_2$  – радіуси кривизни поверхонь лінзи;  $n$  – показник заломлення матеріалу лінзи;  $f$  – фокусна відстань лінзи;  $D$  – оптична сила лінзи. В СІ  $[D] = 1 \text{ дптр} = 1 \text{ м}^{-1}$ .

Рівняння

$$\frac{1}{a_1} + \frac{1}{a_2} = \frac{1}{f} \quad (9.8)$$

називається *формулою тонкої лінзи*.

Величини  $a_2$ ,  $R_1$ ,  $R_2$ ,  $f$ ,  $D$  можуть набувати як додатніх, так і від’ємних значень. Для дійсних зображень відстань від зображення до лінзи додатня ( $a_2 > 0$ ), для уявних – від’ємна ( $a_2 < 0$ ); радіуси кривизни опуклих поверхонь беруться із знаком плюс ( $R > 0$ ), увігнутих – із знаком мінус ( $R < 0$ ); для збірних лінз фокусна відстань і оптична сила позитивні ( $f > 0$ ,  $D > 0$ ), для розсіюючих – негативні ( $f < 0$ ,  $D < 0$ ).

Оптичні зображення предметів, отримані за допомогою лінз, розділяються на дійсні і уявні. *Дійсні зображення* створюються пучками променів, що сходяться, в точках їх перетину. Дійсні зображення можна спостерігати на екрані або фотоплівці, поміщених в точках перетину променів. У інших випадках промені, що виходять з

оптичної системи, розходяться, але, якщо їх в думках продовжити в протилежну сторону, вони перетнуться в одній точці – *уявне зображення* точки об'єкту. Уявне зображення неможливо отримати на екрані або зафіксувати на фотоплівці, проте інша оптична система (збірна лінза або оптична система ока) здатна перетворити уявне зображення в дійсне.

*Лінійним збільшенням* називається відношення поперечних (перпендикулярних до оптичної осі) лінійних розмірів  $d'$  зображення до відповідних розмірів  $d$  предмету:

$$\Gamma = \frac{d'}{d}. \quad (9.9)$$

Якщо предмет і його зображення, отримане за допомогою лінзи, знаходяться в середовищі з однаковим показником заломлення, то *лінійне збільшення лінзи* дорівнює відношенню відстані від зображення до лінзи та відстані від предмету до лінзи:

$$\Gamma = \frac{|a_2|}{|a_1|}. \quad (9.10)$$

### КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Що таке світло? якими властивостями володіє світло?
2. Що називається геометричною оптикою?
3. Що розуміють під променем?
4. Сформулювати закони геометричної оптики.
5. Сформулюйте закон відбивання світла.
6. Сформулюйте закон заломлення світла.
7. Що називають абсолютним показником заломлення? відносним показником заломлення?
8. Пояснити, що таке повне внутрішнє відбивання?
9. Що називається абсолютним показником заломлення світла?
10. Що називається лінзою? формула лінзи.

## 10. ХВИЛЬОВА ОПТИКА

*Хвильова оптика* – розділ фізичної оптики, який вивчає хвильову природу світла. Хвильові властивості світла, що визначають такі явища, як інтерференція і дифракція хвиль виявляються лише при виконанні певних умов.

### 10.1. Хвильові властивості світла

Згідно з уявленнями хвильової оптики, що ґрунтуються на результатах великої кількості експериментальних досліджень інтерференції, дифракції, поляризації та дисперсії, світло являє собою електромагнітну хвилю. Така хвиля поширюється у просторі у вигляді взаємозв'язаних коливань електричних і магнітних полів, вектори напруженості яких  $\vec{E}$  і  $\vec{B}$  завжди перпендикулярні один до одного і до напрямку поширення хвилі (рис. 10.1). Тобто, світло – це *поперечна* електромагнітна хвиля. Швидкість поширення світла у вакуумі становить  $c = 3 \cdot 10^8$  м/с (точне значення  $c = 2,99792458 \cdot 10^8$  м/с).

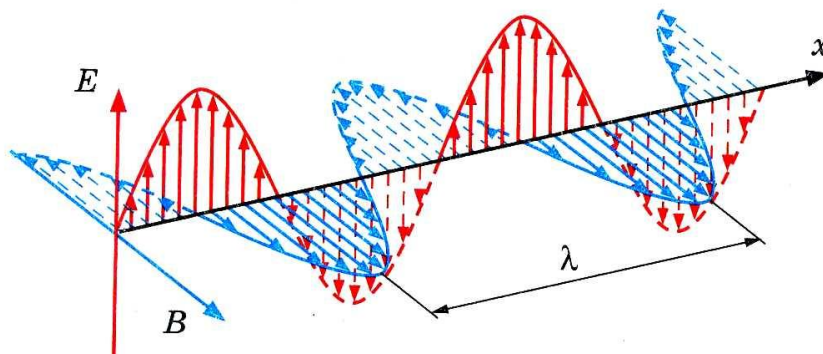


Рис. 10.1. Світло як електромагнітна хвиля

Математичною основою хвильової оптики служать рівняння Максвелла. Властивості середовища при цьому характеризуються діелектричною  $\epsilon$  і магнітною  $\mu$  проникністю, що входить в рівняння Максвелла у вигляді коефіцієнтів. Ці величини однозначно визначають показник заломлення середовища.

### 10.2. Інтерференція світла

*Інтерференція світла* – це просторовий перерозподіл енергії світлового випромінювання при накладанні двох або кількох світлових хвиль.

Необхідною умовою інтерференції світлових хвиль є їх *когерентність* – узгоджений перебіг у часі і просторі кількох хвильових процесів. Хвилі, які мають однакові довжини (такі хвилі називають *монохроматичними*) і стали різницю фаз у будь якій точці простору, є *когерентними*.

**Метод Юнга.** Вперше інтерференцію спостерігав Томас Юнг у 1802 році. У своєму досліді він пропускав світло через невеликий отвір в непрозорому екрані  $E_1$ , освітлюючи цим світлом щілини в іншому непрозорому екрані  $E_2$  (рис. 10.2).

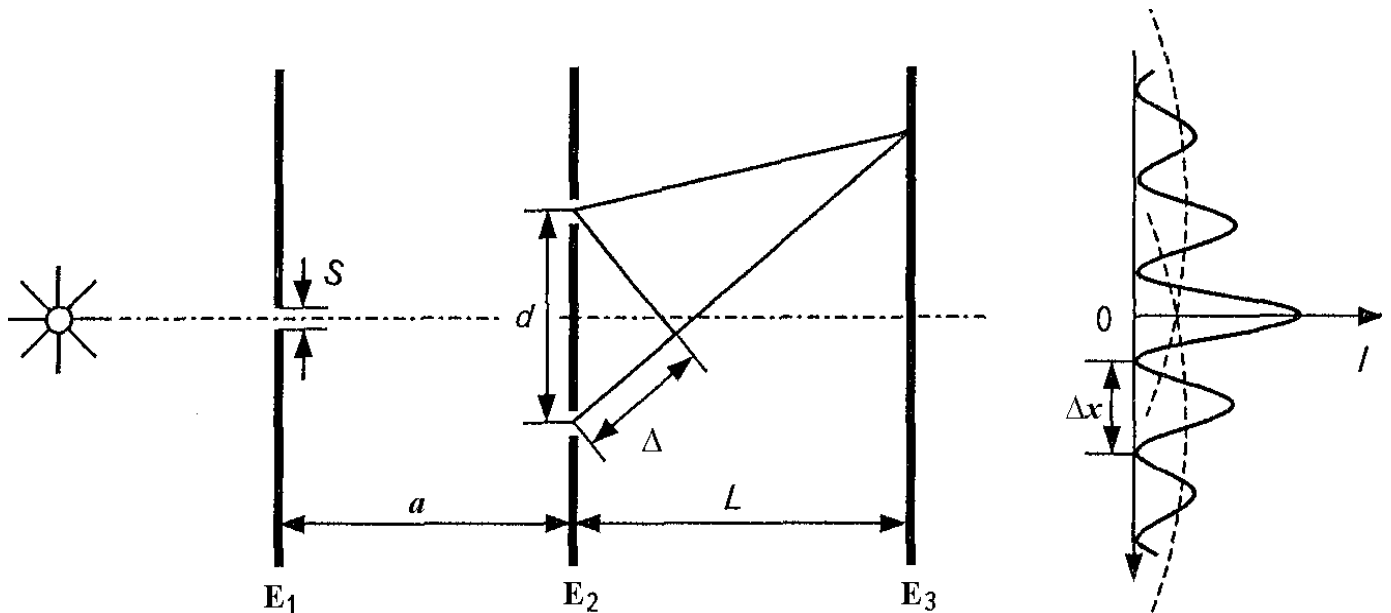


Рис. 10.2. Схема досліду Юнга:

справа суцільною лінією представлена залежність інтенсивності на екрані  $E_3$  від координати, нормальної щілинам; пунктиром показана освітленість екрану при почерговому закриванні щілин

Отримані два пучки світла є когерентними. В результаті на екрані  $E_3$  спостерігається інтерференційна картина. Видно, що промені проходять до певної точки на екрані неоднакові шляхи, різниця між якими дорівнює:

$$\Delta l = l_1 - l_2 = d \sin \varphi,$$

$\Delta l$  – геометричний різниця ходу;  $d$  – відстань між щілинами;  $\varphi$  – кут, під яким спостерігається інтерференція в т.Р.

При розгляді хвиль в середовищах з різними абсолютними показниками заломлення  $n_1$  і  $n_2$ , використовують не геометричний хід хвиль  $l_1$  і  $l_2$ , а оптичну довжину ходу (добуток  $nl$ ). Різниця цих величин називається *оптичною різницею ходу хвиль*

$$\Delta = n_1 l_1 - n_2 l_2. \quad (10.1)$$

Якщо оптична різниця ходу хвиль дорівнює парному числу півхвиль

$$\Delta = k\lambda = 2k \frac{\lambda}{2}, \quad (10.2)$$

то спостерігається *максимум інтенсивності світла при інтерференції I* (від лат. *Intēnsiō*). Якщо оптична різниця ходу хвиль дорівнює непарному числу півхвиль

$$\Delta = (2k + 1) \frac{\lambda}{2} \quad (10.3)$$

маємо *мінімум інтенсивності світла при інтерференції* ( $k = 0, 1, 2, \dots$ ).

Такий просторовий розподіл амплітуди результуючої хвилі з максимумами і мінімумами називається *інтерференційною картиною*. На екрані видно чергування світлих і темних смуг.

При паралельному розташуванні екранів  $E_2$  і  $E_3$  відстань між інтерференційними смугами складе:

$$\Delta x = \frac{L}{d} \lambda. \quad (10.4)$$

і називається *шириною смуги*. Тут  $\lambda$  – довжина хвилі світла,  $L$  – відстань від екрана до джерел світла, які розміщені одне від одного на відстані  $d$ ; при цьому вважається, що  $L \gg d$ .

### 10.3. Методи спостереження інтерференції світла

Когерентні світлові пучки отримують шляхом розділення і послідовного зведення променів, що виходять з одного і того ж джерела (дзеркала Френеля, біпризма Френеля, дзеркало Ллойда, білінза Білле і ін.).

**Дзеркала Френеля.** Світло від точкового джерела  $S$  падає на систему двох дзеркал, кут між якими дуже малий (рис. 10.3а).

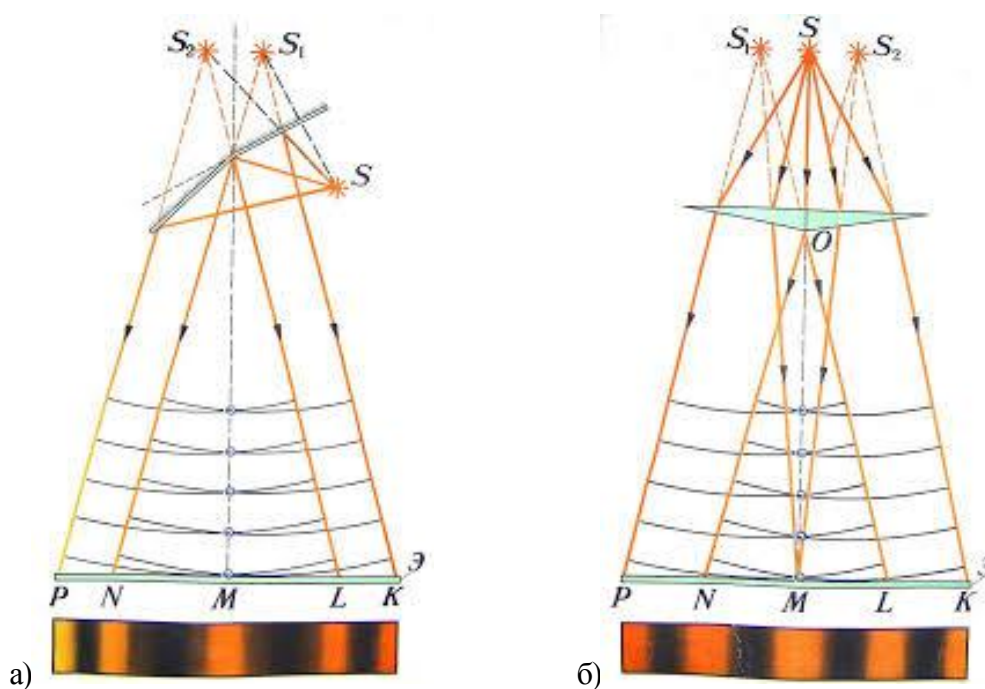


Рис. 10.3. Дзеркала Френеля (а), біпризма Френеля (б)

Після відбивання від дзеркал світло поширюється у вигляді двох променів, які можна вважати вихідними із двох уявних джерел  $S_1$  і  $S_2$ , які є зображенням джерела  $S$  в дзеркалах. Ці промені когерентні; при накладанні вони дають на екрані інтерференційну картину.

**Біпризма Френеля.** Після заломлення світлового променя від джерела  $S$  в біпризмі (системі двох однакових призм, складених основами і виготовленими як одне ціле) утворюються світлові промені, які нібито виходять з уявних джерел  $S_1$  і  $S_2$ ; ці промені є когерентними і інтерферують при накладанні (рис. 10.3б).

**Інтерференції в тонких плівках.** Нехай на тонку прозору плоскопаралельну плівку (пластинку) з відносним показником заломлення  $n$  падає пучок світла під кутом  $i$  (рис. 10.4). Промінь  $1$  частково відбивається в точці  $O$ , а частково заломлюється під кутом  $r$  і переходить в плівку. У точці  $A$  знову відбувається часткове відбивання і заломлення променя. В результаті з верхньої поверхні плівки виходять два паралельних промені  $2$  і  $3$ , а з нижньої – промені  $4$  і  $5$ . Оскільки всі вони утворилися з одного променя  $1$ , то дві пари є когерентними і



інтерферуватимуть. Розрізняють інтерференцію в пройденому світлі (промені 4 і 5) і у відбитому світлі (променів 2 і 3).

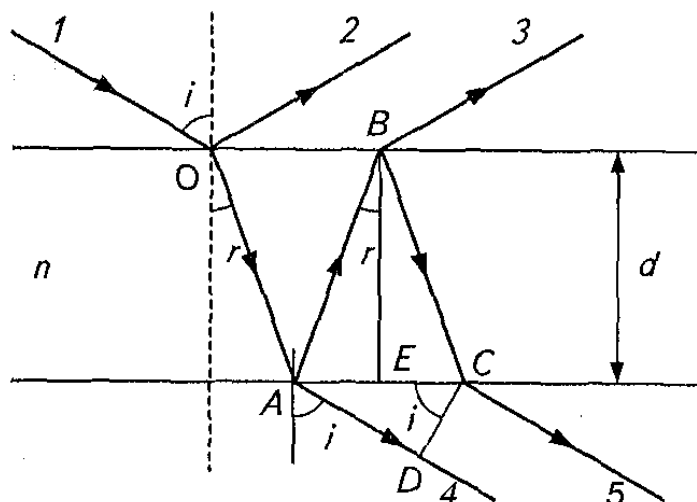


Рис. 10.4. Інтерференція в тонкій плівці:

1 – падаючий промінь; 2 і 3 – когерентні відбиті промені; 4 і 5 – когерентні пройдені промені;  $i$  – кут падіння світла;  $r$  – кут заломлення;  $n$  – показник заломлення плівки;  $d$  – її товщина

Оптична різниця ходу променів 4 і 5:

$$\Delta = n(AB + BC) - AD = 2nAB - AD, \quad (10.5)$$

де  $n(AB + BC)$  – оптична довжина ходу променя 5 в плівці,  $AB = BC$ ;  $AD$  – відстань, яку пройшов промінь 4 в середовищі, що оточує плівку. Після нескладних перетворень оптична різниця ходу променів у випадку *інтерференції в пройденому світлі* рівна

$$\Delta = 2dn \cos r = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i}. \quad (10.6)$$

Закони інтерференції світла в тонких плівках лежать в основі так званої *просвітленої оптики*. У оптичних приладах на поверхню лінз наносять плівки (найчастіше з кремнезему або фтористих солей) з показником заломлення іншим, ніж у лінзи. Товщина плівок підбирається так, щоб виконувався мінімум інтерференції у відбитому світлі для середньої в заданому діапазоні довжини хвилі. Це приводить до значного зменшення втрат світла на відбивання, поліпшенню якості зображення і усуває відблиски на поверхні лінз. Оптичні вироби з таким покриттям називаються просвітленою оптикою.

У разі інтерференції світла в оптичному клині інтерференційна картина буде представлена у вигляді темних і світлих смуг (при освітленні монохроматичним світлом), що чергуються, або веселковими смугами (при освітленні білим світлом).

**Кільця Ньютона.** Роль клину може виконувати щілина між дотичними плоскопаралельною пластинкою і плоскоопуклою лінзою з великим радіусом кривизни (рис. 10.5а). Інтерференційна картина, що спостерігається в цьому випадку, називається *кільцями Ньютона* і є темними і світлими кільцями (при освітленні монохроматичним світлом), що чергуються, або веселковими кільцями (при освітленні білим світлом), центри яких лежать на осі симетрії лінзи (рис. 10.5б). При нормальному падінні світла спостерігаються кола, при похилому – еліпси.

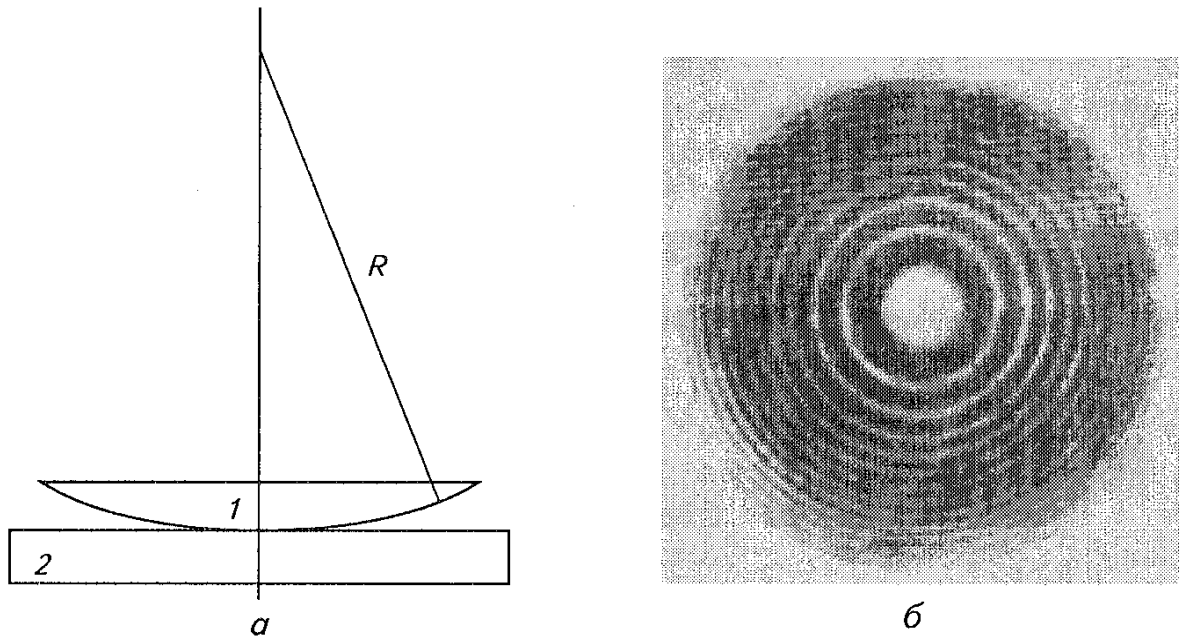


Рис. 10.5. Кільця Ньютона:

(а) установка для спостереження кілець Ньютона: плоскоопукла лінза 1 з великим радіусом кривизни  $R$  лежить на плоскопаралельній скляній пластині 2; (б) інтерференційна картина в пройденому світлі

Радіуси світлих кілець Ньютона у відбитому світлі (або темних кілець в пройденому) обчислюються за формулою:

$$r_k = \sqrt{(2k + 1) \frac{\lambda}{2} R}; \quad (10.7)$$

радіуси темних кілець Ньютона у відбитому світлі (або світлих кілець в пройденому):

$$r_k = \sqrt{k\lambda R}, \quad (10.8)$$

де  $k = 0, 1, 2, 3, \dots$ . Центр кілець у відбитому світлі темний, в пройденому – світлий.

#### 10.4. Дифракція світла

Явище огинання світлом малих перешкод (неоднорідностей середовища), що супроводиться проникненням хвиль в область геометричної тіні, називається *дифракцією світла*. У загальному сенсі дифракцією називається будь-яке відхилення поширення світла від законів геометричної оптики. Дифракція приводить до того, що замість різкої границі між світлом і тінню, як того вимагають закони геометричної оптики, виходить складна картина розподілу інтенсивності світла – *дифракційна картина*.

У основі теорії дифракції лежить *принцип Гюйгенса-Френеля* (рис. 10.6). Згідно гіпотезі Гюйгенса, кожна точка хвильової поверхні  $S_1$ , якої досягла в даний момент хвиля, є

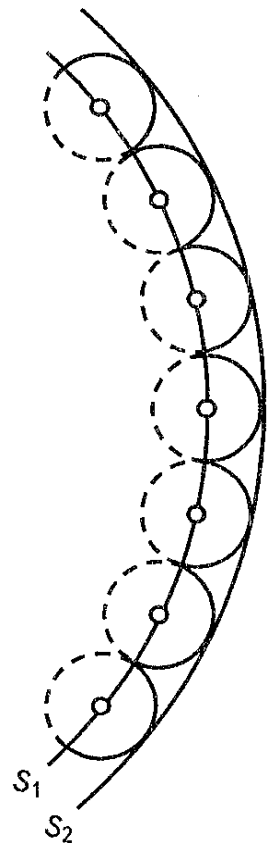


Рис. 10.6. Принцип Гюйгенса-Френеля

джерелом вторинних хвиль; їх зовнішня огинаюча дає положення хвильового фронту  $S_2$  в наступний момент часу. Цей принцип був доповнений Френелем, який передбачив, що елементарні вторинні хвилі є когерентними і можуть інтерферувати між собою. Отже, згідно принципу Гюйгенса - Френеля, *результуюче коливання в деякій точці простору є суперпозицією елементарних вторинних хвиль, що випромінюються кожним елементом деякої хвильової поверхні*. Дифракційна картина, що виникає при цьому, є максимумами і мінімумами інтенсивності світла, що чергуються.

Розрізняють дифракцію плоских світлових хвиль (в паралельних променях світла) – *дифракцію Фраунгофера*, і сферичних світлових хвиль (в непаралельних променях) – *дифракцію Френеля*.

**Дифракція Фраунгофера.** Нехай на вузьку довгу щілину шириною  $b$  (нім. *breite* або англ. *breadth*) нормально падає плоска монохроматична хвиля довжиною  $\lambda$  (рис. 10.7).

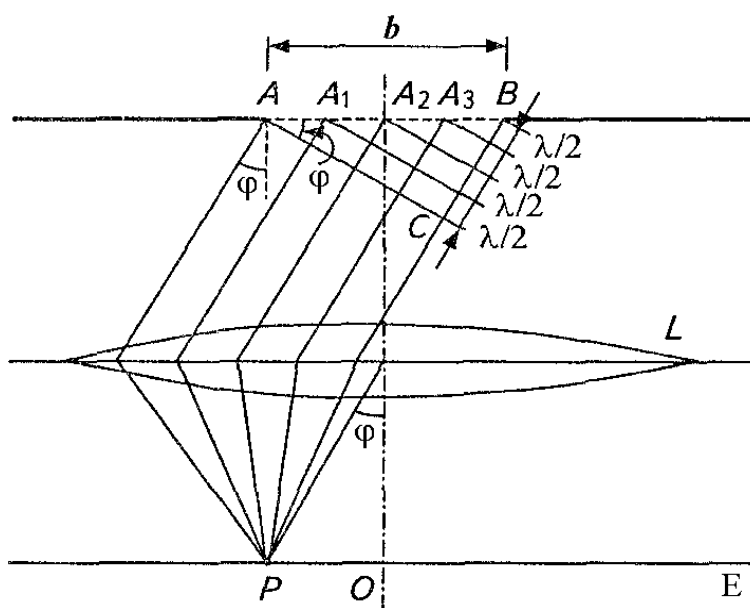


Рис. 10.7. Схема спостереження дифракції Фраунгофера на щілині:  
 $L$  – збирна лінза;  $E$  – екран

Результат дифракції на екрані в довільній точці  $P$  залежатиме від оптичної різниці  $\Delta$  (відрізок  $BC$  на рис. 10.7) ходу променів, що йдуть в цю точку від країв щілини. З рисунка знаходимо:

$$\Delta = b \sin \varphi, \quad (10.9)$$

де  $\varphi$  – кут дифракції.

Розіб'ємо відрізок  $BC$  на ділянки довжиною  $\frac{\lambda}{2}$ . При цьому фронт первинної хвилі також розбивається на ділянки, або зони, (відрізки  $AA_1$ ,  $A_1A_2$ ,  $A_2A_3$ ,  $A_3B$ ) так, що відстані від границь сусідніх зон до точки спостереження  $P$  відрізняються на півдовжини хвилі. Ці зони називаються *зонами Френеля*. Подібне розбиття фронту первинної хвилі, вперше введене Френелем, значно полегшує розрахунки інтерференції вторинних хвиль.

Для будь-якої хвилі, що виходить з однієї зони Френеля, завжди знайдеться відповідна хвиля, що виходить з сусідньої зони, така, що оптична різниця ходу

хвиль між ними буде рівна  $\frac{\lambda}{2}$ . Дві такі хвилі взаємно гасять одна одну. Відповідно всі хвилі двох сусідніх зон Френеля взаємно знищуються. В результаті, якщо оптична різниця ходу хвиль (відрізок  $BC$ ) рівна

$$\Delta = \pm 2k \frac{\lambda}{2}, \quad (10.10)$$

де порядок дифракції  $k = 1, 2, 3, \dots$  (тобто на щілині укладається парне число зон Френеля, як на рис. 10.7), то в точці  $P$  спостерігатиметься мінімум освітленості. Із співвідношень (10.9) і (10.10) отримуємо умову мінімуму дифракції:

$$b \sin \varphi = \pm 2k \frac{\lambda}{2}, \quad k \neq 0. \quad (10.11)$$

Відповідно якщо на щілині укладається непарне число зон Френеля, то спостерігається максимум дифракції:

$$b \sin \varphi = \pm (2k + 1) \frac{\lambda}{2}. \quad (10.12)$$

Таким чином, на екрані вийде серія темних і світлих смуг, симетричних відносно центрального максимуму (рис. 10.8). Якщо щілину освітлювати білим світлом, то вийде серія кольорових смуг, і лише центральний максимум буде білим.

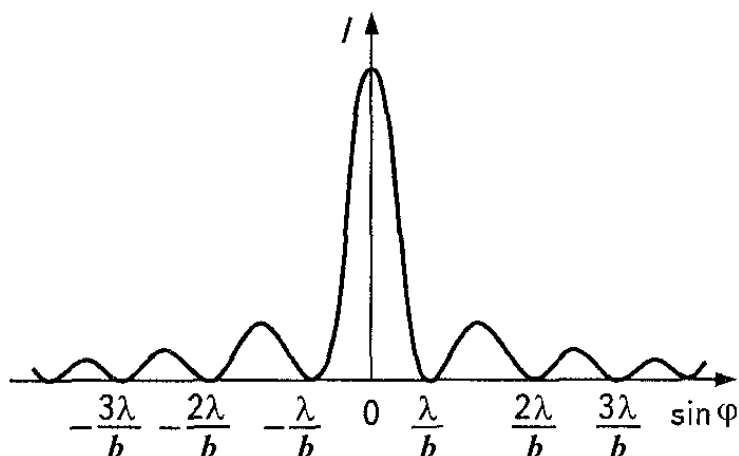


Рис. 10.8. Залежність інтенсивності  $I$  від  $\sin \varphi$  при дифракції від однієї щілини

## 10.5. Дифракційна решітка

Велика кількість однакових та рівновіддалених одна від одної щілин називається *дифракційною решіткою*, яку можна отримати нанесенням непрозорих штрихів на прозору пластинку.

Ширина щілин  $b$  і відстань між ними  $a$  в сумі визначають період або *сталу дифракційної решітки*  $d = a + b$  (рис. 10.9).

При нормальному падінні на ґратку плоскої монохроматичної хвилі відбувається інтерференція вторинних хвиль, що йдуть по всіляких напрямках з різних щілин, формуючи після фокусування дифракційну картину на екрані.

У довільній точці  $P$  екрану, розташованого у фокальній площині лінзи  $L$ , сфокусуються всі промені, які до лінзи поширювалися під певним кутом  $\varphi$  до

нормалі (рис. 10.9). Результоване коливання в точці  $P$  визначається інтерференцією вторинних хвиль від всіх щілин і залежить від різниці ходу хвиль:

$$\Delta = d \sin \varphi. \quad (10.13)$$

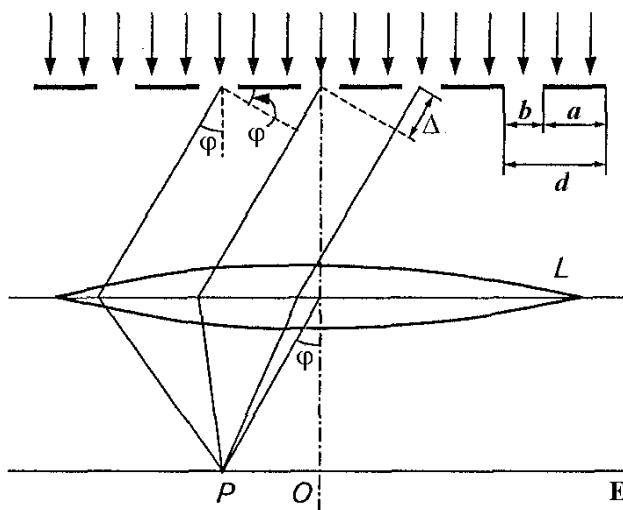


Рис. 10.9. Дифракція світла на дифракційній решітці

При рівності оптичної різниці ходу хвиль парному числу півхвиль спостерігається максимум інтенсивності:

$$d \sin \varphi = \pm 2k \frac{\lambda}{2}, \quad k \neq 0. \quad (10.14)$$

При цьому на екрані виникають *головні максимуми дифракційної картини*, тут  $k = 1, 2, 3, \dots$  – порядок головних максимумів інтенсивності (*порядок спектру*). Вони розташовані симетрично відносно центрального максимуму,  $k = 0$  і  $\varphi = 0$ .

У тих точках, де інтенсивність, створена кожною з щілин окремо, дорівнює нулю, спостерігається мінімум інтенсивності (умова (10.11)):

$$b \sin \varphi = \pm 2k \frac{\lambda}{2}, \quad k \neq 0. \quad (10.15)$$

Кожна щілина дифракційної решітки створює свою власну дифракційну картину зі своїми максимумами і мінімумами. Тому між кожними двома головними максимумами розташовуються додаткові максимуми і мінімуми, число яких визначається кількістю  $N$  щілин в решітці. Утворюється  $(N-1)$  додаткових дифракційних мінімумів і  $(N-2)$  додаткових максимумів, інтенсивність яких складає не більше 5% від інтенсивності головного максимуму (рис. 10.10).

## 10.6. Характеристики дифракційної решітки

Основними характеристиками дифракційної решітки є ті, які дозволяють оцінити її здатність розділяти (розрізняти) спектральні лінії – кутова дисперсія і роздільна здатність.

*Кутова дисперсія*  $D$  (від англ. *Dispersion*) характеризує кутову ширину спектру, тобто визначає кутову відстань між двома спектральними лініями, що відрізняються за довжиною хвилі на  $d\lambda$ :

$$D = \frac{d\varphi}{d\lambda}. \quad (10.16)$$

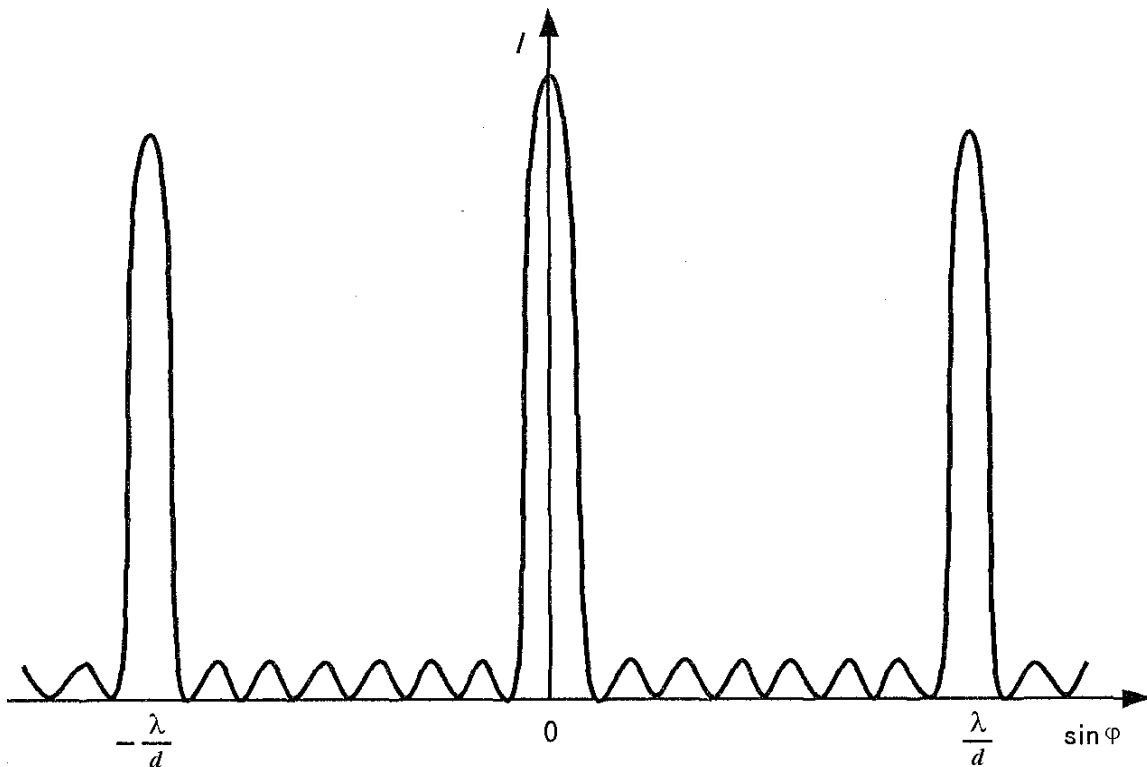


Рис. 10.10. Залежність інтенсивності  $I$  від  $\sin \alpha$  при дифракції на дифракційній решітці (для  $N=8$ )

Продиференціювавши вираз (10.14), отримуємо:

$$d \cos \varphi \cdot d\varphi = kd\lambda,$$

звідки

$$D = \frac{d\varphi}{d\lambda} = \frac{k}{d \cdot \cos \varphi}. \quad (10.17)$$

Для невеликих кутів дифракції  $\varphi$  таких, що  $\cos \varphi \approx 1$ ,

$$D = \frac{k}{d}. \quad (10.18)$$

Таким чином, кутова дисперсія обернено пропорційна періоду решітки  $d$  і зростає із збільшенням порядку спектру  $k$ .

*Роздільна здатність  $R$*  (від англ. **Resolution**) дифракційної решітки, тобто здатність давати роздільне зображення двох близьких спектральних ліній, визначається як

$$R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda}, \quad (10.19)$$

де  $\Delta\lambda$  – мінімальна різниця довжини хвиль двох спектральних ліній, при якій їх ще видно окремо.

Роздільна здатність залежить як від відстані між лініями, так і від ширини ліній. Око сприймає дві лінії роздільно, якщо інтенсивність мінімуму між ними складає не більше 80 % від інтенсивності максимуму.

Можна показати, що для дифракційної решітки

$$R = kN. \quad (10.20)$$

Ця умова реалізується при виконанні критерію Релея: *дві близькі спектральні лінії повністю розділені, якщо максимум інтенсивності однієї лінії з довжиною хвилі  $\lambda$  збігається з мінімумом інтенсивності для іншої лінії з довжиною хвилі  $\lambda + \Delta\lambda$*  (рис. 10.11).

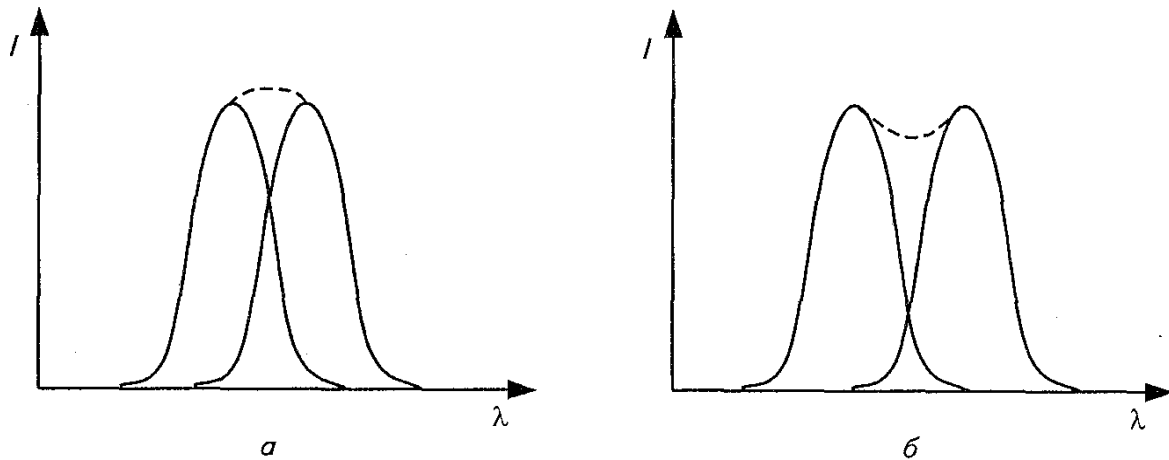


Рис. 10.11. Залежність інтенсивності  $I$  від довжини хвилі  $\lambda$  для окремих ліній (суцільні лінії) і їх сумарна інтенсивність (пунктирна лінія):

- (а) дві близькі спектральні лінії зливаються в одну, і два максимуми сприймаються як один; (б) максимум однієї спектральної лінії збігається з найближчим мінімумом іншої, і дві лінії сприймаються окремо

Дифракційні решітки, використовуються для роботи в різних областях спектру, відрізняються розмірами, формою, матеріалом поверхні, профілем штрихів і їх частотою (від 0,25 штрих/мм в ІК-області до 6000 штрих/мм в рентгенівській області спектру).

## 10.7. Дисперсія світла

*Дисперсія світла* – це залежність показника заломлення  $n$  речовини від частоти  $\nu$  (довжини хвилі  $\lambda$ ) світла. На рис. 10.12а наведено, як змінюється показник заломлення різних оптичних матеріалів зі зміною довжини хвилі. Якщо показник заломлення зменшується зі збільшенням довжини хвилі, такий характер залежності  $n(\lambda)$  називається *нормальною дисперсією*; в протилежному випадку дисперсія називається *аномальною*.

Якщо пропустити біле світло крізь скляну призму, то в результаті дисперсії відбувається розкладання світла в спектр (який називається *дисперсійним*), причому фіолетовий промінь заломлюється сильніше, ніж червоний (рис. 10.12б). Величина, що показує, як швидко змінюється показник заломлення з довжиною хвилі, називається *дисперсією речовини*:

$$D = \frac{dn}{d\lambda}. \quad (10.21)$$

На використанні явища нормальної дисперсії ґрунтується дія призматичних спектральних приладів.

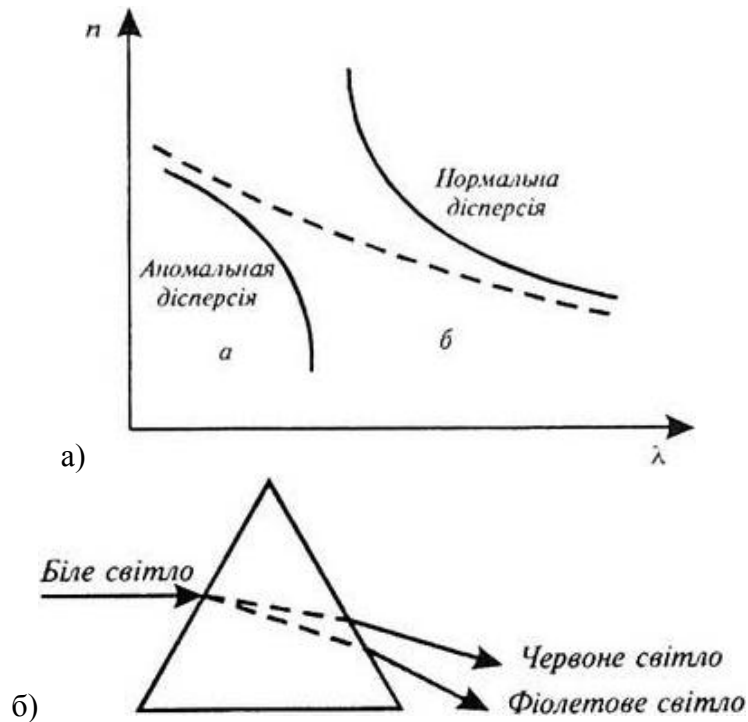


Рис. 10.12. (а) Залежність показника заломлення від довжини світлової хвилі і (б) розкладання світла в спектр за проходження крізь призму

## 10.8. Поляризація світла

Світло, в якого просторове розташування векторів напруженості електричного і магнітного полів впорядковано яким-небудь чином, називається *поляризованим*. Оскільки вектори  $\vec{E}$  і  $\vec{H}$  взаємно перпендикулярні і лежать в площинах, перпендикулярних напрямку поширення хвилі, то для повного опису поляризації світла потрібно знати поведінку лише одного з них. Для цих цілей вибирається вектор  $\vec{E}$  (світловий вектор), оскільки саме він грає головну роль у всіх процесах взаємодії світла з речовиною.

Поляризоване світло випромінюється окремими атомами, проте при випромінюванні світла великою кількістю атомів (випромінювання від Сонця, лампи розжарення, полум'я) сумарне випромінювання виявляється неполяризованим у зв'язку з неузгодженістю окремих актів випромінювання, як за часом, так і по напрямках. Світло, в якому електричні вектори орієнтовані довільно по всіх напрямках, перпендикулярних до напрямку поширення світла, називається *природним* (рис. 10.13а).

## 10.9. Види поляризації світла

Розрізняють декілька видів поляризації – лінійну, кругову (або циркулярна) і еліптичну поляризацію. Плоска світлова хвиля називається *плоскополяризованою* (лінійно поляризованою), якщо її електричний вектор  $\vec{E}$  лежить в одній площині, в якій розташована нормаль до хвильової поверхні (рис. 10.13б). Площина, що



проходить через вектор  $\vec{E}$  і нормаль до хвильової поверхні, називається *площиною поляризації*.

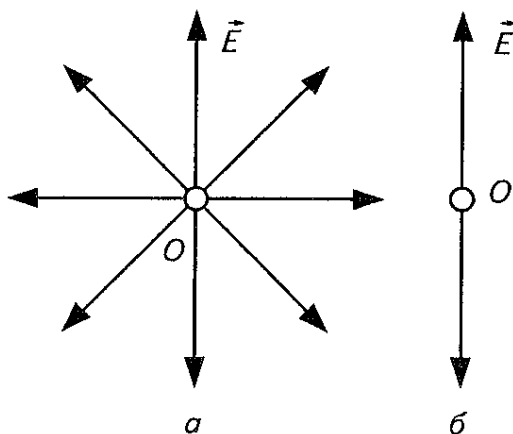


Рис. 10.13. Переріз променя  $O$  і проекції електричного вектора  $\vec{E}$  на площину, перпендикулярну променю для природного (а) і поляризованого світла (б)

Розглянемо найбільш простий випадок – плоскополяризоване (лінійно поляризований) світло. У природному світлі проекції вектора  $\vec{E}$  на будь-які дві взаємно перпендикулярні площини однакові, тому природне світло схематично зручно зображати у вигляді рівномірно чергуючих коливань вектора  $\vec{E}$  в площині рисунка (рисками) і в площині, перпендикулярній рисунку (крапками) (рис. 10.14а). Плоско поляризоване світло зображають у вигляді прямої з крапками або рисками (рис. 10.14б, в). Якщо в промені переважають коливання в якій-небудь з площин, то світло називають *частково поляризованим* (рис. 10.14г, д).

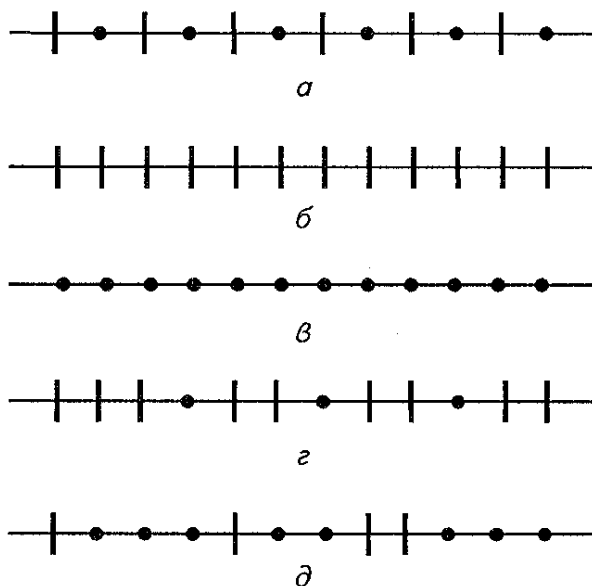


Рис. 10.14. Схематичне зображення світла: (а) природного; (б) і (в) плоскополяризованого; (г) і (д) частково поляризованого

### 10.10. Закон Малюса

Для одержання плоскополяризованого світла застосовуються *поляризатори*, які повністю пропускають коливання, паралельні деякій площині – *площині поляризатора*, і повністю затримують коливання, перпендикулярні цій площині.

Враховуючи рівноймовірний розподіл інтенсивності природного світла  $I_{np}$  по всіх кутах орієнтації  $\vec{E}$  (від 0 до  $\pi$ ), інтенсивність пройденого через поляризатор пучка світла складе:

$$I = \frac{1}{2} I_{np}. \quad (10.22)$$

Якщо площина поляризації світла складає з площиною поляризатора кут  $\varphi$ , то поляризатор пропустить складову (рис. 10.15)

$$E = E_0 \cos \varphi, \quad (10.23)$$

де  $E_0$  – амплітуда вектора  $\vec{E}$  падаючої хвилі.

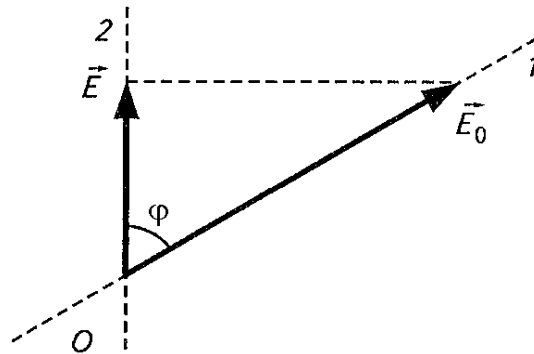


Рис. 10.15. Падіння плоскополяризованого світла на поляризатор:

$\vec{E}$  і  $\vec{E}_0$  – амплітуди електричного вектора падаючого і пройденого плоскополяризованого світла відповідно; 1 – площина поляризації світла; 2 – площина поляризатора

Оскільки інтенсивність світла пропорційна амплітуді коливань ( $E_0^2 \sim I$ ), то інтенсивність пройденого плоскополяризованого світла рівна

$$I = I_0 \cos^2 \varphi, \quad (10.24)$$

де  $I_0$  – інтенсивність лінійно поляризованого падаючого світла. Вираз (10.24) носить назву з а к о н у М а л ю с а .

Якщо природне світло пропускати через два поляризатори, оптичні осі яких утворюють між собою кут  $\varphi$  (рис. 10.16), то після проходження через перший поляризатор природне світло поляризується, при цьому його інтенсивність зменшується удвічі; на виході з другого поляризатора (аналізатора) інтенсивність залежить від кута  $\varphi$  між площинами  $yy'$  поляризаторів і визначається законом Малюса. Інтенсивність пройденого світла буде рівна:

$$I = \frac{1}{2} I_{np} \cos^2 \varphi, \quad (10.25)$$

де  $I_{np}$  – інтенсивність природного світла, падаючого на перший поляризатор.

У більш загальному випадку, враховуючи втрати на відбивання і поглинання, (10.22) (10.25) матимуть вигляд:

$$I_0 = \frac{1}{2} (1-k) I_{np}, \quad (10.26)$$

$$I = (1-k) I_0 \cos^2 \varphi = \frac{1}{2} (1-k)^2 I_{np} \cos^2 \varphi, \quad (10.27)$$

де  $k$  – коефіцієнт втрат інтенсивності світла;  $I_0$  – інтенсивність лінійно поляризованого падаючого світла.

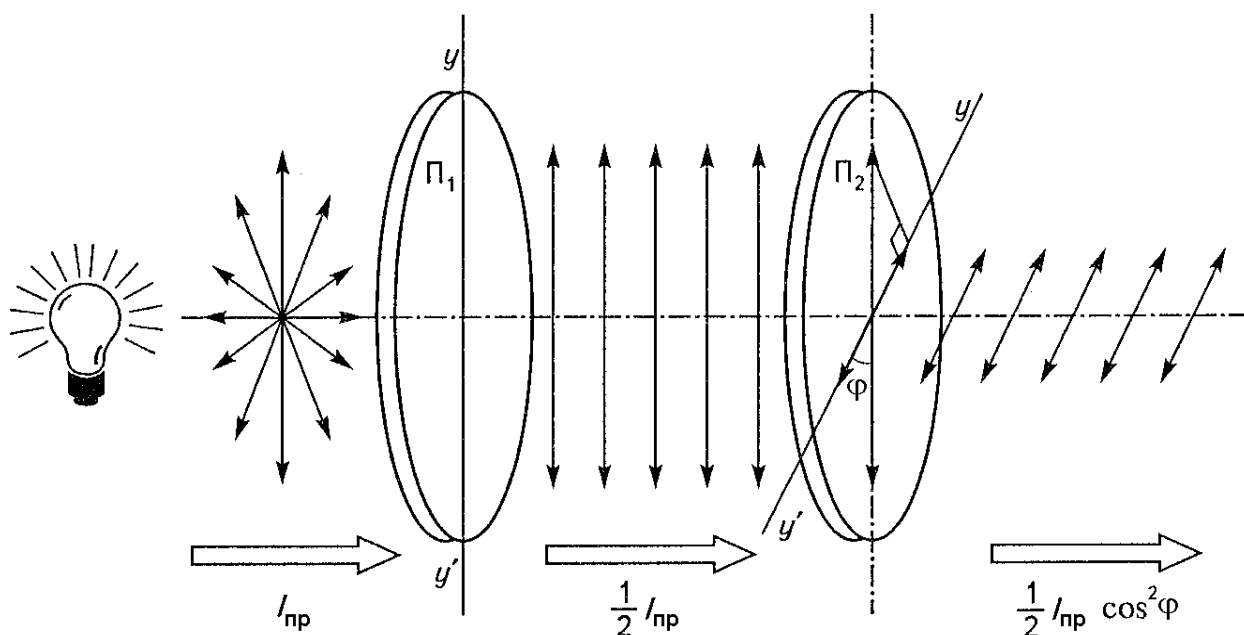


Рис. 10.16. Проходження природного світла через два послідовно розташованих поляризатора

### 10.11. Закон Брюстера

Світлові промені, проходячи через границю поділу двох діелектриків з різними показниками заломлення, зазнають відбивання і заломлення. Відбитий і заломлений промені виявляються частково лінійно поляризованими. Пояснення цьому явищу дає електромагнітна теорія Максвелла. У відбитому промені переважають коливання вектора  $\vec{E}$ , перпендикулярні площини падіння, а в заломленому – паралельні їй (рис. 10.17а).

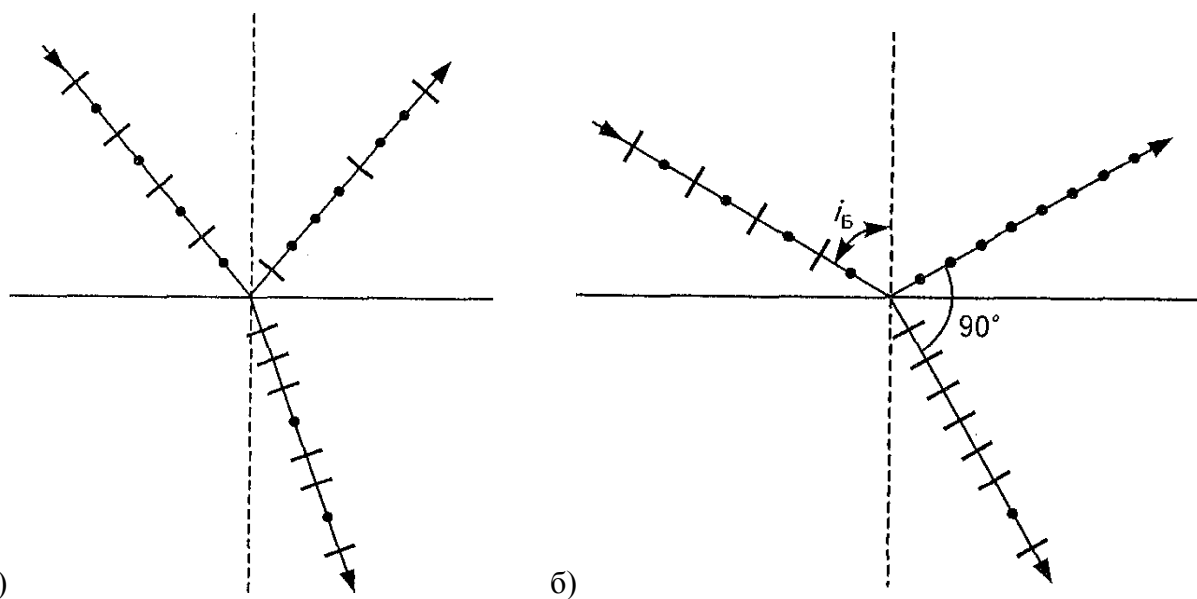


Рис. 10.17. (а) Часткова поляризація природного світла на границі поділу двох діелектриків і (б) повна поляризація відбитого світла при виконанні закону Брюстера

Степінь поляризації залежить від кута падіння. Відбитий промінь повністю плоскополяризований, якщо виконується закон Брюстера:

$$\operatorname{tg} i_B = n_{21}, \quad (10.28)$$

де кут падіння  $i_B$  (кут повної поляризації відбитого променя) називається *кутом Брюстера*;  $n_{21} = n_2/n_1$  – відносний показник заломлення середовища, в якому поширюється заломлене світло, відносно середовища, в якому поширюється падаюче світло.

При виконанні закону Брюстера заломлений промінь частково поляризований, але при цьому степінь його поляризації максимальна. Неважко показати, що при виконанні умови (10.28) відбитий і заломлений промені взаємно перпендикулярні (рис. 10.17б). Таким чином, границя поділу двох діелектриків є поляризатором. Поляризатором може також служити стопа з декількох прозорих пластин. При проходженні через кожену пластину степінь поляризації заломленого променя зростає.

## 10.12. Оптична активність речовини

У багатьох випадках при проходженні плоскополяризованого світла через речовину відбувається поворот площини поляризації відносно свого вихідного положення. Це явище називається *оптичною активністю речовини* або *обертанням площини поляризації*.

Розрізняють *право-* і *лівообертаючі* речовини. Обертання вправо (за годинниковою стрілкою для спостерігача, що дивиться назустріч світлу) прийнято називати позитивним, а вліво (проти годинникової стрілки) – негативним. До оптично активних речовин відносяться деякі кристалічні речовини (кварц, причому існують дві його модифікації – право- і лівообертальна), рідини (скипидар), розчини оптично активних речовин в оптично неактивних розчинниках (розчини глюкози, сахарози у воді), гази і пари (пари камфори).

Кут  $\varphi$  повороту площини поляризації пропорційний довжині  $l$  ходу світла в твердій речовині:

$$\varphi = \varphi_0 l, \quad (10.29)$$

де  $\varphi_0$  – стала обертання.

При використанні розчинів оптично активної речовини кут повороту площини поляризації пропорційний товщині  $l$  шару розчину і його концентрації  $c$ :

$$\varphi = \varphi_0 c l, \quad (10.30)$$

де коефіцієнт пропорційності  $\varphi_0$  називається питомим обертанням площини поляризації.

Вираз (10.30) лежить в основі дуже чутливого методу визначення концентрації цукру в розчині за допомогою поляриметра.

## КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Що таке інтерференція світла? які хвилі називаються когерентними?
2. Записати умови спостереження максимумів та мінімумів інтерференції.

3. Охарактеризувати методи спостереження інтерференції світла.
4. Записати умови спостереження дифракційних мінімумів і максимумів.
5. Що таке дифракція світла?
6. Яке призначення дифракційної решітки?
7. Записати рівняння дифракційної решітки для випадку: коли світло падає нормально на поверхню решітки; коли світло падає під кутом  $\varphi$  до площини решітки.
8. Дати визначення поляризації світла та назвати основні типи поляризації світла.
9. Охарактеризувати методи отримання поляризації світла.
10. Що називають оптичною активністю речовини?

## 11. ОСНОВИ КВАНТОВОЇ ФІЗИКИ

### 11.1. Квантова природа світла

*Квантова оптика* розглядає оптичні явища, в яких вивчається квантова природа світла.

Намагаючись подолати труднощі класичної фізики щодо пояснення випромінювання нагрітого твердого тіла М. Планк висловив гіпотезу: *випромінювання та поглинання світла відбувається не безперервно, а дискретно, тобто певними порціями – квантами* (від лат. *quantum*), енергія яких визначається за виразом:

$$E = h\nu, \quad (11.1)$$

де  $h$  (від нім. *hilfsgröße*) – стала Планка ( $= 6,63 \cdot 10^{-34}$  Дж · с);  $\nu$  – частота випромінювання.

Ейнштейн розробив квантову теорію фотоефекту. Згідно його гіпотези *світло поглинається речовиною окремими квантами і поширюється у вигляді окремих частинок – фотонів*. Інтенсивність світла визначається кількістю фотонів, що падають за одиницю часу на одиницю площі поверхні.

*Фотон* – це елементарна частинка, квант електромагнітного випромінювання, що не має маси спокою і рухається із швидкістю світла.

### 11.2. Абсолютно чорне тіло

Будь-яке тіло з температурою, відмінною від нульового за шкалою Кельвіна, випромінює. Таке випромінювання називається *тепловим випромінюванням*. Його джерелом є внутрішня енергія атомів і молекул.

При тепловому випромінюванні енергія від одного тіла до іншого передається за допомогою випускання і поглинання електромагнітних хвиль. Падаюче на тіло випромінювання частково поглинається ним, частина випромінювання відбивається або проходить крізь тіло.

Тіло, коефіцієнт поглинання якого дорівнює одиниці для всіх частот або довжин хвиль, називається *абсолютно чорним тілом (АЧТ)*. АЧТ поглинає всі падаючі на нього промені незалежно від довжини хвилі випромінювання і температури. Тіло, коефіцієнт поглинання якого менший одиниці і не залежить від довжини хвилі світла падаючого випромінювання, називається *сірим*.

І чорні, і сірі тіла є фізичною абстракцією. Хорошою моделлю АЧТ може служити невеликий отвір в замкнутій непрозорій порожнині. Промінь світла, що попав всередину порожнини, після багаточисельних відбивань буде практично повністю поглинений стінками, і отвір залишиться чорним (рис. 11.1).

Коефіцієнт поглинання тіла залежить від довжини хвилі випромінювання, тому тіла можуть вважатися сірими лише в певному інтервалі довжин хвиль і температур (тіло людини є сірим з коефіцієнтом поглинання 0,9 в інфрачервоної області спектру). У невеликому інтервалі довжин хвиль коефіцієнт поглинання сажі близький до одиниці, тобто вона може вважатися АЧТ.

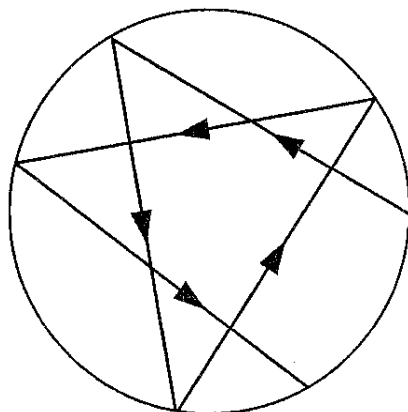


Рис. 11.1. Модель абсолютно чорного тіла

### 11.3. Формула Планка

За квантовою теорією Планка енергія випромінювання може набувати лише певних значень, що відрізняються один від одного на ціле число елементарних порцій або квантів енергії. Застосовуючи квантові закони, Планк теоретично вивів формулу для *функції розподілу енергії випромінювання АЧТ* по довжинах хвиль (або частотам), що добре узгоджується з експериментом. Ця функцію ще називають *спектральною густиною енергетичної світимості АЧТ*.

Закон випромінювання Планка *подає спектральну залежність* (залежність від частоти  $\nu$  або довжини хвилі  $\lambda = \frac{c}{\nu}$ ) *об'ємної густини випромінювання*  $\varepsilon$  (енергії випромінювання в одиниці об'єму) *і пропорційну їй випромінювальну здатність абсолютно чорного тіла*  $R = \frac{c}{4} \cdot \varepsilon$  (енергії випромінювання, що висилається одиницею її поверхні за одиницю часу); *функції*  $\varepsilon_{\nu,T}$  *і*  $R_{\nu,T}$  (або  $\varepsilon_{\lambda,T}$  *і*  $R_{\lambda,T}$ ), *віднесені до інтервалу частот (або довжин хвиль), мають вигляд:*

$$\varepsilon_{\nu,T} = \frac{4}{c} \cdot R_{\nu,T} = \frac{8\pi \cdot h \nu^3}{c^3} \cdot \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}, \quad (11.2)$$

$$\varepsilon_{\lambda,T} = \frac{4}{c} \cdot R_{\lambda,T} = \frac{8\pi \cdot hc}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1}, \quad (11.3)$$

де  $h$  – стала Планка;  $\nu$  – частота;  $\lambda$  – довжина хвилі;  $c$  – швидкість світла;  $T$  – абсолютна температура;  $k$  – стала Больцмана;  $e$  – основа натурального логарифма.

### 11.4. Закони теплового випромінювання

Спектр теплового випромінювання має максимум, який із збільшенням температури зміщується в область коротких довжин хвиль (рис. 11.2). Повна енергія, яка випромінюється, представлена площею під кривою і збільшується

швидко зі зростанням температури. Частота  $\nu_{\max}$ , на якій знаходиться максимум випромінюваної здатності, також збільшується зі збільшенням температури.

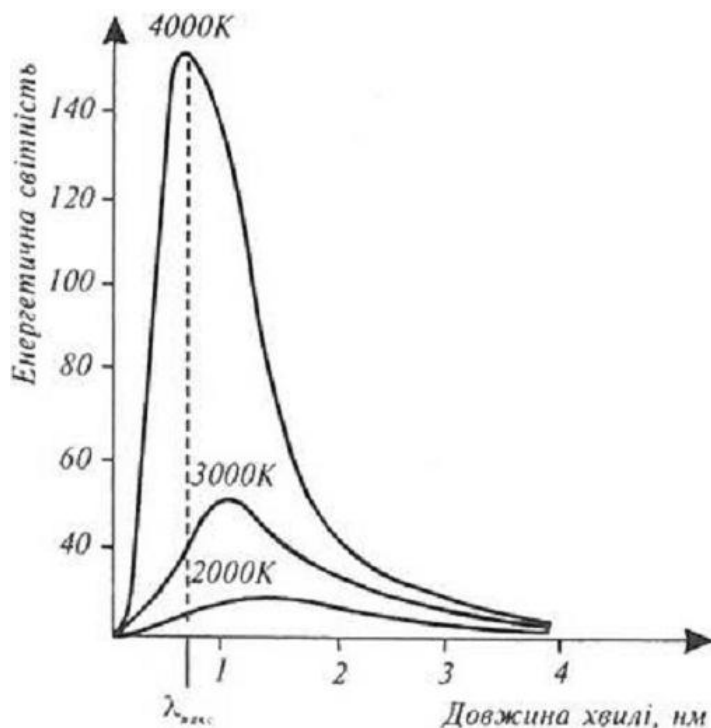


Рис. 11.2. Залежність повної енергії випромінювання абсолютно чорного тіла від температури

**Закон зміщення Віна:** довжина хвилі  $\lambda_{\max}$ , на яку припадає максимум енергії в спектрі рівноважного випромінювання, обернено пропорційна абсолютній температурі  $T$  тіла, що випромінює

$$\lambda_{\max} = 2,897756 \cdot 10^{-3} \cdot T^{-1} \quad \text{або} \quad \lambda_{\max} T = c_1, \quad (11.4)$$

де  $c_1$  – стала Віна ( $= 2,9 \cdot 10^{-3} \text{ м} \cdot \text{К}$ ). Частота  $\nu_{\max}$  при цьому визначається як

$$\nu_{\max} = 1,03 \cdot 10^{11} \cdot T.$$

Закон (11.4) справедливий і для сірих тіл.

**Закон Стефана - Больцмана:** енергетична світлість (або повна випромінювальна здатність)  $R$  абсолютно чорного тіла пропорційна четвертому степеню його термодинамічної температури:

$$R = \sigma T^4, \quad (11.5)$$

де  $\sigma$  – стала Стефана-Больцмана ( $= 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}^4)$ ). В СІ  $[R]$  – Вт/м<sup>2</sup>.

Якщо випромінююче тіло не є чорним, то

$$R = k\sigma T^4, \quad (11.6)$$

де  $k$  – коефіцієнт, що визначає випромінювальну здатність тіла (коефіцієнт «сірості»).

Випромінююче тіло одночасно поглинає випромінювання, що випускається середовищем. Якщо випромінююча і поглинаюча поверхні мають однакову площу, закон Стефана-Больцмана запишеться у вигляді:

$$R = k\sigma(T_1^4 - T_2^4), \quad (11.7)$$

де  $T_1$  – температура випромінюючого тіла;  $T_2$  – температура довкілля.

Тіла, що знаходяться при кімнатній температурі, мають максимум спектральної густини енергетичної світливості в інфрачервоному діапазоні, тому їх



випромінювання не сприймається людським оком. Перетворення інфрачервоного випромінювання у видиме лежить в основі дії приладів нічного бачення. З підвищенням температури  $\lambda_{\max}$  може досягти видимого діапазону (розжарені тіла світяться червоним світлом).

Реєстрація теплового випромінювання тіла людини лежить в основі діагностичного методу – *теплографії*.

### 11.5. Фотоелектричний ефект

Явище виривання електронів з поверхневого шару речовини під дією світла називається *фотоелектричним ефектом*. Схему експериментального приладу, за допомогою якого спостерігають фотоелектричний ефект (фооефект), наведе на рис. 11.3. Скляний або кварцовий балон містить два металевих електроди, один з яких (катод) з'єднаний з негативним полюсом джерела струму, а інший (анод) – з позитивним. Коли балон знаходиться у темряві, струм в колі, який фіксується амперметром, дорівнює нулю. При освітленні балона в колі виникає електричний струм (*фотострум*) завдяки електронам, що вириваються з катода і прямують до анода.

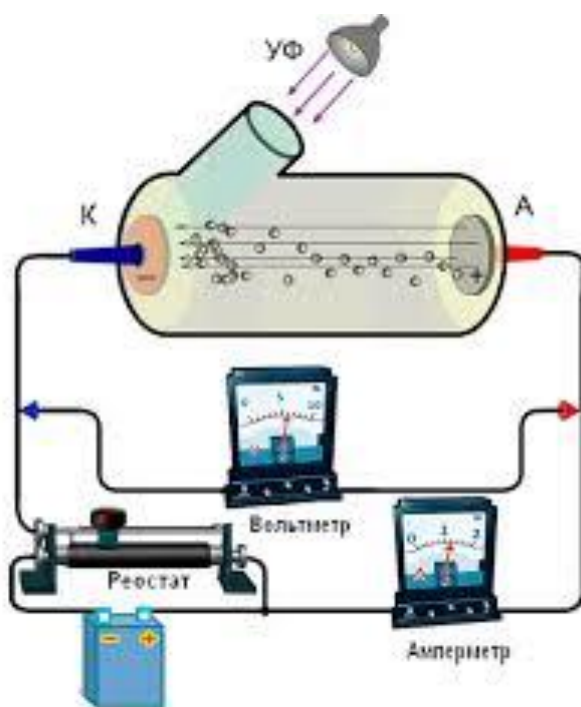


Рис. 11.3. Схема експериментального приладу, за допомогою якого спостерігають фотоелектричний ефект:  
А – анод; К – катод

### 11.6. Закони фотоелектричного ефекту

На підставі експериментів були встановлені закони фотоелектричного ефекту.

1. Кількість фотоелектронів прямо пропорційна інтенсивності світла.
2. Максимальна кінетична енергія фотоелектронів лінійно залежить від частоти падаючого світла і не залежить від його інтенсивності.

3. Незалежно від інтенсивності світла фотоефект починається лише з деякої мінімальної частоти  $\nu_{\min}$  – «червоної межі фотоефекту», специфічною для кожного металу.

У разі поглинання світла речовиною кожен поглинений фотон передає всю свою енергію електрону. Закон збереження енергії для процесу взаємодії фотона з електроном під час фотоефекту описується рівнянням Ейнштейна для зовнішнього фотоефекту:

$$h\nu = A + \frac{m\nu_{\max}^2}{2}, \quad (11.8)$$

де  $A$  – робота виходу електрона з речовини;  $\frac{m\nu_{\max}^2}{2}$  – кінетична енергія електрона.

Тобто енергія фотона  $h\nu$  витрачається на роботу виходу електрона з опромінюваної речовини  $A = eU_0$  ( $U_0$  – потенціал виходу) і на кінетичну енергію електронів, що вилітають. З формули (11.8) видно, що зовнішній фотоефект можливий при частоті випромінювання  $\nu \geq A/h$ . При зменшенні частоти  $\nu$  до деякої

$$\nu_{\min} = \frac{A}{h}, \quad (11.9)$$

що називають *червоною межею фотоефекту*, явище припиняється. Цьому граничному випадку відповідає нульова кінетична енергія фотоелектронів ( $h\nu_{\min} = A$ ). Червона межа фотоефекту визначається природою речовини.

З рівняння (11.8) безпосередньо впливає другий закон фотоефекту:

$$\frac{m\nu_{\max}^2}{2} = h\nu - A, \quad (11.10)$$

тобто максимальна кінетична енергія фотоелектронів лінійно залежить від частоти, оскільки робота виходу для даної речовини величина стала.

Таким чином, було показано, що електромагнітне випромінювання має подвійну *корпускулярно-хвильову природу*. Корпускулярні властивості випромінювання, що виявляються у фотоефекті, визначають масу і імпульс кванта електромагнітного випромінювання – фотона. Із співвідношення між масою і енергією

$$E = mc^2 \quad (11.11)$$

знаходимо масу фотона

$$m_f = \frac{h\nu}{c^2} \quad (11.12)$$

і його імпульс

$$P_f = mc = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda}. \quad (11.13)$$

Фотони виникають (випромінюються) в процесах переходу молекул, атомів, іонів, ядер із збуджених станів в стани з меншою енергією, а також в результаті прискорення заряджених частинок і їх анігіляції.

## КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Сформулювати гіпотезу Планка.
2. Що таке теплове випромінювання тіл.
3. Що таке абсолютно чорне тіло?
4. Сформулювати закон зміщення Віна.
5. Сформулювати закон Стефана-Больцмана.
6. Що називається зовнішнім фотоефектом?
7. Сформулювати закони фотоефекту.
8. Записати закон збереження енергії під час фотоефекту (рівняння Ейнштейна).
9. Від чого залежить «червона межа фотоефекту»?
10. Що таке фотон. Як знайти масу та імпульс фотона?

## 12. ЯДЕРНА ФІЗИКА

**Ядерна фізика** – розділ фізики, що вивчає структуру і властивості атомних ядер та їх перетворення – процеси радіоактивного розпаду і ядерні реакції.

### 12.1. Класифікація іонізуючих випромінювань

*Іонізуючі випромінювання* – це потоки частинок або електромагнітних квантів, взаємодія яких з середовищем зумовлює іонізацію – утворення іонів і вільних електронів з електрично нейтральних атомів і молекул.

Іонізуюче випромінювання має достатньо енергії для віддалення електронів з орбіт, внаслідок чого атом набуває заряду і стає іонізованим.

До іонізуючого випромінювання можна віднести:

*$\alpha$ -частинки* – ядра гелію  ${}^4\text{He}$ , що містять 2 протони і 2 нейтрони;

*$\beta$ -частинки* – електрони і позитрони, що висилаються атомними ядрами під час бета-розпаду;

*X-випромінювання (рентгенівське випромінювання)* – електромагнітне випромінювання, що займає спектральну область між  $\gamma$ - та ультрафіолетовим випромінюванням в межах довжин хвиль  $10^{-5} \div 10^2$  нм;

*$\gamma$ -випромінювання* – короткохвильове електромагнітне випромінювання з довжиною хвилі меншою, ніж  $2 \cdot 10^{-10}$  м;

*космічні промені* – потік елементарних частинок високої енергії, переважно протонів, що приходять на Землю ізотропно з усіх напрямків космічного простору, а також вторинне випромінювання, що утворюється внаслідок взаємодії протонів з атомними ядрами повітря.

### 12.2. Радіоактивний розпад

У 1896 р. французький фізик А. Беккерель відкрив явище *радіоактивності* – здатності деяких атомних ядер спонтанно перетворюватися в інші ядра з випромінюванням частинок. До радіоактивних перетворень належить:

*$\alpha$ -розпад* (розпад атомних ядер, що супроводжується висиланням  $\alpha$ -частинок);

всі види  *$\beta$ -розпаду* (перетворень нейтрона в протон і протона в нейтрон усередині атомного ядра);

*спонтанний поділ ядер* (поділ важких ядер). Радіоактивний розпад часто супроводжується  $\gamma$ -випромінюванням.

Відрізняють *природну* та *штучну радіоактивність*, між якими нема принципової різниці. Природна радіоактивність з'являється внаслідок бомбардування молекул газу в верхніх шарах атмосфери іонізуючим космічним випромінюванням Сонця та за рахунок присутніх в земній корі радіоактивних елементів (уран, актиній, торій, нептуній). Радіоактивні матеріали, що мають небажаний характер і розподіляються на площах, обладнанні та персоналі, називають *радіоактивним забрудненням*.

Основними джерелами іонізуючих випромінювань і радіоактивного забруднення біосфери є природна радіоактивність, розробка, добування і збагачення

копалин, використання радіоактивної сировини в реакторах, переробка ядерного палива в установках, випробування і експлуатація ядерної зброї, захоронення відробленого палива і радіоактивних відходів, тероризм.

Спонтанний розпад атомних ядер підпорядковується закону радіоактивного розпаду: для великої кількості ядер число актів розпаду за одиницю часу (швидкість розпаду) пропорційне вихідній кількості ядер  $N$ :

$$-\frac{dN}{dt} = \lambda \cdot N. \quad (12.1)$$

Це рівняння являє собою диференціальну форму закону радіоактивного розпаду; інтегральна форма цього закону має вигляд:

$$N = N_0 \cdot e^{-\lambda \cdot t} \quad \text{або} \quad N = N_0 \cdot \exp(-\lambda \cdot t), \quad (12.2)$$

де  $N_0$  – кількість радіоактивних ядер в момент часу  $t=0$ ;  $N$  – кількість ядер в момент часу  $t$ ;  $\lambda$  – стала розпаду ( $[\lambda] - \text{с}^{-1}$ ).

Швидкість радіоактивного розпаду називають *абсолютною активністю*  $a$ :

$$a = -\frac{dN}{dt} = \lambda \cdot N. \quad (12.3)$$

Одиницею радіоактивності є *беккерель* (Бк), що відповідає одному розпаду за секунду ( $1 \text{ Бк} = \text{с}^{-1}$ ); на практиці використовують *кюри* (Кі) – абсолютна активність такого препарату, в якому відбувається  $3,7 \cdot 10^{10}$  розпадів за секунду ( $1 \text{ Кі} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ Бк}$ ).

Проміжок часу, за який відбувається розпад половини радіоактивних ядер елемента, називається *періодом піврозпаду*  $T_{1/2}$ :

$$\frac{N_0}{2} = N_0 \cdot \exp(-\lambda), \quad (12.4)$$

звідки

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda}. \quad (12.5)$$

Наприклад, період піврозпаду  $T_{1/2}$  становить для: радіоактивного ізотопу вуглецю  $^{14}\text{C}$  – 5730 років; радію  $^{226}\text{Ra}$  –  $1,6 \cdot 10^3$  років; йоду  $^{131}\text{I}$  – 8,04 днів.

### 12.3. Дозиметрія іонізуючих випромінювань

#### Дози іонізуючих випромінювань.

Вимірювання характеристик іонізуючих випромінювань під час їх взаємодії з середовищем, від яких залежать радіаційні ефекти в об'єктах живої та неживої природи, що опромінюються, становить суть *дозиметрії*.

*Доза* – це енергія іонізуючого випромінювання, яка поглинається речовиною, що опромінюється. Доза залежить від типу випромінювання, його інтенсивності, тривалості опромінювання та складу речовини, що опромінюється. Розрізняють такі дози:

*Поглинута доза* – це розрахована на одиницю маси речовини, що опромінюється, поглинута енергія випромінювання:

$$D_n = \frac{dE}{dm}, \quad (12.6)$$

де  $dE$  – середня поглинута енергія;  $dm$  – маса речовини. Одиниці поглинутої дози  $[D_n]$  – 1 Гр = 1 Дж/1 кг; 1 рад =  $10^{-2}$  Гр. (Термін «рад» походить від англійської фрази «Radiation Absorbed Dose»).

Приріст поглинутої дози за одиницю часу називається *потужністю поглинутої дози*:

$$P_n = \frac{D_n}{dt}. \quad (12.7)$$

Одиниця випромінювання потужності поглинутої дози  $[P_n]$  – Гр·с<sup>-1</sup>, рад·с<sup>-1</sup>.

*Експозиційна доза* визначається як відношення сумарного заряду всіх іонів одного знаку, створених у повітрі вторинними частинками (електронами і позитронами, що утворюються в елементарному об'ємі під час їх повного гальмування) до маси повітря в цьому об'ємі:

$$D_e = \frac{dQ}{dm}, \quad (12.8)$$

де  $dQ$  – сумарний заряд всіх іонів одного знаку;  $dm$  – маса повітря. Одиниці експозиційної дози  $[D_e]$  – 1 Кл·кг<sup>-1</sup>; позасистемна одиниця *рентген* (1 Р =  $2,58 \cdot 10^{-4}$  Кл·кг<sup>-1</sup> або 1 Кл·кг<sup>-1</sup> =  $3,88 \cdot 10^{-3}$  Р). Доза в 1 Р відповідає утворенню  $2,08 \cdot 10^{-4}$  пар іонів в 1 см<sup>3</sup> повітря при 0 °С і 760 мм рт. ст.

Приріст експозиційної дози за одиницю часу називається *потужністю експозиційної дози*:

$$P_e = \frac{D_e}{dt}. \quad (12.9)$$

Одиниця випромінювання потужності експозиційної дози  $[P_e]$  – Кл·кг<sup>-1</sup>·с<sup>-1</sup>.

*Еквівалентна доза* – це поглинута енергія випромінювання, біологічно еквівалентна одному рентгену. Під час опромінювання живих організмів, зокрема людини, можуть виникати несприятливі наслідки, що визначають рівень радіаційної безпеки. Біологічні ефекти залежать не тільки від дози, але й від типу іонізуючого випромінювання. *Наприклад*, при однаковій дозі  $\alpha$ -частинки призводять до біологічних руйнувань в десятки разів менших, ніж при дії рентгенівського випромінювання. Таким чином, знання поглинутої дози недостатнє для оцінки радіаційно-індукованого ефекту. Біологічні ефекти, які викликаються будь-яким іонізаційним випромінюванням, прийнято порівнювати з біологічними ефектами, що виникають під впливом X-випромінювання з граничною енергією 250 кеВ. Це порівняння здійснюється за допомогою *коефіцієнта якості випромінювання*  $k$ , що визначається як кількість рад X- або  $\gamma$ -випромінювання і викликає такі самі біологічні пошкодження, як і 1 рад даного іонізуючого випромінювання. Для X- і  $\gamma$ -випромінювання  $k = 1,0$ ,  $\alpha$ -частинок – 20,  $\beta$ -частинок і електронів – 1,0, нейтронів – 10, важких іонів – 20. Одиниця еквівалентної дози  $[k]$  – зіверт (1 Зв = 1 Дж·кг<sup>-1</sup>; 1 Зв = 100 бер).

Добуток поглинутої дози в радах на величину  $k$ :

$$D(\text{рем}) = D(\text{рад}) \cdot k$$

отримав назву *рем* (від англійської фрази «Radiation Equivalent in Man»).

### Поглинання іонізуючого випромінювання.

Поглинання іонізуючого випромінювання зразком товщиною  $x$  визначається за виразом:

$$I = I_0 \cdot \exp(-\mu \cdot x), \quad (12.10)$$

де  $I$  – інтенсивність випромінювання, що пройшло зразок;  $I_0$  – інтенсивність випромінювання, що падає на зразок;  $\mu$  – коефіцієнт поглинання.

У формулі (10.10) коефіцієнт поглинання  $\mu = 1/\delta$ , де  $\delta$  – глибина проникання, тобто така товщина, яка зменшує інтенсивність випромінювання в  $e$  разів (37 %).

Зменшення інтенсивності часто характеризується шаром половинного вбирання  $D$ , що зменшує інтенсивність випромінювання удвічі:

$$D = \frac{\ln 2}{\mu}. \quad (12.11)$$

Тоді закон поглинання іонізуючого випромінювання запишеться так:

$$I = I_0 \cdot \exp\left(-\frac{\ln 2}{\mu} \cdot x\right) \quad (12.12)$$

або

$$I = I_0 \cdot 2^{-\frac{x}{D}}. \quad (12.13)$$

## 12.4. Вимірювання іонізуючих випромінювань

Основні методи вимірювання іонізуючих випромінювань базуються на: збиранні і реєстрації електронів та іонів, що вивільнюються в процесі іонізації; спостереженні флуоресценції речовини, що поглинає іонізуюче випромінювання; використанні та аналізі хімічних реакцій, що викликаються іонізуючим випромінюванням; вимірюванні тепла, яке утворюється за поглинання іонізуючого випромінювання. Серед параметрів іонізуючого випромінювання, що реєструються, слід виділити тип випромінювання, енергію квантів або частинок, величину потоку чи швидкості зміни потоку квантів або частинок, часовий або просторовий розподіл іонізуючого випромінювання. Розглянемо основні методи вимірювання іонізуючих випромінювань.

*Заповнені газом детектори.* В основі роботи детекторів цього типу лежить прикладання напруги до просторово розділених електродів, розміщених в камері, заповненій злегка іонізованим газом. Позитивні іони та електрони, що утворюються в камері, збираються на електродах і спричиняють появу електричного струму або імпульсів. Кількість пар «іон-електрон» прямо пропорційна енергії випромінювання. Серед основних типів заповнених газом детекторів можна виділити іонізаційну камеру, пропорційні лічильники та лічильник Гейгера-Мюллера. Різниця між цими детекторами пояснюється на рис. 12.1, на якому наведено залежність іонів, що збираються на електродах, від прикладеної напруги. Ця напруга викликає конкуренцією між втратою іонних пар за рекомбінації та їх збирання на електродах. Підвищення напруги (*область I*) приводить до збільшення швидкості руху іонів, зменшення часу, потрібного на рекомбінацію, через що заряд

на електродах є пропорційним кількості іонних пар, що утворюються в міжелектродному просторі.

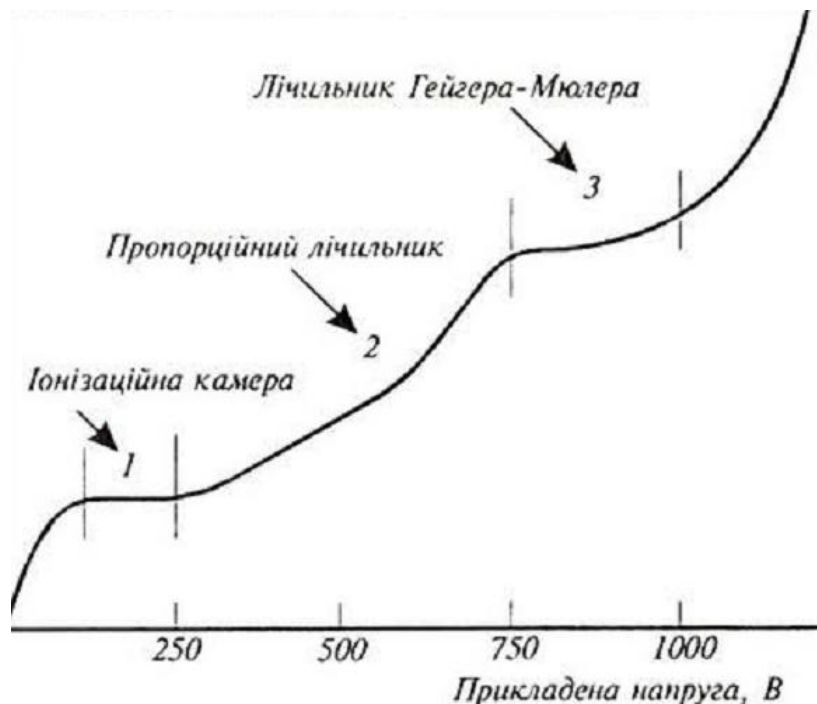


Рис. 12.1. Области дії заповнених газом детекторів:

1 – іонізаційна камера; 2 – пропорційний лічильник; 3 – лічильник Гейгера-Мюллера

На цьому принципі працює іонізаційна камера. За подальшого підвищення напруги електрони, що утворюються за первинних іонізаційних процесів, беруть участь в додатковій іонізації. Заряд на електродах в даній ситуації прямо пропорційний прикладеній напрузі (область 2). Використання цієї залежності – в основі пропорційного лічильника. Продовження збільшення напруги дає можливість отримати ситуацію, коли заряд на електродах не залежить від прикладеної до них напруги (область 3). Ця ситуація реалізується в лічильниках Гейгера-Мюллера.

Іонізаційна камера – детектор, дія якого базується на здатності заряджених частинок викликати іонізацію газу. Принциповою перевагою детектора цього типу є можливість отримання безпосередньої інформації щодо експозиційної або поглинутої дози. Справді, оскільки рентген є одиницею експозиційної дози і відповідає кількості зарядів, що утворюється іонізуючим випромінюванням в  $1 \text{ см}^{-3}$  повітря при нормальних умовах, саме іонізаційна камера дає можливість оцінювати іонізуюче випромінювання в цих одиницях. Зовнішній вигляд камери наведено на рис. 12.2. Утворення кожної іонної пари супроводжується втратою енергії близько 34 еВ ( $1 \text{ еВ} \equiv 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$ ). Якщо припустити, що іонізуючі частинки проходять через камеру зі швидкістю  $N$  і кожна з них втрачає енергію  $E$ , то величину заряду, що збирається на електродах за одиницю часу, можна визначити за виразом:

$$Q = N \cdot E \cdot e \cdot \frac{10^6}{34}, \quad (12.14)$$

де одиниці  $[Q]$  – Кл·с<sup>-1</sup>;  $[N]$  – с<sup>-1</sup>;  $[E]$  – МеВ.

Прикладання напруги величиною кілька сот вольт дає можливість збирати на електродах всі електрони і позитивні іони.



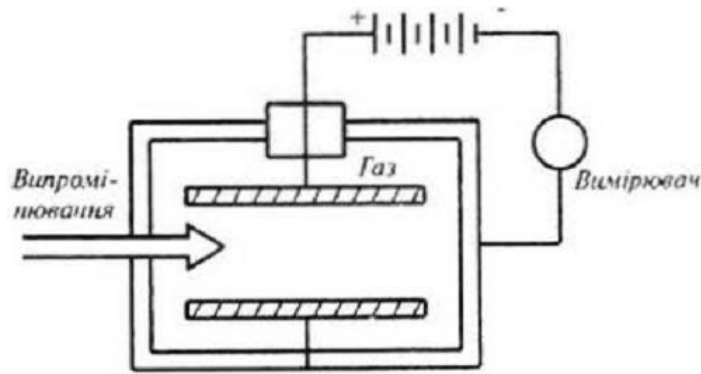


Рис. 12.2. Іонізаційна камера

Пропорційний лічильник утворює сигнал, амплітуда якого пропорційна енергії, яка виділяється в його об'ємі частинкою, що реєструється. Конструкція детектора (рис. 12.3) передбачає наявність центрального електрода, до якого прямують електрони, що вивільнюються завдяки іонізації. Напруженість поля  $E$ , що утворюється на відстані  $r$  від електрода, дорівнює:

$$E = \frac{U}{r \cdot \ln \frac{d_1}{d_2}}, \quad (12.15)$$

де  $U$  – прикладена напруга (В);  $d_1$  – діаметр лічильника;  $d_2$  – діаметр центрального електрода.

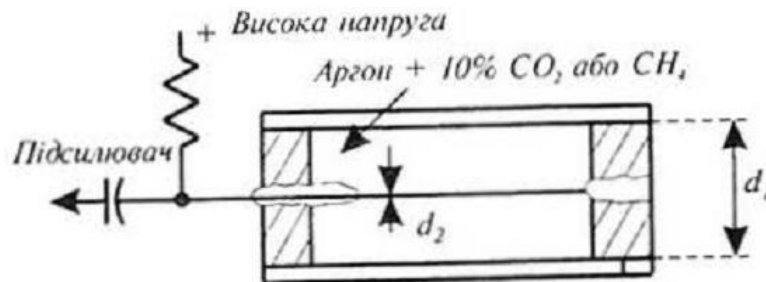


Рис. 12.3. Пропорційний лічильник

Видно, що поблизу електрода напруженість електричного поля настільки велика, що первинні електрони набувають енергію, достатньої для вторинної іонізації. При цьому на центральний електрод приходять лавина електронів. Відношення повної кількості зібраних на електроді електронів до їх первинної кількості називається *коефіцієнтом газового підсилення*; величина його може досягати  $10^2 \div 10^4$ .

Лічильник Гейгера-Мюллера являє собою газорозрядний детектор, який працює при проходженні через його об'єм заряджених частинок. Робочий об'єм лічильника наведено на рис. 12.4. До електродів прикладають напругу величиною кількесот вольт. За проходження іонізуючої частинки в газі утворюються вільні електрони, що рухаються до центрального електрода. Поблизу електрода напруженість електричного поля збільшується, електрони прискорюються настільки, що починають в свою чергу іонізувати газ. Виникає коронний розряд, що поширюється вздовж електрода. В зовнішньому ланцюзі утворюються електричні імпульси, які відповідають спалахам розряду. Кількість цих імпульсів за одиницю часу дорівнює кількості іонізуючих частинок.

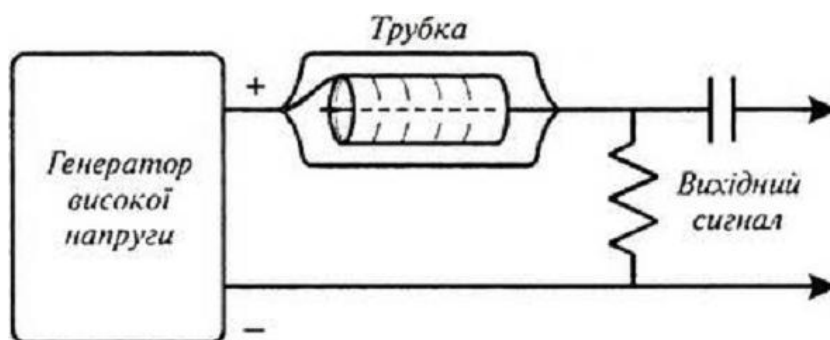


Рис. 12.4. Лічильник Гейгера-Мюллера

Сцинтиляційний лічильник – детектор, основними елементами якого є речовина, що люмінесціює під впливом заряджених частинок, та фотоелектронний помножувач. Заряджена частинка проходить через речовину, викликаючи не лише іонізацію атомів і молекул, а й їх збудження. Перехід атомів і молекул зі збудженого стану в основний супроводжується випромінюванням кванта видимого або ультрафіолетового діапазону. Кожний такий світловий спалах, що називається *сцинтиляцією*, реєструється фотоелектронним помножувачем, електричні імпульси з виходу якого подаються на систему реєстрації. Типовими матеріалами для сцинтиляційних лічильників є кристали ZnS(Ag), NaI(Tl), CsI(Tl) (в дужках вказано активатора, що викликає сцинтиляції в кристалі), кадмієві та кальцієві солі вольфрамової кислоти, галіди літію, а також органічні сцинтилятори – антрацен C<sub>14</sub>H<sub>10</sub>, стильбен C<sub>14</sub>H<sub>12</sub>, розчини толуену, ксілену, фенілциклогексану. Зовнішній вигляд сцинтиляційного лічильника наведено на рис. 12.5. Перевагою такого лічильника є висока чутливість (завдяки високій густині робочої речовини), особливо до  $\gamma$ -випромінювання, швидкодія та здатність визначати енергію частинки або кванта випромінювання.

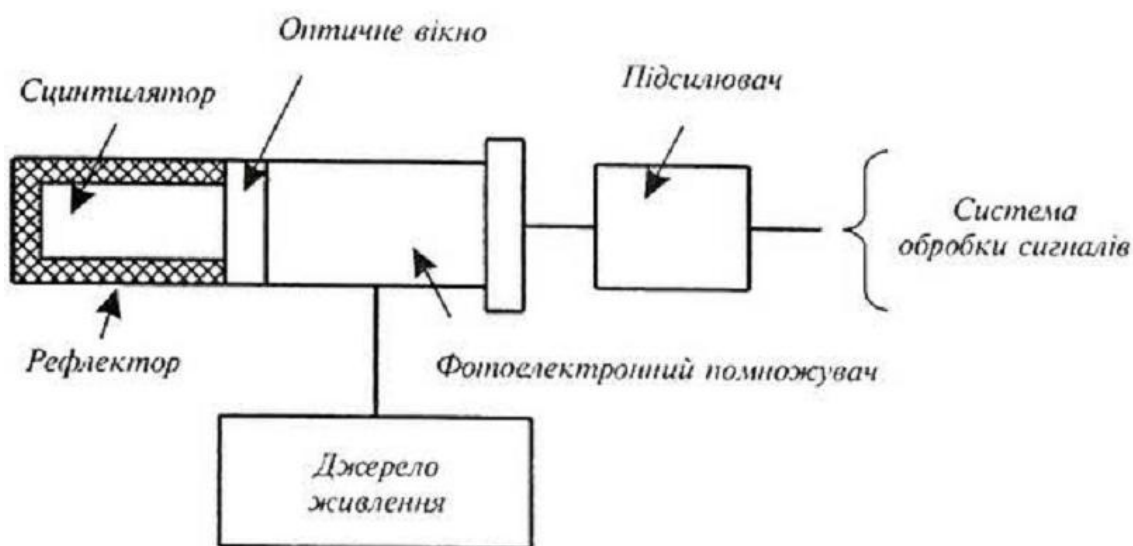


Рис. 12.5. Сцинтиляційний лічильник

*Напівпровідниковий лічильник.* В основі його лежить іонізація атомів твердого тіла, за якої утворюються вільні електрони в зоні провідності, і дірок у валентній зоні. Частинка, що проникає в кристал, генерує в ньому додаткові електронно-діркові пари. Носії заряду (електрони і дірки) під впливом прикладеного

електричного поля переміщуються до електродів, завдяки чому в електричному ланцюзі утворюється електричний імпульс, що підсилюється і реєструється. Ширина забороненої зони становить  $2 \div 3$  еВ; отже і енергія, необхідна для утворення пари електрон-дірка, є величиною такого ж порядку (в газових іонізаційних камерах для утворення пари іонів потрібна енергія 34 еВ (для повітря)). Таким чином, напівпровідникові лічильники мають на порядок більшу чутливість, ніж газові. Типовими матеріалами напівпровідникових лічильників є Ge (германій), Si (кремній), CdTe, HgI.

*Термолюмінесцентні детектори* використовують процес люмінесценції при нагріванні речовини, яка попередньо збуджується випромінюванням. Під час нагрівання речовини електрони, що захоплюються уловлювачами, вивільнюються і переходять на рівні з меншою енергією, висилаючи квант світла. Складаються термолюмінесцентні детектори з камери, зв'язаної з системою нагрівання, фотоелектронним помножувачем, підсилювачем та термопарою для вимірювання температури.

*Трекові детектори* – в основі їх роботи лежить іонізація атомів або молекул речовини; іони, що утворюються, реєструють завдяки конденсації перенасиченої пари (*камера Вільсона*), пароутворенню перегрітої рідини (*бульбашкова камера*), утворенню розрядів у газах (*іскрова камера*).

*Фотографічне детектування* базується на використанні плівок, в яких шар емульсії (бромисте срібло на желатиновій основі) має в десятки разів більшу товщину, ніж у звичайних фотоплівках, що підвищує ефективність взаємодії іонізуючого випромінювання з речовиною. Механізм цієї взаємодії полягає в поглинанні іонізуючого випромінювання речовиною за фотоелектричного процесу, завдяки якому енергія випромінювання передається електрону. Цей електрон за іонізації утворює інші вільні електрони, що взаємодіють з позитивними іонами срібла і змінюють їх розподіл по плівці. Рівень почорніння плівки оцінюється за допомогою денситометра (рис. 12.6) за виразом:

$$D = \lg \frac{I_0}{I}, \quad (12.16)$$

де  $D$  – густина срібла на плівці;  $I_0$  – інтенсивність випромінювання, що падає на плівку;  $I$  – інтенсивність випромінювання, що пройшло крізь плівку. Величина  $D = 2$  відповідає зачорненій плівці, через плівку з  $D = 1$  можна читати текст.

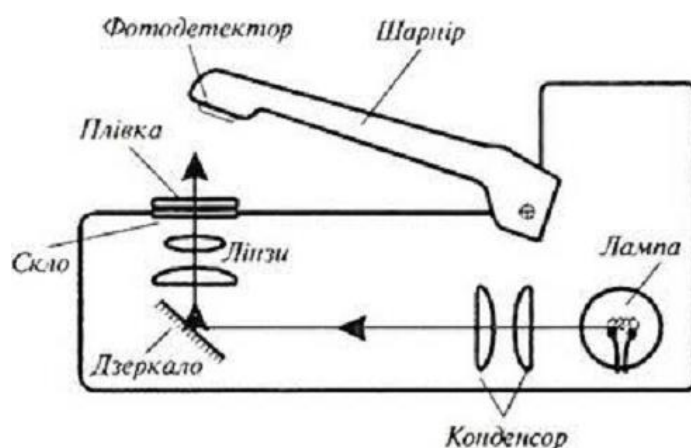


Рис. 10.6. Оцінка почорніння плівки за допомогою денситометра

## 11.5. Принципи $\gamma$ -спектроскопії

Оскільки  $\gamma$ -випромінювання являє собою електромагнітне випромінювання з дуже короткими ( $< 2 \cdot 10^{-10}$  м) хвилями, на перший план тут виступають корпускулярні властивості. Розглянемо основні процеси, що відбуваються під час взаємодії  $\gamma$ -випромінювання з речовиною.

*Фотоелектричне поглинання* супроводжується перенесенням усієї енергії  $\gamma$ -випромінювання на внутрішні електронні орбіти атома, внаслідок чого електрон залишає атом, а  $\gamma$ -випромінювання зникає (рис. 12.7). Але вакантне місце на внутрішній орбіті займає електрон з зовнішньої орбіти; цьому переходу відповідає вивільнення певної енергії у вигляді кванта X-випромінювання. Цей квант називається характеристичним, оскільки він характеризує речовину, що поглинає  $\gamma$ -випромінювання. Фотоелектричний ефект відбувається при дії зовсім малих (десятки кеВ) енергій.



Рис. 12.7. Фотоелектричне поглинання

*Комптонівський ефект* полягає в пружному розсіюванні квантів X- або  $\gamma$ -випромінювання на вільних або зовнішніх, слабо пов'язаних з атомом електронах. У цьому разі квант передає частину своєї енергії електрону і змінює напрямок руху, тобто розсіюється (рис. 12.8); зменшення енергії означає збільшення довжини хвилі розсіяного випромінювання. Розв'язок системи рівнянь, що описують закони збереження енергії та імпульсу під час комптонівського ефекту дають вираз для зсуву довжини хвилі (*формулу Комптона*):

$$\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0 = \lambda_C (1 - \cos\theta), \quad (12.17)$$

де  $\lambda$  – довжина розсіяного випромінювання;  $\lambda_0$  – довжина падаючого випромінювання;  $\lambda_C = \frac{h}{m_0 \cdot c}$  – комптонівська довжина хвилі електрона;  $m_0$  – маса спокою електрона;  $\theta$  – кут розсіювання.

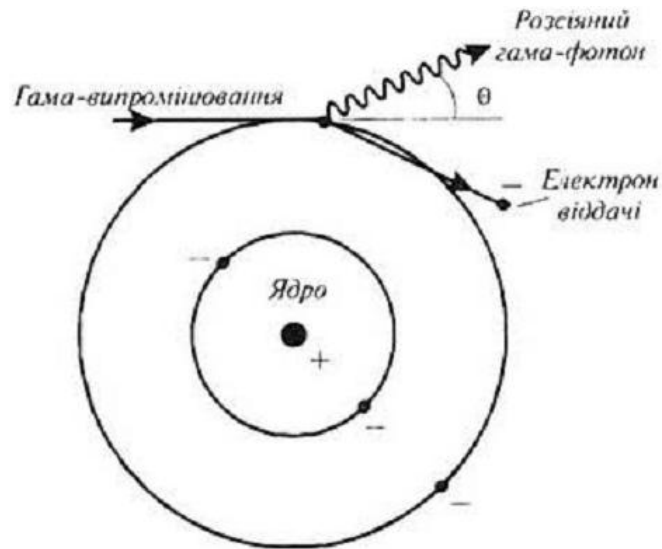


Рис. 12.8. Комптонівський ефект

Утворення пар – процес, що відбувається при достатньо високих рівнях енергії, при яких  $\gamma$ -квант поглинається атомним ядром речовини. За цього поглинання утворюється пара «електрон-позитрон» (рис. 12.9). Це той самий випадок, коли енергія перетворюється в масу. Для утворення пари (згідно з співвідношенням  $E = m \cdot c^2$ ) необхідна енергія 1,022 МеВ. Позитрон живе недовго, оскільки при зустрічі з електроном він об'єднується з останнім, посилаючи два кванти з енергією 0,51 МеВ.

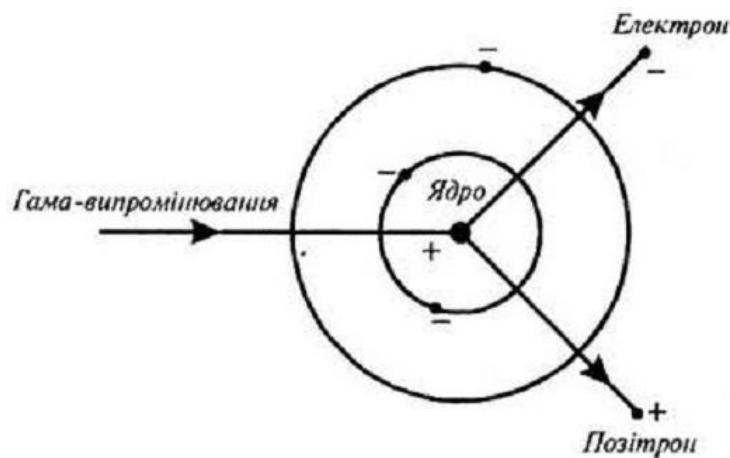


Рис. 12.9. Утворення пар

Усі розглянуті вище процеси проілюстровані на рис. 12.10а, який являє собою приклад енергетичного спектра електронів, що утворюється в кристалі NaI під впливом  $\gamma$ -випромінювання джерела  $^{60}\text{Co}$ . За присутність максимумів при 1,15 і 1,33 МеВ відповідають процеси фото електричного поглинання; невеликий максимум при 0,51 МеВ пов'язаний з анігіляцією випромінювання за утворення пар; нарешті, широкий максимум при 0,2 МеВ зумовлюється комтонівським розсіюванням. Дуже вузький максимум при 0,88 МеВ виникає завдяки свинцю, в якому міститься кобальт. Свинець поглинає  $\gamma$ -випромінювання і висилає кванти X-випромінювання. Ці кванти проходять через кристал NaI, де поглинаються завдяки фотоелектричним процесам. Відносну вірогідність розглянутих процесів поглинання  $\gamma$ -випромінювання залежно від енергії наведено на рис. 12.10б.

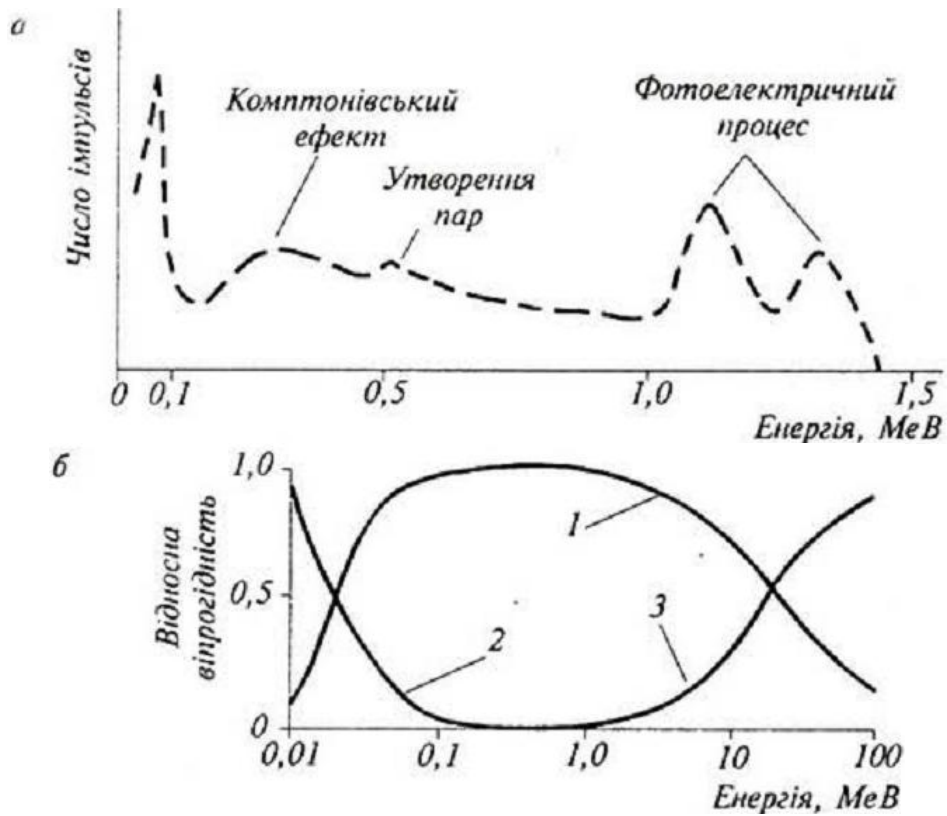


Рис. 12.10. (а) Енергетичний спектр електронів, що утворюються в кристалі NaCl під впливом  $\gamma$ -випромінювання; (б) відносна вірогідність процесів поглинання  $\gamma$ -випромінювання: 1 – Комптонівський ефект; 2 – фотоелектричний процес; 3 – утворення пар

Таким чином, вимірювання залежності інтенсивності  $\gamma$ -випромінювання від довжини хвилі або енергії квантів становить суть X- (рентгенівської) і  $\gamma$ -електрометрії. Основною метою спектрометрії іонізуючого випромінювання є ідентифікація радіонуклідів. Як приклад можна навести спектр радіонуклідів у м'язовій тканині тунця (рис. 12.11).

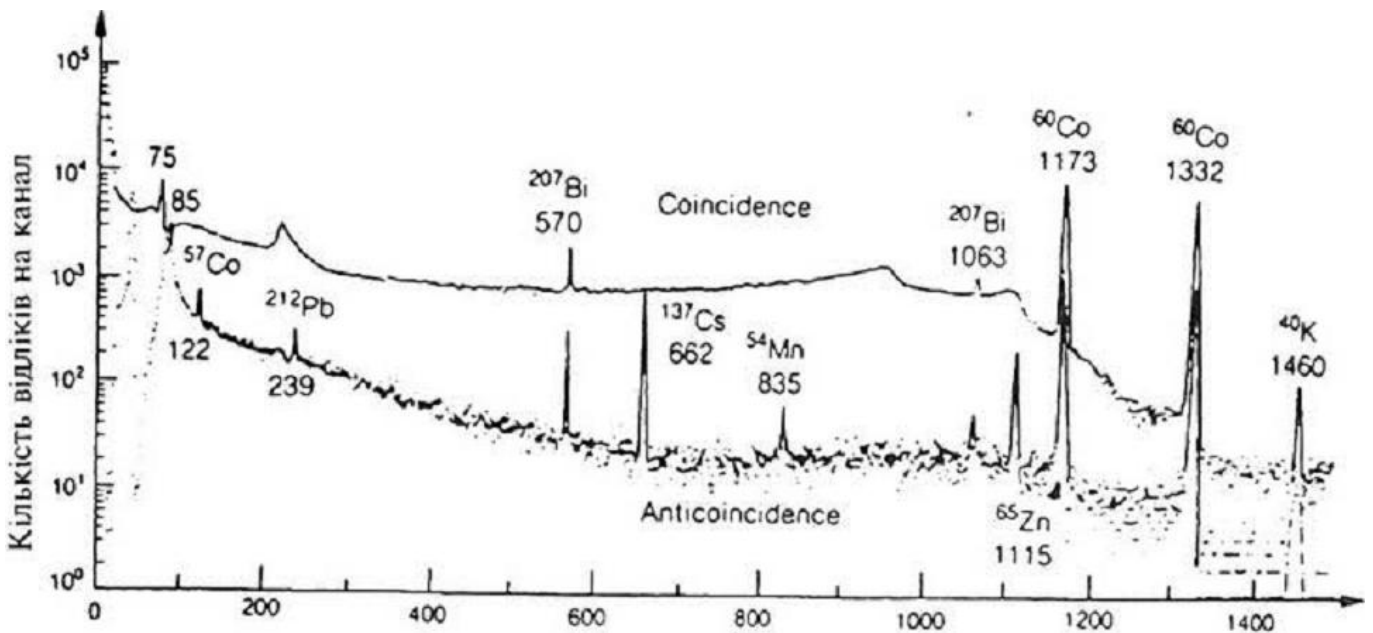


Рис. 12.11. Гама-спектр радіонуклідів у м'язовій тканині тунця, якого вилунали в районі, де проводили випробування ядерної зброї

## КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Яке випромінювання називають іонізуючим?
2. Назвати основні типи іонізуючих випромінювань.
3. В чому полягає явище радіоактивного розпаду?
4. Сформулювати закон радіоактивного розпаду.
5. Що таке абсолютна активність?
6. Назвати основні дози та одиниці доз.
7. За яким законом відбувається поглинання іонізуючого випромінювання речовиною?
8. Назвати та пояснити основні методи вимірювань іонізуючих випромінювань.
9. В чому полягають принципи  $\gamma$ -спектроскопії?
10. Які процеси лежать в основі взаємодії  $\gamma$ -випромінювання з речовиною?

## СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Куліш В. В., Соловійов А. М., Кузнєцова О. Я., Кулішенко В. М. Фізика для інженерних спеціальностей. Кредитно-модульна система : навч. посіб. У 2 ч. К. : Книжкове вид-во НАУ, 2005.
2. Куліш В. В., Соловійов А. М., Кузнєцова О. Я. Фізика для інженерних спеціальностей. Кредитно-модульна система : навч. посіб. У 4 ч. К. : Книжкове вид-во НАУ, 2007.
3. Лопатинський І. Є., Зачек І. Р., Ільчук Г. А., Романишин Б. М. Фізика : підручник. Львів : Львівська політехніка, 2009. 385 с.
4. Карамзін В. В., Семенець В. В. Курс загальної фізики : навчальний посібник для вищих навчальних закладів. К. : Кондор, 2016. 786 с.
5. Чолпан П. П. Фізика : підручник. К. : Вища школа, 2003. 567 с.
6. Сергєєва О. Є. Федосов С. Н. Основи загальної фізики. Механіка. Молекулярна фізика і термодинаміка. Електрика : навч. посіб. Одеса : ОНАХТ, 2018. 124 с.
7. Кучерук І. М. Горбачук І. Т., Луцик П. П. Загальний курс фізики : у 3-х т. Т.1. Механіка, молекулярна фізика і термодинаміка. К.: Техніка, 2006, 536 с.
8. Кучерук І. М. Горбачук І. Т., Луцик П. П. Загальний курс фізики : у 3-х т. Т.2. Електрика і магнетизм. К. : Техніка, 2006, 452 с.
9. Кучерук І. М. Горбачук І. Т., Луцик П. П. Загальний курс фізики : у 3-х т. Т.3. Оптика. Квантова фізика. К. : Техніка, 2006, 520 с.



Навчальне видання

**Федосов** Сергій Анатолійович  
**Шигорін** Павло Павлович  
**Новосад** Олексій Володимирович

## **Фізика**

*Курс лекцій*

*Частина 2*

Друкується в авторській редакції