

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



В.В. Титаренко, В.М. Горєв, А.М. Турінов

ОПТИКА

Навчальний посібник

Дніпро
НТУ «ДП»
2025

УДК 53 (075.8)

Т 45

*Рекомендовано вченою радою НТУ «Дніпровська політехніка»
як навчальний посібник для здобувачів ступеня бакалавра спеціальності
104 (Е5) Фізика та астрономія
(протокол № 4 від 27. 11. 25)*

Рецензенти:

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

П.Є. Мінаєв – доктор філософії зі спеціальності 104 (Е5) Фізика та астрономія (Дніпровський національний університет імені Олеся Гончара).

Титаренко В. В.

Т 45 Оптика [Електронний ресурс] : навч. посіб. / В. В. Титаренко, В. М. Горєв, А. М. Турінов; М-во освіти і науки України, Нац. техн. ун-т «Дніпровська політехніка». – Дніпро : НТУ «ДП», 2025. – 148 с.

Посібник містить теоретичний матеріал дисципліни «Оптика». У виданні викладено основи фотометрії, геометричної та хвильової оптики, а також положення квантової оптики. Матеріал посібника включає детальне математичне обґрунтування оптичних явищ.

Зміст видання відповідає програмі підготовки бакалаврів спеціальності 104 (Е5) Фізика та астрономія. Також воно може бути корисним у підготовці здобувачів інших технічних або фізико-математичних спеціальностей.

УДК 53 (075.8)

© В. В. Титаренко, В. М. Горєв, А. М. Турінов, 2025

© НТУ «Дніпровська політехніка», 2025

Зміст

Вступ.....	6
Розділ 1. РОЗВИТОК УЯВЛЕНЬ ПРО ПРИРОДУ СВІТЛА	7
Контрольні питання до розділу 1.....	11
Розділ 2. ФОТОМЕТРІЯ	12
Контрольні питання до розділу 2.....	18
Розділ 3. ГЕОМЕТРИЧНА ОПТИКА	20
3.1 Закони геометричної оптики. Абсолютний та відносний показники заломлення. Рух світлових променів від менш оптично густого середовища в більш оптично густе й навпаки. Явище повного внутрішнього відбивання.....	20
3.2 Центровані оптичні системи. Тонкі лінзи. Типи лінз. Фокусна відстань лінзи. Оптична сила лінзи. Побудова зображень за допомогою лінз. Формула тонкої лінзи. Правила знаків. Аберації оптичних систем.	27
Контрольні питання до підрозділів 3.1 та 3.2.....	33
3.3 Оптичні призми.....	35
3.4 Око як оптична система. Будова ока. Акомодація ока. Корекція дефектів зору. Адаптація ока. Спектральна чутливість ока. Роздільна здатність ока. Бінокулярний зір.....	38
Контрольні питання до підрозділів 3.3 та 3.4.....	44
3.5 Плоске дзеркало. Побудова зображень у плоскому дзеркалі.....	45
3.6 Сферичне дзеркало. Увігнуті та опуклі сферичні дзеркала. Прожектор.....	46
Контрольні питання до розділу 3.....	50
Розділ 4. ХВИЛЬОВА ОПТИКА	51
4.1 Інтерференція світла.....	51
4.1.1 Принцип суперпозиції. Накладання світлових хвиль. Когерентність. Геометрична й оптична різниця ходу хвиль. Явище інтерференції світла. Умови інтерференційних максимумів і мінімумів. Утворення когерентних хвиль методом поділу хвильового фронту. Спосіб щілин Юнга, біпризма Френеля.....	51

Контрольні питання до підрозділу 4.1.1.....	59
4.1.2 Світлові смуги рівного нахилу, смуги рівної товщини. Кільця Ньютона.....	61
Контрольні питання до підрозділу 4.1.2.....	68
4.2. Дифракція світла	69
4.2.1 Принцип Гюйгенса – Френеля. Метод Френеля. Дифракція Френеля на малих отворах.....	69
4.2.2 Дифракція Фраунгофера на одній і на двох щілинах. Дифракційна ґратка. Дифракційний спектр.....	81
Контрольні питання до підрозділу 4.2.....	89
Розділ 5. ВЗАЄМОДІЯ ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ ХВИЛЬ З РЕЧОВИНОЮ	92
5.1 Дисперсія світла.....	92
5.1.1 Дисперсія речовини. Діапазон нормальної та аномальної дисперсії світла.....	92
5.1.2 Електронна теорія дисперсії світла	94
5.1.3 Фазова і групова швидкості світла. Формула Релея	97
5.2 Розсіювання світла.....	100
5.3 Поглинання світла.....	102
5.4 Поляризація світла.....	105
5.4.1 Природне та поляризоване світло. Поляризатори й аналізатори. Закон Малюса.....	105
5.4.2 Ступінь поляризації. Поляризація світла під час відбивання та заломлення на межі поділу двох діелектриків. Закон Брюстера.....	108
5.4.3 Поляризація світла під час його проходження через анізотропне середовище. Подвійне променезаломлення. Штучна анізотропія. Ефект Керра. Поляризаційні прилади	111
Контрольні питання до розділу 5.....	118
Розділ 6. КВАНТОВА ОПТИКА.....	120
6.1 Теплове випромінювання тіл.....	120
6.1.1 Теплове випромінювання. Абсолютно чорне тіло. Закон Кірхгофа....	120

6.1.2 Закон Стефана – Больцмана. Закон Віна. Формула Релея – Джинса....	124
6.1.3 Зовнішній фотоефект і його закони. Рівняння Ейнштейна для зовнішнього фотоефекту.....	129
6.1.4 Маса та імпульс фотона. Тиск світла. Ефект Комптона.....	133
Контрольні питання до розділу 6.....	140
Розділ 7. НЕЛІНІЙНІ ЯВИЩА В ОПТИЦІ.....	142
Контрольні питання до розділу 7.....	146
Список рекомендованої літератури.....	147

ВСТУП

Дисципліна «Оптика» є базовим освітнім компонентом у підготовці здобувачів спеціальності 104 (Е5) Фізика та астрономія першого (бакалаврського) рівня вищої освіти.

Метою дисципліни є формування у здобувачів компетентностей, навичок і знань про фундаментальні фізичні поняття, закони й теорії, зокрема про оптику, що сприятиме ефективному опануванню ними спеціальних дисциплін з подальшою можливістю використання фізичних принципів у галузі природничих наук, математики й статистики.

Без сумніву, оптика – це важлива складова фундаментальної підготовки здобувачів освіти природничого та інженерно-технічного профілю. Адже вивчення природи світла, його поширення в різних середовищах, закономірностей взаємодії з речовиною та практичних проявів оптичних явищ у природі й техніці як частина фундаментальної фізичної освіти формує в здобувачів базу для розуміння сучасних напрямів розвитку науки й технологій.

Вивчаючи принципи й закони оптики, студенти набувають здатності системного бачення фізичних процесів, що лежать в основі функціонування сучасних оптичних і оптоелектронних приладів, лазерних систем, телескопів та спектроскопічних комплексів. При цьому здобувачі розвивають уміння аналізувати результати спостережень, інтерпретувати дані оптичних вимірювань і застосовувати математичні методи моделювання оптичних систем, явищ і процесів. Це один з важливих аспектів підготовки конкурентоспроможних фахівців, здатних виконувати як фундаментальні наукові, так і прикладні завдання.

Отже, посібник містить теоретичний матеріал дисципліни «Оптика». Здобувачі, які вивчають цю дисципліну, мають змогу засвоїти відомості про основи фотометрії, геометричної і хвильової оптики, а також квантової оптики, оволодіти математичними методами теорії оптичних явищ і процесів. Знання викладеного у виданні матеріалу буде корисним для здобувачів у подальшому освітньому процесі.

Посібник видано в рамках освітньої теми Ш-518 «Розробка методичного забезпечення дисциплін, що викладаються кафедрою фізики НТУ «Дніпровська політехніка».

Розділ 1 РОЗВИТОК УЯВЛЕНЬ ПРО ПРИРОДУ СВІТЛА

Оптика – це розділ фізики, в якому вивчаються властивості, фізична природа світла та його взаємодія з речовиною. Під світлом розуміють електромагнітні хвилі таких довжин, які сприймаються оком людини. Ці хвилі мають довжину від $3,8 \cdot 10^{-7}$ м до $7,6 \cdot 10^{-7}$ м. Такий діапазон хвиль називається видимим діапазоном. Поняття „світло” охоплює не тільки електромагнітні хвилі видимого діапазону, але й прилеглі до нього ділянки спектра інфрачервоного та ультрафіолетового випромінювань.

Електромагнітні хвилі класифікуються за довжиною (λ) або за частотою (ν) хвилі, які зв'язані між собою. Сукупність електромагнітних хвиль, що існують у природі, називається *спектром електромагнітних хвиль*. Спектр електромагнітних хвиль за збільшенням довжини хвилі включає наступні ділянки: гама-випромінювання, рентгенівське випромінювання, ультрафіолетове випромінювання, видимий діапазон, інфрачервоне випромінювання, радіохвилі.

Різні ділянки спектра розрізняються за способом випромінювання та за способом прийому електромагнітних хвиль, тому між ділянками спектра відсутні чіткі межі, але кожна з них має свої особливості. Ілюстрацією спектра електромагнітних хвиль є шкала електромагнітних хвиль (рис. 1.1).

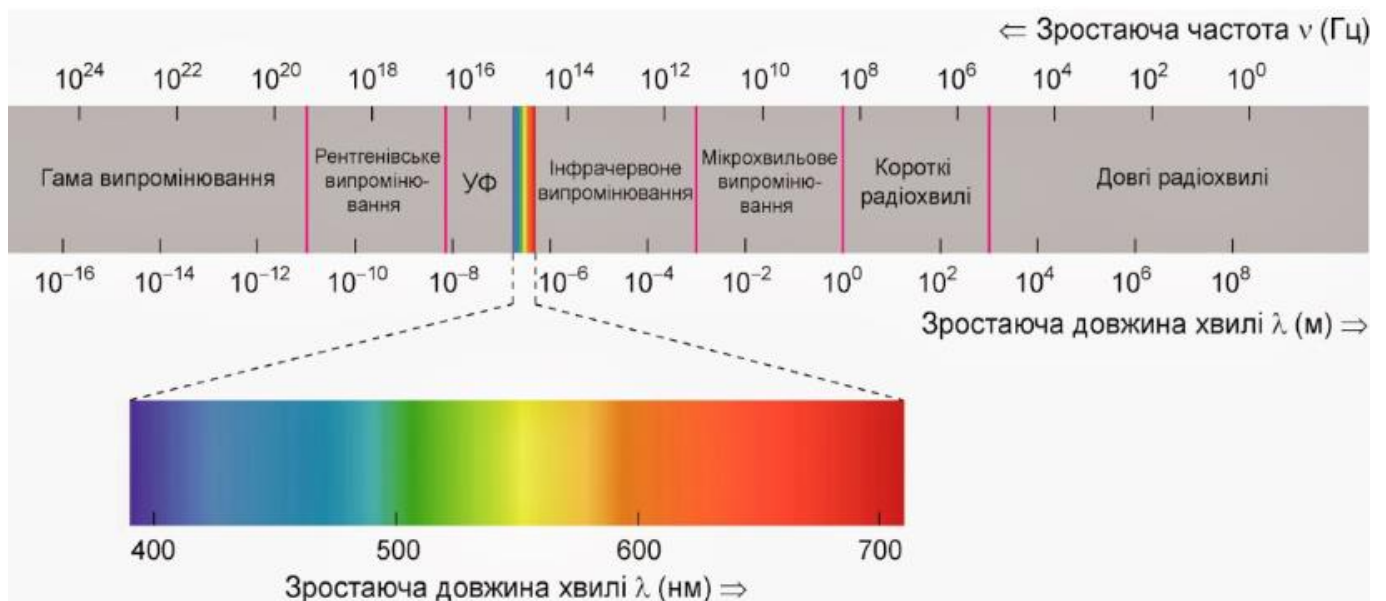


Рис. 1.1 Шкала електромагнітних хвиль

Оптика вивчає електромагнітні хвилі від м'якого рентгенівського випромінювання ($\lambda \sim 10^{-9}$) м до радіохвиль міліметрової довжини ($\lambda \sim 10^{-4}$) м, рентгенівське та гама-

випромінювання вивчаються в квантовій та ядерній фізиці, радіохвилі вивчаються в класичній електродинаміці.

Оптику поділяють на геометричну та фізичну. *Геометрична оптика* – це розділ оптики, в якому вивчаються закони поширення світла на основі уявлень про світлові промені. Під світловим променем розуміють не вузький світловий пучок, а геометричну лінію, що вказує напрям переносу енергії світлової хвилі. Звичайно, чим більш вузьким є світловий пучок, тим легше за його допомогою встановити напрям поширення світла, тобто визначити світловий промінь. Проте реально нескінченно вузький світловий пучок створити неможливо, бо цьому заважає дифракція світла. Отже, світловий промінь не є фізичним образом, а є геометричним поняттям, тобто математичною абстракцією. Геометрична оптика являє собою засіб розв'язання більш простих задач оптики, коли метод променів дає задовільні результати. Особливо це стосується побудови зображень в оптичних системах.

Фізична оптика поділяється на *хвильову та квантову*. У хвильовій оптиці розглядаються явища, в яких проявляється хвильова природа світла (інтерференція, дифракція). Основним поняттям хвильової оптики є поняття електромагнітної хвилі.

Виникнення електричного поля внаслідок зміни магнітного поля було відкрите Фарадеєм у 1831 р. Обернене явище – виникнення магнітного поля під час будь-якої зміни електричного поля було теоретично передбачене іншим видатним англійським фізиком Максвеллом. Розвиваючи уявлення Фарадея про взаємозв'язок електричних та магнітних явищ, Максвелл прийшов до відкриття електромагнітного поля. Одним з висновків теорії електромагнітного поля, розробленої Максвеллом у 1860-1865 роках, є те, що у вакуумі або в повітрі можуть поширюватися електромагнітні хвилі з швидкістю $c = 3 \cdot 10^8$ м/с, яка ще називається швидкістю світла.

Через 23 роки (1888 р.) німецький фізик Герц експериментально дістав електромагнітні хвилі у вільному просторі, а російський фізик Попов використав ці хвилі для здійснення бездротового телеграфу.

Згідно теорії Максвелла, якщо в просторі змінюється електричне поле, то в цій області простору воно викликає змінне магнітне поле. Змінне магнітне поле, в свою чергу, породжує змінне електричне поле, причому це електричне поле повинно бути вихровим, тобто лінії напруженості електричного поля є замкненими і охоплюють

лінії індукції магнітного поля. Сукупність змінних електричних та магнітних полів називається електромагнітним полем. Виникнувши в певному місці простору, змінне електромагнітне поле передається від однієї точки простору до іншої зі швидкістю світла (рис. 1.2). Процес поширення змінного електромагнітного поля в просторі називається *електромагнітною хвилею*.

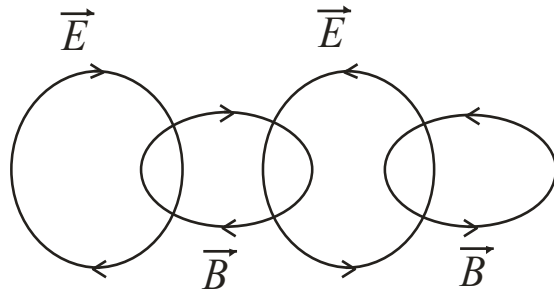


Рис. 1.2 Модель поширення електромагнітної хвилі в просторі

З теорії Максвелла випливає, що напрям вектора напруженості електричного поля \vec{E}_0 , вектора індукції магнітного поля \vec{B}_0 , а також напрям поширення електромагнітної хвилі OZ є взаємно перпендикулярними, тому електромагнітні хвилі називаються ще поперечними (рис. 1.3). Поперечність світлових хвиль на момент створення теорії електромагнітного поля була доведена експериментально. На рис. 1.3 λ довжина хвилі, яка дорівнює найкоротшій відстані між точками простору, в яких вектори \vec{E}_0 і \vec{B}_0 коливаються в однакових фазах. Частотою (ν) електромагнітної хвилі називається кількість коливань векторів \vec{E}_0 або \vec{B}_0 за час, що дорівнює одній секунді. Для вакууму довжина хвилі і частота зв'язані співвідношенням:

$$\lambda = \frac{c}{\nu}, \quad (1.1)$$

де $c = 3 \cdot 10^8$ м/с швидкість світла у вакуумі.

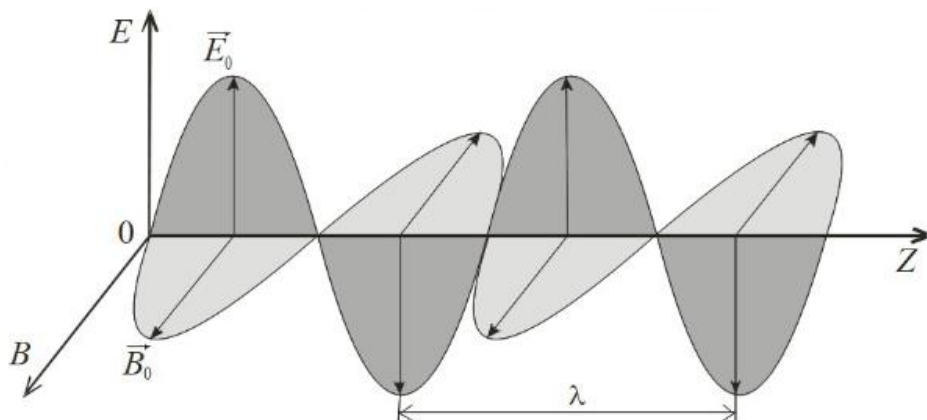


Рис. 1.3 Модель поперечної електромагнітної хвилі

У квантовій оптиці розглядаються явища, в яких вивчається квантова природа світла (квант – порція енергії). З точки зору квантової оптики світло є потоком фотонів з енергією $W=h\nu$, де $h=6,6 \cdot 10^{-34}$ Дж·с стала Планка, ν – частота світла, c – швидкість світла у вакуумі. До таких явищ відносять теплове випромінювання (електромагнітне випромінювання, що випускається речовиною і виникає за рахунок внутрішньої енергії), фотоефект тощо.

Основним поняттям квантової оптики є поняття фотона. *Фотон* – це окрема назва світлового кванта електромагнітного поля, тому що він під час випромінювання, поширення в просторі, а також в момент взаємодії з речовиною поводить себе так, як класична елементарна частинка. Але фотон – це особлива частинка, яка істотно відрізняється від таких частинок, як електрон, протон, нейтрон, що мають відмінну від нуля масу спокою. Фотон не має маси спокою й може існувати тільки в русі зі швидкістю світла. Він не має електричного заряду, магнітного моменту, його час життя є безмежним. Це свідчить про те, що фотон є стійкою частинкою, для якої самовільного розпаду не відбувається. Фотон достатньої енергії, проходячи повз важке атомне ядро, може перетворюватися на пару елементарних частинок електрон – позитрон. Відбувається також зворотній процес: електрон і позитрон можуть перетворюватися на гама-фотон.

Кожний з перелічених розділів оптики має своє застосування: геометрична оптика – це проєкційні прилади, мікроскопи, телескопи, окуляри; хвильова оптика – інтерферометри, дифракційні спектрографи, поляриметри; квантова оптика – пірметри, спектрографи, фотоелементи, лазери.

Хвильова і квантова точки зору на природу світла взаємно виключають одна одну, тому що багато ознак хвилі й частинки є протилежними. Фізична гіпотеза про те, що світло має одночасно хвильові та квантові (корпускулярні) властивості називається *корпускулярно-хвильовим дуалізмом*. Таким чином, під світлом слід розуміти потік електромагнітних хвиль і разом з тим потік фотонів.

У прояві суперечливих властивостей світла є закономірність: у довгохвильового випромінювання (наприклад, інфрачервоного) квантові властивості проявляються слабше, але більш сильнішими стають хвильові властивості. Із зменшенням довжини

хвилі хвильові властивості послаблюються, але підсилюються квантові властивості. Єдність цих протилежностей виражає складність природи світла.

КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ ДО РОЗДІЛУ 1

1. Що є предметом вивчення оптики?
2. Що являє собою світло?
3. Що називається видимим діапазоном?
4. Що називається спектром електромагнітних хвиль?
5. Які види випромінювання включає спектр електромагнітних хвиль?
6. Що називається шкалою електромагнітних хвиль?
7. Який діапазон довжин хвиль вивчає оптика?
8. Що є предметом вивчення геометричної оптики?
9. Що являє собою світловий промінь?
10. Що є предметом вивчення хвильової оптики?
11. Що являє собою електромагнітне поле?
12. Що являє собою електромагнітна хвиля?
13. Як пояснює теорія електромагнітного поля процес поширення світла в просторі?
14. Чому дорівнює швидкість світла у вакуумі?
15. Чому електромагнітна хвиля вважається поперечною?
16. Що називається довжиною хвилі?
17. Що називається частотою хвилі?
18. Як зв'язані між собою довжина і частота електромагнітної хвилі?
19. Що є предметом вивчення квантової оптики?
20. Що являє собою фотон?
21. У чому проявляється особливість фотона як елементарної частинки?
22. Як визначити енергію фотона?
23. Що являє собою корпускулярно-хвильовий дуалізм?
24. Як залежать хвильові та квантові властивості світла від довжини електромагнітної хвилі?

Розділ 2 ФОТОМЕТРІЯ

Основною величиною, що характеризує випромінювання, є його енергія. Розділ фізичної оптики, який розглядає енергетичні характеристики оптичного випромінювання і способи їх вимірювання називається *фотометрією*.

Енергетичні характеристики – це об'єктивні характеристики, що характеризують джерело випромінювання не враховуючи властивостей приймача світла.

Енергетичний світловий потік Φ_e – це фізична величина, яка дорівнює енергії, яка випромінюється джерелом в одиницю часу:

$$\Phi_e = \frac{W}{t} \quad [\Phi_e] = \text{Вт}, \quad (2.1)$$

де W — оцінювана за зоровим відчуттям світлова енергія, що падає на певну поверхню; t — час падіння світлової енергії на ту поверхню.

Енергетична світність R_e – це фізична величина, яка чисельно дорівнює повному світловому потоку, що випромінюється на одиницю площі його поверхні :

$$R_e = \frac{\Phi_e}{S} \quad [R_e] = \text{Вт/м}^2, \quad (2.2)$$

де R_e – поверхнева густина випромінювання.

Енергетична сила світла I_e – це фізична величина, яка чисельно дорівнює світловому потоку, що випромінюється точковим джерелом світла через одиничний тілесний кут:

$$I_e = \frac{d\Phi_e}{d\Omega} \quad [I_e] = \text{Вт/ср}, \quad (2.3)$$

Повний потік : $\Phi = 4\pi \cdot I_e$

Тілесний кут $d\Omega$ – це кут, який спирається на площадку dS_n ($dS_n = dS \cos \alpha$), яку вирізає конус на поверхні сфери радіусом r (рис. 4)

$$d\Omega = \frac{dS_n}{r^2} \quad [\omega] = 1 \text{ ср (стерадіан)}.$$

Енергетична яскравість B_e – дорівнює відношенню сили світла світної поверхні до проекції цієї поверхні на площину, перпендикулярну напрямку спостереження (рис. 2.1)

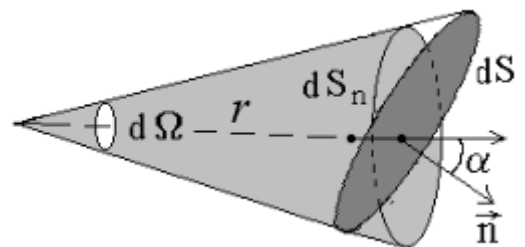


Рис. 2.1

$$B_e = \frac{dI_e}{dS_\varphi} = \frac{dI_e}{dS \cdot \cos \varphi} \quad [B_e] = \text{Вт/м}^2 \cdot \text{ср}, \quad (2.4)$$

де \vec{n} - нормаль; ON – напрямок догляду; dS – площа світної поверхні; dS_φ – площа, перпендикулярна напрямку спостереження.

Якщо в джерелах $B_e = \text{const}$, тоді джерело називається ламбертовим. Для ламбертових джерел:

$$B_e = \frac{R_e}{\pi}. \quad (2.5)$$

Енергетична освітленість E_e – це фізична величина, яка дорівнює світловому потоку, що падає на одиницю площі поверхні:

$$E_e = \frac{\Phi_e}{dS} \quad [E_e] = \text{Вт/м}^2, \quad (2.6)$$

Виведемо закон освітленості для точкових джерел. Враховуючи, що

$$d\Omega = \frac{dS \cdot \cos \alpha}{r^2}, \text{ маємо:}$$

$$dS = \frac{d\Omega \cdot r^2}{\cos \alpha}. \quad (2.7)$$

І підставимо в (2.6)

$$E_e = \frac{\Phi_e \cdot \cos \alpha}{d\Omega \cdot r^2} = \frac{I_e \cdot \cos \alpha}{r^2}. \quad (2.8)$$

Світлові характеристики – характеризують фізіологічні дії світла і оцінюються по дії на око або на інші приймачі випромінювання.

Одиницею сили світла джерела у СІ є кандела [кд]: сила світла в заданому напрямі джерела, що дає монохроматичне випромінювання з частотою $540 \cdot 10^{12}$ Гц, енергетична сила світла якого в цьому напрямі складає $1/683 = \text{Вт/ср}$.

Світловий потік (Φ) – кількість світлової енергії, що проходить через деяку поверхню за одиницю часу.

Світловий потік вимірюється в СІ – люмен – $1 \text{ лм} = 1 \text{ кд} \cdot 1 \text{ ср}$. 1 кд – кандела, 1 ср – стерадіан.

Співвідношення між (лм) та (Вт) визначається так: ідеально ефективний перетворювач електроенергії у світло потужністю 1 Вт створює на довжині хвилі 550

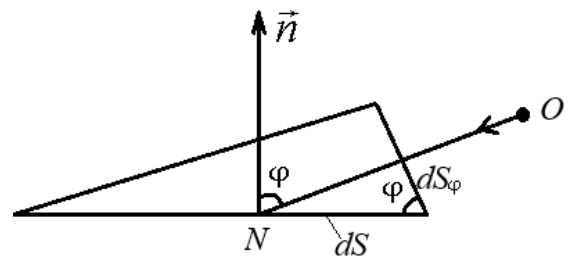


Рис. 2.2

нм (зелене світло) світловий потік, котрий сприймається нашим оком і оцінюється у 650 люменів. На іншій довжині хвилі його потік буде менший у стільки разів, у скільки чутливість ока до цієї хвилі буде меншою, ніж до зеленого світла.

Функція, яка описує розподіл енергії по довжинам хвиль має вигляд:

$$\varphi(\lambda) = \frac{d\Phi_e}{d\lambda}, \quad (2.9)$$

де $d\Phi_e$ – світловий потік, який випромінюється в інтервалі $d\lambda$.

$$\Phi_e = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \varphi(\lambda) \cdot d\lambda. \quad (2.10)$$

Досвід показує, що очі більшості людей, які не страждають на дефекти зору, мають максимальну чутливість до оптичного випромінювання з довжиною хвилі $\lambda=550$ нм (зелене світло).

Інтенсивність нервового подразнення, що виникає в нервових закінченнях сітківки ока під впливом світла прийнято характеризувати функцією видності $F(\lambda)$. При $\lambda = 555$ нм, $F=F_{\max}$. При $\lambda = 400$ нм і $\lambda = 760$ нм, $F < F_{\max}$.

Відносна функція видності:

$$V(\lambda) = \frac{F(\lambda)}{F_{\max}}. \quad (2.11)$$

Функція безрозмірна і дозволяє встановити взаємозв'язок між енергетичними та фотометричними параметрами оптичного випромінювання. На рис. 2.3 показано криву відносної чутливості ока у діапазоні видимості довжин хвиль. У таблиці

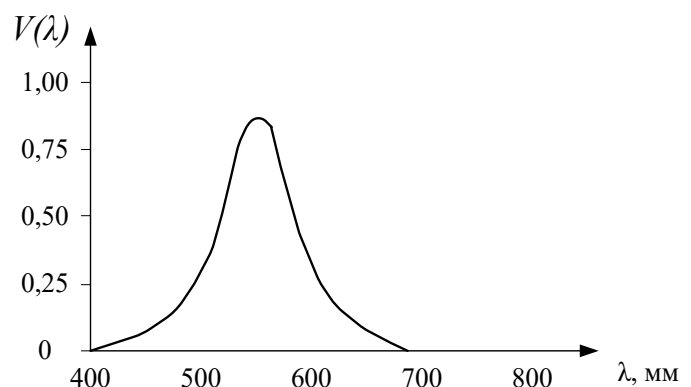


Рис. 2.3

2.1 наведено числові значення деяких довжин електромагнітних хвиль.

Світловий потік з урахуванням чутливості ока можна визначити за формулою:

$$d\Phi = V(\lambda) \cdot d\Phi_e = V(\lambda) \cdot \varphi(\lambda) \cdot d\lambda \quad (2.12)$$

$$\Phi = \int_0^{\infty} V(\lambda) \cdot \varphi(\lambda) \cdot d\lambda. \quad (2.13)$$

Відносна функція видимості

λ , нм	$V(\lambda)$	λ , нм	$V(\lambda)$
400	0,0004	580	0,870
410	0,0012	590	0,757
420	0,004	600	0,631
430	0,012	610	0,503
440	0,023	620	0,381
450	0,038	630	0,265
460	0,060	640	0,175
470	0,091	650	0,107
480	0,139	660	0,061
490	0,208	670	0,032
500	0,323	680	0,017
510	0,503	690	0,006
520	0,710	700	0,004
530	0,862	710	0,002
540	0,954	720	0,001
550	0,995	730	0,0005
555	1,000	740	0,0002
560	0,995	750	0,0001
570	0,952	760	0,00006

Світність – інтенсивність світла, яке випромінюється або відбивається одиничною площею поверхні в певному напрямку:

$$R = \frac{d\Phi}{dS} = \frac{I \cdot d\Omega}{dS} \quad [R] = \text{Кд} \cdot \text{ср} / \text{м}^2. \quad (2.14)$$

Яскравість поверхні джерела в деякому напрямі називають величину, що дорівнює відношенню сили світла елемента поверхні джерела до площі проекції цього елемента

на вибраний напрям випромінювання:

$$B = \frac{dI}{dS \cdot \cos \varphi} \quad [B] = \text{Кд/м}^2. \quad (2.15)$$

де dI – світловий потік, що випромінює елемент dS поверхні джерела всередині тілесного кута $d\Omega$; $dS \cos \varphi$ – проекція елемента dS на напрям випромінювання; I – сила світла від елемента dS поверхні джерела; φ – кут між нормаллю до елемента dS й напрямом випромінювання.

У загальному випадку яскравість залежить від напрямку поширення світла. Проте існують джерела світла, для яких яскравість не залежить від напрямку поширення світла, тобто яскравість таких джерел є сталою величиною. Такі джерела називають *ламбертовими*, оскільки для них виконується закон Ламберта: сила світла I пропорційна косинусу кута φ між нормаллю та певним напрямом і найбільша в напрямі нормалі до поверхні:

$$I = I_0 \cdot \cos \varphi, \quad (2.16)$$

де I_0 – сила світла в напрямі нормалі до поверхні. До ламбертових джерел належать Сонце, абсолютно чорне тіло, матове скло.

Освітленість поверхні, на яку падає світловий потік від точкового джерела світла (рис. 2.4), можна знайти за формулою:

$$E = \frac{I \cdot \cos \alpha}{r^2} \quad [E] = \text{Кд/м}^2 = \text{лк (люкс)}, \quad (2.17)$$

де I – сила світла джерела; r – відстань від джерела до поверхні; α – кут між зовнішньою нормаллю до освітлюваної поверхні і напрямом світлового потоку (кут падіння), що визначається віссю конуса, в межах якого поширюється світловий потік.

Для ламбертових джерел $E = R$ і якщо поверхня біла, то

$$B = \frac{R}{\pi} = \frac{E}{\pi}, \quad (2.18)$$

а якщо сіра, то

$$B = \rho \cdot \frac{E}{\pi} \quad (\rho < 1). \quad (2.19)$$

Світловий потік з урахуванням чутливості ока можна визначити за формулою:

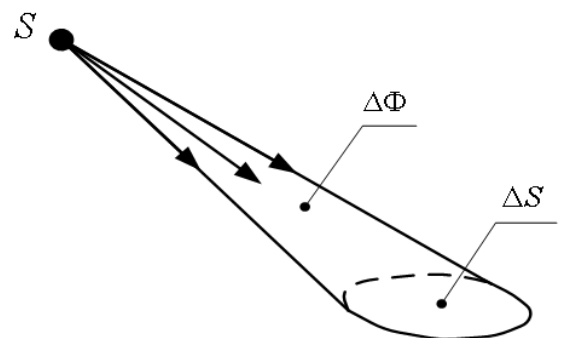


Рис. 2.4

$$d\Phi = V(\lambda) \cdot d\Phi_e = V(\lambda) \cdot \varphi(\lambda) \cdot d\lambda \quad (2.12)$$

$$\Phi = \int_0^{\infty} V(\lambda) \cdot \varphi(\lambda) \cdot d\lambda. \quad (2.13)$$

Світність – інтенсивність світла, яке випромінюється або відбивається одиничною площею поверхні в певному напрямку:

$$R = \frac{d\Phi}{dS} = \frac{I \cdot d\Omega}{dS} \quad [R] = \text{Кд} \cdot \text{ср} / \text{м}^2. \quad (2.14)$$

Яскравість поверхні джерела в деякому напрямі називають величину, що дорівнює відношенню сили світла елемента поверхні джерела до площі проекції цього елемента на вибраний напрям випромінювання:

$$B = \frac{dI}{dS \cdot \cos \varphi} \quad [B] = \text{Кд} / \text{м}^2. \quad (2.15)$$

де dI – світловий потік, що випромінює елемент dS поверхні джерела всередині тілесного кута $d\Omega$; $dS \cos \varphi$ – проекція елемента dS на напрям випромінювання; I – сила світла від елемента dS поверхні джерела; φ – кут між нормаллю до елемента dS й напрямом випромінювання.

У загальному випадку яскравість залежить від напрямку поширення світла. Проте існують джерела світла, для яких яскравість не залежить від напрямку поширення світла, тобто яскравість таких джерел є сталою величиною. Такі джерела називають *ламбертовими*, оскільки для них виконується закон Ламберта: сила світла I пропорційна косинусу кута φ між нормаллю та певним напрямом і найбільша в напрямі нормалі до поверхні:

$$I = I_0 \cdot \cos \varphi, \quad (2.16)$$

де I_0 – сила світла в напрямі нормалі до поверхні. До ламбертових джерел належать Сонце, абсолютно чорне тіло, матове скло.

Освітленість поверхні, на яку падає світловий потік від точкового джерела світла (рис. 2.4), можна знайти за формулою:

$$E = \frac{I \cdot \cos \alpha}{r^2} \quad [E] = \text{Кд} / \text{м}^2 = \text{лк (люкс)}, \quad (2.17)$$

де I – сила світла джерела; r – відстань від джерела до поверхні; α – кут між зовнішньою нормаллю до освітлюваної поверхні і напрямом світлового потоку (кут

падіння), що визначається віссю конуса, в межах якого поширюється світловий потік.

Для ламбертових джерел $E = R$ і якщо поверхня біла, то

$$B = \frac{R}{\pi} = \frac{E}{\pi}, \quad (2.18)$$

а якщо сіра, то

$$B = \rho \cdot \frac{E}{\pi} \quad (\rho < 1). \quad (2.19)$$

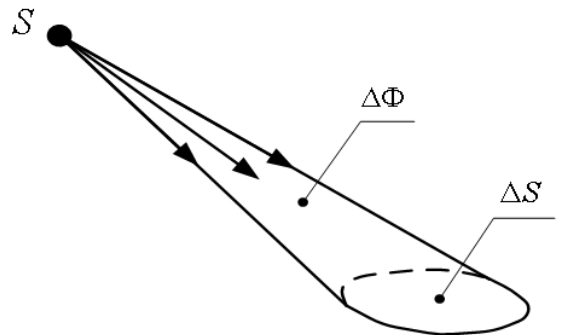


Рис. 2.4

Контрольні питання до розділу 2

1. Якою є природа світла?
2. В чому полягає корпускулярно-хвильовий дуалізм світла?
3. Яка різниця між світловим потоком і енергетичною світністю?
4. Що називають енергетичним потоком випромінювання? В яких одиницях він вимірюється?
5. Що називають енергетичною інтенсивністю світла? В яких одиницях вона вимірюється?
6. Що називають об'ємною густиною енергії випромінювання? В яких одиницях вона вимірюється?
7. Чим відрізняються енергетичні характеристики випромінювання від світлових?
8. Чому дорівнює коефіцієнт видимості й яку роль він виконує?
9. Що називають світловим потоком? В яких одиницях він вимірюється?
10. Яке джерело світла називають точковим?
11. Що називають силою світла? В яких одиницях вона вимірюється?
12. Які джерела світла називають ізотропними?
13. Що називають яскравістю світла? В яких одиницях вона вимірюється?
14. Які джерела світла називають ламбертовими? Навести приклади.
15. Що називають світністю джерела світла? В яких одиницях вона вимірюється?
16. Що називають освітленістю? В яких одиницях вона вимірюється?

17. Записати й пояснити закон освітленості.
18. Які існують типи фотометрів і яка між ними різниця?
19. Яким є принцип дії візуального фотометра?
20. Яким є призначення спектрофотометрів, люксометрів?

Розділ 3 ГЕОМЕТРИЧНА ОПТИКА

3.1. Геометрична оптика заснована на деяких положеннях, які спочатку були встановлені як експериментальні закони. Розглянемо ці закони:

1) закон прямолінійного поширення світла – в однорідному прозорому середовищі світло поширюється прямолінійно;

2) закон незалежності поширення світлових променів – світлові промені, які поширюються в просторі, під час перетину не впливають один на одного;

3) закон оборотності світлових променів – якщо світловий промінь поширюється з точки 1 в точку 2, то в зворотному напрямі з точки 2 в точку 1 він поширюється по тому самому шляху;

4) закон відбивання світла – промінь падаючий, промінь відбитий і перпендикуляр, поставлений в точку падіння, лежать в одній площині; при цьому кут падіння дорівнює куту відбивання $i = i'$. Кутом падіння (i) називається кут між падаючим променем (SO) і перпендикуляром (NO) у точку падіння. Кут між відбитим променем (OA) і перпендикуляром (NO) у точку падіння називається кутом відбивання (i') (рис. 3.1).

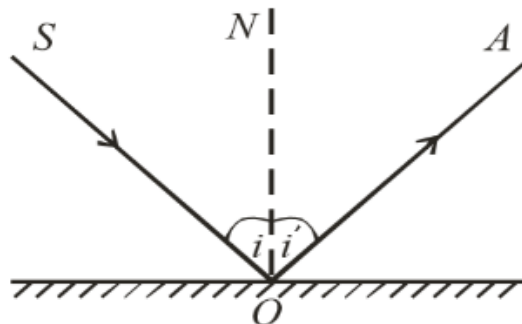


Рис. 3.1 Відбивання світлового променя від непрозорої поверхні

5) закон заломлення світла – промінь падаючий, промінь заломлений і перпендикуляр, поставлений в точку падіння, лежать в одній площині; при цьому для будь-якого кута падіння відношення синуса кута падіння до синуса кута заломлення є величина стала для двох певних середовищ і називається *відносним показником заломлення* :

Кутом заломлення r називається кут між заломленим променем (OB) і продовженням перпендикуляра (NO) в точку падіння (рис. 3.2).

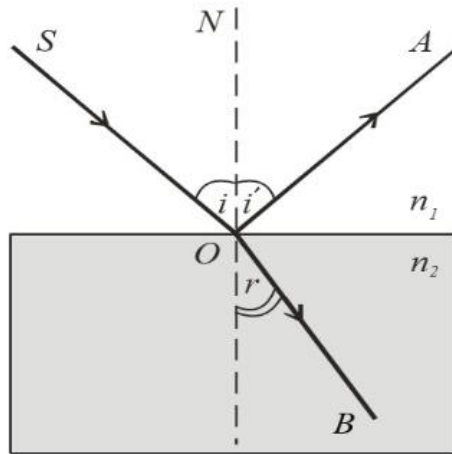


Рис. 3.2 Відбивання та заломлення світлового променя на межі поділу двох прозорих середовищ ($n_1 < n_2$)

Усі прозорі середовища характеризуються абсолютним показником заломлення. Абсолютним показником заломлення даного середовища називається відношення синуса кута падіння до синуса кута заломлення, коли падаючий промінь йде із вакууму або із повітря в дане середовище:

$$\frac{\sin i}{\sin r} = n. \quad (3.1)$$

Абсолютний показник заломлення вакууму дорівнює одиниці $n_{\text{вакуум}} = 1$. Показник заломлення повітря вважають таким, що дорівнює одиниці, хоч його більш точне значення при нормальних умовах $n_{\text{повітря}} = 1,000292$.

Позначимо абсолютний показник заломлення першого середовища n_1 , а другого n_2 . Тоді співвідношення між абсолютними та відносними показниками заломлення мають вигляд:

$$n_{21} = \frac{n_2}{n_1}. \quad (3.2)$$

З теорії електромагнітного поля випливає, що абсолютний показник заломлення є числом, яке показує в скільки разів швидкість світла у вакуумі c більша за швидкість світла в даному середовищі (v):

$$n = \frac{c}{v}. \quad (3.3)$$

Якщо $n_1 = \frac{c}{v_1}$, $n_2 = \frac{c}{v_2}$, то закон заломлення можна подати у вигляді:

$$\frac{\sin i}{\sin r} = \frac{n_2}{n_1} = \frac{v_1}{v_2}, \quad (3.4)$$

де v_1, v_2 – швидкості світла в даних середовищах.

Абсолютний показник заломлення залежить від довжини (λ) або від частоти (ν) світлової електромагнітної хвилі. Різним довжинам або частотам хвиль відповідають різні показники заломлення. Залежність показника заломлення від довжини (частоти) хвилі називається дисперсією. Розрізняють нормальну дисперсію, коли із збільшенням довжини хвилі показник заломлення зменшується і аномальну дисперсію, коли із збільшенням довжини хвилі показник заломлення збільшується.

Пояснюється явище дисперсії неоднаковим значенням фазової швидкості електромагнітних хвиль під час поширення в певному прозорому середовищі. У випадку нормальної дисперсії для електромагнітних хвиль червоного кольору фазова швидкість максимальна, а показник заломлення мінімальний. Для електромагнітних хвиль фіолетового кольору фазова швидкість мінімальна, а показник заломлення максимальний. У вакуумі швидкість електромагнітних хвиль завжди однакова для будь-яких довжин (частот) хвиль й дорівнює $c = 3 \cdot 10^8$ м /с.

Нормальну дисперсію можна спостерігати під час проходження світла крізь скляну тригранну призму (рис. 3.3). Вперше такий дослід був проведений Ньютоном у 1672 р.

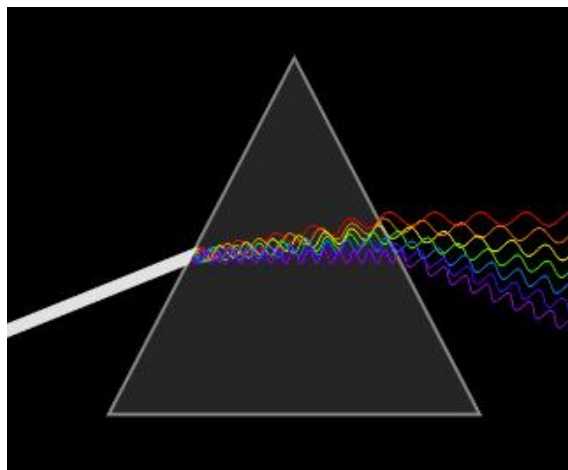


Рис. 3.3 Модель нормальної дисперсії

Цим дослідом Ньютон довів, що біле світло складається з світла різних довжин хвиль. Райдуга є прикладом прояву нормальної дисперсії в природних умовах.

Явище аномальної дисперсії, для якого фіолетові електромагнітні хвилі заломлюються менше ніж червоні, спостерігається під час поглинання енергії

електромагнітних хвиль певної довжини речовиною. Практично вона має місце для всіх газів поблизу ліній поглинання (частоти коливань електронів, що входять до складу атомів або молекул газів).

Середовище, що характеризується більшим показником заломлення, називається більш оптично густим. Промінь світла, що проходить з менш оптично густого середовища в більш оптично густе середовище, наближається до перпендикуляра, поставленого в точку падіння (рис. 3.4, а). За законом оборотності промінь, що йде з більш оптично густого середовища в менш оптично густе, відхиляється від перпендикуляра, поставленого в точку падіння (рис. 3.4, б).

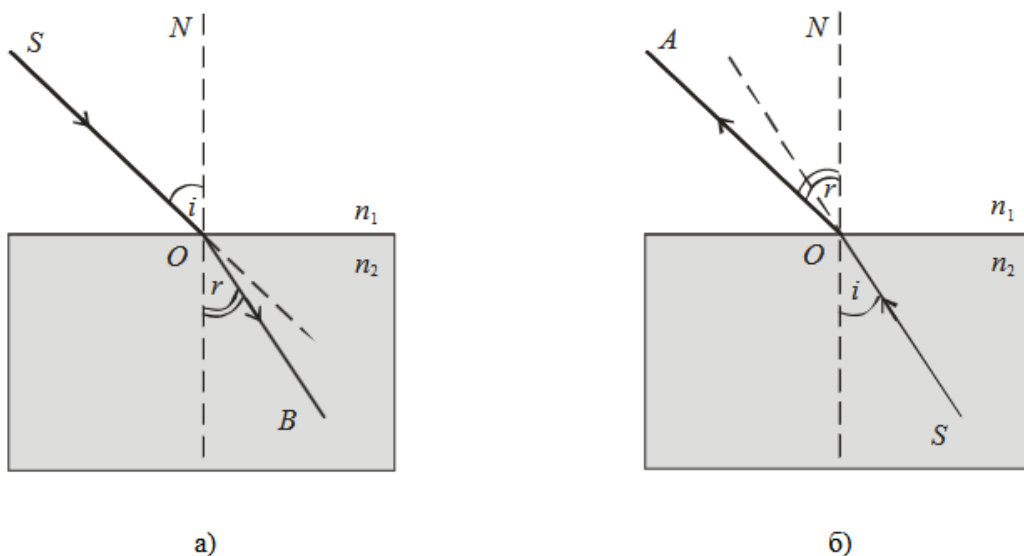


Рис. 3.4 Хід світлового променя через межу поділу двох прозорих середовищ ($n_1 < n_2$)

Коли світло поширюється з більш оптично густого середовища в менш оптично густе, то на межі їхнього поділу відбувається перерозподіл світлових потоків у залежності від кута падіння. Розглянемо окремі випадки (рис. 3.5).

Якщо кут падіння дорівнює нулю ($i = 0$), то світловий промінь (1) без заломлення проходить з одного середовища в інше. Для деякого кута падіння ($i < i_0$) світловий промінь на межі поділу двох середовищ поділяється на відбитий (2) та заломлений (3). Для будь-якої пари прозорих середовищ завжди існує певний кут падіння ($i = i_0$), при якому кут заломлення r досягає максимального значення $r_{\max} = 90^\circ$ й заломлений промінь (4) ковзає по межі поділу двох середовищ. Такий кут падіння називається граничним кутом повного внутрішнього відбивання. Якщо кут падіння перевищуватиме граничний кут повного внутрішнього відбивання ($i > i_0$), то

заломлення світлового променя не відбувається й відбитий промінь (5) повністю залишається в більш оптично густому середовищі. Таке явище називається *повним внутрішнім відбиванням*.

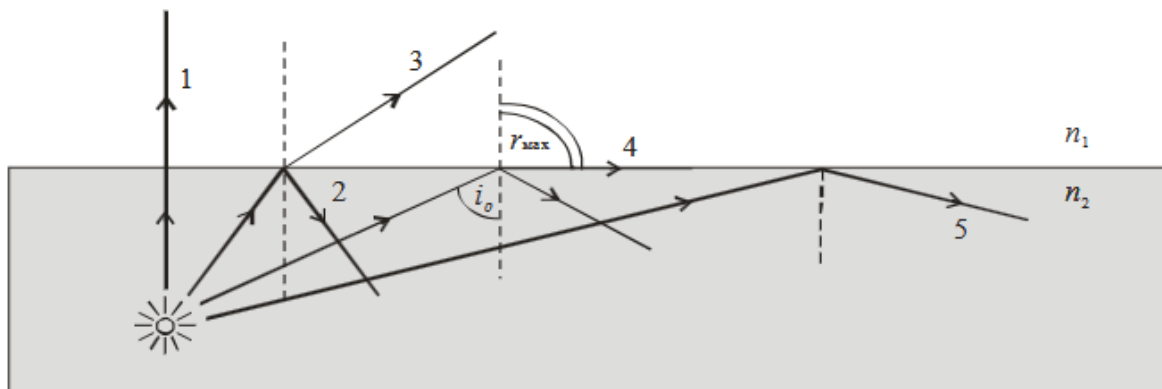


Рис. 3.5 Хід світлових променів з більш оптично густого середовища в менш оптично густе

Граничний кут повного внутрішнього відбивання для двох даних середовищ знаходиться за допомогою закону заломлення $\sin i_0$

$$\frac{\sin i_0}{\sin 90^\circ} = \frac{n_1}{n_2}.$$

Враховуючи, що $\sin 90^\circ = 1$, маємо $\sin i_0 = \frac{n_1}{n_2}$. Звідки $i_0 = \arcsin \frac{n_1}{n_2}$.

Деякі задачі геометричної оптики зручно розв'язувати, користуючись **принципом Ферма**, який був сформульований в 1660 році французьким математиком Ферма: світло поширюється по такому шляху, на подолання якого йому необхідний мінімальний час.

Нехай світло поширюється в середовищі з показником заломлення n . Тоді швидкість світла в цьому середовищі дорівнює: $v = \frac{c}{n}$, де c — швидкість світла у вакуумі. Час, протягом якого світло проходить деяку відстань S у середовищі з показником заломлення n , визначається співвідношенням:

$$t = \frac{S}{v} = \frac{S n}{c} = \frac{L}{c}, \quad (3.5)$$

де S — геометрична довжина шляху, $L = S n$ — оптична довжина шляху. Отже, **оптичною довжиною** шляху називають добуток геометричної довжини шляху на показник заломлення середовища, в якому поширюється світловий промінь.

Нехай світло проходить кілька середовищ з показниками заломлення $n_1 > n_2 > n_3$ (рис. 3.6). З точки A світло потрапляє в точку B шляхом $AMNB$, для подолання якого час

$$t = \frac{AM \cdot n_1}{c} + \frac{MN \cdot n_2}{c} + \frac{NB \cdot n_3}{c} = \frac{L_1}{c} + \frac{L_2}{c} + \frac{L_3}{c} = \frac{L}{c} \quad (3.6)$$

повинен мати найменше значення. Оскільки швидкість світла у вакуумі є величина стала, то *принцип Ферма* можна сформулювати так: світло поширюється по такому шляху, оптична довжина якого є мінімальною.

Виявляється, що чотири закони геометричної оптики є наслідком принципу Ферма: *закон прямолінійного поширення світла* — оскільки мінімальний оптичний шлях між двома точками середовища являє собою пряму, то в однорідному прозорому середовищі світло поширюється прямолінійно; *закон оборотності світлових променів* — оптичний шлях, який є мінімальним під час поширення світла з точки 1 в точку 2, буде мінімальним й під час поширення світла з точки 2 в точку 1.

Одержимо за допомогою принципу Ферма *закон відбивання світла*. Нехай світло поширюється в однорідному прозорому середовищі від точки A до точки B , відбиваючись від плоскої поверхні MN в точці O (рис. 3.7). Спочатку продовжимо пряму OA та зафіксуємо на ній в будь-якому місці точку B' . З точки B' проводимо перпендикуляр до поверхні MN (точка C). На продовженні цього перпендикуляра треба відкласти відрізок CB , причому $CB = CB'$. Відрізок CB обмежується точкою B , в яку і потрапляє світловий промінь з точки A . Отже, точки B' і B є симетричними. Сполучимо точки B і O . Від точки O поставимо перпендикуляр OK до поверхні MN . Трикутник BOB' є рівнобедреним, тому $OB' = OB$.

Визначимо на поверхні MN положення іншої точки O' , яку треба з'єднати з точками A , B і B' . Трикутник $BO'B'$ є також рівнобедреним, тому $BO' = O'B$. Тоді довжини шляхів від точки A до точки B записуються так:

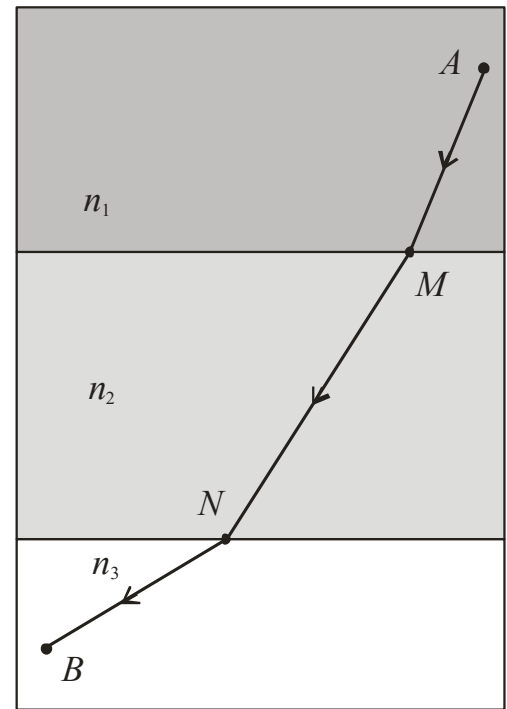


Рис. 3.6. Хід світлового променя

$$AO + OB = AO + O'B',$$

$$AO' + O'B = AO' + O'B'.$$

Лінія AOB' є прямою, лінія $AO'B'$ є ламаною при будь-якому положенні точки O' . Оскільки будь-яка ламана завжди більша за пряму між тими самими точками, то тоді маємо:

$$AO + OB < AO' + O'B'.$$

Отже, геометричний та оптичний шлях AOB є найменшим. При цьому $\angle AOK (i) = \angle OB'C$, тому що $OK \parallel BB'$,

AB' – січна. $\angle KOB (i') = \angle OBC$, оскільки $OK \parallel CB$, OB – січна. Але $\angle OBC = \angle OB'C$, тому що трикутник BOB' є рівнобедреним. Тому $\angle AOK (i) = \angle KOB (i')$. Таким чином, кут падіння дорівнює куту відбивання $i = i'$.

Одержимо за допомогою принципу Ферма закон заломлення світла. Нехай світловий промінь поширюється з менш оптично густого середовища (n_1) від точки A в більш оптично густе середовище (n_2) до точки B (рис. 3.8). Для будь-якого променя оптична довжина шляху дорівнює:

$$L = n_1 S_1 + n_2 S_2 = n_1 \sqrt{a_1^2 + x^2} + n_2 \sqrt{a_2^2 + (b-x)^2}. \quad (3.7)$$

Щоб знайти мінімальне значення оптичної довжини шляху, знайдемо першу похідну від L по x та прирівняємо її до нуля:

$$\frac{dL}{dx} = \frac{2n_1 x}{2\sqrt{a_1^2 + x^2}} - \frac{2n_2 (b-x)}{2\sqrt{a_2^2 + (b-x)^2}} = n_1 \frac{x}{S_1} - n_2 \frac{(b-x)}{S_2} = 0. \quad (3.8)$$

Оскільки $\frac{x}{S_1} = \sin i$, $\frac{b-x}{S_2} = \sin r$, то $n_1 \sin i = n_2 \sin r$

$$\text{або } \frac{\sin i}{\sin r} = \frac{n_2}{n_1} = n_{21}.$$

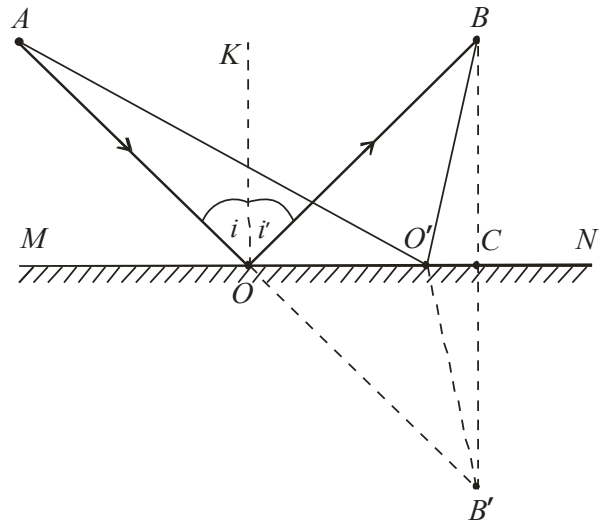


Рис. 3.7 Відбивання світлового променя від непрозорої поверхні

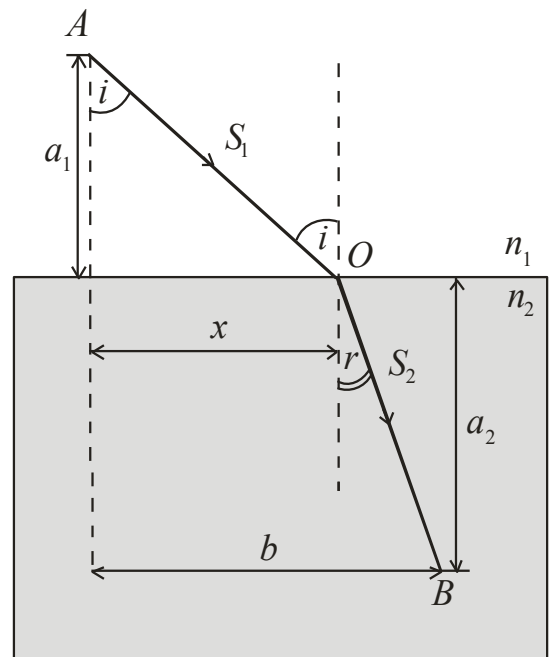


Рис. 3.8 Хід світлового променя з менш оптично густого середовища в більш оптично густе

3.2. Оптичною системою називається пристрій, який формує дійсне оптичне зображення об'єкта або перетворює світловий потік. Оптична система складається з лінз, призм, прозорих пластинок, дзеркал тощо, скомбінованих між собою так, щоб одержувати оптичне зображення об'єкта або перетворювати світловий потік. У загальному випадку оптичні системи мають дві й більше заломлювальних поверхонь. Практичного значення набули системи, для яких центри кривизни всіх заломлювальних поверхонь лежать на одній прямій. Оптичні системи, що мають таку властивість, називаються центрованими. Пряма лінія, на якій лежать центри кривизни заломлювальних поверхонь оптичної системи, називається *головною оптичною віссю* центрованої оптичної системи.

До найпростіших центрованих систем відноситься *лінза*. Вона складається з двох заломлювальних поверхонь, які обмежують прозору речовину, наприклад, скло. Одна із заломлювальних поверхонь обов'язково повинна бути сферичною, друга – або сферичною, або плоскою (рис. 3.9). У залежності від комбінації заломлювальних поверхонь лінзи можуть бути: двоопуклі (1), плоско опуклі (2), вгнуто опуклі (3), двовгнуті (4), плоско вгнуті (5), опукло вгнуті (6). При цьому лінзи 1-3 є *збірними*, лінзи 4-6 є *розсіюючими*, якщо матеріал, з якого вони виготовлені, буде більш оптично густим, ніж навколишнє середовище.

Розглянемо двоопуклу лінзу (рис. 3.10). Лінзу називають *тонкою*, якщо її товщина AB досить мала в порівнянні з радіусами кривизни R_1 і R_2 заломлювальних поверхонь. При цьому вважається, що вершини цих поверхонь A і B зливаються в точку O , яку називають *оптичним центром лінзи*.

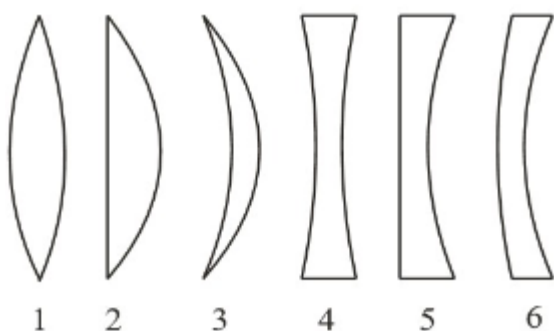


Рис. 3.8 Типи лінз

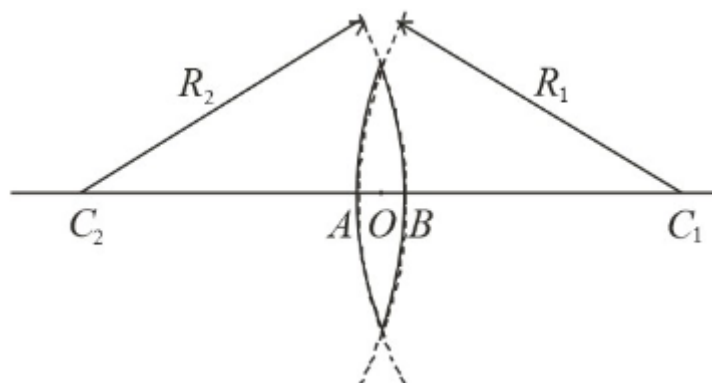


Рис. 3.10 Двоопукла лінза

Будь-яка пряма, що проходить через оптичний центр лінзи, називається *оптичною віссю лінзи*. Оптична вісь C_2OC_1 , яка проходить через центри кривизни C_1 і

C_2 заломлювальних поверхонь та оптичний центр лінзи O , називається *головною оптичною віссю лінзи*.

Промені, які є паралельними до головної оптичної осі, заломлюються в збірній лінзі й перетинаються в точці F , яка лежить на цієї осі й називається *фокусом лінзи* (рис. 3.11, *a*). Для розсіюючої лінзи фокусом є точка на головній оптичній осі, в якій перетинаються не самі промені, а їх уявні продовження в бік, що протилежний напрямку поширення світла (рис. 3.11, *б*). Відстань від фокуса лінзи до її оптичного центра називається *фокусною відстанню* (f). Площина, яка перпендикулярна до головної оптичної осі й проходить через фокус лінзи, називається *фокальною площиною*.

Фокусна відстань лінзи може бути розрахована за формулою:

$$\frac{1}{f} = \left(\frac{n_2}{n_1} - 1 \right) \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right), \quad (3.9)$$

де n_2 – показник заломлення матеріалу, з якого виготовлена лінза; n_1 – показник заломлення середовища, що оточує лінзу; R_1 і R_2 – радіуси кривизни заломлювальних сферичних поверхонь.

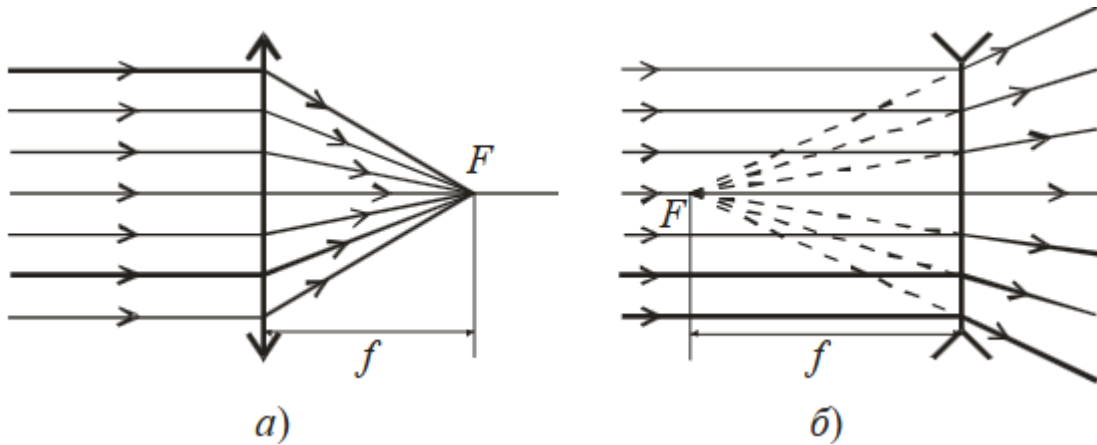


Рис. 3.11 Хід світлових променів через тонку лінзу

Відповідно до типу лінз ця формула записується згідно *правила знаків*: якщо заломлювальна поверхня знаходиться ліворуч від центра кривизни, то радіус кривизни цієї поверхні є додатним; якщо заломлювальна поверхня знаходиться праворуч від центра кривизни, то радіус кривизни цієї поверхні є від’ємним.

Величина, яка є оберненою до фокусної відстані, називається *оптичною силою лінзи*:

$$D = \frac{1}{f}. \quad (3.10)$$

Оптична сила визначає збірну або розсіюючу здатність лінзи і вимірюється в діоптріях (дптр). Оптичну силу в 1 діоптрію має лінза з фокусною відстанню 1 м. Оптична сила збірних лінз є додатною, розсіюючих лінз – від’ємною. Оптична сила оптичної системи, яка складається з кількох лінз, дорівнює алгебраїчній сумі оптичних сил цих лінз. Наприклад, оптична система з двох збірних лінз має більшу оптичну силу й меншу фокусну відстань, ніж кожна з них окремо.

Оптичні зображення предметів, які можна дістати за допомогою лінз, поділяються на дійсні та уявні. Дійсні зображення створюються збіжними пучками променів у точках, де вони перетинаються. Дійсні зображення можна спостерігати на екрані або фотоплівці, які знаходяться в точках перетину променів. Якщо промені, що виходять з оптичної системи, розходяться, то подумки їх можна продовжити в протилежному напрямку, де вони перетинаються. Точку перетину уявних продовжень цих променів називають уявним зображенням точки предмета. Сукупність таких точок складають уявне зображення предмета. Уявне зображення неможливо одержати на екрані або зафіксувати на фотоплівці, але інша оптична система (збірна лінза, око людини) здатна перетворити уявне зображення на дійсне.

Тонкі лінзи дають неспотворені зображення предметів, якщо падаюче світло є монохроматичним, а розміри предметів є малими в порівнянні з відстанями від предметів до лінз. Для побудови зображення предмета за допомогою тонкої лінзи достатньо використати два промені, якщо через його крайню точку проходить головна оптична вісь. Перший промінь йде від протилежної крайньої точки предмета паралельно головній оптичній осі й після заломлення в лінзі він перетинає фокус; другий промінь йде від тієї самої точки предмета через оптичний центр лінзи без зміни напрямку.

Розглянемо приклади.

1. Предмет *AB* знаходиться за подвійним фокусом збірної лінзи (рис. 3.12):

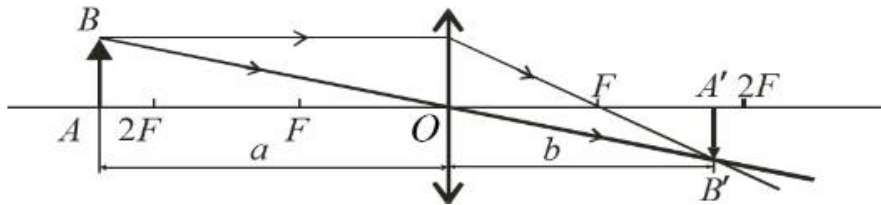


Рис. 3.12

Зображення $A'B'$ є дійсним, перевернутим й зменшеним (a – відстань від предмета до лінзи, b – відстань від лінзи до зображення).

2. Предмет AB знаходиться на подвійному фокусі збірної лінзи (рис. 3.13):

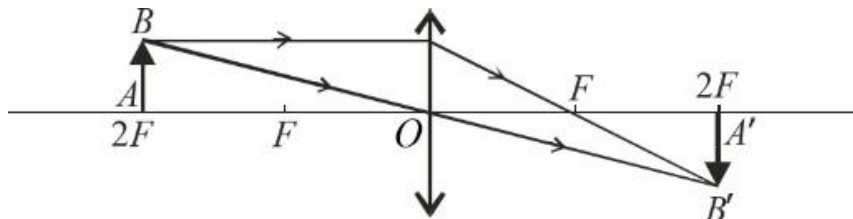


Рис. 3.13

Зображення $A'B'$ є дійсним, перевернутим й таким самим за розміром, як предмет AB .

3. Предмет AB знаходиться між фокусом і подвійним фокусом збірної лінзи (рис. 3.14):

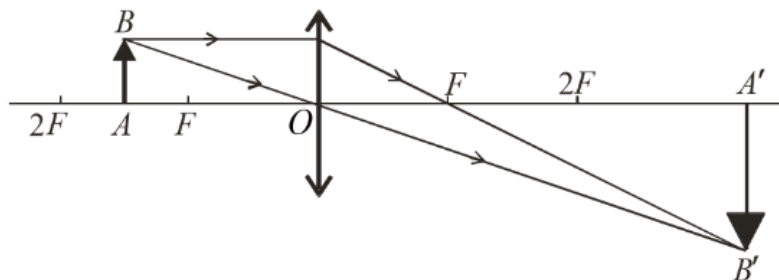


Рис. 3.14

Зображення $A'B'$ є дійсним, перевернутим й збільшеним. Збільшення (зменшення) зображення предмету визначається відношенням лінійного розміру зображення до лінійного розміру предмета:

4. Предмет AB знаходиться у фокусі збірної лінзи (рис. 3.15):

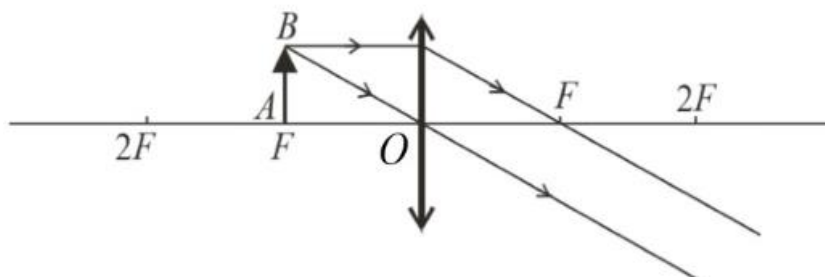


Рис. 3.15

Зображення відсутнє, оскільки після лінзи промені є паралельними.

5. Предмет AB знаходиться між фокусом збірної лінзи та самою лінзою (рис. 3.16):

Зображення $A'B'$ є уявним, прямим й збільшеним.

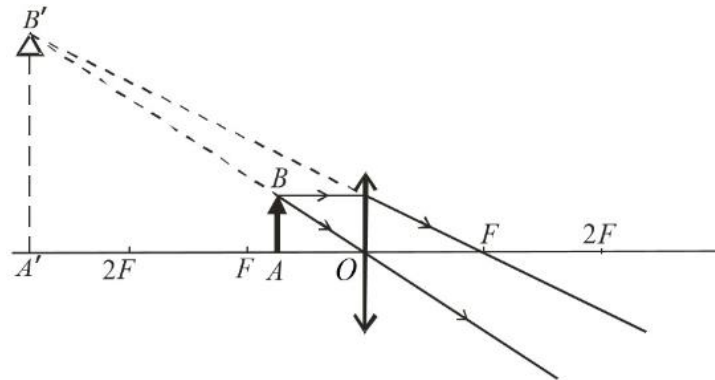


Рис. 3.16

6. Предмет AB знаходиться між фокусом та подвійним фокусом розсіюючої лінзи (рис. 3.17):

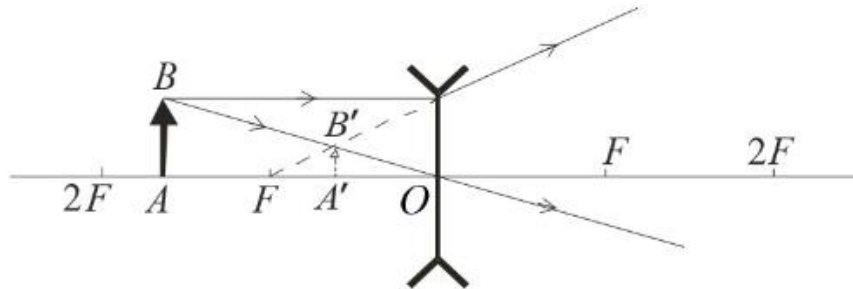


Рис. 3.17

Для будь-якого положення предмета AB його зображення $A'B'$ завжди буде уявним, прямим й зменшеним.

Формулою тонкої лінзи називають рівняння вигляду:

$$\frac{1}{b} - \frac{1}{a} = \frac{1}{f}. \quad (3.11)$$

Для кожного конкретного випадку побудови зображення предмета формулу тонкої лінзи треба записувати відповідно до *правила знаків*: відстань від оптичного центра лінзи за напрямком поширення променів є додатною; відстань від оптичного центра лінзи проти напрямку поширення променів є від'ємною. Для збірної лінзи фокусна відстань є додатною, для розсіюючої лінзи – від'ємною.

Для побудов 1, 2, 3 відстані $a < 0$, $b > 0$, тому формула тонкої лінзи набуває вигляду:

$$\frac{1}{b} + \frac{1}{a} = \frac{1}{f}. \quad (3.12)$$

Для побудови 4 відстані $b = \infty$, $a < 0$, тому формула тонкої лінзи набуває вигляду:

$$\frac{1}{a} = \frac{1}{f}. \quad (3.13)$$

Для побудови 5 відстані $a < 0$, $b < 0$, тому формула тонкої лінзи набуває вигляду:

$$\frac{1}{a} - \frac{1}{b} = \frac{1}{f}. \quad (3.14)$$

Для побудови 6 $a < 0$, $b < 0$, $f < 0$, тому формула тонкої лінзи набуває вигляду:

$$\frac{1}{a} - \frac{1}{b} = -\frac{1}{f}. \quad (3.15)$$

Аберації оптичних систем. Аберація лінзи

– це спотворення зображення предмета в лінзі. Види аберацій: сферична, хроматична, астигматизм, дисторсія.

Якщо розбігаючийся пучок світла падає на лінзу, тоді параксіальні промені після заломлення перетинаються в точці S' , а промені, які знаходяться на більшій відстані від оптичної вісі, перетинаються в точці S'' , ближче до лінзи. В результаті, зображення світної точки на екрані, перпендикулярному оптичній вісі, буде у вигляді нечіткої плями. Цей вид аберації, зв'язаний з сферичністю заломлюючих поверхонь, називається *сферичною аберацією*. Δ – кількісна міра (рис. 3.18). Використовуючи діафрагми можна зменшити сферичну аберацію.

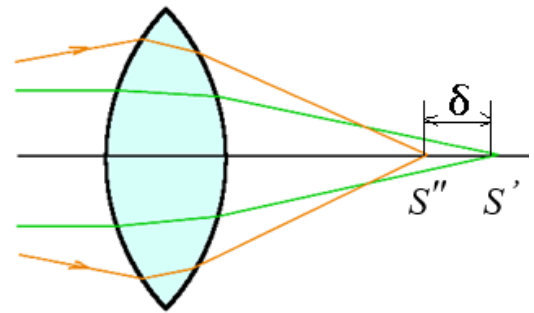


Рис. 3.18

При падінні на оптичну систему білого світла, монохроматичні промені, які його складають, фокусуються в різних точках (найбільшу фокусну відстань мають червоні промені, а найменшу – фіолетові) і зображення буде нечітким і забарвленим. Це явище називається *хроматичною аберацією*. Хроматична аберація до певної міри усувається комбінуванням лінз, виготовлених із різних сортів скла. При цьому беруть такі лінзи, щоб їхні фокуси і головні площини збігалися для яких-небудь двох довжин хвиль (ахромати) або трьох (апохромати).

Якщо через оптичну систему проходить широкий пучок від світної точки, яка

розташована не на оптичній вісі, тоді зображення цієї точки буде у вигляді освітленої плями, яка нагадує хвіст комети. Така аберация називається *комою*. Використовуючи діафрагму можна усунути кому.

Астигматизм являє собою аберацийне спотворення, яке виникає при відображенні позаосьових точок предмета. Сферична хвиля, що виходить із світної позаосьової точки предмета, після проходження через оптичну систему перестає бути сферичною; гомоцентричний пучок перетворюється в астигматичний. Перетин променів астигматичного пучка відбувається не в одній точці, а в точках, сукупність яких утворює два взаємно перпендикулярних відрізка.

Наявність астигматизму і кривизни поля зображення за умови, коли зображення має проектуватись на площину, зумовлює нечіткість зображення, що збільшується з віддаленням від його центра.

Астигматизм усувають підбором радіусів кривизни заломлюючих поверхонь та їх фокусних відстаней. Оптичні системи в яких усунуто астигматизм і поле зображення плоске, називаються анастигматичними або анастигматами.

Дисторсія – це вид аберации, що виявляється у порушенні подібності зображення і предмета. Існує 2 види дисторсії (рис. 3.19):

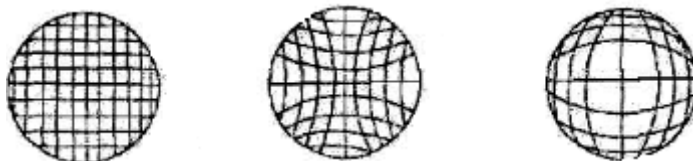


Рис. 3.19

- подушкоподібна, якщо лінійне збільшення з віддаленням від оптичної осі зростає;

- бочкоподібна – , якщо лінійне збільшення з віддаленням від оптичної осі спадає.

Дисторсію можна усунути відповідним використанням частин, які складають оптичну систему.

Контрольні питання до підрозділів 3.1 та 3.2

1. Які закони лежать в основі геометричної оптики?
2. Сформулювати закон відбивання?
3. Сформулювати закон заломлення?
4. Що називають відносним показником заломлення?

5. Що називають абсолютним показником заломлення?
6. Яким є зв'язок між відносним та абсолютним показниками заломлення?
7. Що являє собою абсолютний показник заломлення з точки зору теорії електромагнітного поля?
8. Яке явище називають дисперсією?
9. Що називають нормальною дисперсією, аномальною дисперсією?
10. Яка причина дисперсії?
11. У яких умовах відбувається аномальна дисперсія?
12. Яке прозоре середовище називають більш оптично густим?
13. Що відбувається із світловим променем, коли він проходить з менш оптично густого середовища в більш оптично густе?
14. Що відбувається із світловим променем, коли він проходить з більш оптично густого середовища в менш оптично густе?
15. Пояснити явище повного внутрішнього відбивання.
16. Як знайти граничний кут повного внутрішнього відбивання ?
17. Що називають оптичною системою?
18. Які оптичні системи називають центрованими?
19. Що називають головною оптичною віссю оптичної системи?
20. Що являє собою лінза? Які існують типи лінз?
21. Яку лінзу називають тонкою?
22. Що називають фокусом лінзи?
23. Що таке фокусна відстань лінзи і за якою формулою її можна визначити?
24. Що називають оптичною силою лінзи? У яких одиницях вона вимірюється в системі СІ?
25. Як визначити оптичну силу оптичної системи, що являє собою комбінацію збірних і розсіюючих лінз?
26. Одержати побудовою зображення об'єкта, що знаходиться за подвійним фокусом тонкої збірної лінзи?
27. Одержати побудовою зображення об'єкта, що знаходиться на подвійному фокусі тонкої збірної лінзи?

28. Одержати побудовою зображення об'єкта, що знаходиться між фокусом і подвійним фокусом тонкої збірної лінзи?
29. Одержати побудовою зображення об'єкта, що знаходиться між фокусом і тонкою збірною лінзою?
30. Одержати побудовою зображення об'єкта, що знаходиться у фокусі тонкої розсіюючої лінзи?
31. Записати й пояснити формулу тонкої лінзи.
32. Сформулювати правила знаків для відстаней від лінзи до предмета й до його зображення; для радіусів кривизни заломлювальних поверхонь.

3.3 *Оптичні призми* є складовою частиною оптичних систем. Вони виготовляються з матеріалів, які є прозорими для електромагнітних хвиль оптичного діапазону, а їх зовнішній вигляд досить часто не відповідає математичному поняттю призми. Оптичні призми поділяють на три класи: спектральні, відбиваючі й поляризаційні. Поляризаційні призми вивчатимуться в розділі хвильової оптики, який стосується поляризованого світла.

Спектральні призми просторово розділяють електромагнітні хвилі за довжиною хвилі. Таке розділення білого світла на монохроматичні складові є результатом явища дисперсії. Для видимого діапазону такі призми виготовляють із скла, для ультрафіолетової області – із кварцу, для інфрачервоної області – із фтористого літію, хлористого магнію. Розглянемо деякі типи спектральних призм:

3) *тригранна призма* (рис. 3.20). Бокові грані цієї призми утворюють між собою кут γ , який називають заломлювальним кутом. Для призм цього класу він дорівнює 60° . Якщо на призму падає біле світло, то поза призмою спостерігається спектр. Спектром називають залежність інтенсивності світла від довжини або частоти хвилі. Кут відхилення променів δ можна визначити за допомогою формули $\delta=i_1+r_2-\gamma$;

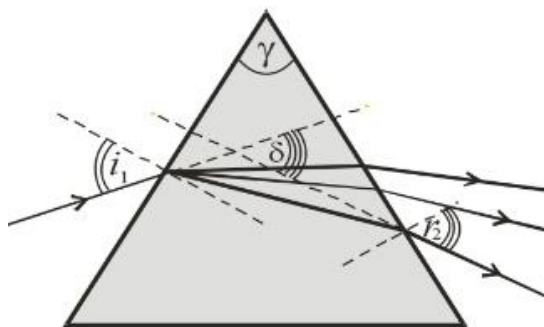


Рис. 3.20 Тригранна призма

2) *призма Аббе*. Для цієї призми розкладання білого світла на спектр супроводжується відхилом світлового пучка на кут 90° (рис. 3.21). Призма складається з двох прямокутних призм із заломлювальним кутом $\gamma_1=30^\circ$ та прямокутної, відбиваючої призми із заломлювальним кутом $\gamma_2=45^\circ$. Показники заломлення призм є однаковими $n_1=n_2$;

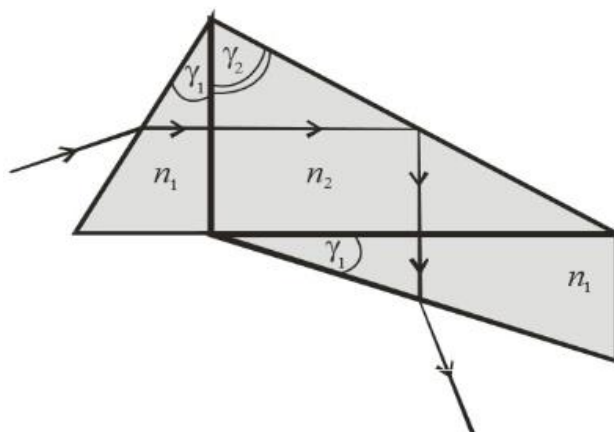


Рис. 3.21 Призма Аббе

3) *призма Амичі* є призмою прямого ходу (рис. 3.22). Вона складається із трьох або більшої кількості прямокутних призм. Бокові призми виготовляються із скла (крон) з меншим показником заломлення n_1 , а центральна призма із скла (флінт) з більшим показником заломлення n_2 ($n_2 > n_1$).

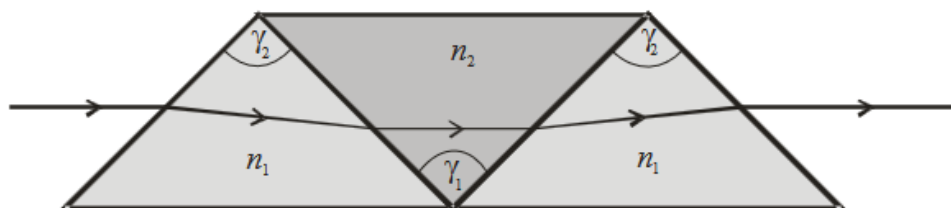


Рис. 3.22 Призма Амичі

Середній промінь спектра проходить призмою Амичі без відхилу, а інші промені, що мають більшу або меншу довжину хвилі, відхиляються від середнього променя по обидві сторони.

Відбиваючі призми використовують для зміни напрямку поширення світлового пучка, зменшення геометричних розмірів оптичних приладів, перевертання зображення предметів. На відміну від спектральних призм відбиваючі призми просторово не розділяють світлові промені в залежності від довжини хвилі. Відбивання світлових променів від граней призми є повним внутрішнім відбиванням, тобто грані призми перетворюються на ніби дзеркальні. Існує залежність між кількістю відбиваючих граней й перевертанням зображення предмету: якщо відбивання світлових променів відбувається в одній площині, то призма з парною кількістю відбиваючих граней дає пряме зображення предмету; призма з непарною кількістю відбиваючих граней дає перевернуте зображення предмету. Для різних ділянок оптичного діапазону відбиваючі призми виготовляють з тих самих матеріалів, що й спектральні призми.

Розглянемо деякі типи відбиваючих призм:

3) *тригранна прямокутна рівнобедрена призма* може відбивати світлові промені як від гіпотенузи, так й від катетів (рис. 3.23). У першому випадку вона змінює напрям ходу променів на кут 90° й перевертає зображення предмету (одна відбиваюча грань). У другому випадку вона змінює напрям ходу променів на кут 180° , але зображення залишається прямим (дві відбиваючі грані);

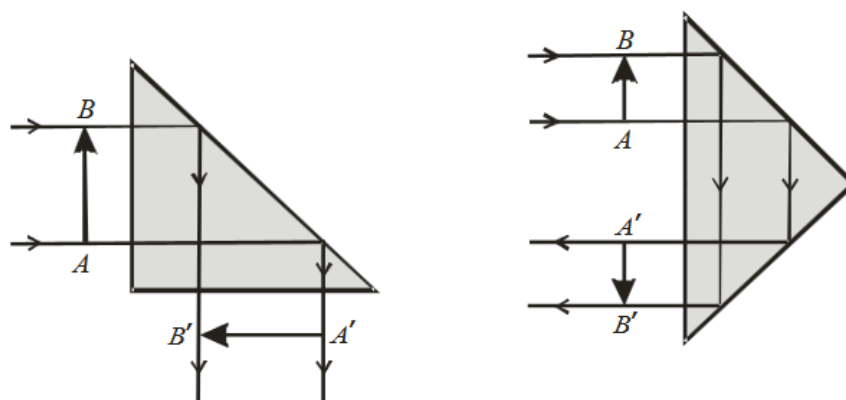


Рис. 3.23 Тригранна прямокутна рівнобедрена призма

2) *призма Дове* є призмою прямого зору (рис. 3.24). Вона зберігає напрям ходу світлових променів й перевертає зображення предмету (одна відбиваюча грань).



Рис. 3.24 Призма Дове

3) *призма ромб* (рис. 3.25 зберігає напрям ходу світлових променів й дає пряме зображення предмету (дві відбиваючих грані);

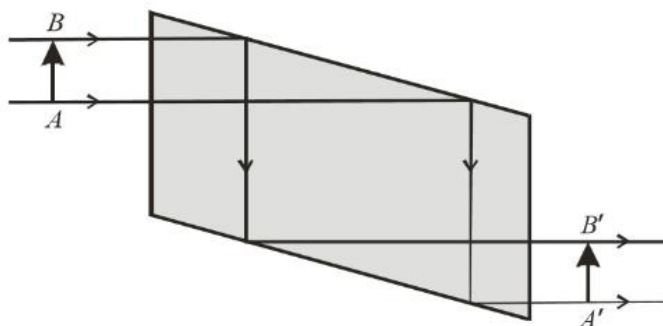


Рис. 3.25 Призма ромб

4) *пентапризма* (рис. 3.26) змінює напрям ходу променів на кут 90° й дає пряме зображення предмету (дві відбиваючих грані).

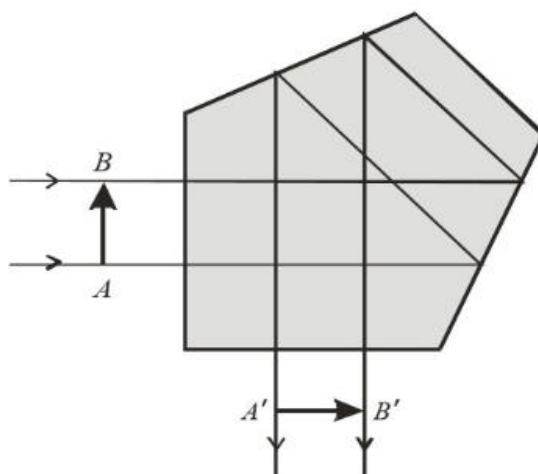


Рис. 3.26 Пентапризма

3.4. *Око людини* являє собою складну оптичну систему. Розглянемо його будову (рис. 3.27). Очне яблуко наближено має сферичну форму діаметром близько 25 мм. Ззовні воно покрите твердою непрозорою оболонкою, яка називається *склерою* (1). У передній частині склери переходить у прозору дещо більш опуклу оболонку, яка називається *рогівкою* (2).

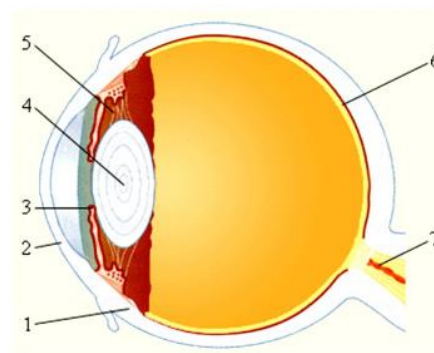


Рис. 3.27

Відділена від склери рогівка має форму чашки діаметром близько 12 мм і радіусом кривизни сферичної поверхні 7-8 мм. За рогівкою знаходиться забарвлена оболонка з отвором, яка називається *радужною оболонкою* (3). Отвір у радужній оболонці називається *зіницею ока*. Залежно від інтенсивності світла діаметр зіниці може змінюватися від 2 до 8 мм.

Райдужна оболонка – це діафрагма ока. Простір між райдужною оболонкою і рогівкою називається *передньою камерою*, яка заповнена прозорою рідиною. За зіницею знаходиться *кришталік* (4), який за формою близький до двоопуклої лінзи діаметром 8-10 мм. Він складається з шарів різної оптичної густини: для зовнішнього шару $n = 1,4$, для внутрішнього $n = 1,44$. Кришталік знаходиться всередині капсули, яка по краях переходить у волокна *ціліарної в'язки* (5). Ці волокна завжди є натягнутими. При цьому кришталік є максимально витягнутим (радіус кривизни передньої заломлювальної поверхні дорівнює 10 мм, задньої – 6 мм). Механічний натяг волокон ціліарної в'язки регулюється особливими *м'язами*, які також називають *ціліарними*. Під час скорочення ціліарних м'язів натяг волокон ціліарної в'язки зменшується й кришталік за рахунок еластичності приймає більш опуклу форму. Отже, кришталік являє собою збірну лінзу, оптична сила якої змінюється за рахунок рефлекторної роботи ціліарних м'язів. За кришталіком очне яблуко заповнене драглистим скловидним тілом.

Через задню стінку очного яблука входить *зоровий нерв* (7), який розгалужується на дні ока, утворюючи світлочутливий шар, що називають *сітківкою* (6). Світлочутливими елементами сітківки є *колбочки* і *палички*, які перетворюють енергію світла на енергію електричних імпульсів, що по зоровому нерву надходять у мозок. Палички мають форму циліндра, а колбочки схожі на лабораторні колби (рис. 3.28).

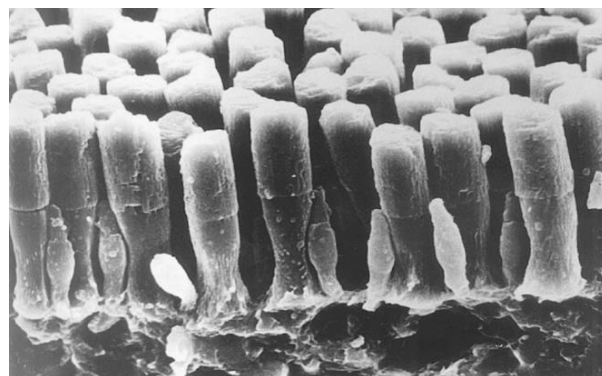


Рис. 3.28 Світлочутливий шар сітківки (палички і колбочки)

Оптичні елементи ока (рогівка, передня камера, зіниця, кришталік і скловидне тіло) утворюють центровану оптичну систему, оптичний центр якої знаходиться на відстані 5 мм від рогівки. Світлові промені заломлюються на межі повітря – рогівка, проходять крізь кришталік й створюють зображення предметів на сітківці для будь-яких відстаней від цих предметів до ока.

Якщо ціліарні м'язи не напружені, то радіус кривизни передньої заломлювальної поверхні кришталіка дорівнює 10 мм, задньої – 5 мм, а оптична сила

ока є мінімальною й приблизно дорівнює 59 дптр. У цьому стані око здатне чітко бачити предмети на дуже великій відстані (на нескінченності).

Під час спостереження предметів на близькій відстані від ока ціліарні м'язи напружуються, кривизна заломлювальних поверхонь кришталика зменшується і оптична сила ока збільшується. Для максимального напруження ціліарних м'язів радіуси кривизни обох заломлювальних поверхонь дорівнюють 5,5 мм, а оптична сила ока – 74 дптр. Отже, основною особливістю ока як оптичного приладу є його здатність змінювати оптичну силу в залежності від положення предметів. Властивість ока пристосовуватися до чіткого бачення предметів, які розташовані на різних відстанях від ока, називається *акомодацією* ока.

Область акомодатії ока можна визначити положенням двох точок, які називаються далекою й близькою точками акомодатії. *Далека точка акомодатії* визначається положенням предмету, чітке зображення якого одержується на сітківці для ненапруженого стану ціліарних м'язів ока. Для нормального зору далека точка акомодатії знаходиться на нескінченності. *Блиька точка акомодатії* визначається відстанню від предмету до ока, коли його чітке зображення одержується під час максимального напруження ціліарних м'язів ока. Для нормального ока близька точка акомодатії знаходиться на відстані 10-20 см від ока. З віком ця відстань збільшується. Для нормального зору існує ще відстань найкращого зору, яка дорівнює 25 см. Це найменша відстань між оком і предметом, коли деталі предмету можна чітко бачити без напруження. На сітківці оптична система ока завжди утворює дійсне і перевернуте зображення предметів.

До головних дефектів зору відносять: а) *міопію* або *короткозорість*, яка проявляється в розпливчатому зображенні віддалених від ока предметів. Вона пов'язана з тим, що промені від нескінченно віддалених предметів фокусуються не на сітківці, а перед нею (рис. 3.29, а); б) *гіперметропію* або *далекозорість*, яка проявляється в розпливчатому зображенні близько розташованих від ока предметів. Вона пов'язана з тим, що промені фокусуються поза сітківкою (рис. 3.29, б). Для короткозорого ока відстань найкращого зору зменшується, для далекозорого ока – збільшується.

Для виправлення дефектів зору використовуються окуляри. Далекозорість коректується окулярами, що використовують збірні лінзи; короткозорість коректується окулярами, що використовують розсіюючі лінзи.

Розглянемо *корекцію* короткозорого ока. Для спостереження віддалених предметів оптична сила лінз повинна бути такою, щоб паралельні світлові промені фокусувалися на сітківці ока. Око повинно бачити через окуляри уявне й пряме зображення віддаленого предмету, яке знаходиться в далекій точці акомодациї даного ока. Нехай далека точка акомодациї короткозорого ока знаходиться на відстані 80 см. Застосовуючи формулу тонкої лінзи, одержимо оптичну силу коректувальної розсіюючої лінзи:

$$\frac{1}{a} - \frac{1}{b} = D. \quad (3.16)$$

Якщо $a = \infty$, $b = 0,8$ м, то $D = \frac{1}{0,8} = 1,25$ (дптр).

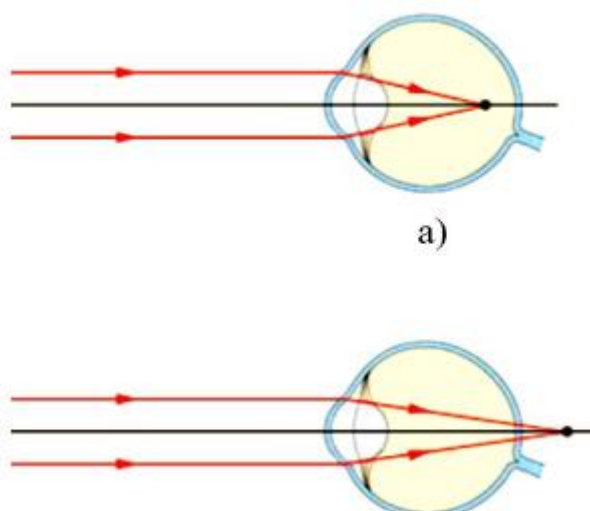


Рис. 3.29 Дефекти зору (а – короткозорість, б – далекозорість)

Окуляри для „близького зору” (наприклад, для читання) повинні створювати уявне зображення предмету, який знаходиться на відстані $a_{\text{норм}} = 25$ см (відстань найкращого зору нормального ока), на відстані найкращого зору даного ока. Нехай, наприклад, короткозоре око має відстань найкращого зору 16 см. За допомогою формули тонкої лінзи одержимо оптичну силу коректувальної розсіюючої лінзи:

$$D = \frac{1}{0,25} - \frac{1}{0,16} = -2,25 \text{ (дптр)}, \text{ де } a = a_{\text{норм}} = 0,25 \text{ м}, b = 0,16 \text{ м}.$$

Отже, внаслідок звужування області акомодатії короткозорого ока окуляри для „близького зору” повинні мати більшу за абсолютним значенням оптичну силу в порівнянні з окулярами, за допомогою яких спостерігаються віддалені предмети.

Розглянемо корекцію далекозорого ока за допомогою збірної лінзи (рис. 3.30, а). Предмет A розташований на відстані $a_{\text{норм}} = 25$ см найкращого зору нормального ока, а його уявне зображення A' розташовується на відстані b , що відповідає відстані найкращого зору даного ока. Тобто, для чіткого бачення предмету людина з далекозорістю вимушена тримати предмет на відстані b , але збірна лінза дозволяє чітко бачити предмет на відстані $a_{\text{норм}} = 25$ см.

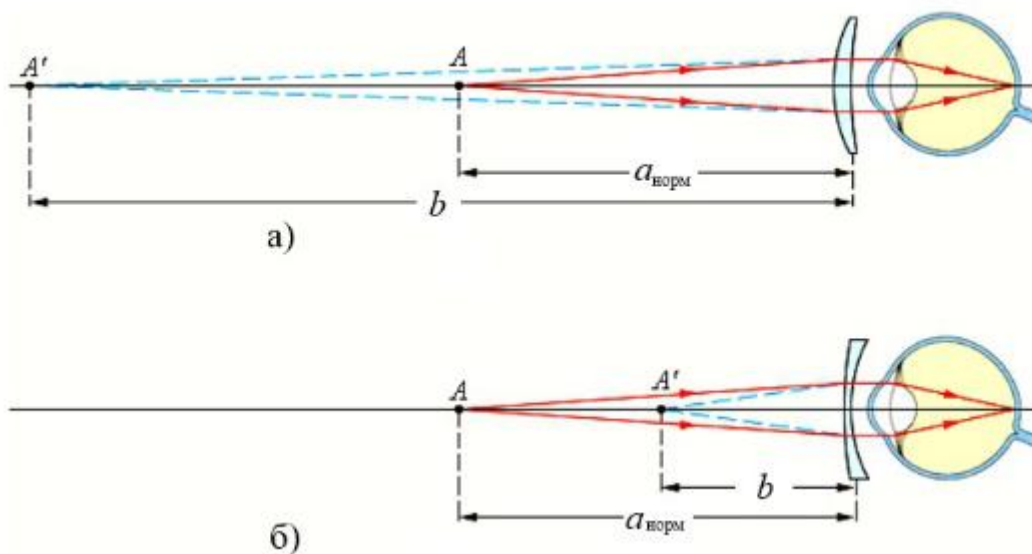


Рис. 3.30 Корекція зору далекозорого ока (а), короткозорого ока (б)

Розглянемо корекцію короткозорого ока за допомогою розсіюючої лінзи (рис. 3.30, б). Предмет A розташований на відстані $a_{\text{норм}} = 25$ см найкращого зору нормального ока, а його уявне зображення A' розташовується на відстані b , що відповідає відстані найкращого зору даного ока. Тобто, для чіткого бачення предмету людина з короткозорістю вимушена тримати предмет на відстані b , але розсіююча лінза дозволяє чітко бачити предмет на відстані $a_{\text{норм}} = 25$ см.

Важливою умовою нормальної роботи ока є достатня освітленість предметів. Оскільки освітленість змінюється в досить широких межах, то око повинно пристосовуватися до цих змін. Властивість ока реагувати на зміну світлового потоку називається *адаптацією ока*. Адаптація ока відбувається як за рахунок зміни діаметра зіниці, так і за рахунок біохімічних процесів, що відбуваються в сітківці, а саме в колбочках і паличках. Перші забезпечують сприйняття зорових відчущень під час

яскравого освітлення й кольоровий зір, другі виявляються більш чутливими до освітленості у присмерках та в ночі. На сітківці ока людини знаходиться біля 120 мільйонів паличок й біля 7 мільйонів колбочок. Колбочки і палички розподілені по сітківці нерівномірно: в центрі сітківки знаходяться колбочки, на периферії сітківки – тільки палички.

Якщо після яскравого світла оку доводиться розглядати предмети в умовах малої освітленості, то в системі ока відбувається процес *темної адаптації*. Це означає, що за частки секунди збільшується діаметр зіниці й замість колбочок в дію вступають палички. В останніх відбуваються біохімічні реакції, що приводить до збільшення їх світлочутливості. Процес темної адаптації продовжується протягом години, але практично час, необхідний для нормального бачення в умовах малої освітленості, складає 5-10 хвилин. Обернений перехід називають *світловою адаптацією*, який практично триває 1 – 2 хвилини.

Око людини є селективним приймачем світлового випромінювання тільки видимого діапазону. Це означає, що максимум спектральної чутливості ока для денного бачення припадає на довжину хвилі $\lambda = 5,55 \cdot 10^{-7}$ м, що відповідає зеленому кольору (рис. 4).

Спектральна чутливість ока визначається відношенням світлового потоку монохроматичного випромінювання, що викликає максимальне світлове подразнення ока, до повного світлового потоку, який проходить зіницею ока. Для довгих і коротших світлових хвиль спектральна чутливість ока V_λ різко знижується і досягає нуля для інфрачервоного і ультрафіолетового випромінювань.

Однією з важливих характеристик ока є *гострота зору*, або *роздільна здатність*, під якою розуміють ту найменшу відстань між двома точками предмету, які воно здатне розрізняти окремо. Роздільна здатність вимірюється кутовою відстанню між цими точками й залежить від умов спостереження предметів. Для роботи з оптичними приладами загального користування достатньо, щоб роздільна здатність дорівнювала $120''$, для роботи з високоточними оптичними приладами $30''$, під час спостереження зображення на екрані $\sim 2'$.

Зір обома очима називається *біноккулярним*. Він має ряд своєрідностей порівняно із зором одним оком. Особливо помітно це виявляється при об'ємному

сприйманні предметів, коли обидва ока бачать один предмет із різних боків. Об'ємне бачення називається *стереоскопічним*. Воно дає можливість оцінювати ступінь віддаленості предмету від спостерігача.

Контрольні питання до підрозділів 3.3 та 3.4

1. Що являють собою оптичні призми?
2. На які класи поділяють оптичні призми?
3. Яку роль виконують спектральні призми?
4. Які існують типи спектральних призм?
5. Яку роль виконують відбиваючі призми?
6. В яких випадках відбиваюча призма дає пряме зображення предмету, а в яких – перевернуте?
7. Які існують типи відбиваючих призм? Які вони мають особливості?
8. Якою є будова ока людини?
9. Що включає оптична система ока?
10. В якому місці ока і яке саме одержується зображення предмету?
11. Яким є механізм зміни оптичної сили ока?
12. Що називають акомодацією ока?
13. Чим визначається область акомодації ока?
14. Що називають відстанню найкращого зору ока?
15. Як проявляються дефекти зору?
16. Як виправляються дефекти зору?
17. Що називають адаптацією ока?
18. Яку роль виконують колбочки і палички?
19. Що таке темнова і світлова адаптації?
20. Що являє собою спектральна чутливість ока?
21. Які особливості має спектральна чутливість ока?
22. Що називають роздільною здатністю ока?
23. Якими є особливості бінокулярного зору?

3.5 Плоске дзеркало. Побудова зображень у плоскому дзеркалі.

Плоску поверхню, яка дзеркально відбиває світло, називають *плоским дзеркалом*.

Для побудови зображення світної точки S у плоскому дзеркалі вибирають два світлові промені: перший світловий промінь перпендикулярно до поверхні дзеркала, другий – під кутом до поверхні дзеркала (рис. 3.31).

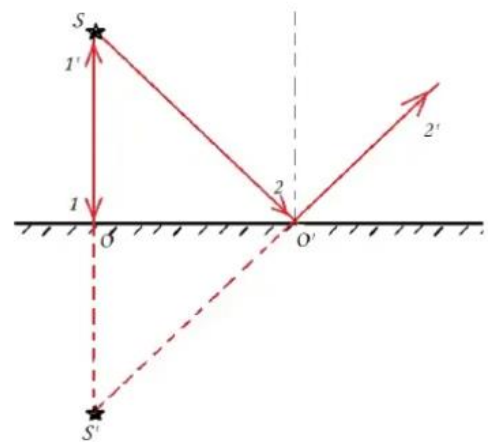


Рис. 3.31

Промінь 1 після відбивання від поверхні буде рухатися перпендикулярно до поверхні у зворотному напрямку, оскільки кут падіння (0°) дорівнює куту відбивання (0°). Промінь $2'$ – це відбитий від поверхні дзеркала промінь 2.

Промені $2'$ і $1'$ не перетинаються, а перетинаються їх продовження. А тому зображення світної точки є уявним. Уявне зображення на екрані отримати не можна. Поняття «світна точка»: зображення можна побудувати тільки тоді, коли точка освітлена.

З побудови випливає, що точка і її уявне зображення розміщені на однакових відстанях від поверхні дзеркала ($SO=S'O$).

Побудова зображення предмета у плоскому дзеркалі.

Побудова зображення предмета AB зводиться до побудови зображень світних точок A і B (рис. 3.32).

Зображення $A'B'$ – уявне, рівне за розмірами предмету AB , предмет і його зображення лежать симетрично відносно поверхні дзеркала (на рівній відстані від площини дзеркала). Зображення у плоскому дзеркалі неконгруентне (те, що знаходиться справа сприймається як те, що знаходиться зліва і навпаки).

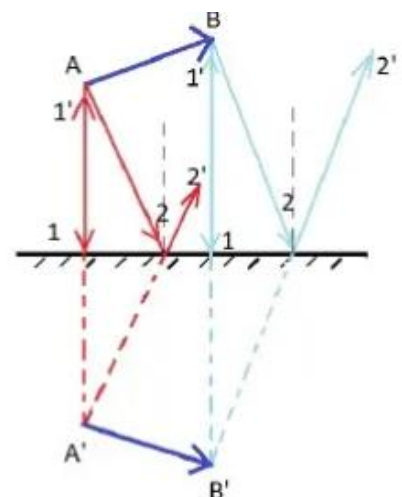


Рис. 3.32

За відсутності плоского дзеркала світловий промінь, згідно закону прямолінійного поширення світла, поширювався б прямолінійно.

Напрямок руху світлового променя за допомогою плоского дзеркала змінюється на кут $\varphi = 180^\circ - 2\alpha$ (рис. 3.33).

При повороті дзеркала на кут α напрямок світлового променя змінюється на подвоєний кут α :

$$\omega = \varphi \pm 2\alpha,$$

де знак «+» відповідає повороту дзеркала проти годинникової стрілки, знак «-» відповідає повороту дзеркала за годинниковою стрілкою.

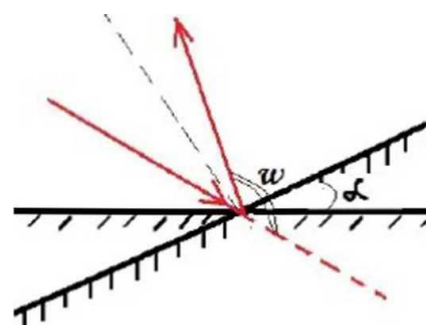


Рис. 3.33

3.6 Сферичне дзеркало. Увігнуті та опуклі сферичні дзеркала. Прожектор.

Дзеркальну поверхню кульового сегменту називають *сферичним дзеркалом*. Залежно від того, яка поверхня відбиває світло, розрізняють увігнуті та опуклі сферичні дзеркала.

O – центр сферичного дзеркала (оптичний центр), P – полюс сферичного дзеркала (середина дзеркала), OK – одна з оптичних осей дзеркала, OP – головна оптична вісь дзеркала.

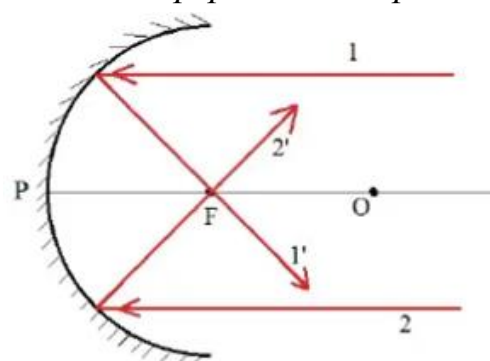


Рис. 3.34

Всі прямі, які проходять через оптичний центр дзеркала, називають *оптичними осями*. Оптичну вісь, яка проходить через полюс дзеркала, називають *головною оптичною віссю*.

Світлові промені, паралельні до оптичної осі, називають *параксіальними (при осьовими)*.

Параксіальні промені, паралельні до головної оптичної осі, після відбивання від поверхні дзеркала, перетинаються у головному фокусі дзеркала F (рис. 3.34).

Параксіальні промені, паралельні до побічної оптичної осі, після відбивання від поверхні дзеркала, перетинаються у побічному фокусі дзеркала F' (рис. 3.35).

Між фокусною відстанню дзеркала (відстанню між головним фокусом дзеркала і полюсом) та радіусом сферичного дзеркала існує співвідношення:

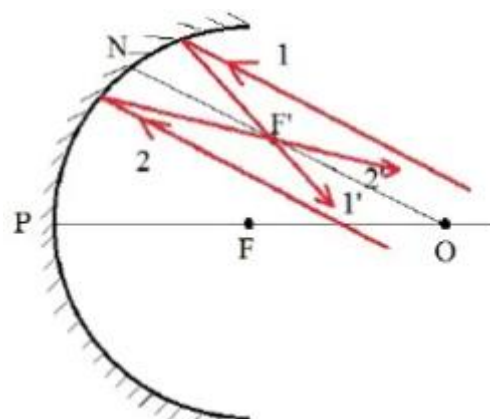


Рис. 3.35

$$F = \frac{R}{2},$$

де F – фокусна відстань дзеркала, R – радіус сферичного дзеркала.

Для концентрації світлового потоку використовують дзеркала параболічної форми – прожектори.

Якщо у головному фокусі дзеркала F розмістити точкове джерело світла S (рис. 3.36), то згідно із законом оборотності світлових променів (при відбиванні і заломленні світло проходить однаковий шлях в обох протилежних один до одного напрямках), світлові промені, які виходять з головного фокуса дзеркала, будуть паралельними до головної оптичної осі.

Для того, щоб кут розходження світлових променів був невеликим, необхідно, щоб джерело світла наближалось до точкового.

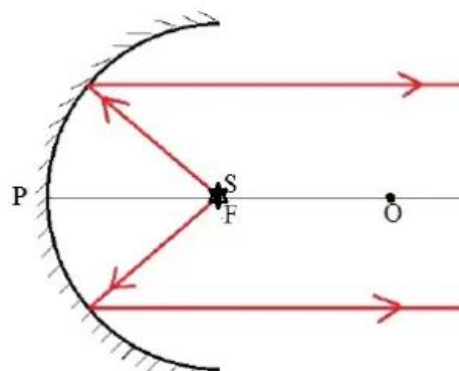


Рис. 3.36

У автомобільних фарах, які працюють за принципом прожектора, перемикання

освітлення з «ближнього» на «дальнє» відбувається шляхом вмикання різних ниток розжарення лампи, які по-різному розміщені відносно головного фокуса дзеркала.

3. Побудова зображень у сферичних дзеркалах. Формула сферичного дзеркала.

Для побудови зображень у сферичних дзеркалах використовують чотири прості промені.

Світловий промінь, який проходить через оптичний центр дзеркала, після відбивання буде рухатись вздовж оптичної осі, оскільки кут падіння (0°) дорівнює куту відбивання (0°) (рис. 3.37).

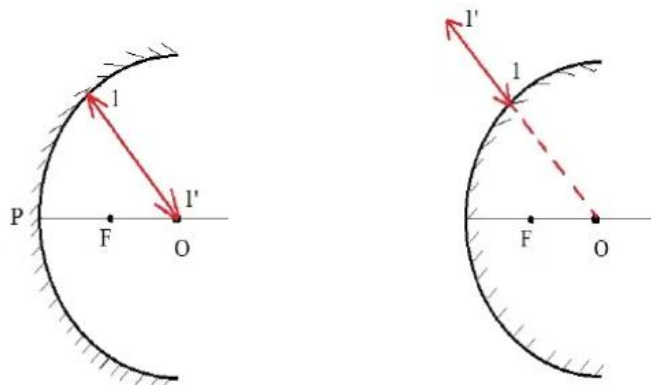


Рис. 3.37

Для опуклого дзеркала проходить продовження світлового променя.

2. Світловий промінь, який падає на поверхню дзеркала паралельно до головної оптичної осі, після відбивання проходить через головний фокус дзеркала (згідно означення) (рис. 3.38).

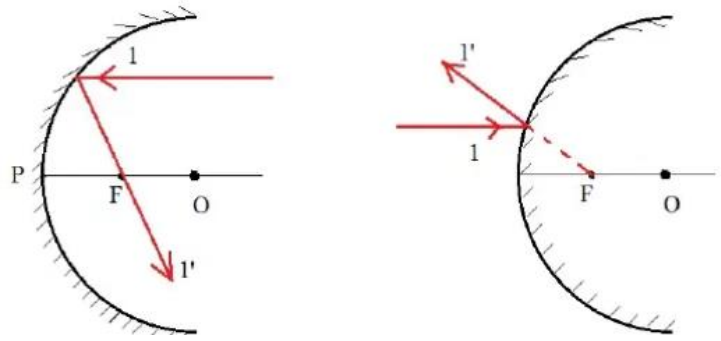


Рис. 3.38

У опуклого дзеркала головний фокус уявний, оскільки перетинаються продовження променів.

3. Світловий промінь, який проходить через головний фокус дзеркала, після відбивання від поверхні дзеркала проходить паралельно до головної оптичної осі дзеркала (згідно закону оборотності світлових променів) (рис. 3.39).

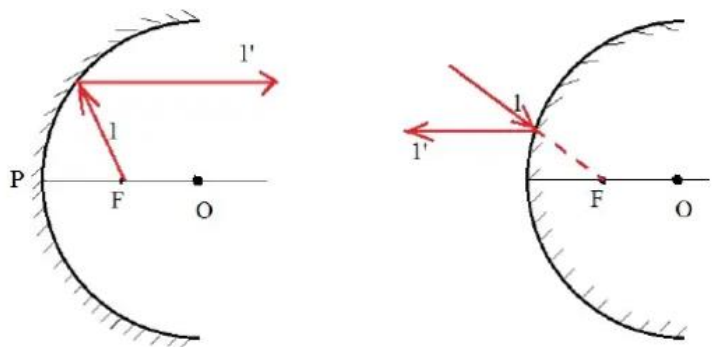


Рис. 3.39

Для опуклого дзеркала проходить продовження променя.

4. Світловий промінь, який падає у полюс дзеркала, відіб'ється симетрично відносно головної оптичної осі (рис. 3.40).

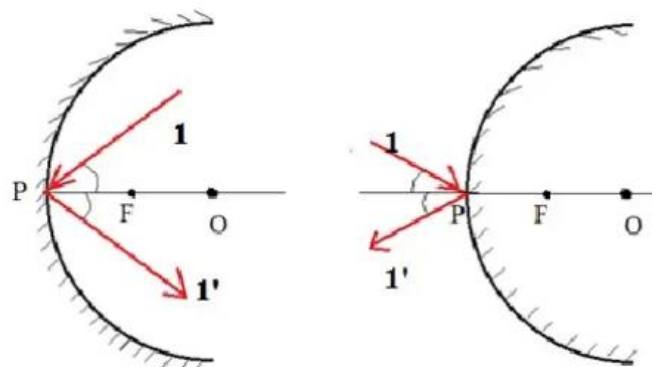


Рис. 3.40

Розглянемо приклади.

1. Предмет AB знаходиться між головним фокусом F і полюсом P (рис. 3.41). Зображення $A'B'$ уявне, пряме, збільшене.

2. Предмет AB знаходиться між головним фокусом F та оптичним центром O (рис. 3.42). Зображення $A'B'$ дійсне, обернене, збільшене.

3. Предмет AB знаходиться за подвійним головним фокусом $2F$ (рис. 3.43). Зображення $A'B'$ дійсне, обернене, зменшене.

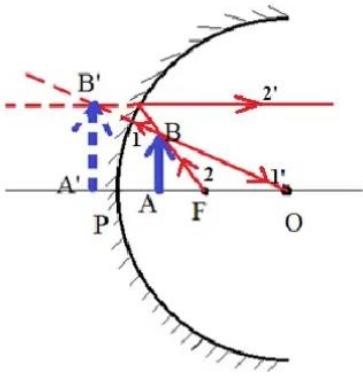


Рис. 3.41

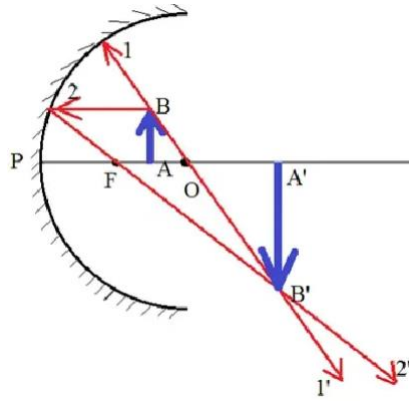


Рис. 3.42

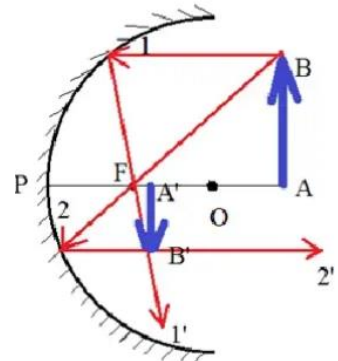


Рис. 3.43

4. Предмет AB знаходиться головному фокусі F (рис. 3.44). Зображення $A'B'$ на безмежності.

5. Предмет AB знаходиться у оптичному центрі O (рис. 3.45). Зображення $A'B'$ дійсне, обернене, рівне, знаходиться у оптичному центрі дзеркала.

6. Предмет AB у будь-якій точці (рис. 3.46). Зображення $A'B'$ завжди уявне, пряме, зменшене.

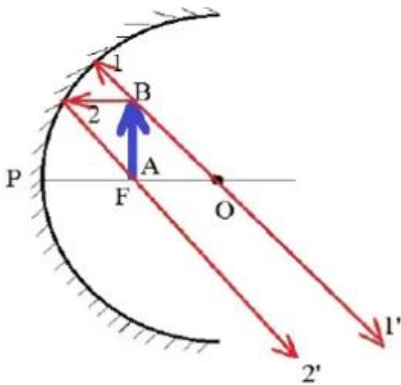


Рис. 3.44

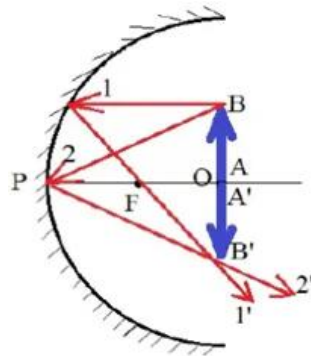


Рис. 3.45

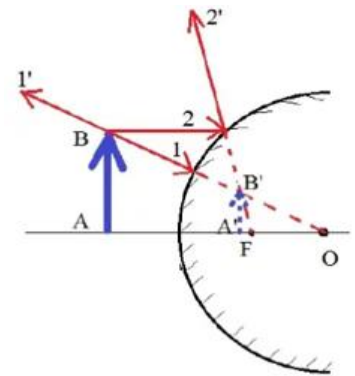


Рис. 3.46

Загальна формула сферичного дзеркала:

$$\pm \frac{1}{d} \pm \frac{1}{f} = \pm \frac{1}{F}, \quad (3.17)$$

де $(+\frac{1}{d})$, якщо предмет дійсний; $(-\frac{1}{d})$, якщо предмет уявний (проміжне зображення в оптичній системі); $(+\frac{1}{f})$, якщо зображення предмета дійсне; $(-\frac{1}{f})$, якщо зображення предмета уявне; $(+\frac{1}{F})$, якщо дзеркало угнуте; $(-\frac{1}{F})$, якщо дзеркало опукле.

Лінійне збільшення сферичного дзеркала:

$$k = \frac{|A'B'|}{AB} = \frac{f}{d}, \quad (3.18)$$

де f - відстань від зображення до дзеркала, d – відстань від предмета до дзеркала.

Контрольні питання до підрозділів 3.5 та 3.6

1. Як утворюється зображення в плоскому дзеркалі?
2. Якими властивостями володіє зображення, яке утворюється в плоскому дзеркалі?
3. Що таке сферичне дзеркало?
4. Які типи сферичних дзеркал існують?
5. Яка особливість утворення зображень увігнутими дзеркалами?
6. Як пов'язана фокусна відстань дзеркала з його радіусом ?
7. В якому сферичному дзеркалі і при яких умовах можна отримане пряме зменшене зображення? Пряме збільшене ?
8. В якому сферичному дзеркалі і при яких умовах можна отримане уявне зображення?
9. Чому можна побачити своє зображення на поверхні мильної бульбашки ?
10. Чому автомобільне дзеркало заднього виду є опуклим, а не увігнутим ячи плоским?

Розділ 4 ХВИЛЬОВА ОПТИКА

4.1 Інтерференція світла.

4.1.1 У просторі одночасно поширюються безмежна кількість світлових хвиль від різних джерел випромінювання, а також відбитих і розсіяних різними предметами. Взаємне накладання цих хвиль не впливає на їх поширення в просторі. Завдяки цьому не відбувається спотворення зображення предметів, які ми спостерігаємо. Таку незалежність поширення світлових хвиль виражає **принцип суперпозиції**, згідно з яким для світлових хвиль в певній точці простору і в певний момент часу результуюча напруженість електричного (магнітного) поля дорівнює векторній сумі напруженостей електричних (магнітних) полів кожної окремої хвилі. Математично принцип суперпозиції можна записати рівнянням:

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 + \vec{E}_3 + \dots + \vec{E}_N. \quad (4.1)$$

Розглянемо ідеалізований випадок накладання двох монохроматичних електромагнітних хвиль з однаковою частотою у вакуумі. *Монохроматична хвиля* – це синусоїдальна хвиля із сталими в часі циклічною частотою ω , амплітудою E_0 і початковою фазою коливань ψ_0 . Амплітуда і фаза коливань під час переходу від однієї точки простору до іншої можуть зазнавати змін, частота коливань залишається сталою величиною в усьому просторі. Монохроматичні коливання в будь-якій точці простору тривають нескінченно довго, не маючи ні початку, ні кінця.

Нехай дві монохроматичні хвилі поширюються від джерел S_1 і S_2 , що містяться на відстанях r_1 і r_2 відповідно, до точки накладання P (рис. 4.1). Оскільки на око людини впливає лише електрична складова електромагнітної хвилі, то рівняння цих хвиль в точці P запишемо в спрощеному вигляді:

$$E_1 = E_{01} \cos \omega(t - \frac{r_1}{c}), \quad E_2 = E_{02} \cos \omega(t - \frac{r_2}{c}), \quad (4.2)$$

де E_{01}, E_{02} – амплітуди коливань вектора напруженості електричного поля; r_1, r_2 – відстані від джерел S_1 і S_2 до точки P .

Оскільки в точці P відбувається додавання двох гармонічних коливань однакової частоти й однакового напрямку, то результуюче коливання також буде гармонічним з тією самою частотою й того самого напрямку:

$$E = E_0 \cos(\omega t + \psi_0). \quad (4.3)$$

Знайдемо амплітуду E_0 й початкову фазу ψ_0 результуючого коливання в точці P . Для цього рівняння хвиль подамо у вигляді:

$$\begin{aligned} E_1 &= E_{01} \cos \omega \left(t - \frac{r_1}{c} \right) = E_{01} \cos \left(\omega t - \frac{\omega r_1}{c} \right) = \\ &= E_{01} \cos \left(\omega t - \frac{2\pi r_1}{T c} \right) = E_{01} \cos \left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} r_1 \right) = ; \quad (4.4) \\ &= E_{01} \cos(\omega t + \psi_{01}) \end{aligned}$$

$E_2 = E_{02} \cos(\omega t + \psi_{02})$, де $\omega = \frac{2\pi}{T}$ – циклічна частота коливань; T – період коливань; $\lambda = T c$ – довжина хвилі;

$\psi_{01} = -\frac{2\pi}{\lambda} r_1$ і $\psi_{02} = -\frac{2\pi}{\lambda} r_2$ – початкові фази коливань.

Початкову фазу й амплітуду результуючого коливання знайдемо графічно за допомогою векторної діаграми (рис. 4.2). Значення амплітуди дістанемо, використовуючи теорему косинусів:

$$\begin{aligned} E_0^2 &= E_{01}^2 + E_{02}^2 - 2 E_{01} E_{02} \cos[\pi - (\psi_{02} - \psi_{01})] = \\ &= E_{01}^2 + E_{02}^2 - 2 E_{01} E_{02} [\cos \pi \cos(\psi_{02} - \psi_{01}) + \sin \pi \sin(\psi_{02} - \psi_{01})] = \\ &= E_{01}^2 + E_{02}^2 + 2 E_{01} E_{02} \cos(\psi_{02} - \psi_{01}) = \\ &= E_{01}^2 + E_{02}^2 + E_{01} E_{02} \cos \left[\left(-\frac{2\pi}{\lambda} r_2 \right) - \left(-\frac{2\pi}{\lambda} r_1 \right) \right] = \\ &= E_{01}^2 + E_{02}^2 + 2 E_{01} E_{02} \cos \left[\frac{2\pi}{\lambda} (r_1 - r_2) \right]. \quad (4.5) \end{aligned}$$

З формули (4.5) бачимо, що амплітуда результуючого коливання залежить не тільки від амплітудами коливань, що додаються, але й від різниці їхніх початкових

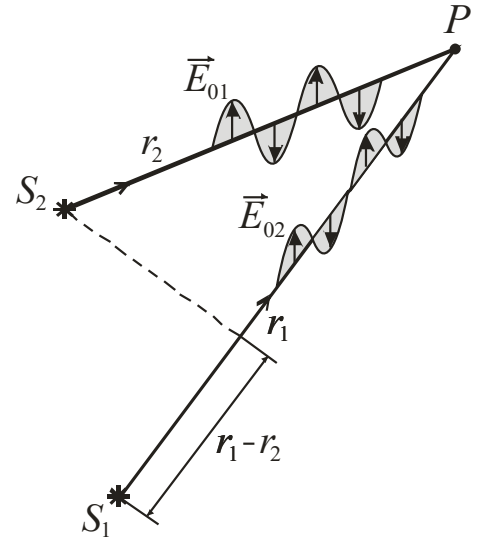


Рис. 4.1 Поширення в просторі двох монохроматичних хвиль

фаз $(\psi_{02} - \psi_{01})$ або від **геометричної різниці ходу** цих хвиль $(r_1 - r_2)$. З векторної діаграми також бачимо, що початкова фаза результуючого коливання дорівнює:

$$\operatorname{tg} \psi_0 = \frac{E_{01} \sin \psi_{01} + E_{02} \sin \psi_{02}}{E_{01} \cos \psi_{01} + E_{02} \cos \psi_{02}}. \quad (4.6)$$

Середній період електромагнітних коливань у видимому діапазоні дорівнює $T = 10^{-15} \text{ с}$. Швидкодія сучасних фотоприймачів світла не перевищує поки що $\tau = 10^{-10} \text{ с}$. Це означає, що усі приймачі світла не можуть вимірювати миттєвого значення напруженості електричного поля світлової хвилі. Вони можуть вимірювати тільки ті величини, які пропорційні усередненому в часі квадрату напруженості електричного поля світлової хвилі. До таких

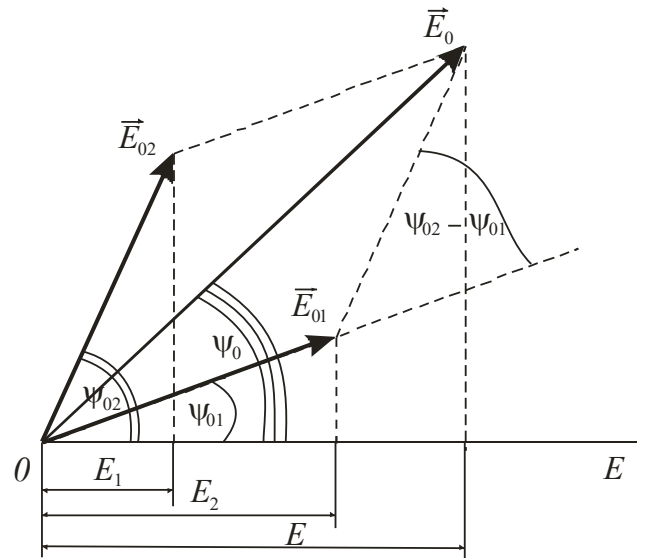


Рис. 4.2 Векторна діаграма

величин відносять світловий потік, силу світла, яскравість, світність, освітленість. Коли немає сенсу конкретизувати про яку саме фотометричну величину йде мова, використовують поняття „інтенсивність світла”. Ця безрозмірна величина також пропорційна усередненому в часі квадрату напруженості електричного поля світлової хвилі й позначається літерою I ($I \sim \bar{E}^2$). Тоді формулу (4.5) можна подати у вигляді:

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\psi_{02} - \psi_{01}) = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \frac{2\pi}{\lambda} (r_1 - r_2). \quad (4.7)$$

Розглянемо два граничних випадки.

1. Нехай різниця початкових фаз зберігається постійною і в часі і в просторі $(\psi_{02} - \psi_{01}) = \text{const}$. Тоді, як бачимо з формули (4.7), результуюча інтенсивність:

$$I \neq I_1 + I_2. \quad (4.8)$$

Отже, інтенсивність результуючого коливання відрізняється від суми інтенсивностей складових коливань і може бути як більшою, так і меншою за цю суму в залежності від різниці початкових фаз.

Коливання однакової частоти із сталою в часі і в просторі різницею фаз

називаються **когерентними**, тобто узгодженими в часі і в просторі. Джерела світла, які випромінюють когерентні хвилі, називаються *когерентними*. Явище, при якому когерентні хвилі, що накладаються, або підсилюють або послаблюють одна одну, називається **інтерференцією**. Ділянка простору, на якій відбувається інтерференція, називають *полем інтерференції*. Зовнішній вигляд поля інтерференції називають *інтерференційною картиною*. Інтерференційна картина характеризується чергуванням у просторі стійких максимумів і мінімумів освітленості.

Знайдемо умови, при яких когерентні хвилі *підсилюють* одна одну. **Максимум освітленості** спостерігається тоді, коли $\cos(\psi_{02} - \psi_{01}) = 1$. При цьому формула (4.7) набуває вигляду:

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} . \quad (4.9)$$

Умова, при якій $\cos(\psi_{02} - \psi_{01}) = 1$, виконується тоді, коли різниця фаз $(\psi_{02} - \psi_{01})$ буде кратною парному числу π :

$$(\psi_{02} - \psi_{01}) = 2m\pi, \quad (4.10)$$

де $m = 0, 1, 2, \dots$ – цілі числа. З іншого боку $\psi_{02} - \psi_{01} = \frac{2\pi}{\lambda}(r_1 - r_2) = 2m\pi$. Звідки $r_1 - r_2 = m\lambda$. Останнє співвідношення зручно подавати у вигляді:

$$r_1 - r_2 = 2m \frac{\lambda}{2}. \quad (4.11)$$

Формули (4.10) і (4.11) є **умовами інтерференційного максимуму**.

Знайдемо умови, при яких когерентні хвилі *послаблюють* одна одну. **Мінімум освітленості** спостерігається тоді, коли $\cos(\psi_{02} - \psi_{01}) = -1$. При цьому формула (4.9) набуває вигляду:

$$I = I_1 + I_2 - 2\sqrt{I_1 I_2}. \quad (4.12)$$

Умова, при якій $\cos(\psi_{02} - \psi_{01}) = -1$, виконується тоді, коли різниця фаз $(\psi_{02} - \psi_{01})$ буде кратною непарному числу π :

$$(\psi_{02} - \psi_{01}) = (2m + 1)\pi, \quad (4.13)$$

де $m = 0, 1, 2, \dots$ – цілі числа. З іншого боку $\psi_{02} - \psi_{01} = \frac{2\pi}{\lambda}(r_1 - r_2) = (2m + 1)\pi$. Звідки:

$$r_1 - r_2 = (2m+1) \frac{\lambda}{2}. \quad (4.14)$$

Формули (4.13) і (4.14) є умовами інтерференційного мінімуму.

2. Нехай різниця початкових фаз хаотично змінюється з часом. Тоді середнє значення $\overline{\cos(\psi_{02} - \psi_{01})} = 0$. З формули (4.7) бачимо, що результуюча інтенсивність від двох таких джерел світла дорівнюватиме сумі інтенсивностей, які дає кожне джерело:

$$I = I_1 + I_2. \quad (4.15)$$

Подібні коливання називають *некогерентними*, а джерела, які випромінюють такі хвилі також називають некогерентними. Будь-які незалежні джерела світла, наприклад, звичайні освітлювальні лампи, є некогерентними джерелами світла: із збільшенням їх кількості інтенсивність результуючого освітлення ніколи не зменшується, як це має місце для когерентних джерел.

У розглянутих випадках обидві хвилі поширювались у вакуумі, для якого показник заломлення $n=1$. Нехай одна з хвиль поширюється в середовищі з показником заломлення n_1 а друга в середовищі з показником заломлення n_2 (рис. 4.3). Тоді в точці P рівняння першої та другої хвиль матимуть вигляд:

$$E_1 = E_{01} \cos \omega \left(t - \frac{r_1}{v_1} \right), \quad E_2 = E_{02} \cos \omega \left(t - \frac{r_2}{v_2} \right), \quad (4.16)$$

де v_1, v_2 – швидкості поширення хвиль в середовищах з показниками заломлення n_1, n_2 .

Знайдемо різницю початкових фаз:

$$\psi_{02} - \psi_{01} = -\frac{\omega r_2}{v_2} - \left(-\frac{\omega r_1}{v_1} \right) = \frac{\omega r_1}{v_1} - \frac{\omega r_2}{v_2}. \quad (4.17)$$

Оскільки $n = \frac{c}{v}$, то $v_1 = \frac{c}{n_1}$, $v_2 = \frac{c}{n_2}$. З врахуванням

цього вираз для різниці початкових фаз набуває вигляду:

$$\psi_{02} - \psi_{01} = \frac{\omega}{c} r_1 n_1 - \frac{\omega}{c} r_2 n_2 = \frac{2\pi}{Tc} (r_1 n_1 - r_2 n_2) = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta d, \quad (4.18)$$

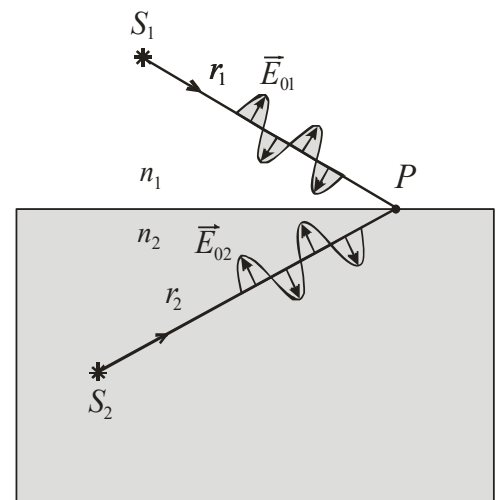


Рис. 4.3 Поширення двох монохроматичних хвиль у середовищах різної оптичної густини

де $\Delta d = (r_1 n_1 - r_2 n_2)$ – оптична різниця ходу хвиль. У точці P буде інтерференційний максимум, якщо $\Delta d = 2m \frac{\lambda}{2}$, інтерференційний мінімум – $\Delta d = (2m + 1) \frac{\lambda}{2}$.

Розглянемо, як відбувається інтерференція для реальних світлових хвиль. Реальні світлові хвилі не є строго монохроматичними. Випромінювання світла відбувається в процесі переходів атомів джерела світла із збудженого стану в нормальний протягом часу $\tau \leq 10^{-8}$ с. За цей час утворюється ряд обмежених в просторі елементарних хвиль, сукупність яких називають *цугом хвиль*. Цуг хвиль має довжину $L = c\tau = 3 \cdot 10^8 \frac{м}{с} \cdot 10^{-8} с = 3 м$, яку називають *когерентною відстанню*.

Внаслідок різних процесів, що відбуваються в джерелах світла, атом знову може перейти до збудженого стану і випромінювати наступний цуг. Перехід одного й того самого атома із збудженого стану в нормальний або одночасний перехід різних атомів супроводжується випромінюванням цугів хвиль, між фазами коливань яких немає ніякого зв'язку. Таким чином, від джерел світла поширюється множина цугів хвиль, які випромінюються незалежно один від одного у випадкові моменти часу. Послідовність цих хвильових цугів, фаза коливань яких хаотично змінюється, й являє собою *реальну світлову хвилю*. Коливання вектора \vec{E} , які відбуваються в різних цугах, є некогерентними. Інтервал часу τ , протягом якого фаза коливань, що належать до одного цугу, залишається приблизно сталою, називають *часом когерентності*.

Інтерференція може виникати тільки під час накладання когерентних хвиль, тобто таких хвиль, які належать до даного цугу хвиль. Хоч фази цих хвиль можуть випадково змінюватися з часом, але такі зміни будуть однаковими й різниця фаз когерентних хвиль залишатиметься сталою. При цьому різниця фаз когерентних хвиль може бути сталою як у часі (часова когерентність), так і в просторі (просторова когерентність). У цьому полягають особливості інтерференції реальних світлових хвиль.

Часову когерентність оцінюють за відповідністю різниці фаз хвиль, що накладаються в даній точці простору, через певний проміжок часу. Когерентна відстань L визначає найбільшу різницю ходу хвиль Δd , при якій ще можлива інтерференція: якщо $\Delta d < L$, то спостерігається стійка інтерференційна картина; якщо

$\Delta d \approx L$ – інтерференційна картина не є чіткою; якщо $\Delta d > L$ – інтерференційна картина відсутня. *Просторову когерентність* оцінюють за відповідністю різниці фаз хвиль в двох просторово розділених точках світлової хвилі в даний момент часу (дослід Юнга). Наприклад, для лазера здійснюється як часова, так і просторова когерентність. На виході лазера цуги хвиль йдуть один за одним без інтервалів часу. Це дає можливість збільшувати довжину цугу (когерентну відстань) й розширювати межу різниці ходу хвиль, при якій ще можлива інтерференція.

У природі когерентних джерел світла не існує, але їх створюють штучно: монохроматичний світловий пучок від одного джерела поділяється на два світлових пучка, які поширюються до екрану різними шляхами. Якщо ці світлові пучки одержані з одного й того самого цугу хвиль, то на екрані спостерігається інтерференційна картина. Існує два методи одержання когерентних світлових хвиль: метод поділу хвильового фронту й метод поділу амплітуди.

Розглянемо **метод поділу хвильового фронту**, суть якого полягає у виділенні з фронту хвилі двох різних ділянок й подальшому зведенні їх в одне місце на екрані після проходження різних геометричних (оптичних) шляхів. Метод включає деякі способи, одним з яких є **спосіб щілин Юнга**. Цей спосіб був запропонований англійським фізиком Юнгом у 1802 р.

Експериментальна установка складалась з трьох екранів E_1, E_2, E_3 (рис. 4.4). Паралельний пучок монохроматичного світла падає на екран E_1 з малим отвором S , який в цьому досліді слугував джерелом світла. Внаслідок дифракції світла на отворі S сферичний фронт досягав отворів S_1 і S_2 на екрані E_2 й

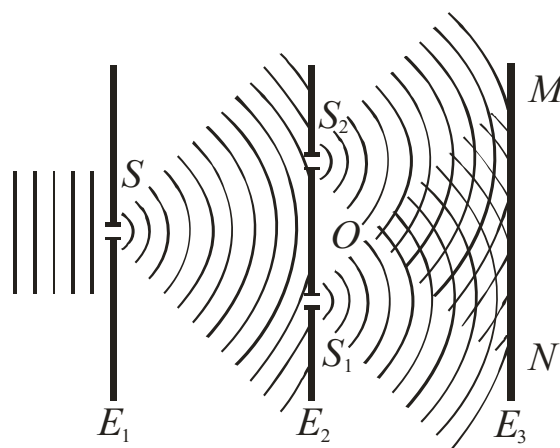


Рис. 4.4 Спосіб щілин Юнга

забезпечував на цих отворах сталу фазу коливань. Згідно з принципом Гюйгенса отвори S_1 і S_2 відігравали роль вторинних джерел світла, яким відповідають сферичні фронти. Оскільки хвилі, що поширюються внаслідок дифракції від отворів S_1 і S_2 , одержані шляхом поділу хвильового фронту, який поширюється від отвору S , то вони

є когерентними. Отже, отвори S_1 і S_2 є когерентними джерелами світла. Ділянка перекривання вторинних когерентних хвиль MNO є полем інтерференції. На екрані E_3 спостерігається інтерференційна картина.

Проведемо деякі розрахунки для інтерференційної картини, одержаної в досліді Юнга. Нехай в точці P з координатою x спостерігається максимум освітленості (рис. 4.5). Це означає, що геометрична різниця ходу хвиль у цій точці кратна парному числу половин довжин хвиль $\Delta r = r_1 - r_2 = 2m \frac{\lambda}{2}$. Знайдемо величину $\Delta r = r_1 - r_2$. З трикутників S_1PP_1 і S_2PP_2 маємо:

$$r_1^2 = L^2 + \left(\frac{l}{2} + x\right)^2, \quad r_2^2 = L^2 + \left(x - \frac{l}{2}\right)^2.$$

$$r_1^2 - r_2^2 = L^2 + \left(\frac{l}{2} + x\right)^2 - L^2 - \left(x - \frac{l}{2}\right)^2 = \left(\frac{l}{2} + x\right)^2 - \left(x - \frac{l}{2}\right)^2 =$$

$$= \left(\frac{l}{2} + x + x - \frac{l}{2}\right) \left(\frac{l}{2} + x - x + \frac{l}{2}\right) = 2lx. \quad (4.19)$$

Отже, $(r_1 + r_2)(r_1 - r_2) = 2lx$.

Для одержання контрастної інтерференційної картини треба, щоб відстань між джерелами S_1 і S_2 була значно меншою від відстані між цими джерелами та екраном E_3 $l \ll L$. За такої умови можна вважати, що $r_1 + r_2 = 2L$. Тоді $2L(r_1 - r_2) = 2lx$. Звідки $r_1 - r_2 = \frac{l}{L}x = 2m \frac{\lambda}{2}$. З цього виразу одержимо формулу для визначення координат максимумів освітленості:

$$x_{\max} = 2m \frac{\lambda L}{2l}, \quad \text{де } m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (4.20)$$

Знаки \pm вказують на симетричне розміщення інтерференційних максимумів

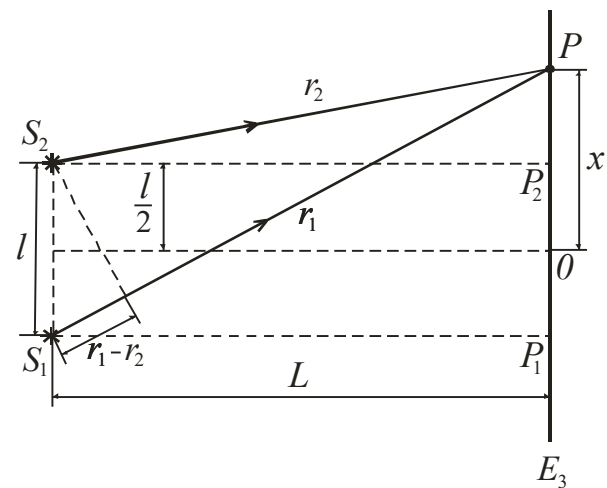


Рис. 4.5 Схема для розрахунку максимуму освітленості в точці P

відносно центрального максимуму, для якого $m = 0$. Координати мінімумів освітленості визначаються формулою:

$$x_{\min} = (2m + 1) \frac{\lambda L}{2 l}. \quad (4.21)$$

Шириною інтерференційної смуги називають відстань між двома сусідніми інтерференційними мінімумами освітленості:

$$\Delta x = x_2 - x_1 = (2 \cdot 2 + 1) \frac{\lambda L}{2 l} - (2 \cdot 1 + 1) \frac{\lambda L}{2 l} = \frac{L}{l} \lambda. \quad (4.22)$$

Треба відмітити, що в досліді Юнга явище інтерференції не проявляється в „чистому” вигляді, тому що його причиною є інше оптичне явище – дифракція світла на отворах S , S_1 і S_2 .

Наступний спосіб одержання когерентних світлових хвиль методом поділу хвильового фронту використовує

біпризму Френеля. Біпризма Френеля складається з двох однакових скляних прямокутних призм з малими заломлюючими кутами γ і спільною основою (рис. 4.6). Джерелом світла є щілина S , яка паралельна заломлюючому ребру біпризми. Ця щілина освітлюється монохроматичним

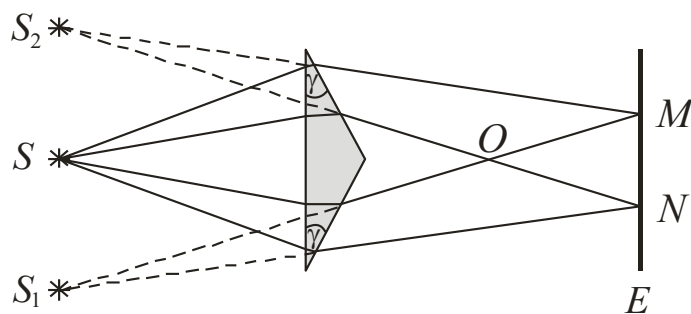


Рис. 4.6 Схема одержання інтерференційної картини за допомогою біпризми Френеля

світлом. Внаслідок заломлення світла на обох частинах біпризми за нею утворюється два пучки когерентних хвиль, бо вони виділені з різних частин одного фронту хвилі. Розбіжні пучки світла, які ніби вийшли з відповідних уявних джерел S_1 і S_2 , накладаються й утворюють поле інтерференції MNO . На екрані E спостерігається інтерференційна картина, яка являє собою систему паралельних темних і світлих смуг.

Контрольні питання до підрозділу 4.1.1

1. Сформулювати принцип суперпозиції для світлових хвиль?
2. Що являє собою монохроматична світлова хвиля?

3. Записати рівняння монохроматичної світлової хвилі, яка поширюється: а) у вакуумі (повітрі); б) у середовищі.
4. Записати формулу для визначення амплітуди результуючої монохроматичної світлової хвилі, яка є результатом накладання двох інших монохроматичних світлових хвиль однакової частоти.
5. Записати формулу для визначення початкової фази результуючої монохроматичної світлової хвилі, яка є результатом накладання двох інших монохроматичних світлових хвиль однакової частоти.
6. Записати формулу для визначення інтенсивності результуючої монохроматичної світлової хвилі, яка є результатом накладання двох інших монохроматичних світлових хвиль однакової частоти.
7. Які світлові хвилі називають когерентними?
8. Яке оптичне явище називають інтерференцією світла? Що називають полем інтерференції? Що являє собою інтерференційна картина?
9. Записати формули, які визначають умову інтерференційного максимуму і мінімуму.
10. Що являє собою геометрична і оптична різниця ходу світлових хвиль?
11. Що називають цугом хвиль? Що називають когерентною відстанню? Що називають часом когерентності?
12. Що являє собою реальна світлова хвиля?
13. Якими є особливості інтерференції реальних світлових хвиль?
14. Що означає поняття „часова когерентність” світлових хвиль?
15. Що означає поняття „просторова когерентність” світлових хвиль?
16. Яким є принцип штучного створення когерентних джерел світла?
17. Які існують методи одержання когерентних хвиль?
18. Пояснити суть методу поділу хвильового фронту світлової хвилі?
19. Пояснити спосіб одержання когерентних світлових хвиль за допомогою щілин Юнга?
20. Записати і пояснити формулу для знаходження координати максимумів інтерференційної картини, одержаної за способом щілин Юнга.

21. Записати і пояснити формулу для знаходження координати мінімумів інтерференційної картини, одержаної за способом щілин Юнга.
22. Записати і пояснити формулу для знаходження ширини інтерференційної смуги в досліді Юнга.
23. Чому спосіб щілин Юнга не показує явища інтерференції в „чистому” вигляді?
24. Що являє собою біпризма Френеля?
25. Як одержуються когерентні світлові хвилі за допомогою біпризми Френеля?

4.1.2 Світлові смуги рівного нахилу, смуги рівної товщини. Кільця Ньютона.

Коли на тонку прозору пластинку або плівку падає світлова монохроматична хвиля, то відбувається її часткове відбивання від обох поверхонь. При цьому виникає дві когерентні світлові хвилі, які інтерферують між собою. Поділ хвилі на першій поверхні на дві частини й визначає метод одержання когерентних хвиль, який називають **методом поділу амплітуди**. Інтерференцію таких хвиль називають *інтерференцією в тонких пластинках або плівках*.

Райдужне забарвлення мильних плівок, тонкого шару нафти, гасу або олії на будь-якій горизонтальній поверхні, різнокольорове забарвлення крил метеликів – все це приклади інтерференції в тонких плівках у природних умовах. Розглянемо два випадки інтерференції в тонких плівках.

1. *Інтерференція в плоско паралельному шарі*. Нехай на прозору плоско паралельну пластинку, що має товщину h і показник заломлення n_2 , падає паралельний пучок монохроматичного світла з довжиною хвилі λ (рис. 4.7).

Пластинка в точці A , внаслідок часткового відбивання світла, поділяє хвилю на дві когерентні хвилі, з яких перша відбивається від верхньої поверхні пластинки, друга – від нижньої. Саме в цей момент відбувається поділ амплітуди падаючої хвилі. При подальших послідовних відбиваннях амплітуда хвиль різко зменшується.

Проведемо площину BD , яка перпендикулярна до променів 1 і 2. Треба зазначити, що в хвильовій оптиці термін „промінь” застосовується лише для позначення напрямку поширення світлової хвилі. Від цієї площини до точки спостереження P_1 , яка знаходиться на екрані E_1 , оптична різниця ходу між

променями 1 та 2 не змінюватиметься, оскільки лінза L_1 не вносить додаткової різниці ходу хвиль. Оптична різниця ходу хвиль між променями 1 і 2 виникає на ділянці від точки A до площини BD і дорівнює:

$$\Delta d = (AC + CB)n_2 - ADn_1 \mp \frac{\lambda}{2}, \quad (4.23)$$

де n_1, n_2 – показники заломлення середовища й пластинки.

Теорія і експеримент показують, що під час відбивання світла від оптично більш густого середовища відбита хвиля змінює фазу на π , тобто змінюється фаза коливань вектора \vec{E} (рис. 4.8). У цьому випадку кажуть, що хвиля „втрачає” половину довжини хвилі. Розглянемо це докладніше.

Нехай $n_1 < n_2$. Відбитий від верхньої поверхні пластинки промінь 1 на рис.4.6 змінює фазу на π в точці A . На „мові довжин хвиль” це відповідає „втраті” половини довжини хвилі (рис. 4.9). Заломлений промінь AC фазу взагалі не змінює.

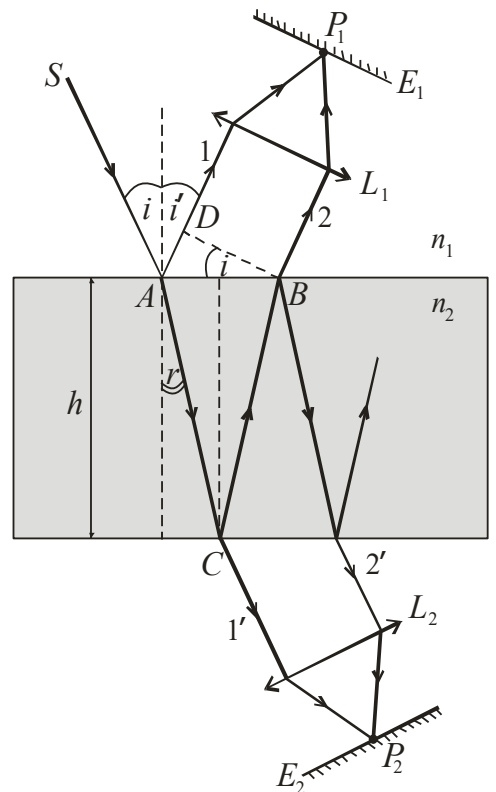


Рис. 4.7 Схема утворення когерентних хвиль у плоскопаралельній пластинці ($n_1 < n_2$)

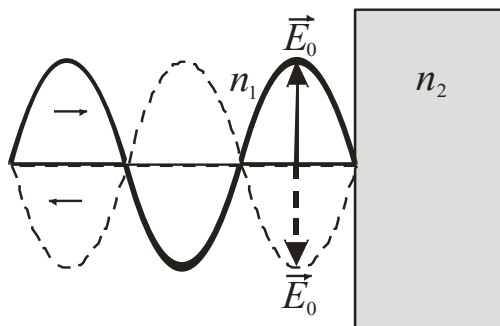


Рис. 4.8 Відбивання хвилі від межі поділу двох середовищ ($n_1 < n_2$)

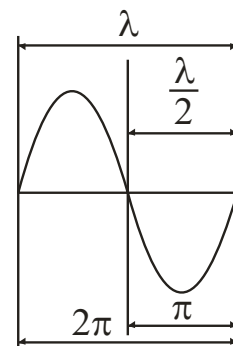


Рис. 4.9

Щоб показати різницю умов під час відбивання променів від верхньої і нижньої поверхні пластинки для випадку $n_1 < n_2$, від оптичної різниці ходу хвиль слід відняти половину довжини хвилі:

$$\Delta d = (AC + CB)n_2 - ADn_1 - \frac{\lambda}{2}. \quad (4.24)$$

Нехай $n_1 > n_2$. Заломлений промінь AC змінює фазу на π в точці C (втрата половини довжини хвилі). При цьому відбитий промінь 1 фази не змінює. Щоб показати різницю умов під час відбивання променів від нижньої і верхньої поверхні пластинки для випадку $n_1 > n_2$, до оптичної різниці ходу хвиль слід додати половину довжини хвилі:

$$\Delta d = (AC + CB)n_2 - ADn_1 + \frac{\lambda}{2}. \quad (4.25)$$

З рисунку 4.6 бачимо, що $AC = CB = \frac{h}{\cos r}$, $AD = AB \sin i = 2htg r \cdot \sin i$. Взявши до

уваги закон заломлення $\frac{\sin i}{\sin r} = \frac{n_2}{n_1}$, одержимо:

$$\begin{aligned} \Delta d &= \frac{2h}{\cos r} n_2 - 2htg r \cdot \sin i \cdot n_1 = \frac{2h}{\cos r} n_2 - 2h \frac{\sin r}{\cos r} \cdot \sin i \cdot n_1 = \\ &= \frac{2h}{\cos r} n_2 - 2h \frac{\sin r}{\cos r} \cdot \sin r \cdot \frac{n_2}{n_1} \cdot n_1 = \frac{2h}{\cos r} n_2 - 2h \frac{\sin^2 r}{\cos r} \cdot n_2 = \\ &= \frac{2h}{\cos r} n_2 (1 - \sin^2 r) = \frac{2h}{\cos r} n_2 \cdot \cos^2 r = 2hn_2 \cos r = \\ &= 2hn_2 \sqrt{1 - \sin^2 r} = 2hn_2 \sqrt{1 - \frac{n_1^2}{n_2^2} \sin^2 i} = 2h \sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 i}. \end{aligned}$$

З урахуванням втрати половини довжини хвилі *максимум освітленості* в точці P спостерігатиметься при умові:

$$\Delta d = 2h \sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 i} \mp \frac{\lambda}{2} = 2m \frac{\lambda}{2}, \quad (4.26)$$

мінімум освітленості в точці P спостерігатиметься при умові:

$$\Delta d = 2h \sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 i} \mp \frac{\lambda}{2} = (2m + 1) \frac{\lambda}{2}. \quad (4.27)$$

Таким чином, під час накладання когерентних світлових хвиль виникає система світлих і темних інтерференційних смуг. Як випливає з рівнянь (4.26) і (4.27), для сталих величин λ, h, n_1, n_2 кожному куту падіння i відповідає своя інтерференційна смуга. Тому такі смуги називають **смугами рівного нахилу**.

Інтерференція світла в тонких плівках спостерігається не тільки в напрямі відбитих променів, але й в прохідному світлі, тому що промені 1' і 2' є також когерентними. Інтерференційна картина в прохідному світлі за характером розташування максимумів і мінімумів буде доповнювати інтерференційну картину у відбитому світлі, бо втрат пів довжини хвилі під час відбивання променя 2' або не буде зовсім при $n_1 < n_2$, або буде втрата цілої хвилі при $n_1 > n_2$ (відбувається зміна різниці фаз на 2π), бо промінь 2' відбивається двічі від оптично густішого середовища. Отже, доповнення інтерференційних картин означає: якщо промені 1 і 2 у відбитому напрямі для певного кута падіння дають максимум освітленості, то промені 1' і 2' в прохідному напрямі дадуть мінімум освітленості.

Кожна точка інтерференційної картини є результатом накладання паралельних променів у фокальній площині лінз L_1 і L_2 . Без цих лінз промені 1 і 2 (1' і 2') перетинаються лише на нескінченності. Тому говорять, що смуги рівного нахилу локалізовані на нескінченності.

2. *Інтерференція в шарі змінної товщини.* Нехай поверхня MN прозорої пластинки змінної товщини освітлюється джерелом монохроматичного світла скінчених розмірів, яке розміщене від поверхні пластинки на достатньо великій відстані (рис. 4.10). Довільний промінь SA після заломлення в точці A та відбивання в точці C вийде з точки B (1'). У світловому потоці, що поширюється від джерела світла S , завжди знайдеться промінь (2), який

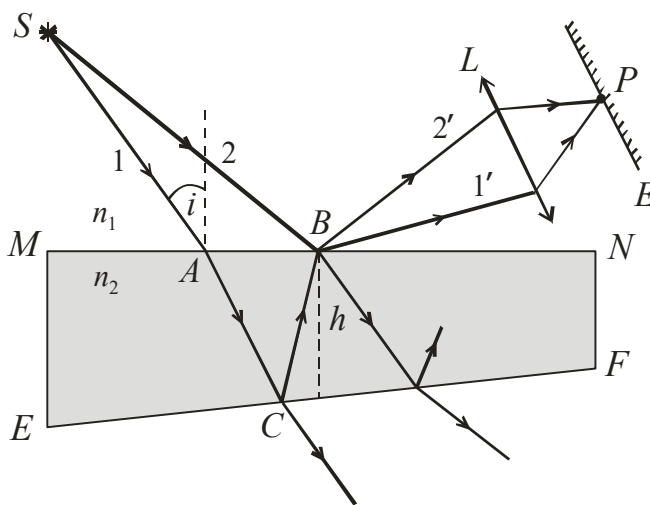


Рис. 4.10 Схема утворення когерентних хвиль у пластинці змінної товщини ($n_1 < n_2$)

потрапить в точку B , де зазнає заломлення та відбивання. Лінза L зводить промені $1'$ і $2'$ в точку екрану P .

Оскільки ці промені є когерентними, то вони інтерферують. За умови, що джерело світла S знаходиться на достатньо великій відстані і кут між поверхнями MN і EF досить малий, наближено можна вважати, що оптична різниця ходу визначається формулою:

$$\Delta d = 2h \sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 i} \mp \frac{\lambda}{2}. \quad (4.28)$$

При цьому кути падіння променів будуть майже однаковими. Тоді при сталих величинах n_1, n_2, i, λ результат інтерференції залежатиме від товщини h пластинки в точці B . Це означає, що всім точкам поверхні однакової товщини відповідатиме одна й та сама інтерференційна смуга. Максимуми або мінімуми однакової освітленості, що відповідають точкам поверхні, для яких товщина пластинки має одне й те саме значення, називаються **смугами рівної товщини**.

Смуги рівної товщини спостерігаються на поверхні пластинки, тому таку інтерференційну картину називають *локалізованою на поверхні пластинки*. У цьому є принципова відмінність смуг рівної товщини від смуг рівного нахилу. Збирна лінза L лише переносить місце локалізації інтерференційної картини з поверхні пластинки на екран.

Інтерференційні смуги рівної товщини можна спостерігати на мильній плівці, яка розташована вертикально. У результаті стікання рідини плівка внизу буде товстішою. Якщо спостереження проводити в білому світлі, то інтерференційні смуги будуть кольоровими.

Класичним прикладом смуг рівної товщини є **кільця Ньютона** (рис. 4.11). Вони спостерігаються як у прохідному, так і у відбитому світлі. Для їх спостереження використовують плоско-опуклу лінзу, яка опуклою поверхнею торкається плоско паралельної скляної пластинки. Між лінзою і пластинкою виникає повітряний прошарок, який нелінійно змінює свою товщину від точки дотику до країв (рис. 4.11). Цей

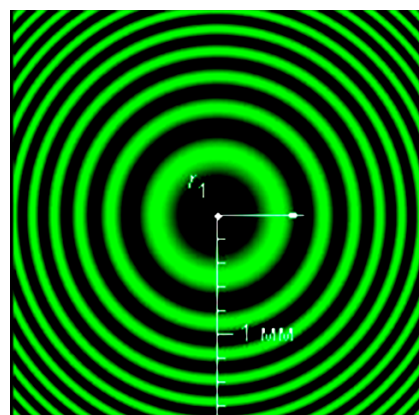


Рис. 4.11 Кільця Ньютона

прошарок відіграє роль пластинки змінної товщини, від поверхонь якої відбиваються когерентні хвилі. При нормальному падінні монохроматичного світла смуги рівної товщини мають вигляд світлих і темних концентричних кіл, при падінні світла під кутом – вигляд еліпсів. У разі освітлення білим світлом кільця Ньютона будуть кольоровими.

Знайдемо зв'язок між радіусами кілець Ньютона r_m і радіусом кривизни лінзи R при нормальному падінні ($i=0$) монохроматичного світла з довжиною хвилі λ . Для цього спочатку розглянемо проходження променя 1 (рис. 4.12). Цей промінь нормально падає на поверхню лінзи і без заломлення проходить до її нижньої поверхні. Частина світла відбивається, а частина світла заломлюється й проходить у повітряний прошарок змінної товщини. У точці B знов частина світла заломлюється, а частина світла відбивається. Відбитий промінь потрапляє в точку C (нижня поверхня лінзи) і знов заломлюється (промінь 1'). Завжди з пучка світла знайдеться промінь 2, який потрапляє в цю точку C . Він також зазнає часткового відбивання на нижній поверхні лінзи (промінь 2').

Оскільки промені 1' і 2' є когерентними, то під час накладання в точці C вони інтерферують. Нехай h - товщина повітряного прошарку для точки C . Розглянемо умову інтерференційного максимуму для променів 1' і

2' в точці C :

$$\Delta d = 2h\sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 i} \mp \frac{\lambda}{2} = 2m\frac{\lambda}{2}. \quad (4.29)$$

Знак перед $\frac{\lambda}{2}$ залежить від того, в якій точці A

чи B відбувається зміна фази коливань вектора

\vec{E} на π . Якщо лінза і пластинка виготовлені із

скла, показник заломлення якого n_1 , а показник

заломлення повітряного прошарку $n_2=1$, то

промінь 1 буде змінювати фазу на π в точці B і $\frac{\lambda}{2}$

буде із знаком „+”, тобто:

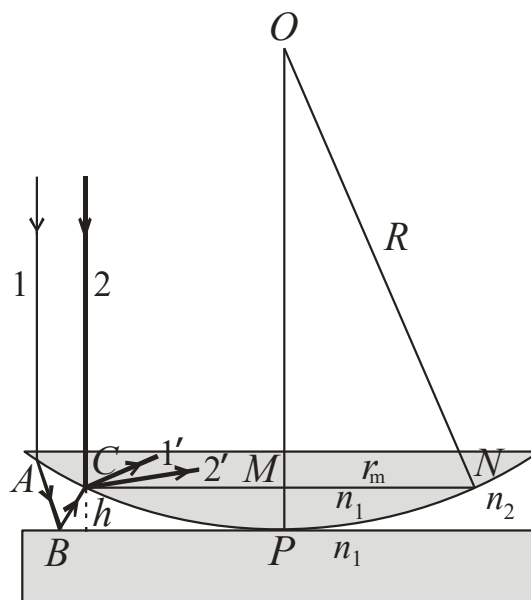


Рис. 4.12 Схема одержання кілець Ньютона

$$\Delta d = 2h + \frac{\lambda}{2} = 2m \frac{\lambda}{2}, \quad (4.30)$$

тому що $i=0$, $\sin i=0$, $n_2=1$. З трикутника OMN маємо: $ON^2 = MN^2 + OM^2$. Оскільки $ON=R$, $OM=R-h$, $MN=r_m$, то

$$R^2 = r_m^2 + (R-h)^2 = r_m^2 + R^2 - 2Rh + h^2 \approx R^2 - 2Rh + r_m^2$$

при умові $h \ll R$ ($h^2 \approx 0$). З останньої формули маємо: $r_m^2 = 2Rh$.

З формули $\Delta d = 2h + \frac{\lambda}{2} = 2m \frac{\lambda}{2}$ знайдемо $2h = 2m \frac{\lambda}{2} - \frac{\lambda}{2} = (2m-1) \frac{\lambda}{2}$. Тоді

$r_m^2 = R(2m-1) \frac{\lambda}{2}$. Звідки одержимо формулу для визначення радіусів *світлих* кілець

Ньютона:

$$r_{m(\text{св})} = \sqrt{R(2m-1) \frac{\lambda}{2}}. \quad (4.31)$$

Формулу для визначення радіусів *темних* кілець Ньютона одержимо з умови:

$\Delta d = 2h + \frac{\lambda}{2} = (2m+1) \frac{\lambda}{2}$. Спочатку знаходимо $2h$:

$$2h = (2m+1) \frac{\lambda}{2} - \frac{\lambda}{2} = (2m+1-1) \frac{\lambda}{2} = 2m \frac{\lambda}{2}.$$

Тоді $r_m^2 = R 2m \frac{\lambda}{2}$. Звідки маємо:

$$r_{m(\text{тем})} = \sqrt{R m \lambda}. \quad (4.32)$$

У формулах (4.31) і (4.32) m – номери світлих або темних кілець Ньютона.

Під час спостереження кілець Ньютона у відбитому світлі в центрі інтерференційної картини буде мінімум освітленості (темна пляма), тому що оптична різниця ходу між променями дорівнюватиме нулю, а різниця фаз становитиме π . Це відповідає умові інтерференційного мінімуму:

$$\Delta d = 0 + \frac{\lambda}{2} = (2m+1) \frac{\lambda}{2}, \quad \text{де } m=0. \quad (4.33)$$

Під час інтерференції світла в прохідному напрямі вигляд інтерференційної картини змінюється. У центрі картини буде світла пляма, тому що промінь 1 відбивається

від верхньої поверхні пластинки (точка B) й від нижньої поверхні лінзи (точка C), втрачаючи при цьому двічі по $\frac{\lambda}{2}$, тобто змінюючи фазу на 2π , а промінь 2 проходить без втрат $\frac{\lambda}{2}$. Отже, максимумам освітленості у відбитому світлі будуть відповідати мінімуми освітленості в прохідному світлі. У прохідному світлі інтерференційна картина буде менш контрастна, тому що має місце два відбивання замість одного для відбитого світла.

Контрольні питання до підрозділу 4.1.2

1. Пояснити суть методу поділу амплітуди світлової хвилі?
2. Де саме відбувається поділ амплітуди під час інтерференції в тонких плівках?
3. Навести приклади інтерференції в тонких плівках?
4. Що означає вираз „втрата” половини довжини хвилі?
5. Записати формулу для оптичної різниці ходу когерентних світлових хвиль для випадків $n_1 < n_2$ і $n_1 > n_2$.
6. Записати умови інтерференційних максимумів та мінімумів під час інтерференції в тонких плівках.
7. Чому інтерференційну картину, яку утворюють когерентні світлові хвилі під час відбивання від поверхонь плоско паралельної пластинки, називають смугами рівного нахилу?
8. Чим відрізняються смуги рівного нахилу у відбитому світлі від смуг рівного нахилу в прохідному світлі?
9. Чому інтерференційну картину, яку утворюють когерентні світлові хвилі під час відбивання від поверхонь пластинки змінної товщини, називають смугами рівної товщини?
10. У чому полягає принципова відмінність між смугами рівного нахилу й смугами рівної товщини?
11. Що являють собою кільця Ньютона?

12. Намалювати схему експериментальної установки для одержання кілець Ньютонів і показати місце, де саме відбувається інтерференція у відбитому світлі?
13. У якому випадку кільця Ньютонів є колами; еліпсами?
14. Записати і пояснити формулу для радіусів світлих кілець Ньютонів у відбитому світлі.
15. Записати і пояснити формулу для радіусів темних кілець Ньютонів у відбитому світлі.
16. Записати і пояснити формулу для радіусів світлих кілець Ньютонів в прохідному світлі.
17. Записати і пояснити формулу для радіусів темних кілець Ньютонів в прохідному світлі.
18. Записати умови інтерференційного максимуму та мінімуму для випадку нормального падіння світла на плоску поверхню плоско-опуклої лінзи.
19. Чому у відбитому світлі в центрі інтерференційної картини кільця Ньютонів завжди спостерігається темна пляма?
20. Чому в прохідному світлі кільця Ньютонів є менш контрастними?

4.2. Дифракція світла.

4.2.1. Дифракція світла – це оптичне явище, яке пов'язане із зміною напрямку поширення світлових хвиль та з просторовим перерозподілом їх інтенсивності під впливом перешкод на їхньому шляху. Під дифракцією розуміють будь-яке відхилення світлових хвиль від прямолінійного напрямку поширення, якщо воно не зумовлене відбиванням, заломленням або викривленням променів у середовищах, в яких показник заломлення безперервно змінюється (рефракція).

У 1690 р. голландський фізик Гюйгенс запропонував спосіб знаходження фронту хвилі в просторі в будь-який момент часу. Цей спосіб одержав назву **принципу Гюйгенса**. Згідно принципу Гюйгенса кожна точка хвильового фронту $S(t)$ можна вважати джерелом вторинних елементарних сферичних хвиль. Хвильовим фронтом $S(t + \Delta t)$ у будь-який наступний момент часу є огиначаюча

поверхня до фронтів вторинних елементарних сферичних хвиль (рис. 4.13 а). Радіальні прями на рисунку 4.12 показують напрям поширення сферичної хвилі. Якщо на шляху світлової хвилі поставити перешкоду, наприклад, отвір, то фронт хвилі, як огинаюча вторинних хвиль спотворюється нею і виникають нові напрями поширення хвилі, що йдуть в область геометричної тіні, а це і є дифракція (рис. 4.13 б).

Задача дифракції вважається розв'язаною, якщо визначено розподіл інтенсивності світла залежно від кута дифракції. *Кутом дифракції* називають кут між попереднім напрямом поширення хвилі й напрямом хвилі, що поширюється в область геометричної тіні.

Принцип Гюйгенса є суто геометричним способом побудови хвильового фронту, оскільки він не пов'язаний з фізичною природою хвиль. Вторинні хвилі відіграють роль не реальних хвиль, а допоміжних сфер, за допомогою яких шляхом геометричних побудов знаходять нове положення хвильового фронту. Тому принцип Гюйгенса дає змогу визначити лише напрям поширення хвильового фронту, але не дає уявлення про інтенсивність світла в різних напрямках. Тобто він не розв'язує задачі дифракції.

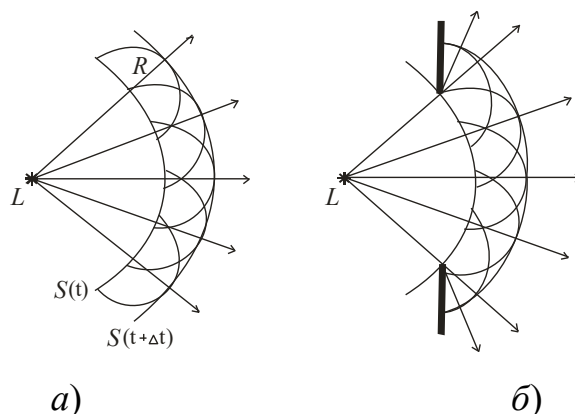


Рис. 4.13 Побудова сферичного хвильового фронту за принципом Гюйгенса: а) поширення хвилі в просторі ($R = v \Delta t$ - радіус фронту вторинних хвиль, v - швидкість поширення хвилі в середовищі); б) поширення хвилі поза перешкодою (отвір)

Цей недолік принципу Гюйгенса було усунуто в 1815 р. Френелем, який доповнив його ідеєю про інтерференцію вторинних хвиль. За Френелем світло має спостерігатися у тих місцях простору, де вторинні хвилі підсилюють одна одну внаслідок інтерференції. Цим розкривається фізична суть огинаючої поверхні, як

поверхні, до якої вторинні хвилі приходять в однакових фазах. Принцип Гюйгенса з доповненням Френеля одержав назву **принципу Гюйгенса – Френеля**.

Суть принципу Гюйгенса – Френеля полягає в тому, що реальні джерела світла замінюють на обвідну *світну поверхню*, точки якої є вторинними точковими когерентними джерелами світла. Світлове поле, що виникає внаслідок інтерференції вторинних хвиль у просторі поза межами цієї поверхні збігаються з полем реальних світлових хвиль.

Нехай сферична світлова хвиля, яка має довжину λ , поширюється в однорідному середовищі від точкового джерела L до деякої точки спостереження P (рис. 4.14). Треба розрахувати інтенсивність світла в точці P . Для зручності виберемо світну поверхню S , яка відповідає миттєвому розміщенню сферичного хвильового фронту,

що поширюється від джерела L до точки P . Відповідно до принципу Гюйгенса – Френеля кожний елемент поверхні dS хвильового фронту

треба розглядати як елементарне джерело вторинних хвиль. Отже, вторинна сферична монохроматична хвиля створює в точці P від елемента dS коливання вектора напруженості електричного поля:

$$dE_p = R(\alpha) \frac{E_0}{r} dS \cos(\omega t - kr + \psi_0), \quad (4.34)$$

де $R(\alpha)$ – коефіцієнт нахилу ($R_{\alpha=0} = 1, R_{\alpha=90^\circ} = 0$) означає відсутність поширення вторинних хвиль у напрямі до первинного джерела L ; $(\omega t + \psi_0)$ – фаза коливань на

елементі dS ; r – відстань від елемента dS до точки P ; $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ – хвильове число;

E_0 – амплітуда вторинної хвилі на відстані 1 м від елемента dS ; $E_{0p} = R(\alpha) \frac{E_0}{r} dS$ –

амплітуда коливань вторинної хвилі в точці P . Оскільки фази і частота усіх вторинних джерел dS визначаються первинним джерелом L , то вони завжди є когерентними.

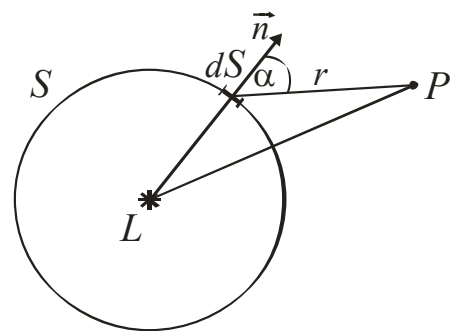


Рис. 4.14 Побудова для розрахунку інтенсивності світла в точці P за принципом Гюйгенса – Френеля

Вторинні хвилі, які випромінюються цими джерелами, в точці P інтерферують й результуюче коливання визначиться як суперпозиція вторинних коливань у цієї точці:

$$E_p = \int R(\alpha) \frac{E_0}{r} \cos(\omega t - kr + \psi_0) dS. \quad (4.35)$$

Ця формула являє собою *математичний вираз* принципу Гюйгенса – Френеля. Інтенсивність світла в точці P можна знайти як $I_p \sim E_p^2$.

Щоб уникнути значних математичних труднощів під час розв’язку задачі дифракції в багатьох випадках використовують так званий **метод зон Френеля**. Нехай L – точкове джерело світла, яке випромінює сферичну монохроматичну хвилю. Треба знайти інтенсивність світла в точці P (рис. 4.15). Згідно з принципом Гюйгенса – Френеля дію реального джерела світла замінюють дією вторинних джерел, що знаходяться на оточуючої джерело L світній поверхні у вигляді сферичного хвильового фронту S .

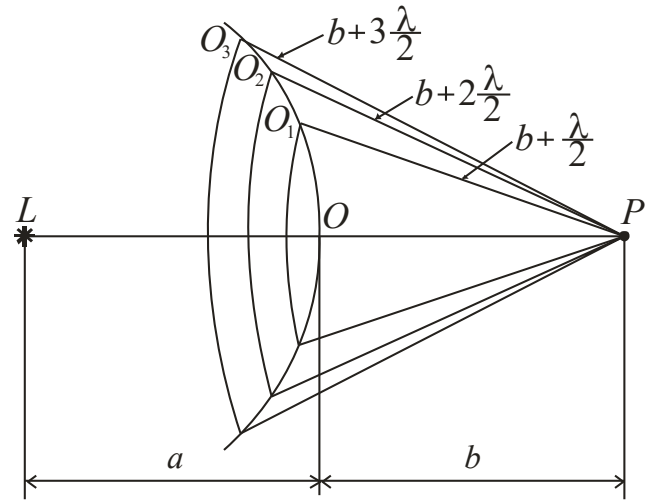


Рис. 4.15 Поділ світної поверхні на кільцеві зони Френеля

Метод зон Френеля полягає в тому, світну поверхню розбивають не на окремі точкові джерела, а на певні ділянки (*кільцеві зони*) так, щоб відстань від країв кожної зони до точки P відрізнялась на $\frac{\lambda}{2}$. Для цього треба провести концентричні сфери з центром в точці P радіусами $b + \frac{\lambda}{2}, b + 2\frac{\lambda}{2}, b + 3\frac{\lambda}{2}, \dots$. Тоді $O_1P - OP = O_2P - O_1P = O_3P - O_2P = \dots = \frac{\lambda}{2}$.

Внаслідок перетину концентричних сфер із світною поверхнею утворюються кільцеві зони, які називають **зонами Френеля**. Під час такого поділу світної поверхні на зони різниця ходу між хвилями від двох сусідніх зон в точці P дорівнює $\frac{\lambda}{2}$. Це означає, що коливання, які зумовлені дією двох сусідніх зон, матимуть протилежні фази і внаслідок інтерференції послаблятимуть одне одного.

Для оцінки амплітуди коливань вторинних хвиль в точці P знайдемо площу зони Френеля. Нехай r_k – радіус k -ої зони Френеля, для якої $b_k = b + k \frac{\lambda}{2}$.

Зовнішня границя k -ої зони відтинає від світної поверхні сферичний сегмент висотою h_k (рис. 4.16). Позначимо площу цього сегменту через S_k . Тоді площу k -ої зони можна знайти у вигляді:

$$\Delta S_k = S_k - S_{k-1},$$

де S_{k-1} – площа сферичного сегменту, який відтинає зовнішня границя $(k-1)$ -ої зони. З

трикутників LCO_k і PCO_k маємо:

$$r_k^2 = a^2 - (a^2 - h_k)^2 = \left(b + k \frac{\lambda}{2}\right)^2 - (b + h_k)^2.$$

$$r_k^2 = a^2 - a^2 + 2ah_k - h_k^2 = b^2 + 2bk \frac{\lambda}{2} + \left(k \frac{\lambda}{2}\right)^2 - b^2 - 2bh_k - h_k^2.$$

$$2ah_k + 2bh_k = 2bk \frac{\lambda}{2} + \left(k \frac{\lambda}{2}\right)^2.$$

$$h_k = \frac{2bk \frac{\lambda}{2} + \left(k \frac{\lambda}{2}\right)^2}{2(a+b)}.$$

Звідки

За умови, що $\lambda \ll b$, доданком $\left(k \frac{\lambda}{2}\right)^2$ можна знехтувати $\left(k \frac{\lambda}{2}\right)^2 \approx 0$. Тоді

$$h_k = \frac{bk \lambda}{2(a+b)}. \quad (4.36)$$

Відомо, що площа поверхні сферичного сегмента визначається формулою $S = 2\pi R h$, де R – радіус сфери, h – висота сегмента. Отже,

$S_k = 2\pi a h_k = \frac{2\pi a b k \lambda}{2(a+b)} = \frac{\pi a b k \lambda}{a+b}$, а площа k -ої зони Френеля дорівнюватиме:

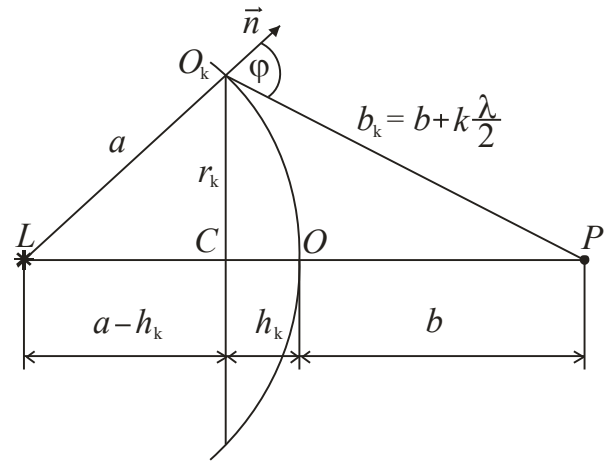


Рис. 4.16 Побудова для визначення площі зони Френеля

$$\Delta S_k = S_k - S_{k-1} = \frac{\pi abk\lambda}{a+b} - \frac{\pi ab(k-1)\lambda}{a+b} = \frac{\pi ab\lambda}{a+b}. \quad (4.37)$$

Одержаний вираз не залежить від номера зони k . Це означає, що площі зон є однаковими. Оскільки геометрична різниця ходу хвиль, що поширюються в точку P від двох сусідніх зон, дорівнює $\frac{\lambda}{2}$, то коливання, які зумовлені дією цих зон у точці P , матимуть протилежні фази. Тоді результуюча амплітуда в точці P буде дорівнювати:

$$E_{0P} = E_{01} - E_{02} + E_{03} - E_{04} + \dots \pm E_{0k}. \quad (4.38)$$

Згідно з математичним виразом принципу Гюйгенса – Френеля із збільшенням номера зони збільшується відстань l і зменшується коефіцієнт нахилу $R(\alpha)$. Це означає, що із збільшенням номера зони відповідні їм амплітуди в точці P монотонно зменшуватимуться, тобто $E_{01} > E_{02} > E_{03} > \dots$. Тому амплітуду будь-якої зони можна наближено визначити через амплітуди сусідніх зон:

$$E_{0k} = \frac{E_{0(k-1)} + E_{0(k+1)}}{2} = \frac{E_{0(k-1)}}{2} + \frac{E_{0(k+1)}}{2}. \quad (4.39)$$

Тоді результуючу амплітуду в точці P запишемо в такому вигляді:

$$E_{0P} = \frac{E_{01}}{2} + \left(\frac{E_{01}}{2} - E_{02} + \frac{E_{03}}{2} \right) + \left(\frac{E_{03}}{2} - E_{04} + \frac{E_{05}}{2} \right) + \left(\frac{E_{05}}{2} - \dots \right) = \frac{E_{01}}{2}, \quad (4.40)$$

оскільки вирази в дужках дорівнюють нулю. Отже, одержана формула показує, що результуюча дія повністю відкритого сферичного фронту світлової хвилі в точці P , яка поширюється від джерела L , дорівнює дії половини однієї центральної зони.

Радіус зони можна знайти із співвідношення :

$$r_k^2 = a^2 - (a - h_k)^2 = a^2 - a^2 + 2ah_k - h_k^2. \quad (4.41)$$

Для невеликих k висота сегмента $h_k \ll a$, тому $r_k^2 = 2ah_k$. Звідки:

$$r_k = \sqrt{2ah_k} = \sqrt{\frac{abk\lambda}{a+b}}. \quad (4.42)$$

Якщо $a = b = 1$ м, $\lambda = 5 \cdot 10^{-7}$ м (зелене світло), то радіус першої зони Френеля дорівнює $r_1 = 5 \cdot 10^{-4}$ м = 0,5 мм. Це означає, що під час вільного поширення світла в однорідному середовищі від джерела L до точки P ніби світловий потік проходить всередині дуже

вузького каналу вздовж напрямку LP , площа перерізу якого має такий самий порядок, як і площа першої зони Френеля. Так принцип Гюйгенса – Френеля пояснює прямолінійне поширення світла.

Застосуємо **метод векторних діаграм**. Розіб'ємо хвильову поверхню на більш вузькі зони аналогічно зонам Френеля так, щоб відстань від країв зон до точки P складала $0,1\lambda$.

Якщо ширину зон спрямувати до 0, а їх кількість у нескінченність, то замість попереднього

рисунок отримаємо плавну спіраль, яка закручується у точці C (рис. 4.17). На рисунку 4.17 фази коливань точки O і точки A відрізняються на π , тобто

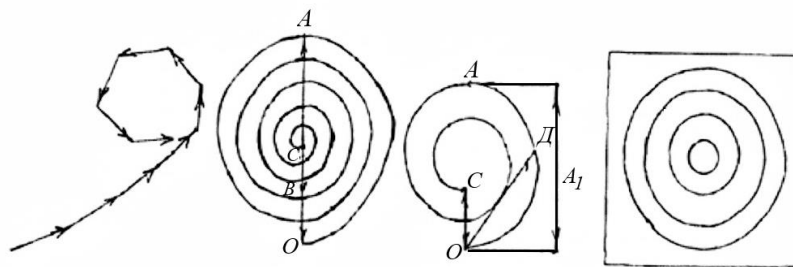


Рис. 4.17

вектор $\vec{OA} = E_{01}$, де E_{01} - амплітуда коливань від першої зони Френеля. $OC = E_{0p}$ - амплітуда результуючих коливань, які йдуть від усіх зон Френеля у точку C .

$$OC = E_{0p} = \frac{E_{01}}{2}$$

Амплітуда від внутрішньої половини першої зони Френеля буде зображуватися вектором OD . Амплітуда OD більше OC у 2 рази, а інтенсивність світла від половини центральної зони буде більша у 2 рази. Тобто, якщо на шляху світла у точці O встановити діафрагму з круглим отвором, розміри якого відповідають половині першої зони Френеля, то інтенсивність світла, яке прийде у точку P при наявності діафрагми буде у 2 рази більша, ніж без неї.

В справедливості розвитку хвильового фронту на зони Френеля можна впевнитися за допомогою зонних пластинок, тобто скляних пластинок на яких зафарбовані чорним кольором усі парні та непарні зони Френеля. Така пластинка грає роль збираючої лінзи, яка посилює світло у точці P .

Ще більшого ефекту домагаються використовуючи фазові зонні пластинки, які не перекривають зони Френеля, а мають змінну товщину, причому, товщина змінюється таким чином, щоб різниця ходу складала зміну фази на π .

Розглянемо **дифракцію Френеля на малому отворі**. Якщо на шляху поширення світла розмістити перший екран з круглим отвором значних розмірів, то за ним на другому екрані спостерігатиметься світна пляма, яка обмежена тінню. Якщо розміри отвору весь час зменшувати, то контури тіні все більше стають розмитими, й, нарешті, світна пляма перетворюється на сукупність світлих та темних кілець. Такий вигляд має *дифракційна* (інтерференційна) *картина*, яка є результатом дифракції Френеля на малому отворі. Поняття дифракційної картини є еквівалентним поняттю інтерференційної картини.

Нехай джерело L випромінює монохроматичну сферичну хвилю. Фронт сферичної хвилі, що досягає перешкоди D (отвір), слід розбити на кільцеві зони Френеля (рис. 4.18). Нехай в напрямі LP отвір вміщує 3 зони Френеля (рис. 4.18 а). Тоді непарна кількість зон буде давати максимум освітленості:

$$E_{0P} = \frac{E_{01}}{2} + \left(\frac{E_{01}}{2} - E_{02} + \frac{E_{03}}{2} \right) + \frac{E_{03}}{2} \Rightarrow \max. \quad (4.43)$$

Якщо в цьому напрямі отвір вміщує парну кількість зон Френеля, то в точці P спостерігається мінімум освітленості. Нехай в напрямі LP' отвір вміщує 4 зони Френеля (рис. 4.18 б).

$$E_{0P''} = \frac{E_{01}}{2} + \left(\frac{E_{01}}{2} - E_{02} + \frac{E_{03}}{2} \right) + \left(\frac{E_{03}}{2} - E_{04} + \frac{E_{05}}{2} \right) + \frac{E_{05}}{2} \Rightarrow \max. \quad (4.45)$$

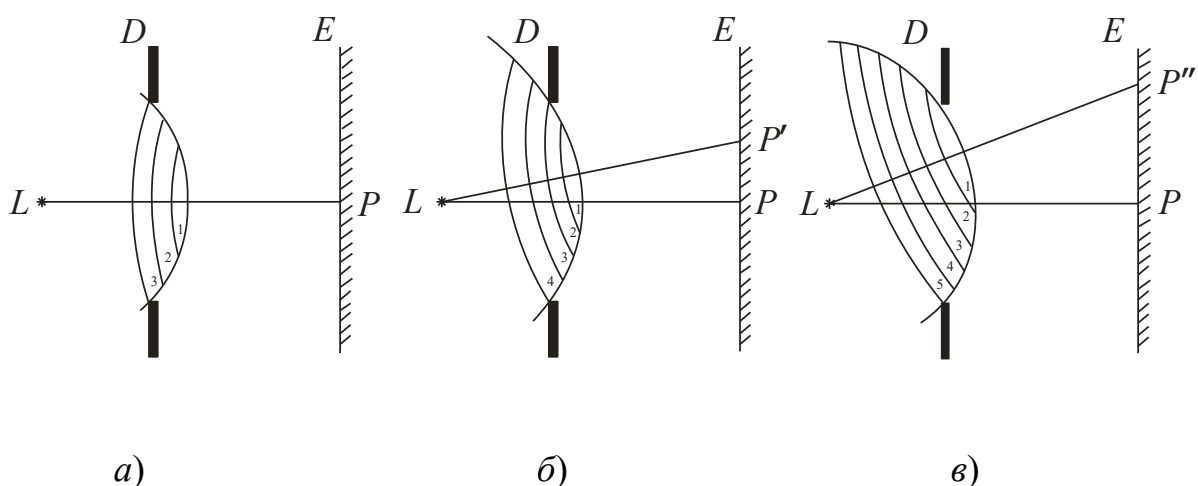


Рис. 4.18 Схема дифракції Френеля на малому отворі: а) напрям LP вміщує 3 зони Френеля; б) напрям LP' вміщує 4 зони Френеля; в) напрям LP'' вміщує 5 зон Френеля

Тоді в точці P' спостерігається мінімум освітленості (дія всіх зон компенсується):

$$E_{0P'} = \frac{E_{01}}{2} + \left(\frac{E_{01}}{2} - E_{02} + \frac{E_{03}}{2} \right) + \frac{E_{03}}{2} - E_{04} \Rightarrow \min. \quad (4.44)$$

Якщо в напрямі LP'' отвір вміщує 5 зон Френеля (рис. 4.16 в), то в точці P'' знову спостерігається максимум освітленості:

Так на екрані виникають світлі та темні кільця (рис. 4.19). Якщо змінювати відстань між джерелом світла та екраном або змінювати діаметр отвору, то можна спостерігати зміну максимумів і мінімумів освітленості. Це пояснюється тим, що змінюється кількість відкритих отвором зон Френеля.

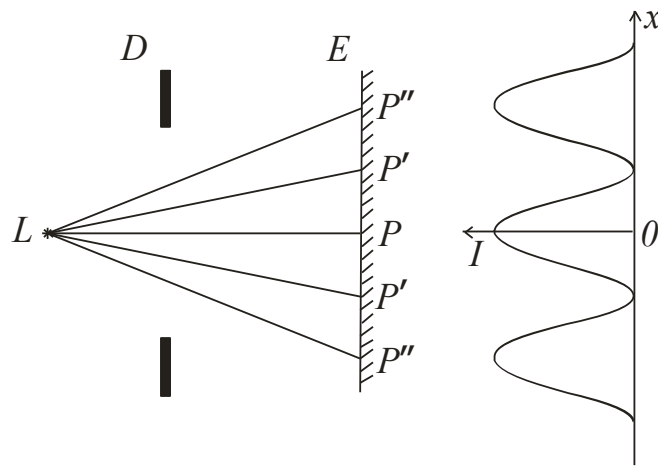


Рис. 4.19 Схема виникнення світлих і темних кілець на екрані E під час дифракції Френеля на малому отворі (I – інтенсивність світла, x – координата максимуму або мінімуму)

Як видно з формули (4.38), освітленість в точці P можна значно збільшити, якщо закрити всі парні або непарні зони Френеля. Тоді результуюча амплітуда коливань в точці P відповідно дорівнюватиме:

$$E_{0P} = E_{01} + E_{03} + E_{05} + \dots \quad \text{або} \quad E_{0P} = E_{02} + E_{04} + E_{06} + \dots \quad (4.46)$$

Екран, який перекриває всі зони Френеля однакової парності, називають *зонною пластинкою*. Вона має прозорі та непрозорі кільця, радіуси яких визначаються формулою (4.42). Радіуси прозорих кілець підраховуються для $k = 2, 4, 6, \dots$, а непрозорих – для $k = 1, 3, 5, \dots$. Таку пластинку можна одержати фотографуванням кілець Ньютона, оскільки їх радіуси визначаються подібними формулами (4.31) і (4.32).

З формули (4.38) також видно, що освітленість в точці P можна ще збільшити, якщо фази коливань, зумовлені дією парних або непарних зон у цій точці, змінити на π . Таку пластинку називають *фазовою зонною пластинкою*.

Розглянемо **дифракцію Френеля на непрозорому диску**. Сферична хвиля, що поширюється від точкового джерела S , зустрічає своєму шляху диск. Дифракційну картину спостерігаємо на екрані (E) у точці, що лежить на лінії, що з'єднує S з центром диска. У даному випадку закритий диском ділянку фронту хвилі треба виключити з розгляду і зони Френеля будувати починаючи з країв диска. Нехай диск закриває m перших зон Френеля. Тоді амплітуда результуючого коливання у точці P дорівнює:

$$E_{0P} = E_{0m+1} - E_{0m+2} + E_{0m+3} - \dots = \frac{E_{0m+1}}{2} + \left(\frac{E_{0m+1}}{2} - E_{0m+2} + \frac{E_{0m+3}}{2} \right) + \dots \text{ або } E_{0P} = \frac{E_{0m+1}}{2}. \quad (4.47)$$

Так як вирази, що стоять у дужках, дорівнюють нулю, отже, у точці завжди спостерігається інтерференційний максимум (світла пляма - пляма Пуассона), відповідний половині дії першої відкритої зони Френеля. Центральний максимум оточений концентричними з ним темними та світлими кільцями, а інтенсивність максимумів зменшується з відстанню від центру картини. Зі збільшенням радіуса диска перша відкрита зона Френеля віддаляється від точки P і збільшується кут φ_m (див. рис.4.15) між нормаллю до поверхні цієї зони та напрямком на точку P . В результаті інтенсивність центрального максимуму зі збільшенням розмірів диска зменшується. При великих розмірах диска за ним спостерігається тінь, поблизу меж якої має місце слабка дифракційна картина. В даному випадку дифракцією світла можна знехтувати і вважати світло таким, що поширюється прямолінійно

Сформулюємо умову, при якій відбувається дифракція світла: якщо лінійні розміри перешкоди того ж порядку, що й розміри зон Френеля, то можна чекати, що виникне дифракційна картина як прояв хвильових властивостей світла. Якщо ж розміри перешкоди значно більші за розміри зон Френеля, то поширення світла відбувається за законами геометричної оптики.

Розглянемо дифракцію Френеля на напівплощині (від краю нескінченної напівплощини). На екрані виберемо точку P (рис. 4.20). Відстань від напівплощини до екрану дорівнює b . Розіб'ємо відкриту хвильову поверхню на зони, які мають вигляд дуже вузьких прямолінійних смуг, паралельних краю напівплощини. Причому відстань від точки P до країв будь-якої зони відрізняється на одну й ту ж саму величину Δ .

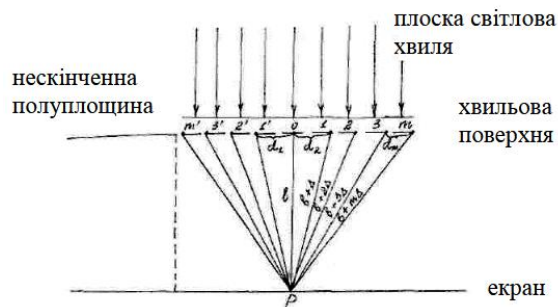


Рис. 4.20

При цьому умови коливання, яке утворюється у точці P сусідніми зонами, будуть відрізнятися по фазі на постійну величину.

Коливання, які йдуть із точки P від симетрично розташованих зон m і m' співпадають по амплітуді та по фазі. Знайдемо ширину перших m -зон.

$$d_1 + d_2 + \dots + d_m = \sqrt{(b + m\Delta)^2 - b^2} = \sqrt{b^2 + 2mb\Delta + (m\Delta)^2 - b^2}$$

Оскільки $\Delta \ll b$, $(m\Delta)^2 \approx 0$, тоді

$$d_1 + d_2 + \dots + d_m = \sqrt{2bm\Delta}.$$

При $m=1$ $d_1 = \sqrt{2b\Delta}$. Тоді $d_1 + d_2 + \dots + d_m = d_1 \sqrt{m}$

$$d_m = d_1 (\sqrt{m} - \sqrt{m-1}).$$

Розрахунки дають, що $d_1:d_2:d_3:d_4\dots = 1:0,41:0,32:0,27\dots$ У такому ж співвідношенні будуть площі розглядаємих зон. Таким чином, амплітуда коливань, які утворюються у точці P окремими зонами, спочатку (для перших зон) спадає дуже швидко, а потім це спадання стає повільним, тому при графічному складанні коливань ламана лінія йде спочатку більш полого, ніж у випадку кільцевих зон.

Якщо взяти до уваги штриховані зони, розташовані ліворуч від точки O , отримаємо нижній завиток ламаної, симетрично розташований верхньому. Якщо ширину зон спрямувати до O , замість ламаної отримаємо плавну криву, яка називається *спіраллю Корню* (рис. 4.21).

Ця спіраль дає можливість розташувати амплітуду світлових коливань в будь-якій точці екрану. Положення довільної точки буде характеризуватися координатою x , яка відраховується від краю напівплощини.

Для точки P , яка знаходиться біля краю напівплощини ($x = 0$) будуть відкриті тільки нештриховані зони, тобто для знаходження амплітуди будемо використовувати верхній завиток спіралі. Результуюча амплітуда дорівнює OF_1 . При зміщенні точки в область геометричної тіні напівплощина закриває все більшу кількість нештрихованих зон, тому початок результуючого вектору амплітуди переміститься вздовж правого витку спіралі, у напрямку полюса F_1 . У результаті амплітуда коливань монотонно зменшується до O . При зміщенні точки P праворуч від краю напівплощини разом з нештрихованими зонами відкривається все зростаюча кількість штрихованих зон, тому початок результуючого вектора амплітуди переміщується по лівому завитку спіралі у напрямку до полюса F_2 . При цьому амплітуда проходить крізь ряд максимумів (перший дорівнює довжині відрізка MF_1) і мінімумів (перший дорівнює NF_1).

Графік залежності інтенсивності світла від координати x має вигляд (рис. 4.22) і відповідає інтенсивності світла при повністю відкритій хвильовій поверхні. У цьому випадку вектор амплітуди дорівнює довжині вектора $F_2 F_1$. Дифракційна картина на прямолінійному краю напівплощини має вигляд чергуючихся темних і світлих смуг, як показано на рисунку 4.23.

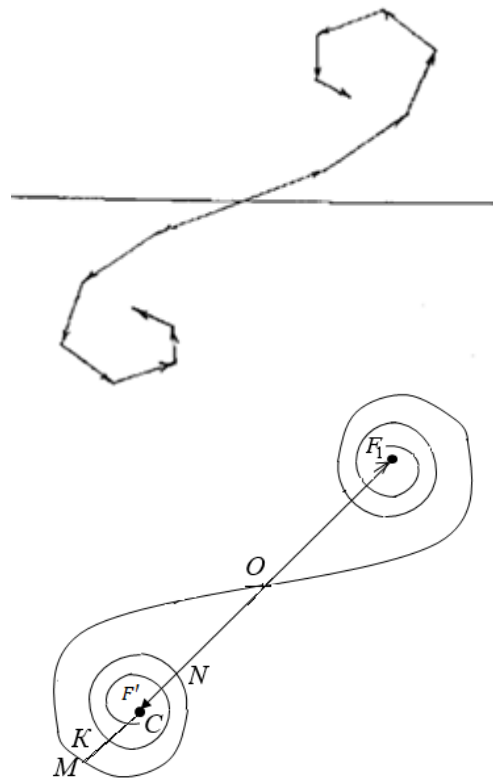


Рис. 4.21

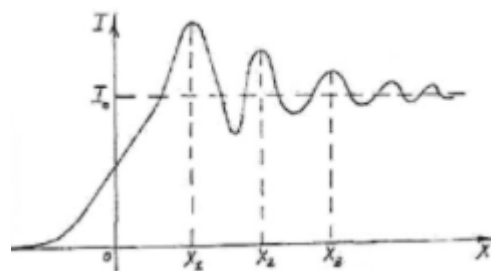


Рис. 4.22

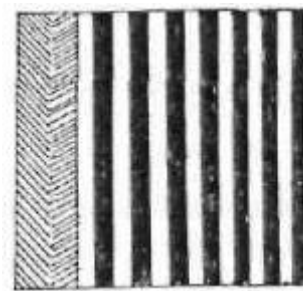


Рис. 4.23

4.2.2. Дифракційні явища за своїм характером поділяються на два типи. Перший тип – коли екран для спостереження дифракційної картини і джерело світла знаходяться на скінченній відстані. Дифракцію цього типу вперше вивчав Френель, тому її називають **дифракцією Френеля**. Дифракція Френеля – це дифракція в *непаралельних* променях, коли повну картину дифракції можна мати на довільній відстані від перешкоди.

Другий тип дифракції – коли екран для спостереження дифракційної картини і джерело світла знаходяться на нескінченності. У цьому випадку промені, що падають на перешкоду і промені, які йдуть після перешкоди, паралельні між собою. Для спостереження дифракційної картини використовують збірну лінзу. Таку дифракцію вперше вивчав німецький фізик Фраунгофер, тому її називають **дифракцією Фраунгофера**. Дифракція Фраунгофера – це дифракція в *паралельних* променях. Обидва типи дифракції принципово не відрізняються, тобто дифракція Фраунгофера є граничним випадком дифракції Френеля.

Розглянемо дифракцію Фраунгофера. Найбільш важливими з практичної точки зору є дифракція Фраунгофера на одній, на двох щілинах та на періодичній структурі з багатьох щілин, яку називають дифракційною ґраткою. *Щілиною* називають прямокутний отвір, ширина якого набагато менша за його довжину.

Дифракцію Фраунгофера в лабораторних умовах можна спостерігати за схемою, поданою на рисунку 4.24. Джерело монохроматичного світла S розташоване у фокальній площині збірної лінзи L_1 . Лінза L_1 створює пучок паралельних променів, які являють собою плоску монохроматичну хвилю з довжиною хвилі λ . Пучок паралельних променів падає на щілину MN шириною b . У фокальній площині лінзи L_2 розміщується екран E .

Усі промені, що проходять крізь щілину в нормальному напрямі лінза L_2 збирає в точці P_0 . Оскільки лінза не вносить додаткової різниці оптичного ходу хвиль, то світлові коливання, що збираються в точці P_0 від різних ділянок щілини, мають однакову фазу, тому що площина щілини збігається з фронтом падаючої плоскої хвилі. Це означає, що в точці P_0 відбувається підсилення світла, тобто завжди

спостерігається центральний дифракційний (інтерференційний) максимум (світла смуга) або максимум нульового порядку. Внаслідок дифракції світлові промені від щілини поширюються не лише в початковому прямолінійному напрямі, а також під різними кутами φ до цього напрямку. Лінза L_2 збирає паралельні пучки дифрагованих променів у певних точках екрану $P_\varphi, P_{-\varphi}$.

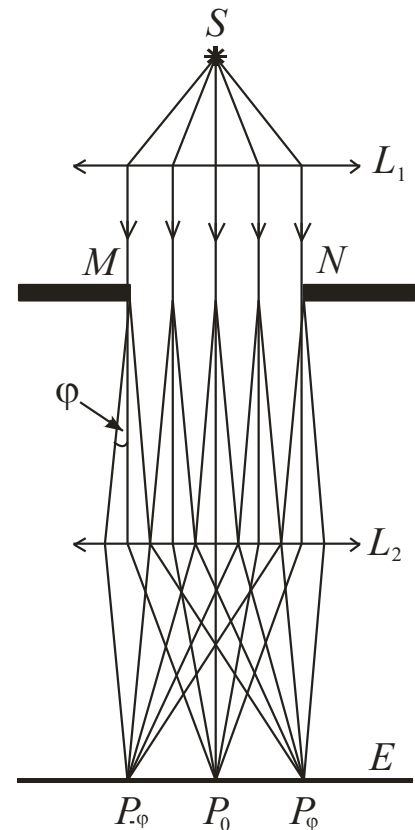


Рис. 4.24 Дифракція Фраунгофера на щілині

Згідно принципу Гюйгенса – Френеля площину щілини MN можна поділити на зони Френеля, які матимуть вигляд однакових за шириною смуг, паралельних краям щілини. Це означає, що коливання, які приходять в точку спостереження $P_\varphi (P_{-\varphi})$ від кожної пари сусідніх зон, мають однакову амплітуду й протилежні фази. Отже, результуюча амплітуда в точці $P_\varphi (P_{-\varphi})$ визначатиметься числом зон Френеля, на які поділено щілину для даного кута дифракції φ . Якщо число зон Френеля для даної точки спостереження є парним, то в ній спостерігатиметься дифракційний мінімум, тому що для парної кількості зон Френеля коливання вторинних хвиль в точці $P_\varphi (P_{-\varphi})$

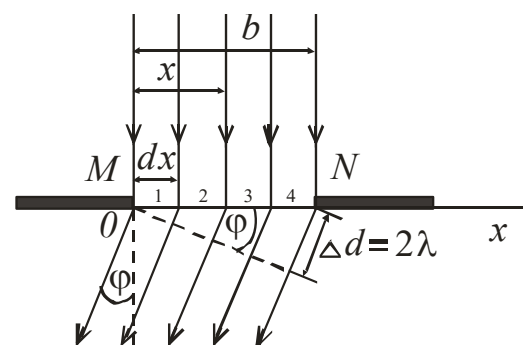


Рис. 4.25 Побудова до розрахунку інтенсивності світла поза щілиною

будуть гасити одне одного. Якщо число зон Френеля для даної точки спостереження є непарним, то в ній спостерігатиметься дифракційний максимум, тому що для непарної кількості зон Френеля дія однієї зони залишиться не компенсованою.

Для розрахунку розподілу інтенсивності світла на екрані поза щілиною запишемо рівняння світлових коливань, які створюються кожною зоною в точці $P_\varphi (P_{-\varphi})$ й знайдемо в цій точці їхню сумарну дію. Збурення, які викликані дією кожної зони в площині щілини, описуються рівнянням:

$$dE_{MN} = \frac{E_0}{b} dx \cos \omega t, \quad (4.48)$$

де E_0 – амплітуда коливання падаючої хвилі в площині MN ; $\frac{E_0}{b} dx$ – амплітуда коливань вторинної хвилі, яку випромінює окрема зона Френеля (рис. 4.20).

Після дифракції на щілині в напрямі, що задається кутом φ , між вторинними хвилями від різних зон виникає різниця фаз. Різниця фаз між коливаннями від зони, що лежить на початку щілини, і зони, яка від неї знаходиться на відстані x , визначатиметься різницею ходу $\Delta d = x \sin \varphi$ й дорівнюватиме $\Delta \psi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta d = \frac{2\pi}{\lambda} x \sin \varphi$. Отже, рівняння світлових коливань в точці $P_\varphi(P_{-\varphi})$ від зони з координатою x матиме вигляд:

$$dE_\varphi = \frac{E_0}{b} \cos\left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} x \sin \varphi\right) dx. \quad (4.49)$$

Світлове збудження в точці $P_\varphi(P_{-\varphi})$ від всієї щілини визначається рівнянням:

$$E_\varphi = \int_0^b \frac{E_0}{b} \cos\left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} x \sin \varphi\right) dx = \left[\frac{E_0 \sin\left(\frac{\pi}{\lambda} b \sin \varphi\right)}{\frac{\pi}{\lambda} b \sin \varphi} \right] \cos\left(\omega t - \frac{\pi}{\lambda} b \sin \varphi\right). \quad (4.50)$$

Отже, результуюча хвиля, яка йде в напрямі φ , має амплітуду:

$$E_{0\varphi} = \frac{E_0 \sin\left(\frac{\pi}{\lambda} b \sin \varphi\right)}{\frac{\pi}{\lambda} b \sin \varphi}. \quad (4.51)$$

При умові $\frac{\pi}{\lambda} b \sin \varphi = \pm k \pi$ або $b \sin \varphi = \pm k \lambda$, де $k \neq 0$; $k = 1, 2, 3, \dots$, амплітуда $E_{0\varphi}$ перетворюється на нуль. Таким чином, *дифракційні мінімуми* спостерігаються для кутів дифракції, коли

$$b \sin \varphi = \pm 2k \frac{\lambda}{2}, \quad (4.52)$$

а *дифракційні максимуми* – коли

$$\frac{\pi}{\lambda} b \sin \varphi = \pm (2k + 1) \frac{\pi}{2} \quad \text{або} \quad b \sin \varphi = \pm (2k + 1) \frac{\lambda}{2}, \quad (4.53)$$

де $k=0,1,2,3, \dots$. Знак „мінус” відповідає променям, які поширюються від щілини під кутом φ і збираються в точці $P_{-\varphi}$, що симетрична точці P_{φ} відносно точки P_0 . Число k означає порядок дифракційного максимуму (мінімуму) відносно центрального максимуму нульового порядку. Вираз $b \sin \varphi$ являє собою різницю ходу між крайніми променями, що йдуть від щілини в напрямі під кутом φ . Різниця ходу хвиль для двох сусідніх зон дорівнює $\frac{\lambda}{2}$. Отже, число $N=2k$ відповідає кількості зон Френеля. Так на рисунку 4.25 $b \sin \varphi = 2\lambda$, а число зон Френеля $N=4$. Відповідно на рисунку 4.24 в точках $P_{\varphi}(P_{-\varphi})$ спостерігаються дифракційні мінімуми.

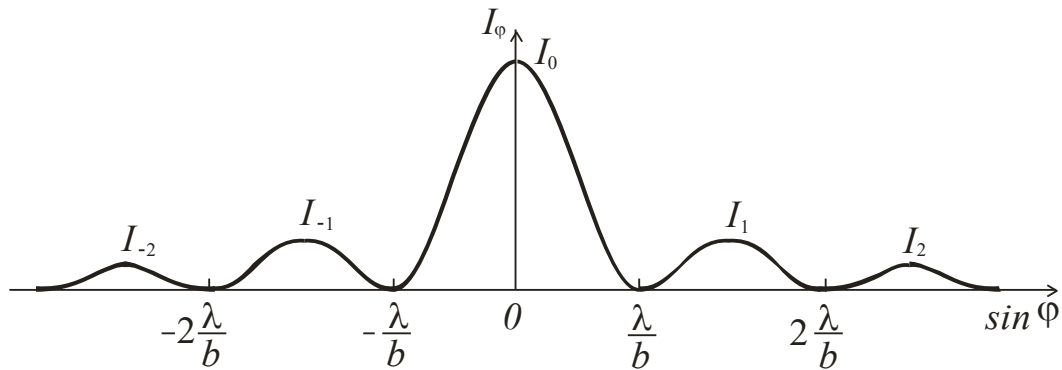


Рис. 4.26 Розподіл інтенсивності світла для дифракції Фраунгофера на щілині

Інтенсивність світла пропорційна квадрату амплітуди ($I_{\varphi} \sim E_{\varphi}^2$):

$$I_{\varphi} = I_0 \frac{\sin^2 \left(\frac{\pi}{\lambda} b \sin \varphi \right)}{\left(\frac{\pi}{\lambda} b \sin \varphi \right)^2}, \quad (4.54)$$

де I_0 – інтенсивність центрального максимуму нульового порядку. З формули (4.54) випливає, що $I_{\varphi} = I_{-\varphi}$. Це означає, що дифракційна картина є симетричною по обидва боки від центрального максимуму нульового порядку. Графік функції (4.54) подано на рисунку 4.26. Числові значення максимумів нульового та наступних порядків відносяться як:

$$I_0 : I_1 : I_2 : I_3 \dots = 1 : 0,045 : 0,016 : 0,008 \dots$$

Отже, основна частина світлової енергії зосереджується в центральному максимумі нульового порядку.

Нехай пучок паралельних променів, які являють собою плоску монохроматичну хвилю з довжиною λ , падає на непрозорий екран з двома однаковими щілинами завширшки b , відстань між якими дорівнює a (рис.4.27). У напрямках, в яких жодна з щілин не випромінюють світла, спостерігаються мінімуми, які називають *колишніми*. Це мінімуми, які дає кожна щілина окремо. Максимуми, які дає кожна щілина окремо, інтерферують між собою.

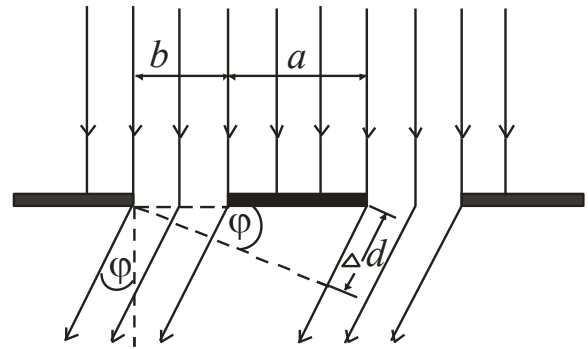


Рис. 4.27 Схема дифракції Фраунгофера на двох однакових щілинах

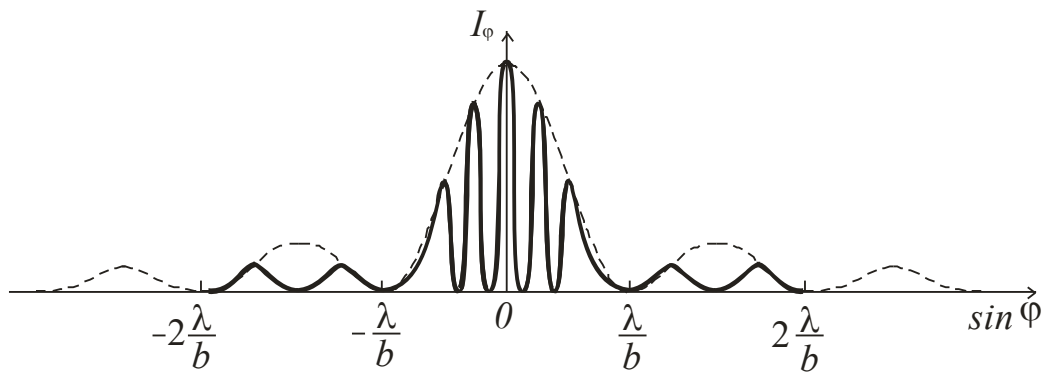


Рис. 4.28 Розподіл інтенсивності світла для дифракції Фраунгофера на двох щілинах

У результаті виникають *додаткові* мінімуми і *головні* максимуми. Додаткові мінімуми будуть спостерігатися в напрямках, для яких виконується умова:

$$d \sin \varphi = \pm (2k + 1) \frac{\lambda}{2}, \quad (4.55)$$

де $d = a + b$; $k = 0, 1, 2, \dots$. Головні максимуми будуть спостерігатися при умові:

$$d \sin \varphi = \pm 2k \frac{\lambda}{2}, \quad (4.56)$$

де $k = 0, 1, 2, \dots$. Розподіл інтенсивності світла під час дифракції від двох щілин має вигляд на рисунку 4.28. Отже, у випадку двох щілин максимуми освітленості стають більш вузькими.

Дифракційна ґратка – це пристрій, що складається з багатьох однакових паралельних щілин, розташованих на рівних відстанях одна від одної. У загальному вигляді дифракційна ґратка – це будь-яка структура, що має просторову періодичність. Коли періодичність структури проявляється в одному напрямі, то ґратка називається лінійною або *одновимірною*, якщо у двох або трьох напрямках – відповідно *двовимірною*, *тривимірною* або *об’ємною*.

Умова головних максимумів дифракційної ґратки визначається формулою:

$$d \sin \varphi = \pm k \lambda, \quad (4.57)$$

де $k = 0, 1, 2, \dots$ – порядок головного максимуму; $d = (a + b)$ – стала або період дифракційної ґратки; $d \sin \varphi$ – різниця ходу хвиль, які випромінюються з точок, що перебувають на однакових відстанях від правих (лівих) країв сусідніх щілин та поширюються під кутом φ до нормалі.

Таким чином, завдяки інтерференції, сумарна енергія світла, що проходить системою щілин, перерозподіляється і концентрується в напрямках, які задовольняють умові головних максимумів.

З формули дифракційної ґратки $\sin \varphi = \pm \frac{k \lambda}{d}$. Отже, кут дифракції залежить від довжини хвилі λ , а це означає, що розміщення головних максимумів на екрані, крім центрального, визначається довжиною хвилі λ . Тому під час пропускання через ґратку білого світла всі головні максимуми, крім центрального ($k = 0$), перетворюються на спектри. *Спектром* називають залежність інтенсивності світла від довжини або частоти хвилі. Головні дифракційні максимуми для $k = \pm 1$ перетворюються на спектри першого порядку, для $k = \pm 2$ – на спектри другого порядку і т.д. У кожному з них найбільшого відхилення набувають хвилі більшої довжини. У спектрі будь-якого порядку його фіолетова частина завжди повернута до центрального максимуму, а червона – у протилежний бік (рис. 4.29).

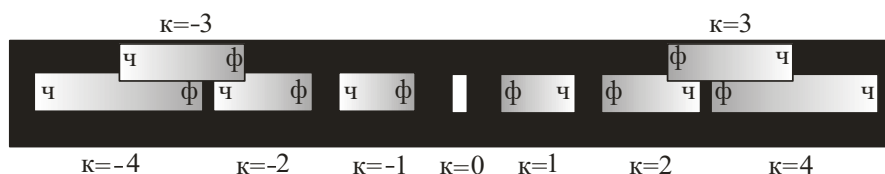


Рис. 4.29 Схема спектрів дифракційної ґратки

Отже, здатність дифракційної ґратки розкласти біле світло на спектри ґрунтується на тому, що головні максимуми одного і того ж самого порядку для різних довжин хвиль розміщені в різних місцях екрану. Тому дифракційну ґратку використовують як спектральний прилад. Треба зауважити, що в спектральних приладах, де диспергуючим елементом є призма найбільше відхиляються фіолетові промені, а де дифракційна ґратка – червоні.

Дифракційні ґратки бувають *пропускні* і *відбивні* (рис. 4.30). Першу дифракційну ґратку виготовив німецький фізик Ріттенхаус у 1785 р., але в той час це нікого не зацікавило. Через кілька десятиріч Фраунгофер застосував свою дифракційну ґратку для дослідження суцільного спектра Сонця, відкривши в ньому темні лінії (*фраунгоферові лінії*). Він виготовляв ґратки з дроту, який намотував на паралельно розміщені гвинти. Роль щілин відігравали просвіти між дротинами. Такі ґратки мали до 136 щілин на 1 см. Виготовляти ґратки з дроту нескладно, тому в деяких випадках ними користуються навіть в наш час, особливо в довгохвильовій (інфрачервоній) області спектра. Пізніше Фраунгофер за допомогою спеціальної машини наносив штрихи на золотій фользі, яка покривала скло, а потім за допомогою алмазного різця – на склі. Так було одержано ґратки з 320 штрихами на 1 мм. Значних успіхів у техніці їх виготовлення досяг у 80-х роках XIX ст. німецький фізик Роуланд $k=1,2,3,\dots$, який створив спеціальні гравірувальні машини і, крім цього, виготовив так звану вгнуту відбивну ґратку, яка виконує одночасно роль ґратки та збірної лінзи. Такі ґратки і тепер використовують в прецизійних спектральних дослідженнях.

Перша гравірувальна машина Роуланда давала змогу наносити близько 570 штрихів на 1 мм, а вдосконалена – до 1200 штрихів на 1 мм. Сучасні високоякісні дифракційні ґратки мають до 2400 штрихів на 1 мм.

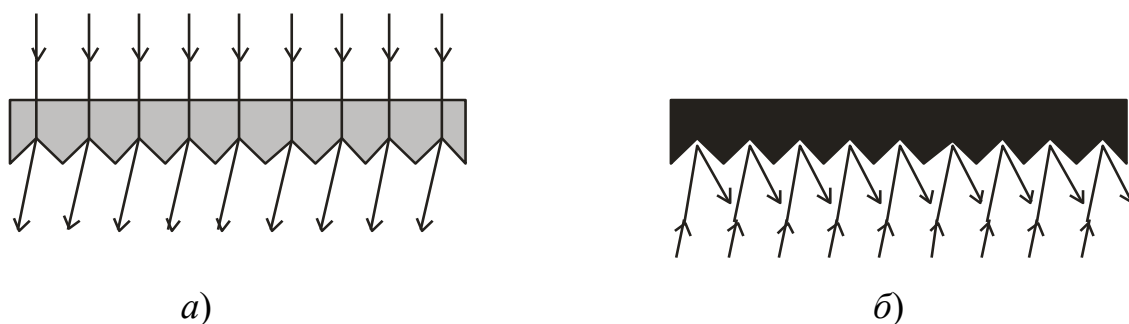


Рис. 4.30 Будова фазових дифракційних ґраток: а) пропускні; б) відбивні

Якщо площини щілин збігаються з площиною ґратки, то вона не створює різниці фаз під час проходження плоскої хвилі. Така ґратка називається *амплітудною*. Для амплітудних ґраток основна частина світлової енергії зосереджується в спектрі нульового порядку й при переході до спектрів вищих порядків інтенсивність світла зменшується. Для усунення цього недоліку необхідно змінити розподіл енергії в спектрах вищих порядків. Для цього треба змінити фазу коливань під час проходження плоскої хвилі крізь ґратку, що досягається за допомогою ґраток, штрихи яких мають певний профіль. Такі ґратки називають *фазовими*, оскільки вони змінюють тільки фазу хвилі. Під час проходження (рис. 4.30 а) або відбивання (рис. 4.30 б) світла виникає різниця фаз від одного краю борозни до другого. Це приводить до того, що інтенсивність спектрів вищих порядків збільшується. Такі ґратки застосовують в інфрачервоній спектроскопії (*ешелети*). За останні роки створені подібні ґратки для видимої і ультрафіолетової областей випромінювання (так звані *ешельні* ґратки).

Великий практичний інтерес являє дифракція на великій просторовій трьохмірній ґратці, у якості якої можуть бути використані кристалічні ґратки кристалів.

Рентгенівське випромінювання має значно менші довжини хвиль ніж видиме світло. Звичайні дифракційні ґратки для рентгенівського випромінювання використати не можливо, так як $\lambda \ll d$.

Плоскі вторинні хвилі, які відбиваються від різних атомних шарів є когерентними, а тому будуть давати інтерференцію один з одним (рис. 4.31).

З рис. 4.31 видно, що різниця ходу двох хвиль, відбитих від сусідніх атомних шарів дорівнює $AB + BC = 2d \sin \Theta$ де d – стала кристалічної структури; Θ – кут ковзання. Для максимумів дифракції на просторовій ґратці:

$$2d \sin \Theta = \pm m \lambda . \quad (4.58)$$

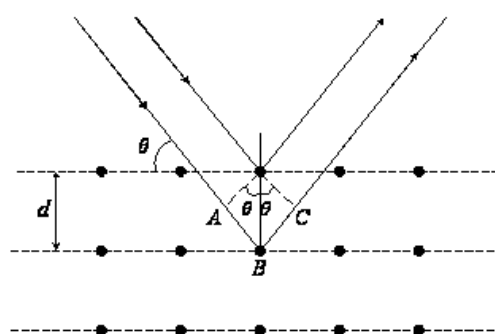


Рис. 4.31 Дифракція рентгенівського випромінювання на кристалічній ґратці

Формула (4.58), яка має назву **формули Вульфа - Брегга**, має досить велике практичне використання в спектральному та структурному аналізах при вивченні властивостей твердих тіл.

Явище дифракції рентгенівських променів знаходить застосування в:

1. рентгеноструктурному аналізі. Вимірюючи Θ і знаючи λ із формули можна знайти d , тобто можна досліджувати структуру кристалів.
2. рентгеноскопії. За відомими d , вимірюючи Θ і m , можна знайти λ .

Контрольні питання до підрозділу 4.2

1. Що називають дифракцією світла?
2. Що називають хвильовою поверхнею, хвильовим фронтом?
3. Сформулювати принцип Гюйгенса. Як пояснює принцип Гюйгенса дифракцію світла?
4. У чому полягає задача дифракції? Що називають кутом дифракції?
5. У чому полягає обмеженість принципу Гюйгенса? Яким є доповнення Френеля до принципу Гюйгенса? Як пояснює принцип Гюйгенса – Френеля суть огинаючої поверхні?
6. Записати й пояснити математичний вираз принципу Гюйгенса – Френеля.
7. У чому полягає суть методу зон Френеля? Що являє собою зона Френеля? Записати й пояснити формулу для площі зони Френеля.
8. Як змінюється амплітуда вторинних хвиль, що випромінюються зонами Френеля, із збільшенням номера зони? Записати й пояснити формулу для радіуса зони Френеля.
9. Як пояснює принцип Гюйгенса – Френеля прямолінійне поширення світла?
10. Як пояснюється результат дифракції світла на малому отворі з точки зору методу зон Френеля?
11. Що називають зонною пластинкою? Яке її призначення? Чим відрізняється звичайна зонна пластинка від фазової зонної пластинки?
12. Сформулювати умови виникнення дифракції світла. Які існують типи дифракційних явищ?

13. Чим відрізняється дифракція Френеля від дифракції Фраунгофера? Як здійснити дифракцію Фраунгофера в лабораторних умовах?
14. Чому в центрі дифракційної картини, яка одержується під час дифракції Фраунгофера на щілині, завжди спостерігається максимум інтенсивності світла?
15. Що являє собою зона Френеля у випадку дифракції Фраунгофера на щілині? Як теорія Френеля пояснює утворення максимумів та мінімумів інтенсивності світла на екрані під час дифракції Фраунгофера на щілині?
16. Записати й пояснити рівняння світлової хвилі, яка випромінюється однією зоною Френеля в площині щілини.
17. Записати й пояснити рівняння світлової хвилі, яка досягає певної точки екрану від однієї зони Френеля.
18. Записати й пояснити рівняння світлової хвилі в деякій точці екрану, яка є результатом дії усіх зон Френеля, що належать щілині.
19. За якою умовою дифраговані промені під час дифракції Фраунгофера на щілині підсилюють або послаблюють один одного?
20. Записати й пояснити вираз для результуючої інтенсивності світла під час дифракції Фраунгофера на щілині?
21. Графічно показати залежність розподілу інтенсивності світла від синуса кута дифракції під час дифракції Фраунгофера на щілині?
22. Як розподіляється енергія світлової хвилі між максимумами дифракційної картини під час дифракції Фраунгофера на щілині?
23. Які особливості має дифракція Фраунгофера на двох щілинах?
24. За якою умовою дифраговані промені під час дифракції Фраунгофера на двох щілинах підсилюють або послаблюють один одного?
25. Графічно показати залежність розподілу інтенсивності світла від синуса кута дифракції під час дифракції Фраунгофера на двох щілинах?
26. Що являє собою дифракційна ґратка? Які існують види дифракційних ґраток?
27. Записати й пояснити формулу дифракційної ґратки.

28. Як розподіляється енергія світлової хвилі під час дифракції Фраунгофера на дифракційній ґратці?
29. Що називають спектром? За якою умовою дифракційні максимуми перетворюються на дифракційні спектри?
30. На чому ґрунтується здатність дифракційної ґратки розкласти біле світло на спектри?
31. Чим відрізняються дифракційні спектри від дисперсійних спектрів?
32. Яку дифракційну ґратку називають амплітудною? Які вона має недоліки?
33. Яку дифракційну ґратку називають фазовою? Яке її призначення?

Розділ 5 ВЗАЄМОДІЯ ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ ХВИЛЬ З РЕЧОВИНОЮ

5.1 Дисперсія світла.

5.1.1 *Дисперсією світла* називаються явища, зумовлені залежністю показника заломлення речовини від довжини світлової хвилі (частоти падаючого світла). Цю залежність характеризують функцією

$$n = n(\lambda_0), \quad \text{чи} \quad n = n(\nu), \quad (5.1)$$

де λ_0 – довжина світлової хвилі у вакуумі. Наслідком дисперсії є розкладання спектр пучка білого світла при проходженні його через призму. Перші експериментальні спостереження дисперсії світла належать І.І. Ньютон (1672 р.). Він перший відкрив те, що показник заломлення прозорих речовин залежить від кута падіння світлового

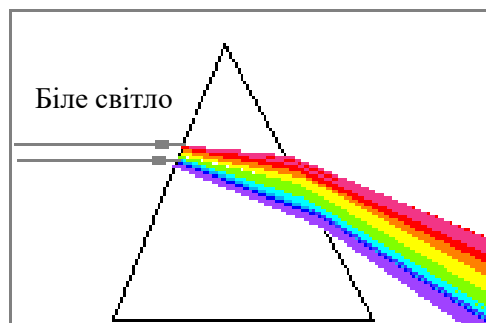


Рис. 5.1 Дисперсія світла у скляній призмі

пучка, але залежить від його кольору, тобто від довжини хвилі (рис. 5.1). Схема досліду наведена на рис. 5.2. Промінь світла від Сонця проходить через малий круглий отвір F у ставні вікна, потім заломлюється в скляній призмі ABC і падає на аркуш білого паперу. При цьому кругле зображення отвору F розтягується в кольорову смугу MN , яку Ньютон назвав спектром.

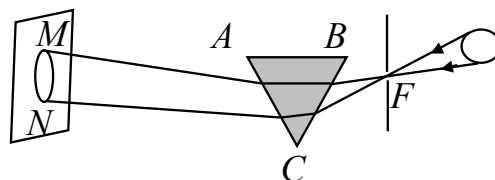


Рис. 5.2

Розглянемо дисперсію світла у призмі. Нехай монохроматичний пучок світла падає на призму з показником заломлення n під кутом α_1 (рис. 5.3).

Кут δ – заломлюючий кут призми. Із рис. 5.3 видно, що кут відхилення φ дорівнює:

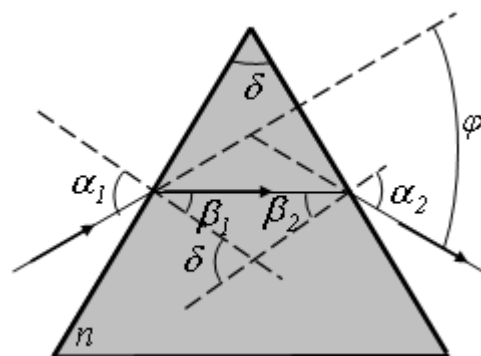


Рис. 5.3

$$\varphi = (\alpha_1 - \beta_1) + (\alpha_2 - \beta_2) = \alpha_1 + \alpha_2 - (\beta_1 + \beta_2) = \alpha_1 + \alpha_2 - \delta. \quad (5.2)$$

Нехай кути δ і α_1 малі, тоді кути α_2 , β_1 і β_2 також будуть малі і синуси цих кутів дорівнюватимуть кутам. Тому

$$\frac{\alpha_1}{\beta_1} = n, \quad \frac{\beta_2}{\alpha_2} = \frac{1}{n}. \quad (5.3)$$

Оскільки $\beta_1 + \beta_2 = \delta$, то

$$\alpha_2 = \beta_2 n = (\delta - \beta_1) n = n \left(\delta - \frac{\alpha_1}{n} \right) = n\delta - \alpha_1, \quad (5.4)$$

$$\alpha_1 + \alpha_2 = n\delta \quad \text{і} \quad \varphi = n\delta - \delta. \quad (5.5)$$

В результаті

$$\varphi = \delta(n - 1), \quad (5.6)$$

тобто кут відхилення променів призмою тим більший, чим більший заломлюючий кут призми. Оскільки кут відхилення φ залежить від величини $n-1$, а n є функцією довжини хвилі, то промені різних довжин хвиль після проходження призми виявляються відхиленими на різні кути.

За допомогою призми, як і за допомогою дифракційної ґратки можна визначити спектральний склад світла.

Розглянемо відмінності в дифракційному і призматичному спектрах:

а) дифракційна ґратка розкладає падаюче світло безпосередньо по довжинах хвиль, тому за вимірними кутами можна обчислити довжину хвилі.

Розклад білого світла в призмі відбувається за значеннями показника заломлення, тому для визначення довжини світла треба знати залежність $n = f(\lambda)$.

У дифракційному спектрі кольори розміщуються за порядком зростання довжини хвилі, а в дисперсійному – навпаки. Дифракційною ґраткою червоні промені, що мають більшу довжину хвилі, ніж фіолетові, відхиляються сильніше.

При проходженні через призму найбільш сильно заломлюються фіолетові промені, менші за інші червоні. Отже, показник заломлення n для фіолетових променів більший, ніж для червоних. Графіки залежності $n(\lambda_0)$ та $n(\nu)$ мають вигляд, зображений на рис. 5.4.

Такий вид залежності показника заломлення характерний всім прозорих безбарвних речовин. Як кількісна характеристика цього явища береться величина

$$D = \frac{dn}{d\lambda_0}, \quad \text{чи} \quad D = \frac{dn}{d\nu} \quad (5.7)$$

звана *дисперсією речовини*.

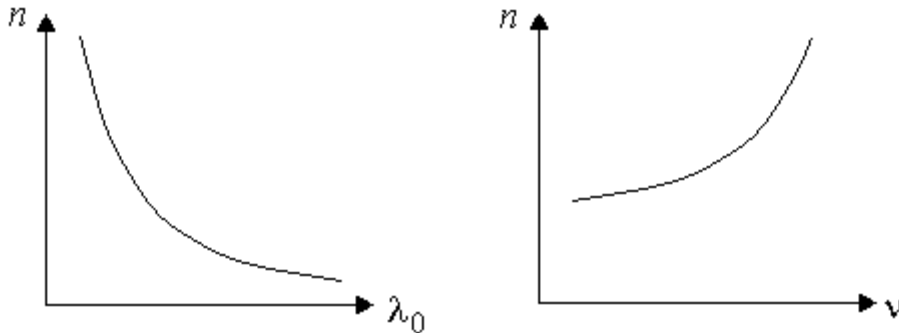


Рис. 5.4

Вона показує, як швидко змінюється показник заломлення зі зміною довжини світлової хвилі. Залежність, зображена на рис. 5.1 характеризується негативною дисперсією, тобто

$$\frac{dn}{d\lambda_0} < 0. \quad (5.8)$$

Таку *дисперсію світла* у середовищі називають *нормальною*. *Аномальна дисперсія*, для якої

$$\frac{dn}{d\lambda_0} > 0, \quad (5.9)$$

спостерігається в областях частот, відповідних смуг інтенсивного поглинання світла речовиною. У звичайного скла аномальна дисперсія виявляється в ультрафіолетовому та інфрачервоному діапазоні світлових хвиль.

5.1.2 Електронна теорія дисперсії світла

Для пояснення дисперсії світла необхідно розглянути процес взаємодії світла з речовиною. Слід зазначити, що рух електронів у атомі підпорядковується законам квантової механіки. Однак, як показав Лоренц, дисперсію світла можна розглядати як результат взаємодії електромагнітних хвиль з зарядженими частинками, що входять до складу речовини (електронами) і вимушені коливання в змінному електромагнітному полі хвилі. Його можна врахувати, розглядаючи залежність

показника заломлення n речовини від частоти падаючого світла. З електромагнітної теорії Максвелла випливає, що

$$n = \frac{c}{v} = \sqrt{\epsilon\mu}, \quad (5.10)$$

де $\epsilon = \epsilon(\omega)$ – відносна діелектрична проникність середовища; μ – відносна магнітна проникність. В оптичній ділянці спектра для всіх речовин $\mu \approx 1$, і тому

$$n = \sqrt{\epsilon(\omega)}, \quad n^2 = \epsilon(\omega) = 1 + \chi(\omega), \quad (5.11)$$

де $\chi(\omega)$ – діелектрична сприйнятливість середовища. Отже, дисперсія світла є наслідком залежності ϵ і χ від частоти ω світлових хвиль. Під дією електричної складової поля хвилі $E(\omega, t) = E_0 \cos \omega t$ зовнішні (так звані оптичні) електрони здійснюють вимушені коливання, що призводить до появи індукованого дипольного моменту p атома, а значить, і до появи поляризованості $P = n_0 p$ у зразку (n_0 – число атомів в одиниці об'єму діелектрика). Діелектрична сприйнятливість χ є коефіцієнт пропорційності між поляризацією $P(\omega, t)$, що виникає в результаті впливу електричного поля і прикладеним полем $E(\omega, t)$:

$$\chi = \frac{P(\omega, t)}{\epsilon_0 E(\omega, t)}. \quad (5.12)$$

де ϵ_0 – електрична постійна. Індукований дипольний момент атома дорівнює $p = -er(\omega, t)$, де e – заряд електрона; $r(\omega, t)$ – зміщення електрона під дією електричного поля світлової хвилі, тому

$$n^2 = 1 - \frac{n_0 er(\omega, t)}{\epsilon_0 E(\omega, t)}. \quad (5.13)$$

Задача звелась до знаходження явного виду залежності зміщення оптичного електрона під впливом світлової хвилі. Для її вирішення необхідно розглянути рівняння вимушених коливань електрона у полі світлової хвилі. Шляхом нескладних розрахунків можна показати, що

$$r(\omega, t) = -\frac{eE(\omega, t)}{m(\omega_0^2 - \omega^2)}, \quad (5.14)$$

де ω_0 – власна частота коливань електрона; m – його маса. Використовуючи отримане співвідношення для n^2 , отримуємо

$$n^2 = 1 + \frac{n_0 e^2}{\epsilon_0 m} \frac{1}{(\omega_0^2 - \omega^2)}. \quad (5.15)$$

У міру збільшення від 0 до ω_0 абсолютний показник заломлення середовища монотонно зростає від величини статичного показника заломлення $n(0)$ при $\omega = 0$ до $+\infty$ (рис. 5.5, суцільна лінія).

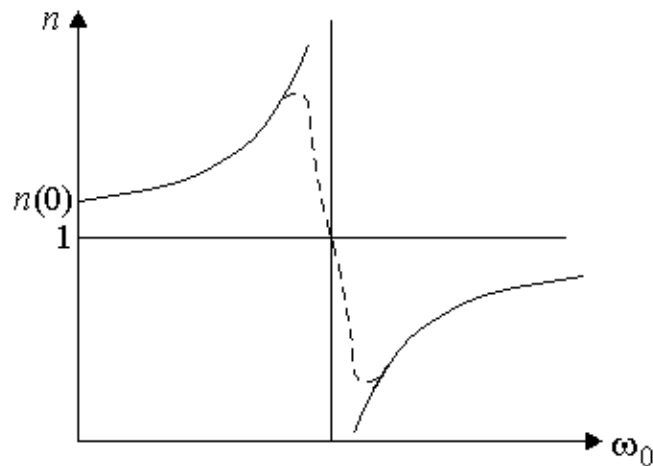


Рис. 5.5

За $\omega = \omega_0$ значення n стрибкоподібно змінюється від $+\infty$ до $-\infty$, а в міру подальшого збільшення ω знову монотонно зростає до одиниці. Якщо зважити на наявність сил опору, то графік функції $n(\omega)$ поблизу ω_0 перестав мати розрив (рис. 5.5, пунктирна лінія). У цій області n зменшується зі зростанням ω , тобто, це область аномальної дисперсії, що характеризується сильним поглинанням хвилі. На інших ділянках n збільшується зі зростанням ω , тобто, це область нормальної дисперсії. Зазвичай у речовини буває кілька власних частот вільних коливань оптичних електронів. Усі вони мають бути враховані у виразі для показника заломлення $n(\omega)$, що призводить до появи кількох областей аномальної та нормальної дисперсії.

5.1.3 Фазова і групова швидкості світла. Формула Релея

Заслуговує на увагу ще одна особливість дисперсійної кривої рис. 5.5. А саме, на ділянці нормальної дисперсії показник заломлення $n < 1$, і $v > c$. Виходить, що фазова швидкість світла в речовині може бути більшою, ніж у вакуумі. Це може видатися парадоксальним, оскільки в теорії відносності встановлено, що величина $c = 3 \cdot 10^8$ м/с є граничною, тобто максимальною можливою швидкістю. Але фазова швидкість не є фізичною величиною по суті. Вона визначає не рух фізичних об'єктів (частинок речовини або поля), а переміщення математичних хвильових поверхонь, тобто точок із заданим значенням формальної характеристики хвилі – фази φ . Тому можливість ситуації, коли $v > c$, не суперечить теорії відносності. Але така можливість вочевидь указує на те, що фазова швидкість v не визначає реальну швидкість хвилі, тобто швидкість поширення коливань і перенесення енергії хвилі. Виняток становлять лишень електромагнітні хвилі у вакуумі, де вони при будь-якій частоті поширюються із швидкістю $v = c$.

Реальна швидкість поширення хвилі називається *груповою швидкістю* і в середовищі відрізняється від фазової швидкості. Ця відміна зумовлена тим, що в реальній хвилі завжди присутні коливання з різними частотами, які в середовищі з дисперсією мають різні фазові швидкості. Аби переконатись у цьому, спочатку розглянемо гранично спрощений приклад поширення «реальної» хвилі $E = E_1 + E_2$, що складається всього з двох гармонічних хвиль з близькими частотами ω та $\omega + \Delta\omega$ та хвильовими числами k і $k + \Delta k$, так що $\Delta\omega \ll \omega$ і $\Delta k \ll k$. Ці хвилі описуються рівняннями:

$$E_1 = E_0 \cos(\omega t - kx), \quad E_2 = E_0 \cos((\omega + \Delta\omega)t - (k + \Delta k)x). \quad (5.16)$$

Додавши ці рівняння матимемо:

$$E = 2E_0 \cos\left(\frac{\Delta\omega}{2}t - \frac{\Delta k}{2}x\right) \cos\left(\left(\omega + \frac{\Delta\omega}{2}\right)t - \left(k + \frac{\Delta k}{2}\right)x\right). \quad (5.17)$$

Через те, що $\Delta\omega \ll \omega$ і $\Delta k \ll k$, в останньому множнику можна знехтувати величинами $\Delta\omega/2$ і $\Delta k/2$ і згорнуто записати:

$$E(x, t) = A(x, t) \cos(\omega t - kx) \quad (5.18),$$

де функція

$$A(x,t) = 2E_0 \cos\left(\frac{\Delta\omega}{2}t - \frac{\Delta k}{2}x\right) \quad (5.19)$$

змінюється дуже повільною порівняно з $\cos(\omega t - kx)$. Тому рівняння (5.18) можна трактувати як рівняння хвилі з частотою ω , хвильовим числом k і фазовою швидкістю $v = (\omega/k)$, в якій амплітуда $A = |A(x,t)|$ є різною в різні моменти часу і в різних точках простору. Зокрема, в будь-який заданий момент часу $t = \tau$ значення амплітуди розподіляються вздовж напрямку поширення хвилі періодично за законом

$$A(x) = 2E_0 \left| \cos\left(\frac{\Delta k}{2}x - \alpha\right) \right| \quad \alpha = (\Delta\omega\tau/2).$$

Відповідно, існує множина точок із максимальною амплітудою $A_0 = 2E_0$, розміщених на відстані X одна від одної, і така сама множина точок, в яких $A = 0$, тобто коливання відсутні.

Позаяк $\Delta k \ll k$, відстані між такими точками $X = (2\pi/\Delta k)$ є набагато більші за довжину хвилі $\lambda = 2\pi/k$. Отже, складена хвиля (5.18) являє собою послідовність окремих згустків з великої кількості коливань, як показано на рис. 5.6 а.

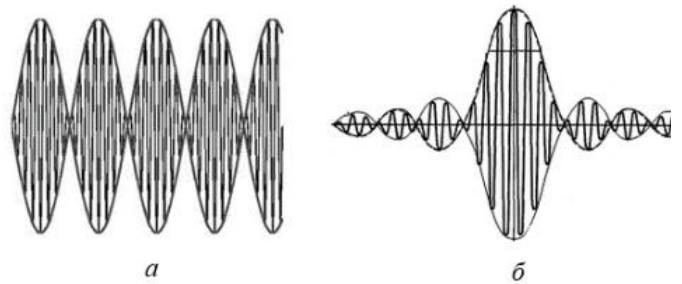


Рис. 5.6

З плином часу координати точок із заданим, приміром максимальним, значенням амплітуди змінюються, тож хвиля рухається. Швидкість цього руху можна знайти поклавши в рівнянні (5.19) $A = 2E_0$. Тоді:

$$\left| \cos\left(\frac{\Delta\omega}{2}t - \frac{\Delta k}{2}x\right) \right| = 1 \Rightarrow x = \pm \frac{2n\pi}{\Delta k} + \frac{\Delta\omega}{\Delta k}t \quad \text{або} \quad x = x_0 + ut, \quad (5.20)$$

де x_0 – початкова координата якоїсь вибраної точки з максимальною амплітудою коливань, а u – швидкість її руху.

Отже, утворена з двох гармонічних складових «реальна» хвиля являє собою послідовність згустків коливань, які рухаються зі швидкістю

$$u = \frac{\Delta\omega}{\Delta k}. \quad (5.21) \text{ За відсутності дисперсії ця величина}$$

співпадає з фазовою швидкістю v . Справді, якщо фазова швидкість не залежить від

$$\text{частоти та довжини хвилі, то } x = \frac{\omega}{k} = \text{const} \Rightarrow \Delta\omega = v\Delta k \Rightarrow u = \frac{\Delta\omega}{\Delta k} = v.$$

Але в середовищах з дисперсією, а такими є всі реальні середовища, швидкість поширення хвилі u відрізняється від фазової швидкості: $u \neq v$.

У дійсності в будь-якій реальній хвилі присутні коливання не з двома, а з усіма можливими частотами в деякому інтервалі $\omega \pm \Delta\omega/2$ і хвильовими числами в інтервалі $k \pm \Delta k/2$ в околі центральної частоти ω та центрального хвильового числа k . У такому разі розрахунки показують, що за умови $\Delta\omega \ll \omega$ і $\Delta k \ll k$ при накладанні всіх складових розподіл амплітуд у результуючій хвилі має вигляд рис. 5.6б, тобто утворюється практично один згусток («пакет») коливань. Тому хвильове утворення, що має малу спектральну ширину, називається *хвильовим пакетом* або *групою хвиль*.

Розрахунок показує, що для групи хвиль (хвильового пакета) формула (5.21) трансформується у наступний вираз швидкості руху пакета, або *групової швидкості*:

$$u = \frac{d\omega}{dk}.$$

Групова та фазова швидкості пов'язані між собою. Відповідне співвідношення легко встановити, взявши до уваги, що $\omega = vk$ і в середовищі з дисперсією фазова швидкість є функцією довжини хвилі, тож і хвильового числа k : $v = v(k)$. Тоді з виразу (5.21) отримаємо:

$$u = \frac{d(vk)}{dk} \Rightarrow u = v + k \frac{dv}{dk}. \quad (5.22)$$

Це співвідношення можна переписати і через довжину хвилі, зробивши заміни:

$$k = 2\pi\lambda \text{ і } \frac{dv}{dk} = \frac{dv}{d\lambda} \cdot \frac{d\lambda}{dk} = -\lambda \frac{dv}{d\lambda}. \text{ Тоді}$$

$$u = v - \lambda \frac{dv}{d\lambda}. \quad (5.23)$$

Цей вираз називається *формулою (співвідношенням) Релея*.

Із виразів (5.22) і (5.23) випливає, що й у реальному хвильовому пакеті за відсутності дисперсії групова швидкість співпадає з фазовою, а в середовищі з дисперсією – відрізняється від неї. При цьому конкретне співвідношення між величинами u і v залежить від значення похідної dv/dk або $dv/d\lambda$ у виразах (5.22) і (5.23), тобто від закону дисперсії. Зокрема, в областях нормальної дисперсії $(dv/d\lambda) > 0$, тому групова швидкість $u < v$ і завжди виявляється меншою за c . Але в області аномальної дисперсії, де $dv/d\lambda < 0$, маємо $u > v$. Через це на ділянці, де $n < 1$, виходить

$u > c$, що неможливо. Цей парадокс має наступне пояснення. Закон дисперсії в реальних середовищах не буває лінійним. З цієї причини похідна $dn/d\lambda$ і величина u мають різні значення при різних λ . Тому під груповою швидкістю (швидкістю пакета) розуміють величину (5.22) чи (5.23), яка відповідає центральним значенням k та λ і визначає рух центра пакета – точки з максимальною амплітудою коливань. Крім того, позаяк окремі гармонічні складові мають різні фазові швидкості, пакет поступово розпливається і в решті решт зникає. Така деградація («редукція») пакета відбувається тим швидше, чим більша дисперсія. Тому, взагалі, про хвильовий пакет і групову швидкість можна говорити лише при малій дисперсії, коли пакет існує достатньо довго. Але аномальна дисперсія спостерігається у вузькому інтервалі довжин хвилі і тому є дуже сильною. За таких умов поняття хвильового пакета та групової швидкості, тож і формули ((5.22) і (5.23)), втрачають зміст.

5.2 Розсіювання світла

Зміна напрямку поширення, частоти і поляризації світла при взаємодій-наслідком його з речовиною називається *розсіянням світла*.

При проходженні світлової хвилі крізь речовину електрони в її атомах і молекулах під дією змінного світлового вектора E здійснюють вимушені коливання з тією ж частотою. При цьому електрони самі стають *вторинними випромінювачами* електромагнітних хвиль, котрі поширюються в різних напрямках.

Вторинні хвилі є когерентними між собою, тому необхідно врахувати їх взаємну інтерференцію.

Прозорі середовища (оптичне скло, дуже чисті прозорі рідини і гази) майже не розсіюють світла; це пояснюється тим, що вторинні хвилі, які випромінюються електронами, внаслідок інтерференції взаємно гасяться в усіх напрямках, крім напрямку поширення падаючого світла.

У разі неоднорідного середовища вторинні хвилі в бічних напрямках не гасять одна одну. Зазнаючи дифракцію на дрібних неоднорідностях середовища, світлові хвилі дають дифракційну картину, що характеризується рівномірним розподілом інтенсивності за всіма напрямками. Таке розсіяння проявляється як невласне свічення речовини.

Особливо сильно розсіюється світло в так званих «каламутних середовищах». До їх числа відносяться: 1) *дими*, тобто дрібні тверді частинки, які зависли в газі; 2) *тумани* - дрібні крапельки рідини, які зависли в газі; 3) *суспензії*, утворені плаваючими в рідині твердими частинками; 4) *емульсії*, утворені дрібними крапельками однієї рідини в іншій, яка не розчиняє першу (прикладом емульсії може служити молоко, що представляє собою крапельки жиру, завішені в воді); 5) тверді тіла на зразок перламутру, опалу, молочних стекол і т. п.

Теорія розсіювання досить складна. Зазвичай розглядається кілька граничних випадків, що відрізняються співвідношенням розмірів частинок і довжин світлових хвиль.

Спостереження і розрахунки показали, що:

1). Якщо розміри частинок сторонньої речовини значно менше довжини світлової хвилі (не більше ніж $0,1\lambda$), інтенсивність розсіяного світла I виявляється пропорційною четвертому степеню частоти або обернено пропорційною четвертому степеню довжини хвилі (*закон Релея*):

$$I \sim \omega^4 \sim 1/\lambda^4 . \quad (5.24)$$

Внаслідок цього при проходженні білого світла через таке оптичне середовище розсіяне світло набуває блакитного, а світло, яке проходить, - червонуватого відтінку.

2). Якщо розміри неоднорідностей є порівняними з довжиною хвилі, інтенсивність розсіяного світла стає пропорційною лише квадрату частоти (тобто обернено пропорційною квадрату довжини хвилі).

3). У разі розсіювання на непрозорих частинках, розміри яких набагато більше довжини хвилі ($r \gg \lambda$), явище можна розглядати як дифракцію світла на цих частинках. При цьому інтенсивність розсіяного світла не залежить від довжини хвилі, і розсіяне світло не має кольору. Тому тумани і хмари мають білий колір.

Якщо частинки сторонньої речовини є прозорими, а їх розміри набагато більше довжини світлової хвилі, то розсіяння світла визначається ефектами відбивання і заломлення світла на поверхнях частинок (порошинок, крапельок, бульбашок), що містяться в середовищі.

4). Навіть ретельно очищені від сторонніх домішок рідини і газу в деякій ступені розсіюють світло. Причиною виникнення оптичних неоднорідностей являються в цьому

випадку *флуктуації густини речовини* (тобто випадкові скупчення молекул речовини). Ці флуктуації викликані тепловим рухом молекул речовини; тому зумовлене ними розсіяння світла називається *молекулярним*.

Розсіяння на флуктуаціях густини є поляризованим в напрямі, перпендикулярному до первісного променя.

Молекулярним розсіянням пояснюється блакитний колір неба і морської води.

Місця згущення і розрідження повітря, які безперервно виникають в атмосфері внаслідок безладного молекулярного руху, розсіюють сонячне світло. При цьому відповідно до закону Релея (5.16) блакитні і сині промені розсіюються сильніше, ніж жовті і червоні, обумовлюючи блакитний колір неба.

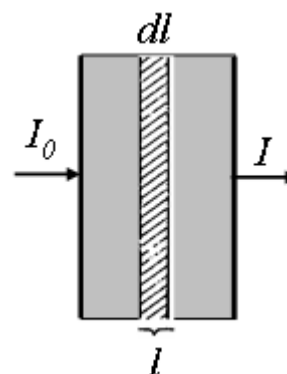
При сході і заході Сонце має червоний колір тому, що світло від нього проходить достатньо великий шлях в атмосфері над поверхнею Землі і розсіює короткохвильове випромінювання, в результаті чого промені Сонця виявляються збідненими меншими довжинами хвиль. З цієї причини небо на ранковій та вечірній зорі забарвлюється в червоні тони.

Якби світ не розсіювався, то небо з поверхні Землі здавалося б абсолютно чорним, і на такому тлі яскраво і контрастно виділялися б зірки та інші небесні світила. Таким бачать небо космонавти з космічних кораблів, які літають далеко за межами земної атмосфери, що розсіює світло.

5.3 Поглинання світла

Поглинанням світла називається явище втрати енергії світловою хвилею, яка проходить через речовину, внаслідок перетворення енергії хвилі у інші форми енергії.

При проходженні паралельного пучка світла крізь шар прозорого середовища його інтенсивність зменшується. Поглинання світла може приводити до нагрівання,



речовини, до деформації, поглинання може супроводжуватись розсіянням світла та індуктивним випромінюванням.

Щоб отримати співвідношення, яке виражає закон поглинання світла, розглянемо шар прозорого середовища завтовшки l , на який падає паралельний пучок променів інтенсивністю I_0 . Виділимо в середовищі нескінченно тонкий шар dl , який обмежений паралельними поверхнями, що перпендикулярні до напрямку поширення світла (рис. 5.7). Дослід показує, що зменшення інтенсивності світла шаром середовища dl пропорційне до величини інтенсивності, що входить у цей шар, і товщини шару, тобто

$$dI = -\alpha I dl, \quad (5.25)$$

де α – коефіцієнт пропорційності, який не залежить від інтенсивності світла і називається коефіцієнтом поглинання. Знак мінус вказує на те, що із збільшенням товщини шару поглинаючого середовища інтенсивність світла, що проходить крізь нього, зменшується.

Після розділення змінних у рівнянні дістаємо

$$\frac{dI}{I} = -\alpha dl. \quad (5.26)$$

Проінтегруємо це рівняння:

$$\int_{I_0}^I \frac{dI}{I} = -\alpha \int_0^l dl; \quad \ln \frac{I}{I_0} = -\alpha l. \quad (5.27)$$

В результаті маємо

$$I = I_0 e^{-\alpha l}, \quad (5.28)$$

де I – інтенсивність світла, що виходить із шару поглинаючого середовища завтовшки l ; I_0 – інтенсивність світла, що входить у поглинаюче середовище. При $l = \frac{1}{\alpha}$ інтенсивність $I = \frac{I_0}{e}$. Отже, шар, товщина якого дорівнює $\frac{1}{\alpha}$, зменшує інтенсивність світла в e разів. Отримане співвідношення було встановлене у 1729 р. П. Бугером і називається законом Бугера, або **законом Бугера-Ламберта**. А. Бер встановив, що поглинання світла розчинами пропорційне молекулярній концентрації C_0 розчиненої речовини, тобто

$$\alpha = \alpha_0 C_0, \quad (5.29)$$

де α_0 – коефіцієнт пропорційності, який залежить від природи розчиненої речовини і не залежить від її концентрації.

Тоді **закону Бугера-Ламберта-Бера**, який справедливий для газів і розчинів малих концентрацій, можна надати вигляду

$$I = I_0 e^{-\alpha_0 C_0 l}. \quad (5.30)$$

Коефіцієнт поглинання залежить від довжини хвилі λ_0 (або частоти ω) і від хімічної природи речовини.

В одноатомних газах і парах металів, у яких атоми розміщені на значних відстанях один від

одного і їх можна вважати

ізольованими,

коефіцієнт

поглинання для

більшості довжин

хвиль близький до

нуля і лише для дуже вузьких спектральних областей спостерігаються різні максимуми. Такий спектр поглинання називається **лінійчастим**. (рис. 5.8 а). Ці лінії відповідають частотам власних коливань електронів в атомах.

У газів з багатоатомними молекулами спостерігаються системи тісно розміщених ліній, які утворюють **смуги поглинання**. Структура цих смуг визначається складом і будовою молекул.

Рідкі і тверді діелектрики мають **суцільні спектри поглинання** (рис. 5.8 б), що складаються з порівняно широких смуг поглинання, в межах яких коефіцієнт поглинання змінюється плавно. За межами цих смуг $\alpha \approx 0$, тобто діелектрики прозорі.

Метали практично непрозорі для світла. Коефіцієнт α для них має значення порядку 10^2 м^{-1} , в той час як для скла $\alpha \approx 1 \text{ м}^{-1}$. Це обумовлено наявністю в металах вільних електронів. Під дією електричного поля світлової хвилі вільні електрони починають рухатись і в металі виникають швидкозмінні струми, що супроводжуються виділенням теплоти. В результаті енергія світлової хвилі швидко зменшується і перетворюється у внутрішню енергію металу.

Структура спектрів поглинання визначається складом і будовою молекул, тому вивчення спектрів поглинання є одним з основних методів кількісного і якісного дослідження речовин.

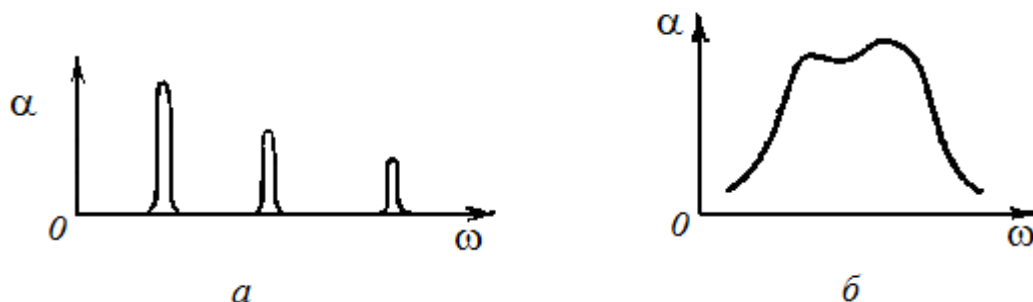


Рис. 5.8

5.4 Поляризація світла.

5.4.1 Електромагнітні хвилі є прикладом поперечних хвиль. Це означає, що напрям коливань вектора напруженості електричного поля \vec{E} , напрям коливань вектора індукції магнітного поля \vec{B} й напрям поширення електромагнітної хвилі є взаємно перпендикулярними (рис. 5.9). Саме такі хвилі випромінюють елементарні випромінювачі світла – збуджені атоми і молекули речовини.

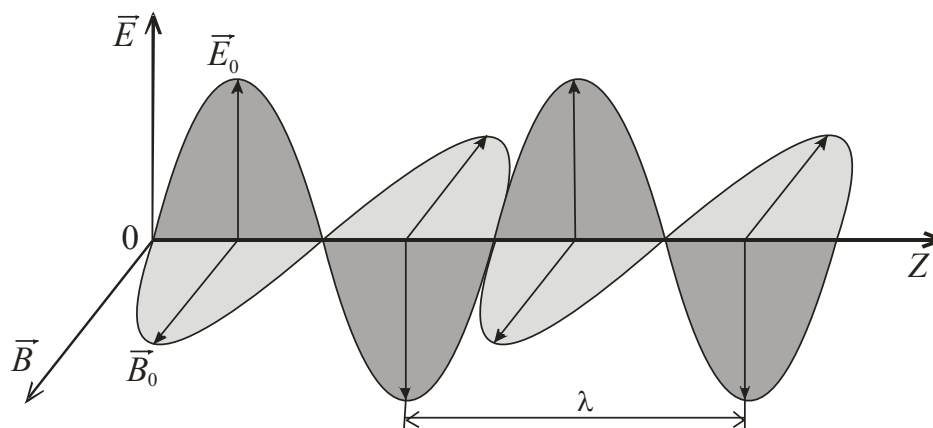


Рис. 5.9 Плоско поляризована світлова хвиля

Макроскопічні джерела світла складаються з великої кількості елементарних випромінювачів, які випромінюють хвилі незалежно один від одного. При цьому орієнтація в просторі векторів \vec{B} і \vec{E} хвилі, яка є результатом накладання хвиль елементарних випромінювачів, є рівно ймовірною в будь-який момент часу. Таке світло називають **природним**.

Крім природного світла існує ще **поляризоване** світло, коли напрямки коливань векторів \vec{B} і \vec{E} або зафіксовані в просторі, або змінюються за певним законом. Поляризоване світло одержують наступними *способами*: під час відбивання або заломлення природного світла на межі поділу двох діелектриків; під час проходження світла анізотропною прозорою речовиною; під час розсіювання світла. Оскільки в процесах взаємодії світла з речовиною основну роль відіграє вектор напруженості електричного поля \vec{E} , тому далі буде вестись мова саме про цей вектор. Площина, яка проходить через напрям поширення хвилі й напрям коливань вектора \vec{E} , називається **площиною поляризації** хвилі.

Розрізняють три види поляризованого світла: плоско поляризоване, еліптично поляризоване і частково поляризоване. Світло, в якого напрям коливань вектора \vec{E} в будь-якій площині з часом не змінюється, називають *плоско поляризованим* (рис. 5.8).

Еліптично поляризованим називають таке світло, коли кінець вектора \vec{E} описує еліпс, якщо дивитися назустріч поширенню світлової хвилі. При цьому кількість обертів вектора \vec{E} навколо напрямку поширення хвилі за одиницю часу дорівнює частоті цієї хвилі. Частинним випадком еліптично поляризованого світла є *світло, поляризоване по колу*, коли кінець вектора \vec{E} описує коло. Еліптично поляризоване світло є результатом накладання двох взаємно перпендикулярних плоско поляризованих хвиль з різною амплітудою; світло, поляризоване по колу, є результатом накладання двох взаємно перпендикулярних плоско поляризованих хвиль з однаковою амплітудою. Світло, в якому можливі будь-які напрямки коливань вектора \vec{E} , але один з них є переважаючим, називають *частково поляризованим*. Частково поляризоване світло можна розглядати як суміш природного і плоско поляризованого світла, що поширюється в одному напрямку.

Пристрої, які використовують для одержання поляризованого світла, називають **поляризаторами**. Ті самі поляризатори, які використовують для аналізу поляризованого світла, називають **аналізаторами**. Відповідно до різних способів одержання поляризованого світла існують різні за принципом дії поляризатори (аналізатори). Розглянемо загальний принцип дії поляризатора. Поляризатор повністю пропускає світло з напрямком коливань вектора \vec{E} , який співпадає з деякою площиною – *площиною поляризатора* й зовсім не пропускає світла з напрямком коливань вектора \vec{E} , який перпендикулярний до цієї площини. Умовно таку площину можна уявити ніби щілину, що знаходиться посередині непрозорого екрану.

Нехай плоско поляризоване світло з амплітудою \vec{E}_0 проходить крізь аналізатор (рис. 5.10). Якщо кут між площиною поляризації хвилі й площиною аналізатора дорівнює φ , то світло з амплітудою $E_{01} = E_0 \cos \varphi$ пропускається аналізатором, а світло з амплітудою $E_{02} = E_0 \sin \varphi$ аналізатора не проходить. Оскільки інтенсивність світла пропорційна квадрату напруженості електричного поля світлової хвилі $I \sim \vec{E}^2$, то інтенсивність світла, що виходить з аналізатора, визначається співвідношенням:

$$I = I_0 \cos^2 \varphi, \quad (5.31)$$

де I_0 – інтенсивність світла, що падає на аналізатор. Рівняння (5.23) називають **законом Малюса**, який був відкритий французьким фізиком Малюсом у 1809 р.

Розглянемо проходження природним світлом системи поляризатор – аналізатор (рис. 5.11) та застосуємо закон Малюса окремо до поляризатора й до аналізатора. Якщо на поляризатор падає природне

світло, то значення кута φ є рівно ймовірними, тому в законі Малюса слід використати усереднене значення $\overline{\cos^2 \varphi} = \frac{1}{2}$. Після поляризатора природне світло перетворюється на плоско поляризоване.

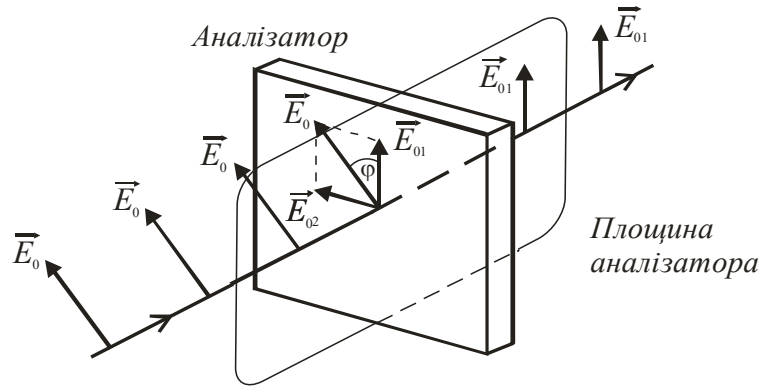


Рис. 5.10 Проходження плоско поляризованої хвилі крізь аналізатор

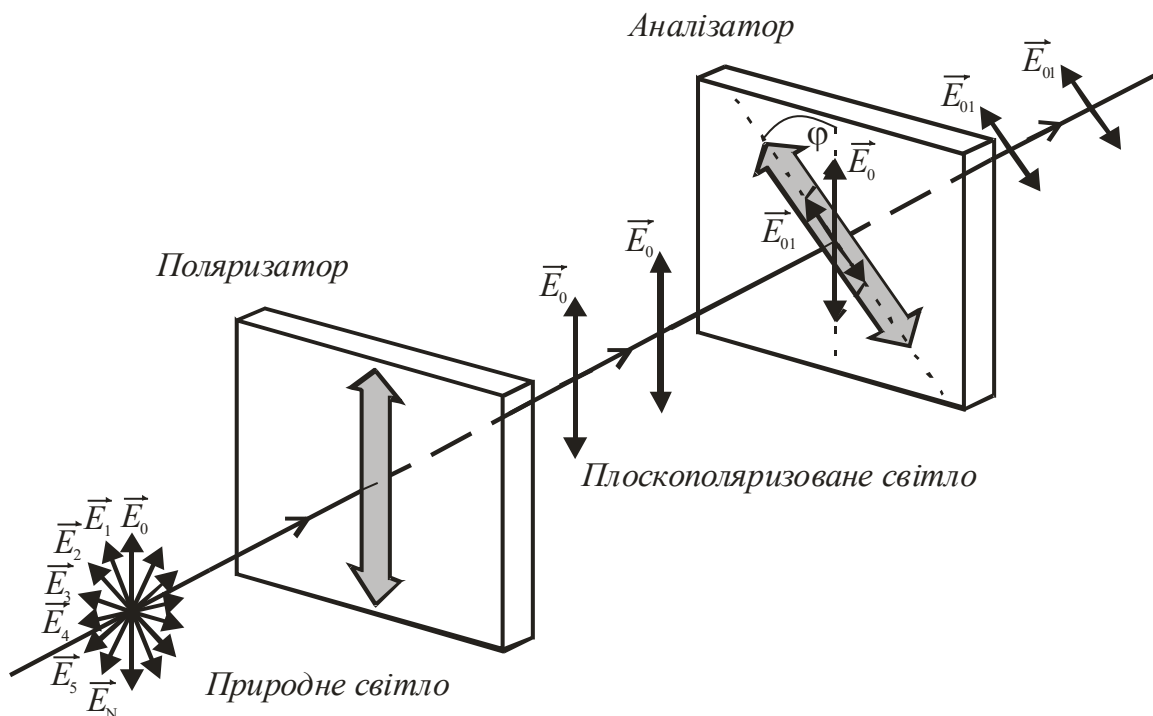


Рис. 5.11 Проходження природним світлом системи поляризатор – аналізатор

Якщо інтенсивність цього світла позначити через I_0 , то закон Малюса для поляризатора матиме вигляд:

$$I_0 = \frac{1}{2} I_{\text{пр}}, \quad (5.32)$$

де $I_{\text{пр}}$ – інтенсивність природного світла. Отже, поляризатор зменшує інтенсивність природного світла вдвічі. Під час обертання поляризатора навколо осі, що співпадає з напрямком поширення світла, інтенсивність плоско поляризованої хвилі не змінюватиметься, змінюється лише орієнтація її площини поляризації в просторі.

Згідно закону Малюса інтенсивність світла, що проходить аналізатором, визначається формулою (5.31). Враховуючи формулу (5.32), закон Малюса для системи поляризатор – аналізатор набуває вигляду:

$$I = \frac{1}{2} I_{\text{пр}} \cos^2 \varphi, \quad (5.33)$$

де φ – кут між площинами поляризатора та аналізатора. Коли площини поляризатора і аналізатора паралельні ($\varphi = 0$), то система поляризатор – аналізатор пропускає плоско поляризоване світло максимальної інтенсивності $I_{\text{max}} = \frac{1}{2} I_{\text{пр}}$, тому що $\cos^2 \varphi = 1$. Коли площини поляризатора і аналізатора взаємно перпендикулярні ($\varphi = 90^\circ$) або схрещені, то природне світло через систему поляризатор – аналізатор не проходить $I_{\text{min}} = 0$, тому що $\cos^2 \varphi = 0$.

5.4.2. Кількісною характеристикою поляризації світла є **ступінь поляризації**.

Для його визначення в площині, яка перпендикулярна до площини коливань вектора \vec{E} , треба провести прямокутну систему координат OXY й спроектувати амплітудні значення векторів \vec{E} з однієї чверті на осі OX і OY , а потім знайти суми проєкцій $\sum E_x$ та $\sum E_y$. Оскільки інтенсивність світла пропорційна квадрату амплітуди, то

$I_x = \left(\sum E_x \right)^2$, $I_y = \left(\sum E_y \right)^2$. Ступінь поляризації визначається виразом:

$$P = \frac{|I_x - I_y|}{I_x + I_y}. \quad (5.34)$$

Для плоско поляризованого світла $I_x = 0$, тому ступінь поляризації $P = 1$ (рис. 5.11

a). Для природного світла $I_x = I_y$, оскільки суми проєкцій векторів \vec{E} на обидві осі є

однаковими (рис. 5.12 б), тому ступінь поляризації $P = 0$. Для частково поляризованого світла ступінь поляризації змінюється в межах $0 < P < 1$ (рис. 5.12 в).

Природна світлова хвиля, що падає на межу поділу двох діелектриків (наприклад, повітря – скло) з показниками заломлення n_1 і n_2 , поділяється на відбиту та заломлену хвилі. Експерименти показують, що обидві хвилі є частково поляризовані, причому для відбитої хвилі переважаючим є напрям коливань вектора \vec{E} , який перпендикулярний до площини падіння, а для заломленої хвилі переважаючим є напрям коливань вектора \vec{E} , який лежить в площині падіння (рис. 5.13 а). Площиною падіння називають таку площину, в якій лежить падаючий промінь, відбитий промінь, заломлений промінь та перпендикуляр, поставлений в точку падіння.

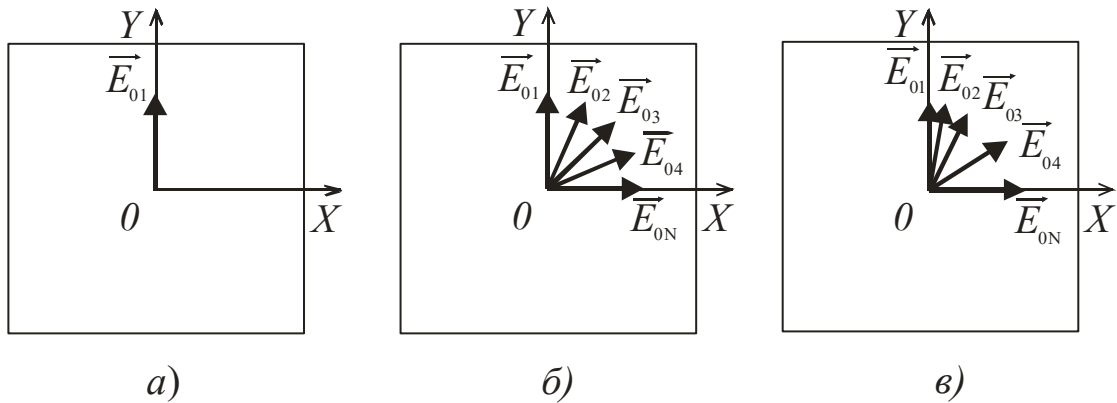


Рис. 5.12 Розташування векторів \vec{E} у першій чверті системи координат OXY : а) плоско поляризоване світло; б) природне світло; в) частково поляризоване світло

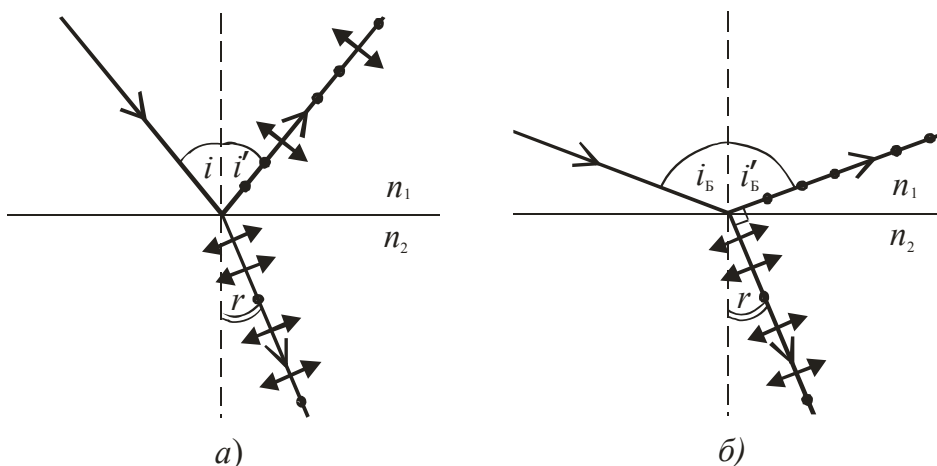


Рис. 5.13 Відбивання та заломлення природної світлової хвилі на межі поділу двох діелектриків: а) $0 < i < 90^\circ$; б) $i = i_B$

При певному куті падіння, визначеному тільки для даної пари діелектриків, відбита хвиля виявляється плоско поляризованою, площина поляризації якої

перпендикулярна до площини падіння (рис. 5.13 б). Такий кут називають *кутом Брюстера* або *кутом повної поляризації*.

Цей експериментальний факт можна пояснити, виходячи із взаємодії електромагнітної хвилі з речовиною. Нехай світлова хвиля поширюється повітрям і падає під кутом Брюстера на поверхню скляної пластинки. Електричне поле хвилі змушує електрони скла коливатися в напрямку, який є перпендикулярним до напрямку поширення заломленої хвилі. Ці коливання збуджують на поверхні скла відбиту хвилю. Відомо, що електрони, які коливаються, не випромінюють хвилі в напрямку своїх коливань. Це означає, що у відбитій хвилі коливання вектора \vec{E} можуть відбуватися тільки в площині, яка є перпендикулярною до площини падіння. Тому відбита хвиля буде плоско поляризованою, але її інтенсивність є невеликою. Наприклад, для скла ($n_2=1,5$) вона складає лише 15% від інтенсивності падаючої хвилі. Решта світлової енергії переноситься в напрямку заломленої хвилі, яка залишається частково поляризованою. Для збільшення ступеня поляризації заломленої хвилі її треба пропустити крізь стопу щільно притулених одна до одної скляних пластинок (стопа Столетова). Якщо світлова хвиля падає під кутом Брюстера на стопу Столетова з десяти скляних пластинок, то завдяки багаторазовому заломленню частково поляризована хвиля майже стовідсотково перетворюється на плоско поляризовану.

У 1815 році англійський фізик Брюстер експериментально встановив зв'язок між кутом повної поляризації та відносним показником заломлення:

$$\operatorname{tg} i_{\text{Б}} = n_{21} = \frac{n_2}{n_1}. \quad (5.35)$$

Ця формула виражає **закон Брюстера**.

Якщо світлова падає на межу поділу двох діелектриків під кутом Брюстера, то відбита та заломлена хвилі поширюються у взаємно перпендикулярних напрямках.

Згідно закону Брюстера $\operatorname{tg} i_{\text{Б}} = \frac{\sin i_{\text{Б}}}{\cos i_{\text{Б}}} = \frac{n_2}{n_1}$. З іншого боку, за законом заломлення

$\frac{\sin i_{\text{Б}}}{\sin r} = \frac{n_2}{n_1}$. Прирівнюючи ліві частини цих рівностей, маємо:

$$\frac{\sin i_{\text{Б}}}{\cos i_{\text{Б}}} = \frac{\sin i_{\text{Б}}}{\sin r}. \quad \text{Звідки, } \cos i_{\text{Б}} = \sin r = \cos(90^\circ - r).$$

Тоді, $i_{\text{в}} = 90^\circ - r$, або $i_{\text{в}} + r = 90^\circ$. Це означає, що згідно рис. 5.12 (б) відбита та заломлена хвилі поширюються у взаємно перпендикулярних напрямках.

5.4.3. Речовини, в яких фізичні властивості (механічні, теплові, електричні, магнітні, оптичні) є однаковими для будь-яких напрямів, називаються *ізотропними*. До ізотропних речовин відносяться гази, рідини, аморфні тверді тіла. Для речовин, що мають кристалічну будову, навпаки, фізичні властивості в різних напрямках є неоднаковими. Такі речовини називають *анізотропними*. Фізична природа анізотропії зв'язана з упорядкуванням молекул, атомів або іонів у вузлах кристалічної ґратки. В оптиці анізотропія зв'язана із залежністю оптичних властивостей середовища від напрямку поширення в ньому світлової хвилі. Вона проявляється в подвійному променезаломленні, в дихроїзмі.

Подвійне променезаломлення означає, що всередині анізотропної речовини світлова хвиля поділяється на дві хвилі. Вперше це явище спостерігав у 1669 р. Бартоліні під час проходження природного світла крізь кристал ісландського шпату (CaCO_3).

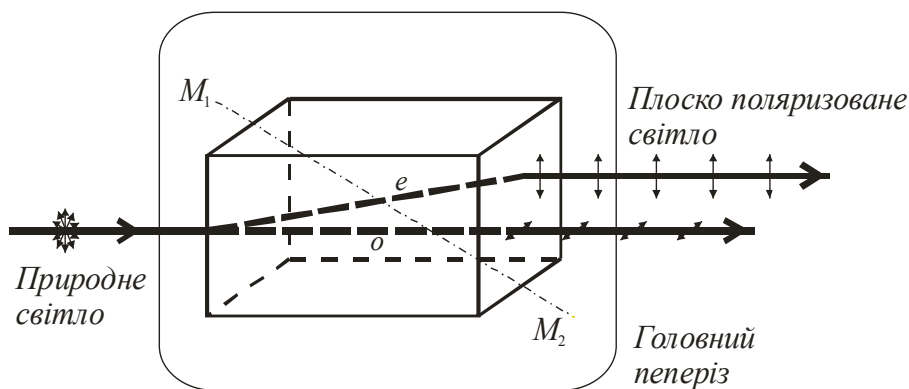


Рис. 5.14 Подвійне променезаломлення в одновісному

шпату (CaCO_3). Він встановив, що промені, які виходять з кристала, паралельні між собою й до падаючого променя. Поділ променя на два відбувається навіть при нормальному його падінні на поверхню кристала (рис. 5.14). Один з променів є продовженням падаючого, а другий відхиляється на деякий кут.

Перший промінь підпорядковується закону заломлення, його показник заломлення не залежить від кута падіння, тобто швидкість поширення цього променя всередині кристала не залежить від напрямку поширення. Такий промінь називається *звичайним* і на рисунках він позначається літерою *o*. Другий промінь не підпорядковується закону заломлення, його показник заломлення залежить від кута падіння, тобто швидкість його поширення всередині кристала залежить від напрямку

поширення. Такий промінь називають *незвичайним* і на рисунках він позначається літерою *e*.

Встановлено, що коли на кристал ісландського шпату падає природне світло, то звичайна та незвичайна хвилі мають однакову інтенсивність, обидві є плоско поляризованими, а їх площини поляризації є взаємно перпендикулярними. Але в цьому кристалі існує єдиний напрям, вздовж якого подвійного променезаломлення не відбувається, тобто обидві хвилі поширюються з однаковими швидкостями. Цей напрям називають *оптичною віссю* кристала, а сам кристал – *одновісним* (на рис. 5.14 M_1M_2 – оптична вісь). Зазначимо, що оптична вісь – це певний напрям у кристалі, а не якась особлива пряма. Для деяких кристалів швидкість незвичайної хвилі в усіх напрямках, крім оптичної осі, перевищує швидкість звичайної хвилі $V_e > V_o$, відповідно $n_e < n_o$, для інших кристалів навпаки $V_e < V_o$, відповідно $n_e > n_o$. Перші кристали називають *від'ємними* (наприклад, ісландський шпат), другі – *додатними* (наприклад, кварц).

Поняття „звичайна” й „незвичайна” хвиля мають зміст доти, доки обидві хвилі поширюються всередині кристала, а за його межами відмінність між ними існує тільки в орієнтації площини поляризації. Площину, що проходить через падаючий промінь і оптичну вісь кристала називають його *головним перерізом*. Дослідження показують, що площина поляризації звичайної хвилі перпендикулярна до головного перерізу, а площина поляризації незвичайної хвилі лежить у головному перерізі.

Характер подвійного променезаломлення залежить від типу симетрії елементарної комірки, повторенням якої шляхом паралельних переносів (трансляції) можна побудувати будь-яку просторову кристалічну ґратку. *Кристалічною ґраткою* називають тривимірну формальну побудову (модель), яка використовується для опису внутрішньої будови кристалів. Вона являє собою нескінченну сукупність точок (атомів, іонів, молекул), розташованих у просторі так, що біля кожної точки сусідні точки розташовані таким самим способом. Виходячи з однієї точки цієї ґратки, за допомогою трьох векторів $\vec{a}, \vec{b}, \vec{c}$ (вектори трансляції) можна знайти положення будь-якої іншої точки. *Елементарною коміркою* називають мінімальну за розміром і найбільш симетричну частку кристалічної ґратки. У загальному випадку

елементарною коміркою є косокутний паралелепіпед з рёбрами a, b, c (періоди трансляції, що чисельно дорівнюють модулям векторів $\vec{a}, \vec{b}, \vec{c}$) і кутами α, β, γ (рис. 5.15). Типи симетрії елементарних комірок називають *кристалічними системами* або *сингоніями*. Існує сім сингоній: *триклинна* ($a \neq b \neq c, \alpha \neq \beta \neq \gamma$); *багатоклинна* ($a \neq b \neq c, \alpha = \gamma = 90^\circ \neq \beta$); *ромбічна* ($a \neq b \neq c, \alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$); *тетрагональна* ($a = b \neq c, \alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$); *кубічна* ($a = b = c, \alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$); *тригональна* ($a = b = c, \alpha = \beta = \gamma = 120^\circ$); *гексагональна* ($a = b \neq c, \alpha = \beta = 90^\circ, \gamma = 120^\circ$).

Кристали тетрагональної системи (кварц), тригональної системи (турмалін), гексагональної системи (ісландський шпат) є одновісними кристалами. Для кристалів, що належать до ромбічної, моноклінної та триклинної систем, існує два напрями, вздовж яких не відбувається подвійного променезаломлення. Таки кристали називають *двовісними* (слюда, гіпс та інші). Для двовісних кристалів обидві хвилі є незвичайними. У кристалах кубічної системи подвійне променезаломлення відсутнє.

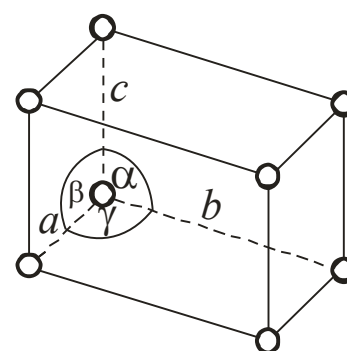


Рис. 5.15 Елементарна комірка

Усі кристали, яким властиве подвійне променезаломлення, в певній мірі поглинають світло. Але таке поглинання світла є анізотропним й залежить від орієнтації площини поляризації хвилі, напряму поширення її в кристалі, а також від довжини хвилі. Для деяких кристалів це призводить до того, що одна з хвиль поглинається сильніше ніж інша. Таке явище називають *дихроїзмом* (два кольори), або *плеохроїзмом* (багато кольорів), оскільки воно проявляється в різному забарвленні кристала вздовж різних напрямків, коли він освітлюється білим світлом. Прикладом дихроїчного кристала є турмалін, в якому звичайна хвиля поглинається набагато сильніше ніж незвичайна.

Штучне подвійне променезаломлення одержують під час зовнішнього впливу на ізотропні речовини. Виникнення подвійного променезаломлення в ізотропних прозорих твердих речовинах під час їх механічної деформації вивчав у 1815 р. Брюстер. У випадку одностороннього стиснення або розтягу напрям деформації

відіграє роль оптичної осі. За міру оптичної анізотропії беруть різницю показників заломлення звичайної та незвичайної хвиль $n_o - n_e$. Дослідження показали, що під час односторонньої механічної деформації між різницею показників заломлення та прикладеною силою існує пряма пропорційність $n_o - n_e \sim F$.

Виникнення штучного подвійного променезаломлення в газах, рідинах і аморфних твердих речовинах під впливом зовнішнього електричного поля називають **ефектом Керра**, який було відкрито шотландським фізиком Керром у 1875 р. Суть цього ефекту полягає в тому, що деякі ізотропні речовини в зовнішньому електричному полі поведуть себе як анізотропні, набуваючи властивостей одновісного кристала. Їх оптична вісь орієнтована вздовж ліній напруженості електричного поля, а різниця показників заломлення для звичайної та незвичайної хвиль пропорційна квадрату напруженості електричного поля $n_o - n_e \sim E^2$.

Розглянемо схему спостереження ефекту Керра в рідині (рис. 5.16). Між схрещеними поляризатором і аналізатором знаходиться комірка Керра, яка являє собою плоский конденсатор з прозорою рідиною. При відсутності електричного поля між пластинами конденсатора світло через таку систему не проходить, оскільки воно повністю поглинається аналізатором. В електричному полі конденсатора, для якого кут між напрямом ліній напруженості й площиною поляризації падаючої плоско поляризованої хвилі дорівнює 45° полярні молекули рідини орієнтуються дипольним моментом вздовж лінії напруженості електричного поля. Це саме відбувається із неполярними молекулами рідини, дипольний момент яких індукується електричним полем. Усередині конденсатора плоско поляризована хвиля поділяється на дві плоско поляризовані хвилі, для однієї з яких площина поляризації співпадає з напрямом лінії напруженості електричного поля (незвичайна хвиля), для другої площина поляризації перпендикулярна до

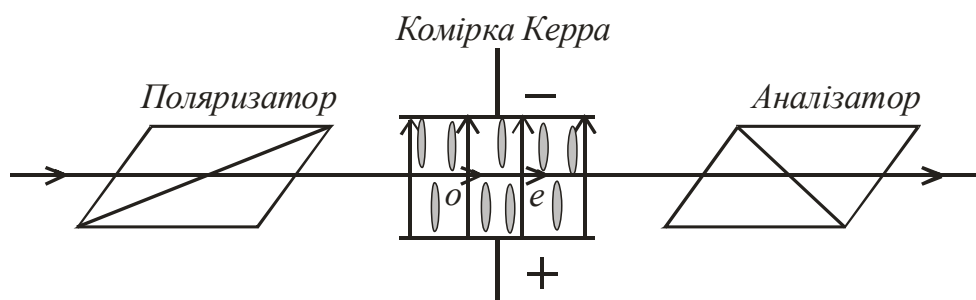


Рис. 5.16 Схема спостереження ефекту Керра в рідині

напряму ліній напруженості електричного поля (звичайна хвиля). Обидві хвилі поширюються в рідині вздовж одного напрямку, але із різними швидкостями, тому аналізатор частково пропускає це світло.

Оскільки процеси орієнтації молекул рідини в електричному полі відбуваються за досить малий час, то час між виникненням і зникненням анізотропії має такий самий порядок. Дослідження за допомогою лазерної техніки показали, що час між появою і зникненням анізотропії, зумовленої інфрачервоними імпульсами лазера для сірководню $\tau = 2 \cdot 10^{-12} \text{ с}$, для нітробензолу $\tau = 5 \cdot 10^{-11} \text{ с}$. Завдяки надзвичайній швидкості встановлення і зникнення ефекту Керра він широко застосовується як швидкодіючий затвор і модулятор світла в фото - і кінозніманні, телебаченні, в оптичній телефонії, в оптичній локації, в геодезичних далекомірах тощо.

Подібно до явища виникнення подвійного променезаломлення в електричному полі штучну анізотропію можна створити за допомогою магнітного поля. У разі відсутності зовнішнього магнітного поля молекули розміщуються хаотично і властивості речовини є ізотропними. Якщо таку речовину внести в магнітне поле, то магнітні моменти її молекул орієнтуються в одному напрямку вздовж ліній магнітної індукції, а це зумовлює анізотропію речовини й призводить до подвійного променезаломлення. Таке середовище поводить себе як одновісний кристал, оптична вісь якого паралельна вектору індукції магнітного поля \vec{B} . Це явище було відкрито в 1910 р. і на честь його дослідників називається *ефектом Коттона – Мутона*. Різниця показників заломлення звичайної та незвичайної хвиль у цьому випадку пропорційна квадрату індукції магнітного поля $n_o - n_e \sim B^2$.

Поляризаційні прилади – це оптичні прилади, які призначені для одержання, перетворення і аналізу поляризованого світла, а також для досліджень та вимірювань, пов'язаних з використанням поляризованого світла. Для перетворення природного світла на поляризоване використовують наступні методи: 1) відбивання та заломлення світлових хвиль на межі поділу двох діелектриків; 2) подвійне променезаломлення; 3) дихроїзм. Суттєвими недоліками першого методу є: мала інтенсивність одержаного поляризованого світла; значна залежність ступеня поляризації хвилі від кута падіння й довжини хвилі. Тому більш результативними є другий і третій методи.

Поляризаційні прилади, дія яких заснована на другому методі, мають назву *поляризаційних призм*. Найкращим матеріалом для виготовлення поляризаційних призм є такий, в якому можна одержати найбільший кут між напрямом поширення звичайної та незвичайної хвиль або найбільшу різницю між показниками заломлення $n_o - n_e$. Цим вимогам задовольняє кристал ісландського шпату, для якого $n_o = 1,658$, $1,486 \leq n_e \leq 1,658$ для довжини світлової хвилі $\lambda = 589$ нм.

Перша поляризаційна призма була виготовлена шотландським фізиком Ніколем у 1828 р. Скорочено таку призму називають *ніколь*. Вона складається з двох призм із ісландського шпату, які склеєні канадським бальзамом (прозора речовина з показником заломлення $n = 1,55$) уздовж діагональної площини AC (рис. 5.17). Оптична вісь спрямована під кутом 48° до вхідної грані $AD(BC)$. Природне

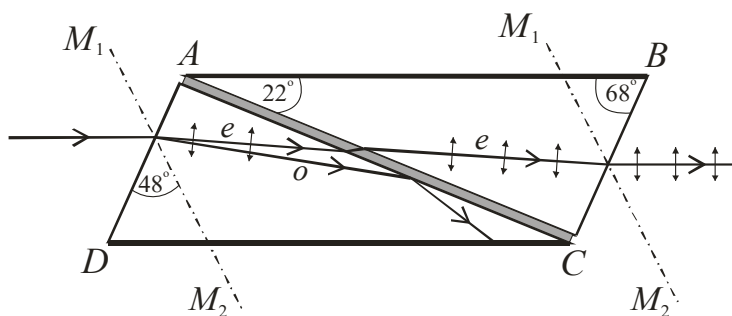


Рис. 5.17 Призма Ніколя

світло всередині призми $DAC(ACB)$ поділяється на звичайний та незвичайний промені. Для звичайного променя канадський бальзам є менш оптично густим середовищем ($n_o > n$), тому для нього можуть бути створені умови повного внутрішнього відбивання. Якщо кут падіння звичайного променя на діагональну площину AC перевищує граничний кут $i > i_0$, де $i_0 = \arcsin \frac{1,55}{1,658} = 69,2^\circ$, то звичайний промінь зазнає повного відбивання, потім падає на почорнену грань $AB(CD)$ і нею поглинається. Для незвичайного променя канадський бальзам є більш оптично густим середовищем ($n_e < n$), тому він виходить із призми $ABC(DAC)$ паралельно грані AB . Отже, на ніколь падає природне світло, а виходить з нього плоско поляризоване світло. Повне відбивання звичайного променя відбувається лише тоді, коли кути падіння природних променів на вхідну грань $AD(BC)$ лежать у певних межах, які називаються *апертурою повної поляризації* призми. Для ніколя вона дорівнює 29° .

Існують поляризаційні призми, з яких виходить два плоско поляризованих промені, площини поляризації яких є взаємно перпендикулярними. Найбільш

досконалою з цього типу призм є *призма Волластона* (рис. 5.18). Вона складається з двох призм з ісландського шпату, оптичні осі яких є взаємно перпендикулярними (на рис. 5.18 оптичні осі зображені лініями й крапками). У першій призмі ADC звичайний і незвичайний промені поширюються вздовж напрямку падаючого променя, причому незвичайний промінь випереджає звичайний. Оскільки оптичні осі призм ADC і ABC є взаємно перпендикулярними, то звичайний промінь у призмі ADC перетворюється на незвичайний промінь у призмі ABC , а незвичайний промінь у призмі ADC перетворюється на звичайний промінь у призмі ABC . Отже, на поляризаційну призму Волластона падає природне світло, а виходить два плоско поляризованих промені із взаємно перпендикулярними площинами

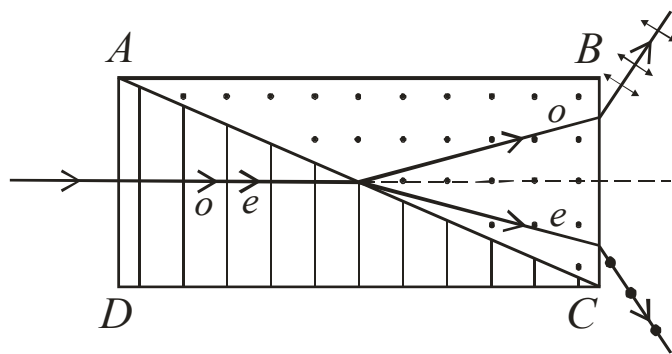


Рис. 5.18 Призма Волластона

поляризації, які симетрично відхиляються від напрямку падіння природних променів.

Поляризаційні прилади, дія яких заснована на явищі дихроїзму, називають *поляроїдами*. Поляроїди являють собою тонку плівку з прозорого твердого полімеру, на поверхню якої нанесено орієнтовані дрібні кристалики дихроїчного кристала (герапатит) або однорідне орієнтовані органічні молекули полімеру (полівініловий спирт), до складу яких уводяться атоми йоду. Саме атоми йоду надають молекулам полімеру дихроїчних властивостей. Така плівка завтовшки 0,05 – 0,1 мм розташована між пластинками із скла, які призначені для її захисту від механічних пошкоджень та дії вологи. Отже, на поляроїд падає природне світло, а виходить з нього плоско поляризоване світло, оскільки одна з хвиль (звичайна або незвичайна) поглинається дихроїчною речовиною. Поляроїди мають досить велику апертуру поляризації світла: для герапатитових поляроїдів вона досягає 60° , для йодисто-полівінілових $\sim 80^\circ$. Важливими перевагами поляроїдів є їхня компактність, технологічність виготовлення, можливість одержувати поверхні з площею кілька квадратних метрів. З іншого боку вони мають більш значну залежність ступеня поляризації від довжини хвилі, а також меншу пропускну здатність ніж поляризаційні призми. Це знижує можливість їх використання в інтенсивних світлових потоках.

Контрольні запитання до розділу 5

1. В якій області спектра має місце нормальна дисперсія? Аномальна дисперсія?
2. Нарисуйте криву залежності показника заломлення речовини від частоти електромагнітної хвилі і поясніть її хід.
3. Як пояснити виникнення райдуги? Чому зовнішня смуга райдуги завжди є червоною?
4. Чим обумовлено розсіяння світла?
5. Як впливають розміри неоднорідностей каламутного середовища на інтенсивність розсіяного світла ?
6. Що називається молекулярним розсіянням?
7. Як виглядав би схід Сонця, якби розсіяння і поглинання світла не було б, а дисперсія світла залишилася?
8. Чому проходження світла через речовину супроводжується його поглинанням?
9. Сформулюйте закон поглинання світла. Який фізичний зміст має коефіцієнт поглинання світла?
10. Прозора пластинка з коефіцієнтом поглинання $\alpha = 0,1 \text{ см}^{-1}$ послаблює світло в 5 разів. Якою є товщина пластинки?
11. Яке світло називають природним?
12. Яке світло називають поляризованим?
13. Що називають площиною поляризації хвилі?
14. Які існують види поляризованого світла й чим вони відрізняються один від одного?
15. Якими є способи одержання поляризованого світла?
16. Яким є загальний принцип дії поляризатора (аналізатора)?
17. Пояснити закон Малюса?
18. Пояснити застосування закону Малюса для системи поляризатор – аналізатор?
19. При якій умові система поляризатор – аналізатор пропускає світло максимальної інтенсивності?
20. При якій умові система поляризатор – аналізатор не пропускає світла?
21. Що називають ступенем поляризації світла й яку роль він виконує?
22. Що відбувається з потоком природного світла під час відбивання його від межі поділу двох діелектриків?
23. Що означає кут повної поляризації?
24. Що являє собою стопа Столетова ? Її призначення?
25. Пояснити закон Брюстера?
26. Як довести, що під час падіння природного світла на межу поділу двох діелектриків під кутом Брюстера кут між відбитим й заломленим променями дорівнює 90° ?
27. Які речовини називають ізотропними? Навести приклади.
28. Які речовини називають анізотропними? Навести приклади.
29. Як відбувається подвійне променезаломлення?
30. Чим відрізняється звичайна хвиля від незвичайної?

- 31.Що являє собою оптична вісь кристала?
- 32.Які кристали є від'ємними, які – додатними?
- 33.Що називають головним перерізом анізотропної речовини?
- 34.Як впливає симетрія елементарної комірки на характер подвійного променезаломлення?
- 35.Яка різниця між одновісними та двовісними анізотропними речовинами? Навести приклади таких речовин.
- 36.Яке явище називають дихроїзмом?
- 37.Пояснити виникнення штучного подвійного променезаломлення в ізотропних прозорих твердих речовинах під час їх механічної деформації?
- 38.Пояснити ефект Керра.
- 39.Пояснити ефект Коттона-Мутона.
- 40.Яким є принцип дії поляризаційних призм, поляроїдів?

Розділ 6 КВАНТОВА ОПТИКА

6.1 Теплове випромінювання тіл

6.1.1 Тіла, нагріті до досить високої температури, набувають здатності світитися. Наприклад, розпечені тверді тіла випромінюють біле світло, яке має суцільний спектр частот. Із зниженням температури тіла зменшується інтенсивність його випромінювання, а у спектрі переважають довгі хвилі (червоні та інфрачервоні). При подальшому охолодженні тіло випромінює невидимі оком інфрачервоні промені.

Свічення тіл, зумовлене нагріванням, називається тепловим (температурним) випромінюванням.

Теплове випромінювання є найпоширенішим у природі. Воно здійснюється за рахунок енергії теплового руху атомів і молекул речовини, тобто за рахунок внутрішньої енергії і тому залежить від температури речовини.

Оточимо випромінююче тіло оболонкою з ідеально відбивальною поверхнею. Повітря з оболонки відкачаємо. Відбите оболонкою випромінювання, потрапляючи на тіло, поглинається ним (частково або повністю). Буде відбуватися неперервний обмін енергією між тілом і випромінюванням, яке заповнює оболонку.

Якщо обмін енергії між тілом і випромінюванням залишається незмінним при кожній довжині хвилі, стан системи тіло – випромінювання буде рівноважним.

Дослід показує, що єдиним видом випромінювання, яке може знаходитися в рівновазі з випромінюючими тілами, є теплове випромінювання.

Здатність теплового випромінювання знаходиться в рівновазі з випромінюючими тілами зумовлена тим, що його інтенсивність зростає при підвищенні температури. Порушення рівноваги в системі тіло – випромінювання викликає виникнення процесів, що відновлюють рівновагу.

Рівноважне випромінювання однорідне і неполяризоване, напрямки його поширення у порожнині рівноймовірні. Будь-яке випромінювання характеризується об'ємною густиною та спектральною густиною енергії випромінювання.

Об'ємна густина w енергії випромінювання дорівнює сумарній енергії одиниці об'єму електромагнітних хвиль усіх можливих частот ($0 \leq \nu \leq \infty$). А спектральна густина енергії випромінювання дорівнює енергії одиниці об'єму електромагнітних хвиль вузького інтервалу частот $\nu, \nu + d\nu$ або інтервалу довжин хвиль $\lambda, \lambda + d\lambda$.

Для рівноважного випромінювання спектральна густина енергії є функцією частоти і температури - $\rho_{\nu,T}$ або функцією довжини хвилі і температури - $\rho_{\lambda,T}$.

Об'ємна густина енергії рівноважного випромінювання є універсальною функцією тільки температури і визначається інтегруванням функції $\rho_{\nu,T}$ або $\rho_{\lambda,T}$ в усьому інтервалі частот або довжин хвиль:

$$w = \int_0^{\infty} \rho_{\nu,T} d\nu = \int_0^{\infty} \rho_{\lambda,T} d\lambda \quad (6.1)$$

Введемо поняття, які характеризують теплове випромінювання і поглинання тіл.

Кількість R_T енергії, що випромінюється з 1 м^2 поверхні тіла за 1 с на всіх довжинах хвиль, називається інтегральною випромінювальною здатністю, або енергетичною світністю тіла.

Дослідження показують, що енергія випромінювання розподіляється між всіма частотами хвиль, які випромінюються нагрітим тілом.

Кількісною характеристикою теплового випромінювання служить *випромінювальна здатність тіла, яка числово дорівнює потужності випромінювання з одиниці площі поверхні цього тіла в одиничному інтервалі частот:*

$$r_{\nu,T} = \frac{dW_{\nu,\nu+d\nu}^e}{d\nu}, \quad (6.2)$$

де $dW_{\nu,\nu+d\nu}^e$ - енергія електромагнітного випромінювання, що випромінюється за одиницю часу з одиниці площі поверхні тіла в інтервалі частот від ν до $\nu + d\nu$.

Випромінювальна здатність може бути представлена і як функція довжини хвилі. Ділянці спектра $d\nu$ буде відповідати інтервал довжин хвиль $d\lambda$.

Диференціюючи вираз $\lambda = \frac{c}{\nu}$, отримуємо

$$d\lambda = -\frac{c}{\nu^2} d\nu = -\frac{\lambda^2}{c} d\nu \quad (6.3)$$

Знак „-” вказує на те, що зі зростанням однієї з величин, ν або λ , друга величина зменшується. Тому далі знак „-” опускають.

Якщо інтервали $d\nu$ і $d\lambda$ стосуються однієї і тієї самої ділянки спектра, то

$$r_{\nu,T}d\nu = r_{\lambda,T}d\lambda. \text{ Звідси } r_{\lambda,T} = r_{\nu,T} \frac{d\nu}{d\lambda} = \frac{c}{\lambda^2} r_{\nu,T}.$$

Інтегральна випромінювальна здатність R_T тіла зв'язана з випромінювальною здатністю $r_{\nu,T}$ співвідношенням:

$$R_T = \int_0^{\infty} r_{\nu,T} d\nu. \quad (6.4)$$

Усі тіла тією чи іншою мірою поглинають енергію електромагнітних хвиль, які падають на них.

Поглинальна здатність тіла A_T дорівнює відношенню енергії, що поглинається тілом за одиницю часу одиницею площі, до енергії, що падає на тіло при даній температурі.

Спектральна поглинальна здатність тіла $a_{\nu,T}$ показує, яка частина енергії $dW_{\nu,\nu+d\nu}$, що попадає за одиницю часу на одиницю поверхні тіла електромагнітними хвилями з частотами від ν до $\nu+d\nu$, які падають на неї, поглинається тілом:

$$a_{\nu,T} = \frac{dW_{\nu,\nu+d\nu}^n}{dW_{\nu,\nu+d\nu}}. \quad (6.5)$$

Поглинальна здатність $a_{\nu,T}$ - величина безрозмірна.

Досліди показують, що випромінювальна здатність $r_{\nu,T}$ і поглинальна $a_{\nu,T}$ тіла залежать від частоти ν хвиль, які відповідно випромінюються або поглинаються, температури тіла, його хімічного складу і стану поверхні.

Тіло, яке здатне поглинати повністю при будь-якій температурі всю енергію електромагнітних хвиль, які падають на нього, незалежно від їх частоти, називається абсолютно чорним.

Отже, поглинальна здатність абсолютно чорного тіла дорівнює одиниці: $a_{\nu,T} = 1$ для всіх частот і температур.

Випромінювальну здатність абсолютно чорного тіла позначимо $r_{\nu,T}^*$. Вона залежить тільки від частоти ν і абсолютної температури тіла T .

Між спектральною густиною енергії рівноважного випромінювання і

випромінювальною здатністю абсолютного чорного тіла існує такий зв'язок:

$$\rho_{\nu,T} = \frac{4}{c} r_{\nu,T}^*$$

Найдосконалішою моделлю абсолютно чорного тіла може бути невеликий отвір O в непрозорій стінці замкненої порожнини, внутрішня поверхня якої зачорнена (рис. 6.1). Світло, яке потрапляє всередину порожнини через отвір O , багаторазово відбивається від стінок порожнини, перш ніж вийти з порожнини назад. При кожному

відбиванні енергія світла частково поглинається стінками. Тому незалежно від матеріалу стінок інтенсивність світла, яке виходить з порожнини через отвір O , у багато разів менша за інтенсивність первинного світла, яке падає ззовні.

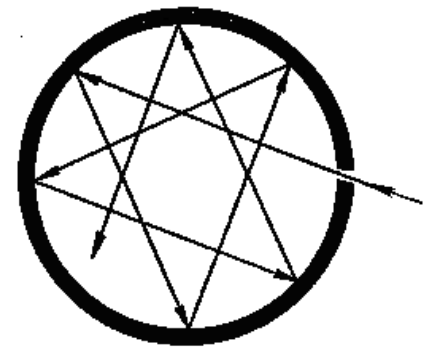


Рис. 6.1

Поряд з поняттям абсолютно чорного тіла використовують поняття сірого тіла - тіла, поглинальна здатність якого менша від одиниці, але однакова для всіх частот і залежить лише від температури, матеріалу і стану поверхні тіла:

$$a_{\nu,T}^c = \text{const} < 1$$

Кірхгоф, спираючись на закони термодинаміки й аналізуючи умови рівноважного випромінювання в ізольованій системі тіл, встановив кількісний зв'язок між випромінювальною здатністю тіла і його поглинальною здатністю.

Закон Кірхгофа: відношення випромінювальної здатності тіла до його поглинальної здатності не залежить від матеріалу тіла; воно є для всіх тіл універсальною функцією частоти ν і температури T :

$$r_{\nu,T} d\nu = a_{\nu,T} r_{\nu,T}^* d\nu, \quad \text{або} \quad \frac{r_{\nu,T}}{a_{\nu,T}} = r_{\nu,T}^* \quad (6.6)$$

Для абсолютно чорного тіла $a_{\nu,T}^c = 1$, тому $r_{\nu,T}^c = r_{\nu,T}^*$, тобто універсальна функція Кірхгофа $r_{\nu,T}^*$, є не що інше, як випромінювальна здатність абсолютно чорного тіла.

Для довільного тіла $a_{\nu,T} < 1$ і тому в довільній області спектра $r_{\nu,T}^* < r_{\nu,T}$.

Якщо тіло не поглинає електромагнітні хвилі якоїсь частоти, то воно їх і не

випромінює, оскільки при $a_{v,T} = 0$, $r_{v,T} = 0$.

Використовуючи закон Кірхгофа, виразу для інтегральної випромінювальної здатності можна надати вигляду:

$$R_T = \int_0^{\infty} a_{v,T} r_{v,T}^* dv \quad (6.7)$$

Для сірого тіла

$$R_T^c = a_{v,T}^c \int_0^{\infty} r_{v,T}^* dv = a_{v,T}^c R_T^* \quad (6.8)$$

де $R_T^* = \int_0^{\infty} r_{v,T}^* dv$ - інтегральна випромінювальна здатність абсолютно чорного тіла, яке залежить лише від абсолютної температури T .

6.1.2 Після встановлення закону Кірхгофа стало очевидним, що першочергове завдання теорії теплового випромінювання полягає у визначенні вигляду функції Кірхгофа $r_{v,T}^*$. Однак спочатку було знайдено залежність інтегральної випромінювальної здатності R_T^* абсолютно чорного тіла від його температури.

У 1884 р. Л. Больцман, застосувавши термодинамічний метод для дослідження рівноважного теплового випромінювання всередині замкненої порожнини, теоретично показав, що:

інтегральна випромінювальна здатність абсолютно чорного тіла пропорційна до четвертого степеня його абсолютної температури.

$$R_T^* = \sigma T^4 \quad (6.9)$$

Цей закон називають *законом Стефана – Больцмана*, бо Д. Стефан на основі експериментальних даних дійшов аналогічного висновку. Але Д. Стефан помилково вважав, що інтегральна випромінювальна здатність будь-якого тіла пропорційна до четвертого степеня його абсолютної температури.

Коефіцієнт пропорційності σ називають сталою Стефана – Больцмана.

Внаслідок численних експериментів знайдено, що $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \frac{Вт}{м^2 K^4}$.

Енергія, яка випромінюється за час t абсолютно чорним тілом з поверхні S при

температурі T , дорівнює:

$$W = \sigma T^4 S t . \quad (6.10)$$

Якщо ж температура тіла змінюється з часом, тобто $T = T(t)$, то

$$W = \int_0^t \sigma T^4(t) S dt . \quad (6.11)$$

Якщо абсолютно чорне тіло оточене середовищем з температурою T_0 , то воно буде поглинати енергію, що випромінюється самим середовищем. В цьому випадку різниця між випускаючим і поглинаючим випромінюванням приблизно виражається формулою:

$$U = \sigma(T^4 - T_0^4) . \quad (27.12)$$

До реальних тіл закон Стефана – Больцмана не застосовний, оскільки спостереження показують більш складну залежність R_T від температури, а також від форми тіла і стану його поверхні.

Розподіл енергії у спектрі випромінювання абсолютно чорного тіла вивчив експериментально В.Ленглей у 1866 р. В ролі абсолютно чорного тіла було використано порожнину з малим отвором, а також чорну сажу.

Експерименти показали, що залежність $r_{\nu, T}^*$ від частоти ν при різних температурах T абсолютно чорного тіла має вигляд, зображений на рис. 6.2.

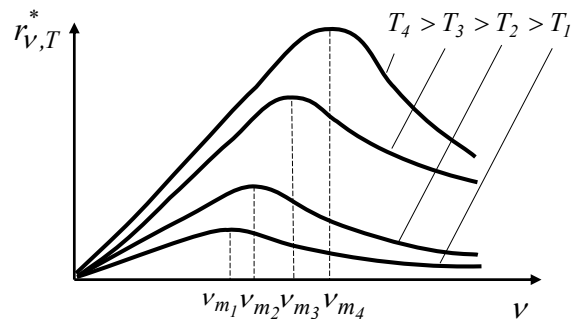


Рис. 6.2

Закон зміщення Віна: довжина хвилі λ_m , яка відповідає максимальному значенню

випромінювальної здатності $r_{\lambda, T}^$ абсолютно чорного тіла, обернено пропорційна до його температури:*

$$\lambda_m = \frac{b}{T} , \quad (6.13)$$

де b - стала Віна, $b = 2,898 \cdot 10^{-3} \text{ К} \cdot \text{м}$.

Із закону Віна видно, що при зниженні температури абсолютно чорного тіла

максимум енергії його випромінювання зміщується в область великих довжин хвиль. Отже, стає зрозуміло, чому при зниженні температури світних тіл в їх спектрі все більше переважає довгохвильове випромінювання.

Слід відзначити, що випромінювальні здатності $r_{\nu,T}^*$ і $r_{\lambda,T}^*$ не пропорційні одна до одної. Тому їх максимуми лежать у різних частинах спектра, так що λ_m і ν_m не зв'язані співвідношенням $\lambda = \frac{c}{\nu}$.

Значення максимуму випромінювальної здатності $r_{\lambda,T}^*$ абсолютно чорного тіла пропорційне до п'ятого степеня його абсолютної температури:

$$(r_{\lambda,T}^*)_{max} = \frac{c^4}{\lambda_m^5} f\left(\frac{c}{\lambda_m T}\right) = \frac{c^4}{b^5} f\left(\frac{c}{b}\right) T^5 = b_2 T^5, \quad (6.14)$$

де $b_2 = 1,29 \cdot 10^{-5} \frac{Вт}{м^3 K^5}$.

Наступна спроба теоретичного виведення залежності $r_{\nu,T}^*$ належить англійським вченим Д.Релею і Д.Джінсу, які застосували до теплового випромінювання методи статистичної фізики, використавши класичний закон розподілу енергії за ступенями вільності.

Формула Релея – Джінса для випромінювальної здатності абсолютно чорного тіла має вигляд:

$$r_{\nu,T}^* = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} kT, \quad (6.15)$$

де k - стала Больцмана.

Цей вираз узгоджується з експериментальними даними лише в області малих частот і великих температур. Для великих частот формула виявилась явно неправильною. Розбіжність між експериментальною кривою (суцільна лінія) і кривою, одержаною за допомогою формули Релея – Джінса (штрихова лінія), видно з рис. 6.3. Спроба отримати закон Стефана – Больцмана з

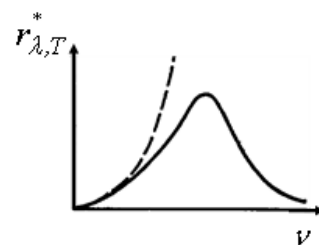


Рис. 6.3

формули Релея – Джінса не дає позитивного результату. Інтегральна

випромінювальна здатність абсолютно чорного тіла при будь-якій температурі перетворюється в нескінченність:

$$R_T^* = \int_0^{\infty} r_{\nu,T}^* d\nu = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \int_0^{\infty} \nu^2 d\nu = \infty \quad (6.16)$$

Водночас за законом Стефана – Больцмана $R_T^* \sim T^4$. Цей результат отримав назву „ультрафіолетової катастрофи”.

Отже, в рамках класичної фізики не вдалося пояснити закони розподілу енергії в спектрі абсолютно чорного тіла.

В 1900 р. М.Планк вперше знайшов правильний вираз для функції Кірхгофа і обґрунтував спектральні закономірності випромінювання абсолютно чорного тіла.

В своїх розрахунках Планк, враховуючи, що об’ємна густина енергії рівноважного випромінювання в замкненій порожнині залежить від температури стінок порожнини, а матеріал стінок значення не має, вибрав найпростішу модель випромінювальної системи у вигляді сукупності лінійних гармонічних осциляторів (електричних диполів) з найрізноманітнішими частотами ν . Кожний з таких осциляторів відповідає монохроматичній компоненті чорного випромінювання.

Нехай $\langle \varepsilon_\nu \rangle$ - середнє значення енергії осцилятора з власною частотою ν . Тоді випромінювальна здатність абсолютно чорного тіла

$$r_{\nu,T}^* = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \langle \varepsilon_\nu \rangle \quad (6.17)$$

Правильний вираз для середньої енергії осцилятора $\langle \varepsilon_\nu \rangle$ і функції Кірхгофа вдалось знайти Планку введенням *квантової гіпотези*, яка зовсім не притаманна класичній фізиці. У класичній фізиці припускається, що енергія будь-якої системи може змінюватись неперервно, набираючи будь-яких, як завгодно близьких значень.

За квантовою гіпотезою Планка енергія ε_ν осцилятора може набувати тільки певних дискретних значень, які дорівнюють цілому числу елементарних порцій - квантів енергії ε_{ν_0} :

$$\varepsilon_\nu = n\varepsilon_{\nu_0} \quad (n = 0, 1, 2, \dots) \quad (6.18)$$

Вираз для $\langle \varepsilon_\nu \rangle$ Планк отримав в такому вигляді:

$$\langle \varepsilon_\nu \rangle = \frac{\varepsilon_{\nu_0}}{e^{\frac{\varepsilon_{\nu_0}}{kT}} - 1}. \quad (6.19)$$

Величину ε_{ν_0} Планк визначив з вимоги, щоб вираз $r_{\nu,T}^*$ задовольняв загальну термодинамічну формулу Віна

$$r_{\nu,T}^* = \nu^3 f\left(\frac{\nu}{T}\right). \quad (6.20)$$

Ця вимога зводиться до виконання співвідношення

$$\frac{2\pi}{c^2} \frac{\frac{\varepsilon_{\nu_0}}{\nu}}{e^{\frac{\varepsilon_{\nu_0}}{kT}} - 1} = f\left(\frac{\nu}{T}\right). \quad (6.21)$$

Але ε_{ν_0} є характеристикою лише самого осцилятора, а тому не може залежати від температури T - макроскопічного параметра, що визначає стан речовини і випромінювання. Величина ε_{ν_0} може залежати лише від власної частоти ν осцилятора. В такому випадку, щоб ліва частина даного співвідношення була функцією лише аргументу $\frac{\nu}{T}$, необхідно і достатньо, щоб $\varepsilon_{\nu_0} = h\nu$, де h - стала величина, яку називають сталою Планка.

Тобто, згідно з гіпотезою Планка атоми і молекули випромінюють енергію окремими порціями, або квантами, величина яких $\varepsilon_{\nu_0} = h\nu$.

Отже, формула Планка для випромінювальної здатності абсолютно чорного тіла має вигляд:

$$r_{\nu,T}^* = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}, \quad r_{\lambda,T}^* = \frac{2\pi c^2 h}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1}. \quad (6.22)$$

В області малих частот ($h\nu \ll kT$) формула Планка збігається з формулою Релея – Джінса, а у випадку високих частот ($h\nu \gg kT$) - з виразом, який отримав В.Він.

З формули Планка можна отримати закон Стефана – Больцмана і закон зміщення Віна.

Інтегральна випромінювальна здатність абсолютно чорного тіла

$$R_T = \int_0^{\infty} r_{\nu,T}^* d\nu = \int_0^{\infty} \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} d\nu \quad (6.23)$$

Для отримання виразу закону зміщення Віна знайдемо $\frac{\partial r_{\lambda,T}^*}{\partial \lambda}$:

$$\frac{\partial r_{\lambda,T}^*}{\partial \lambda} = -\frac{2\pi c^2 h}{\left(\frac{hc}{kT\lambda} - 1\right)} \frac{5}{\lambda^6} + \frac{2\pi c^2 h}{\lambda^5} \frac{\frac{hc}{kT} \frac{1}{\lambda^2} e^{\frac{hc}{kT}}}{\left(\frac{hc}{kT\lambda} - 1\right)^2} = \frac{2\pi c^2 h}{\lambda^6 \left(\frac{hc}{kT\lambda} - 1\right)} \left[\frac{\frac{hc}{kT\lambda} e^{\frac{hc}{kT}}}{e^{\frac{hc}{kT\lambda}} - 1} - 5 \right] \quad (6.24)$$

Довжину хвилі λ_m , яка відповідає максимальному значенню $r_{\lambda,T}^*$, знайдемо,

прирівнявши до нуля $\frac{\partial r_{\lambda,T}^*}{\partial \lambda}$. Введемо змінну $y = \frac{hc}{kT\lambda_m}$ і отримаємо

$$ye^y - 5e^y + 5 = 0.$$

Розв'язання цього трансцендентного рівняння методом послідовних наближень

дає $y = 4.965$. Отже, $\frac{hc}{kT\lambda_m} = 4.965$.

Звідси

$$\lambda_m = \frac{hc}{4.965kT} = \frac{b}{T} \quad (6.25)$$

Таким чином, формула Планка є повним розв'язком основної задачі теплового випромінювання, сформульованої Кірхгофом.

6.1.3 Поглинання світлового випромінювання в речовині часто супроводжується електричними явищами, які називають фотоелектричним ефектом.

Фотоелектричним ефектом називаються електричні явища, які супроводжують поглинання світлового випромінювання в речовині.

Розрізняють:

- 1) *зовнішній фотоелектричний ефект* – виривання електронів з речовини під дією світла;
- 2) *внутрішній фотоелектричний ефект*, при якому відбувається лише збільшення кількості вільних електронів всередині речовини, але вони не виходять назовні;
- 3) *фотогальванічний ефект*, при якому на границі поділу напівпровідника і металу або на границі поділу двох напівпровідників під впливом опромінювання

виникає електрорушійна сила (за відсутності зовнішнього електричного поля);

4) *фотоефект в газоподібному середовищі*, який полягає у фотоіонізації окремих молекул або атомів.

Розглянемо закономірності зовнішнього фотоефекту. Зовнішній фотоефект спостерігається у твердих тілах, а також у газах. Фотоефект відкрив у 1887 р. Г.Герц, який виявив, що при освітленні негативного електрода іскрового розрядника ультрафіолетовими променями розряд відбувається при меншій напрузі між електродами, ніж без такого освітлення.

Перші фундаментальні дослідження фотоефекту виконані в 1888 – 1889 р.р. О.Г. Столетовим за допомогою установки, що показана на рис. 6.4. Конденсатор, утворений дротяною сіткою з міді *C* і суцільною цинковою пластинкою *D*, був послідовно ввімкнений з гальванометром *G* в коло акумуляторної батареї *B*.

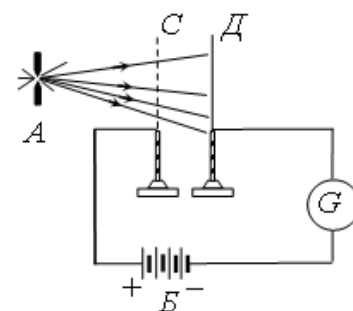


Рис. 6.4

При освітленні негативно зарядженої пластини світлом від джерела у колі виникав електричний струм, який називається фотострумом. На основі своїх дослідів Столетов дійшов таких висновків:

- 1) найбільшу дію чинять ультрафіолетові хвилі;
- 2) сила струму зростає із збільшенням освітленості пластини;
- 3) заряди, які випускаються під дією світла, мають від'ємний знак.

У 1898 р. Леонард і Томсон методом відхилення зарядів у електричному і магнітному полях визначили

питомий заряд $\frac{e}{m}$ частинок, що вириваються світлом з катода, довівши, що ці частинки є електронами.

Леонард й інші дослідники удосконалили прилад Столетова, помістивши електроди у вакуумну трубку (рис. 6.5).

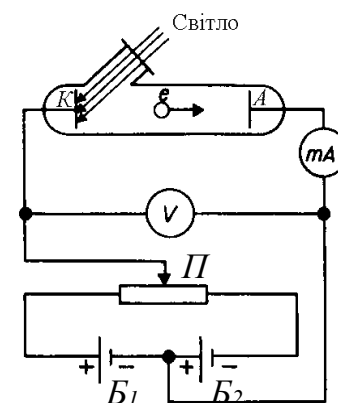


Рис. 6.5

Катод *K*, який покритий досліджуваним металом, освітлювався монохроматичним світлом, що проходить у трубку через кварцове вікно. Напругу між катодом і анодом можна регулювати за

допомогою потенціометра Π і вимірюють вольтметром V . Дві акумуляторні батареї B_1 і B_2 , увімкнуті „назустріч одна одній”, дають можливість за допомогою потенціометра змінювати не лише абсолютну величину, а й знак напруги U .

Цей пристрій дав можливість дослідити вольт-амперну характеристику фотоефекту – залежність фотоструму I від напруги між електродами (рис. 6.6).

Така залежність відповідає двом різним освітленостям E катода. У міру збільшення напруги U фотострум I поступово зростає, тобто все більша кількість фотоелектронів досягає анода. Максимальне значення фотоструму I_n , яке називається

фотострумом насичення, відповідає таким значенням U , при яких усі електрони, що вибиваються з катода, досягають анода: $I_n = en$, де n – кількість електронів, які вилітають з катода за $1c$.

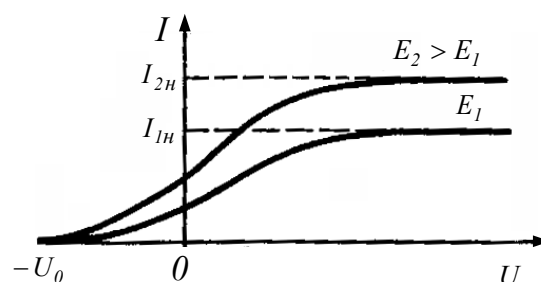


Рис. 6.6

З вольт-амперної характеристики виходить, що при $U=0$ фотострум не зникає.

Електрони, вибиті з катода світлом, мають деяку початкову швидкість v , а отже, і відмінну від нуля кінетичну енергію і можуть досягати анода без зовнішнього поля. Для того, щоб фотострум став нульовим, необхідно прикласти *затримуючу напругу* U_0 . При $U=U_0$ жоден з електронів не може подолати затримуючого поля і досягнути анода. Отже,

$$\frac{mv_{max}^2}{2} = eU_0, \quad (6.26)$$

тобто, вимірявши U_0 , можна знайти максимальне значення швидкості і кінетичної енергії фотоелектронів.

Дослідами встановлено такі основні *закони зовнішнього фотоефекту*:

I. Закон Столетова: при фіксованій частоті падаючого світла кількість фотоелектронів, що вириваються з катода за одиницю часу, пропорційне до інтенсивності світла (сила фотоструму насичення пропорційна до енергетичної освітленості E катода – $I_n = \gamma E$, γ – спектральна густина фотокатода).

II. Максимальна початкова швидкість фотоелектронів визначається лише частотою ν світла і не залежить від його інтенсивності. Величина v_{max} зростає із

збільшенням частоти ν .

III. Для кожної речовини існує „червона межа” фотоефекту, тобто максимальна довжина хвилі λ_{max} , при якій спостерігається фотоефект. Величина λ_{max} залежить від хімічної природи речовини і стану його поверхні.

Фотоефект не можна пояснити з погляду хвильової теорії світла.

А. Ейнштейн в 1905 р. показав, що явище фотоефекту і його закономірності можуть бути пояснені на основі запропонованої ним квантової теорії фотоефекту.

Згідно з Ейнштейном світло частотою ν не лише випромінюється, але і поширюється в просторі і поглинається речовиною окремими порціями, енергія яких $\varepsilon = h\nu$. Поширення світла треба розглядати не як неперервний хвильовий процес, а як потік локалізованих у просторі дискретних світлових квантів, що рухаються зі швидкістю поширення світла у вакуумі. Ці кванти електромагнітного випромінювання отримали назву *фотонів*.

За Ейнштейном кожний фотон поглинається лише одним електроном. Тому кількість вирваних фотоелектронів повинна бути пропорційна до кількості поглинутих фотонів, тобто пропорційна до інтенсивності світла (I закон фотоефекту). Безінерційність фотоефекту пояснюється тим, що передача енергії при зіткненні фотона з електроном відбувається майже миттєво.

Енергія падаючого фотона витрачається на виконання електроном роботи виходу A з металу і на надання електрону, який вилетів, кінетичної енергії $\frac{mv_{max}^2}{2}$.

За законом збереження енергії

$$h\nu = A + \frac{mv_{max}^2}{2} \quad (6.27)$$

Це рівняння Ейнштейна для зовнішнього фотоефекту.

Перевірку формули Ейнштейна з достатньою точністю здійснив в 1916 р. Міллікен, який створив прилад, в якому поверхні, які досліджувались, очищались у вакуумі і після чого вимірювалась робота виходу A і досліджувалась залежність максимальної кінетичної енергії фотоелектронів від частоти ν світла. Результати вимірювань повністю підтвердили справедливість формули Ейнштейна.

Рівняння Ейнштейна дає змогу пояснити II і III закони фотоефекту. Максимальна кінетична енергія фотоелектрона лінійно зростає із збільшенням частоти падаючого випромінювання і не залежить від його інтенсивності, оскільки ні робота виходу A , ні частота ν від інтенсивності світла не залежать (II закон). Оскільки із зменшенням частоти світла кінетична енергія фотоелектронів зменшується, то при деякій досить малій частоті $\nu = \nu_{min}$ кінетична енергія фотоелектронів буде дорівнювати нулю. Енергії кванта вистачає тільки, щоб вирвати електрон з металу. Отже,

$$h\nu_{min} = h \frac{c}{\lambda_{max}} = A \quad (6.28)$$

Величина λ_{max} залежить лише від роботи виходу електрона, тобто від хімічної природи речовини і стану її поверхні.

Якщо створити поле, яке затримуватиме рух електронів, тобто на катод подати „+”, а на анод „-”, то фотострум буде зменшуватись і при напрузі U_0 струм дорівнюватиме нулю. Ця напруга називається затримуючим потенціалом. Робота поля

$$eU_0 = \frac{m\nu_{max}^2}{2} \quad (6.29)$$

Тоді формула Ейнштейна матиме вигляд:

$$h\nu = A + eU_0 \quad (6.30)$$

Якщо замість роботи виходу підставити значення енергії фотона, що відповідає червоній межі фотоефекту, то

$$h\nu = h\nu_{min} + eU_0 \quad \text{і} \quad eU_0 = h(\nu - \nu_{min}) \quad (6.31)$$

6.1.4 Згідно з гіпотезою світлових квантів Ейнштейна світло випромінюється, поглинається і поширюється дискретними порціями, які названі *фотонами*. Енергія фотона $\varepsilon_\phi = h\nu$.

Формулу для маси фотона можна безпосередньо вивести з формули, яка виражає взаємозв'язок маси і енергії в теорії відносності:

$$m_\phi = \frac{h\nu}{c^2} \quad (6.32)$$

Маса фотона відрізняється від маси макроскопічних тіл і мас інших „елементарних” частинок. Ця відмінність полягає в тому, що фотон не має маси спокою m_0 .

Якщо вважати, що фотон має відмінну від нуля масу спокою, то застосування

формули $m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$ до фотона, який рухається у вакуумі з швидкістю $v = c$, приводить до абсурду, бо тоді ($m = \infty$). Отже, фотонів, які перебувають у спокої, не існує і для фотона $m_0 = 0$. Фотон завжди рухається зі швидкістю $v = c$, бо при $v \neq c$ маса і енергія фотона дорівнювали б нулю, що суперечить формулі $m = \frac{h\nu}{c^2}$.

Зв'язок імпульсу фотона P_ϕ з його енергією ϵ_ϕ можна вивести з формули, яка отримана в теорії відносності:

$$\epsilon_\phi = c\sqrt{P_\phi^2 + m_0^2 c^2} \quad (6.33)$$

Для фотона $m_0 = 0$ і

$$P_\phi = \frac{\epsilon_\phi}{c} = \frac{h\nu}{c} = \frac{m_\phi c^2}{c} = m_\phi c, \quad (6.34)$$

де m_ϕ – маса фотона. Введемо хвильове число $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, тоді імпульс фотона

$$P_\phi = h \frac{\nu}{c} = \frac{h}{\lambda} = \frac{h}{2\pi} k = \hbar k, \quad (6.35)$$

де $\hbar = \frac{h}{2\pi} = 1,05 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}$.

Імпульс фотона є векторною величиною. Напрямок імпульсу \vec{P}_ϕ збігається з напрямком поширення світла, що характеризується хвильовим вектором \vec{k} , який числово дорівнює хвильовому числу.

Фотон, подібно до будь-якої рухомої частинки або тіла, має енергію, масу та імпульс. Усі ці корпускулярні характеристики пов'язані з хвильовою характеристикою світла – його частотою ν .

Одним з підтверджень наявності у фотонів маси та імпульсу є світловий тиск.

Необхідність існування тиску світла вперше показав Д. Максвелл, виходячи із розробленої ним електродинамічної теорії. У 1901 р П.М. Лебедєв вперше експериментально виявив і виміряв тиск світла на тверді тіла і гази

Прилад Лебедєва – це досить чутливі крутильні терези, рухома система яких складалась з легкого каркаса із закріпленими на ньому тонкими кружками, які розміщені симетрично відносно осі підвісу (рис. 6.7). Деякі крильця були дзеркальними, а поверхня інших була зачорнена. Усю цю систему підвішували на тонкій пружній нитці всередині закритого скляного балона, в якому був створений високий вакуум. Крильця освітлювали вольтовою дугою, напрямленою на них за допомогою системи лінз і дзеркал. Величину світлового тиску на крильця визначали за кутом закручування нитки підвісу.

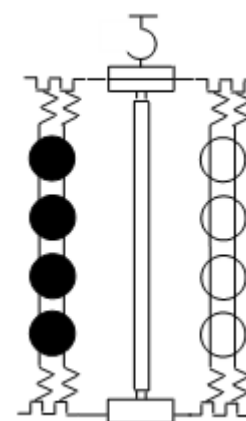


Рис. 6.7

Тиск світла настільки малий, що для його надійного вимірювання треба було усунути вплив на крильця всіх інших факторів. Вплив конвекційних струмин повітря Лебедєв усунув, саме створивши в балоні досить високий вакуум. Однак і в такому разі не було усунуто так званий радіометричний ефект. Причина його в тому, що зачорнене крильце нагрівається внаслідок поглинання світла, яке падає на нього, причому температури освітленої і неосвітленої (задньої) поверхонь крильця неоднакові. Молекули розрідженого повітря в балоні відбиваються від нагрітої поверхні крильця з більшою швидкістю, передаючи їм відповідно більший імпульс. Тиск, зумовлений такою дією значно більший за світловий. Радіометричний ефект може призвести до того, що в досліді тиск на зачорнене крильце буде більший за тиск на дзеркальне крильце тих самих розмірів. Лебедєв усунув вплив радіометричного ефекту, використавши у своїх дослідах дуже тонкі крильця різної товщини від $0,01$ до $0,1$ мм.

Тиск світла на дзеркальне крильце з коефіцієнтом відбиття $\rho = 1$ виявився у два рази більший, ніж тиск на зачорнене крильце ($\rho = 0$).

З погляду квантової теорії тиск світла на поверхню якого-небудь тіла зумовлений тим, що при ударі з цією поверхнею кожний фотон передає їй свій

імпульс. При відбиванні світла від поверхні тіла падаючий фотон поглинається поверхнею, а потім знову випромінюється нею з імпульсом протилежного напрямку.

Нехай за одиницю часу на поверхню падає N фотонів. Якщо ρ - коефіцієнт відбивання світла від поверхні, то з N фотонів ρN дзеркально відбиваються, а $(1-\rho)N$ поглинаються.

Фотони, що відбиваються, передають тілу сумарний за одиницю часу імпульс, який напрямлений перпендикулярно до поверхні і чисельно дорівнює

$$\frac{\Delta P_1}{\Delta t} = \rho N \frac{2h\nu}{c}. \quad (6.36)$$

Поглинуті фотони передають тілу сумарний імпульс за одиницю часу, нормальна складова до поверхні якого чисельно становить

$$\frac{\Delta P_2}{\Delta t} = (1-\rho) N \frac{h\nu}{c}. \quad (6.37)$$

Отже, тиск світла на поверхню визначається формулою

$$p = \frac{F}{S} = \frac{\Delta P}{S\Delta t} = \frac{\Delta P_1 + \Delta P_2}{S\Delta t} = \rho N \frac{2h\nu}{Sc} + (1-\rho) N \frac{h\nu}{Sc} = (1+\rho) \frac{N}{S} \frac{h\nu}{c} = \frac{I}{c}(1+\rho), \quad (6.38)$$

де $I = \frac{N h\nu}{S}$ – енергія всіх фотонів, що падають на одиницю площі поверхні за

одиницю часу, тобто інтенсивність світла. Величина $w = \frac{I}{c}$ – об'ємна густина енергії падаючого випромінювання. Отже,

$$p = w(1+\rho). \quad (6.39)$$

Для абсолютно відбивної поверхні $\rho = 1$ тиск випромінювання вдвічі більший, ніж для абсолютно поглинаючої поверхні $\rho = 0$.

Тиск сонячного випромінювання (в ясний день) на поглинаючу поверхню, що орієнтована перпендикулярно до променів, приблизно становить $4 \cdot 10^{-6} \text{ Па}$.

Отже, світло одночасно має властивості безперервних електромагнітних хвиль і властивості дискретних фотонів. Воно являє собою діалектичну єдність цих протилежних властивостей. Корпускулярні і хвильові властивості світла не виключають, а навпаки, взаємно доповнюють одне одного.

Особливо чітко проявляються корпускулярні властивості світла в явищі розсіяння рентгенівських променів. А. Комптон, досліджуючи у 1923 р. розсіяння

монохроматичних рентгенівських променів речовинами з легкими атомами (парафін, бор), виявив, що у складі розсіяного випромінювання, поряд з випромінюванням початкової довжини хвилі λ , спостерігається також випромінювання більшої довжини хвилі λ' .

Схема досліду Комптона зображена на рис. 6.8. Пучок монохроматичних рентгенівських променів, пройшовши систему діафрагм D падає на розсіюючу речовину P і після розсіяння на кут θ попадає в рентгенівський спектрограф C , де вимірюється довжина хвилі розсіяного випромінювання.

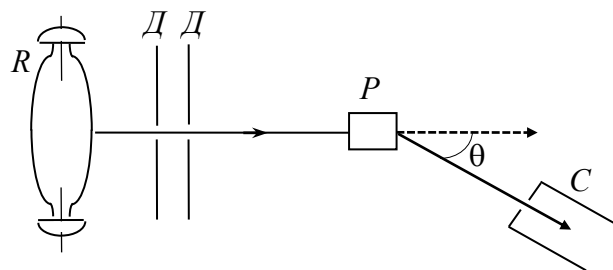


Рис. 6.8

Досліди Комптона показали, що довжина хвилі λ' розсіяного випромінювання більша за довжину хвилі λ падаючого випромінювання, причому різниця $\Delta\lambda = \lambda' - \lambda$ не залежить від довжини хвилі λ падаючого випромінювання і природи розсіювальної речовини, а визначається лише величиною кута розсіяння θ :

Пояснити ефект Комптона можна на основі квантових уявлень про природу світла. Якщо вважати, що випромінювання є потоком фотонів, то ефект Комптона це результат пружного зіткнення рентгенівських фотонів з вільними електронами речовини (для легких атомів електрони слабо зв'язані з ядрами атомів, тому їх можна вважати вільними). У процесі цього зіткнення фотон передає електрону частину своїх енергії й імпульсу відповідно до законів їх збереження.

Розглянемо пружне зіткнення двох частинок - налітаючого фотона, що має

імпульс $P_\phi = \frac{h\nu}{c}$ і енергію $\varepsilon_\phi = h\nu$ з вільним електроном, що знаходиться у спокої. Енергія спокою електрона

$$W_0 = m_0 c^2, \quad (6.40)$$

де m_0 - маса спокою електрона (рис. 6.9). Фотон, зіткнувшись з електроном, передає йому частину своєї енергії й імпульсу та змінює напрямок руху (розсіюється). Зменшення енергії фотона і означає збільшення довжини хвилі.

Нехай імпульс і енергія розсіяного фотона дорівнюють $P'_\phi = \frac{h\nu'}{c}$ і $\varepsilon'_\phi = h\nu'$.

Електрон, який раніше знаходився у стані спокою, отримує імпульс $P_e = m\nu$ і енергію

$$W = mc^2 = c\sqrt{P_e^2 + m_0^2c^2} \quad (6.41)$$

При кожному такому зіткненні виконуються закони збереження енергії та імпульсу.

Згідно із законом збереження енергії

$$m_0c^2 + h\nu = c\sqrt{P_e^2 + m_0^2c^2} + h\nu' \quad (6.42)$$

а згідно із законом збереження імпульсу

$$\frac{h\nu}{c} = P_e + \frac{h\nu'}{c}, \quad \text{або} \quad \vec{P}_\phi = \vec{P}_e + \vec{P}'_\phi \quad (6.43)$$

Розділимо перший вираз на c і запишемо його у вигляді:

$$\sqrt{P_e^2 + m_0^2c^2} = \frac{h}{c}(\nu - \nu') + m_0c \quad (6.44)$$

Піднесемо обидві частини до квадрату:

$$P_e^2 + m_0^2c^2 = \frac{h^2}{c^2}(\nu^2 + \nu'^2 - 2\nu\nu') + 2\frac{h}{c}(\nu - \nu')m_0c + m_0^2c^2 \quad (6.45)$$

Звідси

$$P_e^2 = \frac{h^2}{c^2}(\nu^2 + \nu'^2 - 2\nu\nu') + 2\frac{h}{c}(\nu - \nu')m_0c \quad (27.46)$$

Відповідно до теореми косинусів для трикутника імпульсів рівняння $\vec{P}_\phi = \vec{P}_e + \vec{P}'_\phi$ перепишемо так:

$$P_e^2 = \frac{h^2}{c^2}(\nu^2 + \nu'^2 - 2\nu\nu' \cos \theta) \quad (6.47)$$

Прирівнюючи вирази для \vec{P}_e^2 , отримуємо

$$\frac{h^2}{c^2}(\nu^2 + \nu'^2) - \frac{h^2}{c^2}2\nu\nu' + 2\frac{h}{c}(\nu - \nu')m_0c = \frac{h^2}{c^2}(\nu^2 + \nu'^2) - 2\frac{h^2}{c^2}\nu\nu' \cos \theta, \quad (6.48)$$

Звідси $m_0c(\nu - \nu') = h\nu\nu'(1 - \cos \theta)$. Оскільки $\nu = \frac{c}{\lambda}$, $\nu' = \frac{c}{\lambda'}$, то,

$$\frac{c}{\lambda} - \frac{c}{\lambda'} = \frac{h}{m_0c^2} \frac{c}{\lambda} \frac{c}{\lambda'} (1 - \cos \theta); \quad \lambda' - \lambda = \frac{h}{m_0c} (1 - \cos \theta),$$

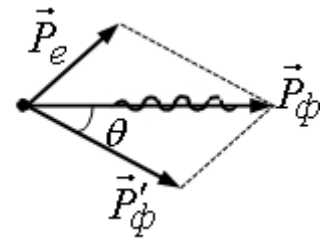


Рис. 6.9

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \frac{h}{m_0c}(1 - \cos\theta) = 2\lambda_c \sin^2 \frac{\theta}{2}, \quad (6.49)$$

де $\lambda_c = \frac{h}{m_0c} = 2,43 \cdot 10^{-12} \text{ м}$ - комптонівська довжина хвилі, яка є сталою для всіх речовин.

Розрахуємо тепер кінетичну енергію електрона віддачі:

$$E_k = (m - m_0)c^2. \quad (6.50)$$

Із закону збереження енергії $h\nu + m_0c^2 = h\nu' + mc^2$ маємо:

$$\begin{aligned} E_k &= (m - m_0)c^2 = h(\nu - \nu') = h\nu\nu' \left(\frac{1}{\nu'} - \frac{1}{\nu} \right) = \\ &= h \frac{c}{\lambda} \frac{c}{\lambda'} \left(\frac{\lambda'}{c} - \frac{\lambda}{c} \right) = \frac{hc}{\lambda\lambda'} (\lambda' - \lambda) = \frac{hc}{\lambda} \frac{\Delta\lambda}{\lambda + \Delta\lambda} = h\nu \frac{2\lambda_c \sin^2 \frac{\theta}{2}}{\lambda + 2\lambda_c \sin^2 \frac{\theta}{2}}. \end{aligned}$$

Енергія E_k максимальна при $\theta = \pi$:

$$E_k^{max} = h\nu \frac{2\lambda_c}{\lambda + 2\lambda_c}. \quad (6.51)$$

Якщо електрон сильно зв'язаний з атомом, то при розсіянні на ньому фотона останній передає енергію й імпульс не електрону, а атому загалом. Маса атома в багато разів більша від маси електрона. Тому атому передається лише незначна частина енергії фотона, так що довжина хвилі λ' розсіяного випромінювання практично не відрізняється від довжини хвилі λ падаючого випромінювання. Частка електронів, сильно зв'язаних в атомах, збільшується із зростанням порядкового номера елемента і відповідно із зростанням маси атомів. Тому, чим важчі атоми розсіювальної речовини, тим більша інтенсивність незміщеної компоненти ($\lambda' = \lambda$) в розсіяному випромінюванні.

Ефект Комптона спостерігається не лише на електронах, але і на інших заряджених частинках, наприклад, протонах, але внаслідок великої маси протона його віддача відчувається лише при розсіянні електронів дуже великих енергій.

Контрольні питання до розділу 6

1. В якій області спектра має місце нормальна дисперсія? Аномальна дисперсія?
2. Чим відрізняється теплове випромінювання від інших видів випромінювання?
3. Яка розмірність випромінювальної здатності тіла?
4. Чи залежить енергія, яку випромінює нагріте тіло, від температури навколишнього середовища?
5. Що являють собою фотони? Як визначити енергію фотона? Якими є властивості фотонів?
6. Що являє собою світло з точки зору квантової теорії світла?
7. В чому полягає гіпотеза Планка про квантуванні енергії випромінювання?
8. На якому законі теплового випромінювання заснований принцип колірної температури?
9. У чому полягає гіпотеза Ейнштейна про фотони?
10. Який зв'язок між хвильовими характеристиками світла (частотою, довжиною хвилі) і корпускулярними характеристиками фотона (енергією, імпульсом)?
11. Що являє собою «червона межа» фотоефекту?
12. Чи залежить кінетична енергія фотоелектронів від інтенсивності світла, падаючого на фотокатод?
13. При яких умовах можна було збільшити значення сили фотоструму?
14. Що називають фотострумом насичення? При яких умовах він виникає?
15. Як можна припинити фотоефект?
16. Який зміст має поняття затримуючого потенціалу?
17. Як експериментально визначити максимальну швидкість вивільнених електронів?
18. Якими є закономірності фотоефекту? Чому не можна пояснити закономірності фотоефекту з точки зору хвильової теорії світла?
19. Який зміст має гіпотеза Планка про характер випромінювання електромагнітних хвиль?
20. Яку гіпотезу висунув Ейнштейн щодо пояснення закономірностей фотоефекту?

21. Яким є рівняння Ейнштейна для фотоефекту? Який зміст має поняття роботи виходу? Із якої глибини від поверхні металевої пластини вириваються електрони?
22. Як можна розрахувати значення затримуючої напруги за допомогою рівняння Ейнштейна для фотоефекту?
23. Як пояснює квантова теорія світла закономірності фотоефекту? За якої умови з точки зору квантової теорії світла починається фотоефект?
24. Який зміст має поняття „червоної межі” фотоефекту?
25. Як розрахувати „червону межу” фотоефекту?
26. Чому рентгенівські трубки працюють під високою напругою?
27. Чому гальмівний рентгенівський спектр є суцільним? Чому суцільний рентгенівський спектр має різку межу з боку коротких хвиль і чим визначається її положення?
28. Внаслідок чого зменшується частота рентгенівського кванта при його зіткненні з вільним електроном?
29. Чому ефект Комптона не спостерігається для видимого світла?
30. Чому тиск світла на чорну поверхню в два рази менше, ніж на білу?

Розділ 7 НЕЛІНІЙНІ ЯВИЩА В ОПТИЦІ

Під дією зовнішнього електричного поля діелектрик поляризується. Поле викликає зміщення електронних шарів атомів відносно ядер, внаслідок цього атоми одержують дипольний момент. Це і є електронна поляризація діелектрика. Поряд із нею можливі й інші види поляризації, викликані зовнішнім полем. Так, відносні зміщення позитивних і негативних іонів під дією поля призводять до іонної поляризації. Якщо у середовищі є постійні диполі, то відбувається орієнтаційна поляризація, зумовлена повертанням диполів у напрямі поля. Під дією електричного поля світлової хвилі орієнтаційна поляризація неістотна, оскільки час її встановлення набагато більший за період коливань поля у світловій хвилі. У діапазоні УФ, видимої, УЧ частин спектра основну роль відіграє електронна поляризація.

Кількісно поляризацію діелектрика описують вектором поляризації \vec{P} , який являє собою електричний дипольний момент одиниці об'єму середовища, наведений зовнішнім полем. Поляризація є “відгуком” середовища на зовнішню дію, яка описується вектором напруженості електричного поля \vec{E} .

Співвідношення, що пов'язують величини \vec{P} і \vec{E} , відносять до так званих матеріальних рівнянь. Для звичайних інтенсивностей випромінювання, що створюються некогерентними джерелами світла, зв'язок між \vec{P} і \vec{E} має лінійний характер:

$$P = \chi E, \quad (7.1)$$

Якщо позначити поляризованість, що припадає на одну частинку речовини, через α , то можна записати

$$P = N\alpha \cdot E, \quad (7.2)$$

де N - кількість частинок в одиниці об'єму.

Із співвідношень (7.1.) і (7.2) маємо:

$$\chi = \alpha N, \quad (7.3)$$

Крім цього мають місце і такі залежності:

$$\varepsilon = 1 + \chi; \quad \varepsilon = n^2. \quad (7.4)$$

Співвідношення (7.1) – (7.3) характерні для лінійної оптики, якій властивий принцип суперпозиції.

При взаємодії сильного світлового поля з речовиною між величинами \vec{P} і \vec{E} проявляється нелінійна залежність. Клас оптичних явищ, в яких відсутня лінійна залежність між \vec{P} і \vec{E} , являє собою предмет нелінійної оптики. Вона набула бурхливого розвитку за останні кілька десятиріч і має досить важливе як теоретичне, так і практичне значення. Зупинимося на деяких особливостях.

Нелінійні світлові явища виникають тоді, коли напруженість електричного поля у світловій хвилі є одного порядку з напруженістю внутрішньомолекулярних та внутрішньоатомних полів, тобто при $E=10^8-10^9$ В/см. Завдяки створенню штучних когерентних джерел світла лазерів – стало можливим вивчення нелінійних оптичних явищ. За допомогою таких джерел світла можна створювати в малих об'ємах великі густини енергії електро-магнітного поля. Напруженість електричного поля хвилі лазерного світла може досягати 10^{11} см/В. Поляризацію середовищ у цих випадках наближено можна описати залежністю

$$P = \chi_1 E + \chi_2 E^2 + \chi_3 E^3 + \dots, \quad (7.5)$$

де $\chi_1, \chi_2, \chi_3 \dots$ - коефіцієнти поляризаційної електричної сприйнятливості відповідно лінійної, квадратичної та кубічної поляризацій.

Класифікацію різних нелінійних оптичних явищ можна дати на основі аналізу окремих доданків співвідношення (7.5). Обмежимося розглядом окремих випадків поляризації, коли залежність між P і E має вигляд

$$P = \chi_1 E + \chi_2 E^2, \quad (7.6)$$

$$P = \chi_1 E + \chi_3 E^3. \quad (7.7)$$

При поширенні світлової хвилі у середовищі, поляризація якого набуває залежності у вигляді (7.6.), виникають статична поляризація, а також друга гармоніка, якщо виконується вимога хвильового синхронізму. Нехай монохроматична світлова хвиля з циклічною частотою ω поширюється у середовищі у напрямі деякої осі oz . Рівняння хвилі має вигляд

$$E = E_0 \sin(\omega t - k_1 z), \quad (7.8)$$

де $k_1 = \frac{\omega}{v} = \frac{2\pi}{\lambda}$; λ - довжина світлової хвилі; v - її фазова швидкість у середовищі.

На основі (7.8) співвідношення (7.6) має вигляд:

$$P = \chi_1 E_0 \sin(\omega t - k_1 z) + \frac{\chi_2 E_0^2}{2} + \frac{\chi_2 E_0^2}{2} \cos(2\omega t - 2k_1 z). \quad (7.9)$$

Звідки випливає, що нелінійні оптичні явища зумовлені другим і третім членами. Другий доданок не залежить від часу і виражає статичну поляризацію, зумовлену дією потужної світлової хвилі. Таку поляризацію називають оптичним детектуванням, яке виявлено експериментально у 1962 році. Третій доданок зумовлений виникненням змінної поляризації з частотою 2ω , амплітуда якої прямо пропорційна добутку інтенсивності падаючого світла на нелінійну квадратичну сприйнятливність χ_2 . Приведений у коливальний рух електрон випромінює електромагнітні хвилі з частотою, у два рази більшою за частоту падаючого світла, тобто

$$E = E_0^1 \cos(2\omega t - k_2 z), \quad (7.10)$$

де k_2 - нове хвильове число, яке взагалі не дорівнює $2k_1$, оскільки фазові швидкості v і v_1 різні.

Цей ефект був виявлений у 1961 році і являє собою генерацію другої гармоніки.

Оскільки фазові швидкості поширення хвиль (7.8) і (7.10) різні, то при проходженні ними шляху Δz між коливаннями виникає різниця фаз

$$\Delta\varphi = \Delta z (k_2 - 2k_1). \quad (7.11)$$

Щоб $\Delta\varphi=0$, потрібно виконання умови, яку називають умовою фазового синхронізму:

$$2k_1 = k_2, \text{ або } v(\omega) = v(2\omega). \quad (7.11)$$

Розглянемо тепер випадок, коли у процесі поляризації помітну роль відіграє третій член, тобто залежність (7.7).

Підставивши у (7.7) значення E , одержимо

$$\begin{aligned} P &= \chi_1 E_0 \cos(\omega t - k_1 z) + \chi_3 E_0^3 \cos^3(\omega t - k_1 z) = \\ &= \chi_1 E_0 \cos(\omega t - k_1 z) + \frac{3}{4} \chi_3 E_0^3 \cos(\omega t - k_1 z) + \frac{1}{4} \chi_3 E_0^3 \cos(\omega t - 3k_1 z). \end{aligned} \quad (7.12)$$

Доданок з потрібною частотою веде до генерування третьої гармоніки, яку вперше спостерігали у 1963 році американські вчені на кристалі ісландського шпату при освітленні його рубіновим лазером ($\lambda=0,6934$ мкм).

Для випадку, коли у процесі поляризації помітну роль відіграє третій член співвідношення (7.7), виявляється, що показник заломлення залежить від квадрата амплітуди падаючої хвилі, тобто

$$n = n_0 + n_2 E_0^2, \quad (7.13)$$

де n_0 - звичайний показник заломлення середовища за малих інтенсивностей світла; величина $n_2 E_0^2$ характеризує залежність показника заломлення від інтенсивності світла. Для більшості речовин $n_2 > 0$.

Оскільки обмежений світловий пучок має більшу інтенсивність вздовж його осі, то показник заломлення у нелінійному середовищі ($n_2 > 0$) більший на осі і зменшується у разі віддалення від неї до периферії. Внаслідок цього швидкість хвилі на периферії буде більша, ніж на осі, що приводить до зміни форми хвильового фронту, тобто відбувається самофокусування пучка. Для нелінійних середовищ ($n_2 < 0$) відбувається розфокусування. У деяких нелінійних середовищах пучок світла проходить без змін поперечних розмірів. Такий режим поширення світла називається *самоканалізацією світлового пучка*.

У лінійній оптиці поглинання фотона частоти ν матиме місце, коли енергія фотона близька до різниці між енергетичними рівнями атома чи молекули. Ці частоти називають власними резонансами ν_0 . У випадку взаємодії світла з речовиною у таких умовах поглинається один фотон. У потужних світлових потоках можуть мати місце поглинання атомом одночасно двох або кількох фотонів і поглинання світла може відбуватись не тільки для ν_0 , але й для частот $\frac{\nu_0}{2}, \frac{\nu_0}{3}$. Таке поглинання світла середовищем із резонансною частотою ν_0 називають відповідно двофотонним, трифотонним і т.д. Оскільки в інтенсивних полях має місце нелінійна поляризація середовища, то багатифотонні процеси поглинання належать до нелінійних.

Якщо на нелінійне середовище спрямувати два потужні пучки світла з частотами ω_1 і ω_2 , то із середовища виходитиме світло не тільки з початковими частотами ω_1 і ω_2 та з їх другими гармоніками $2\omega_1$ і $2\omega_2$, але й з частотами $\omega_1 + \omega_2$ і $\omega_1 - \omega_2$.

Нелінійні явища у кристалах дають змогу перетворювати випромінювання лазера не тільки у випромінювання гармонік сумарних і різницевих частот, але й у випромінювання з плавною зміною частоти. Відомі й інші нелінійні ефекти: нелінійне

розсіяння світла, параметрична генерація світла, просвітлення поглинального середовища. Досягнення нелінійної оптики стимулювали дослідження нелінійних явищ у фізиці плазми, акустики, радіофізики та ряду інших галузей знань.

Контрольні питання до розділу 7

1. Що таке поляризація діелектрика та які її види існують?
2. Чому в діапазоні УФ, видимого та ІЧ-випромінювання основну роль відіграє електронна поляризація?
3. Яке фізичне значення має вектор поляризації середовища?
4. Які співвідношення (матеріальні рівняння) описують зв'язок між поляризацією та напруженістю електричного поля в лінійній оптиці?
5. У чому полягає принцип суперпозиції в лінійній оптиці?
6. За яких умов виникають нелінійні оптичні явища?
7. Яку роль у розвитку нелінійної оптики відіграли лазери?
8. Як записується поляризація середовища з урахуванням нелінійних членів?
9. Які нелінійні ефекти зумовлені квадратичною сприйнятливістю χ^2 ?
10. Що таке генерація другої гармоніки та коли вона можлива?
11. У чому суть явища оптичного детектування?
12. Що означає умова фазового синхронізму і як вона записується?
13. Які ефекти зумовлені кубічною сприйнятливістю χ^3 ?
14. Як виникає генерація третьої гармоніки?
15. У чому полягає ефект самофокусування та розфокусування світлового пучка?
16. Що таке самоканалізація світла?
17. Як залежить показник заломлення середовища від інтенсивності світла?
18. У чому відмінність між однофотонним та багатифотонним поглинанням світла?
19. Що таке двофотонне та трифотонне поглинання?
20. Чому багатифотонне поглинання належить до нелінійних явищ?
21. Які нові частоти можуть виникати при взаємодії двох потужних пучків світла?
22. Які оптичні процеси відносяться до генерації сумарних і різницевої частот?
23. Що таке параметрична генерація світла?
24. У чому полягає нелінійне розсіяння світла?
25. Що таке просвітлення поглинального середовища?

СПИСОК РЕКОМЕНДОВАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

1. Кутовий С. Ю. Оптика неоднорідних та анізотропних середовищ : конспект лекцій для студентів фізичного факультету / С. Ю. Кутовий; М-во освіти і науки України, Київ. нац. ун-т ім. Тараса Шевченка. – Київ : КНУ ім. Тараса Шевченка, 2019. – 92 с.
2. Таран В. Г. Конспект лекцій з дисципліни «Оптика» для здобувачів вищої освіти першого (бакалаврського) рівня зі спеціальності 104 «Фізика та астрономія» : навч. посіб. / В. Г. Таран; М-во освіти і науки України, Держ. вищ. навч. закл. «Дніпровський держ. техн. ун-т». – Кам'янське : ДДТУ, 2019. – 105 с.
3. Кадченко В. М. Загальна фізика. Оптика: оглядові лекції для студентів фізико-математичного факультету спеціальності 014 Середня освіта (Фізика) : навч. посіб. / В. М. Кадченко; М-во освіти і науки України, Криворізький держ. пед. ун-т. – Кривий Ріг : КДПУ, 2020. – 70 с.
4. Прямухін В. Є. Курс фізики. Оптика. Теорія відносності : навч. посіб. / В. Є. Прямухін, С. О. Колінько, Т. І. Бутенко; за ред. В. А. Ващенко; М-во освіти і науки України, Черкас. держ. технол. ун-т. – Черкаси : ЧДТУ, 2021. – 44 с.
5. Чиж І. Г. Теорія оптичних систем. Конспект лекцій [Електронний ресурс] : навч. посіб. / І. Г. Чиж; М-во освіти і науки України, Нац. техн. ун-т «Київ. політех. ін-т ім. Ігоря Сікорського». – Київ : КПІ ім. Ігоря Сікорського, 2023. – 197 с.
6. Фізика [Електронний ресурс] : навч. посіб. у 2-х ч. Ч. 2 / В. В. Титаренко, В. М. Горєв, А. В. Подляцька, М. О. Журавльов; М-во освіти і науки України, Нац. техн. ун-т «Дніпровська політехніка». – Дніпро : НТУ «ДП», 2025. – 237 с.

Навчальне видання

Титаренко Валентина Василівна

Горєв В'ячеслав Миколайович

Турінов Андрій Миколайович

ОПТИКА

Навчальний посібник

Видано авторській редакції.

Електронний ресурс.

Підписано до видання 27.11.2025. Авт. арк. 11,2.

Підготовлено до видання

в Національному технічному університеті «Дніпровська політехніка».

Свідоцтво про внесення до Державного реєстру ДК № 1842 від 11.06.2004.

49005, м. Дніпро, просп. Дмитра Яворницького, 19.