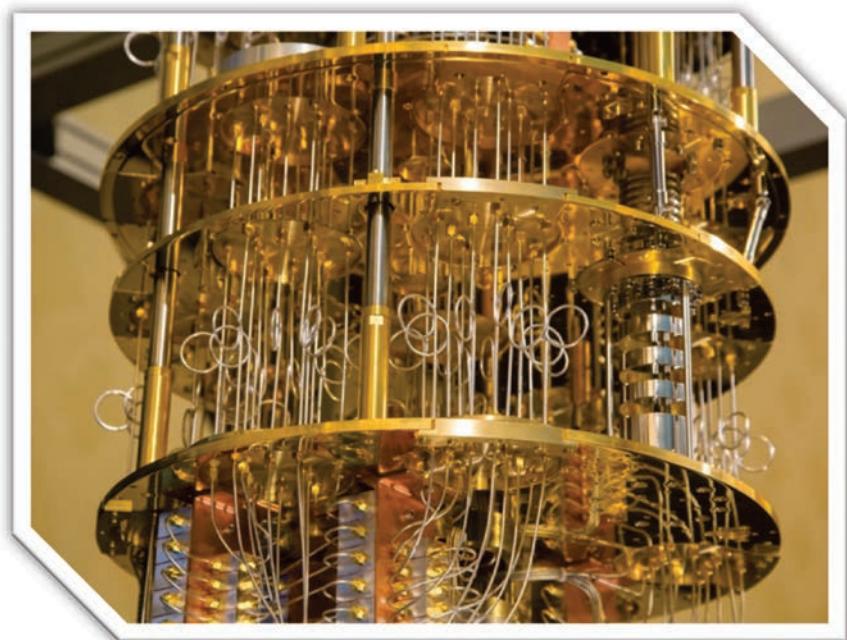
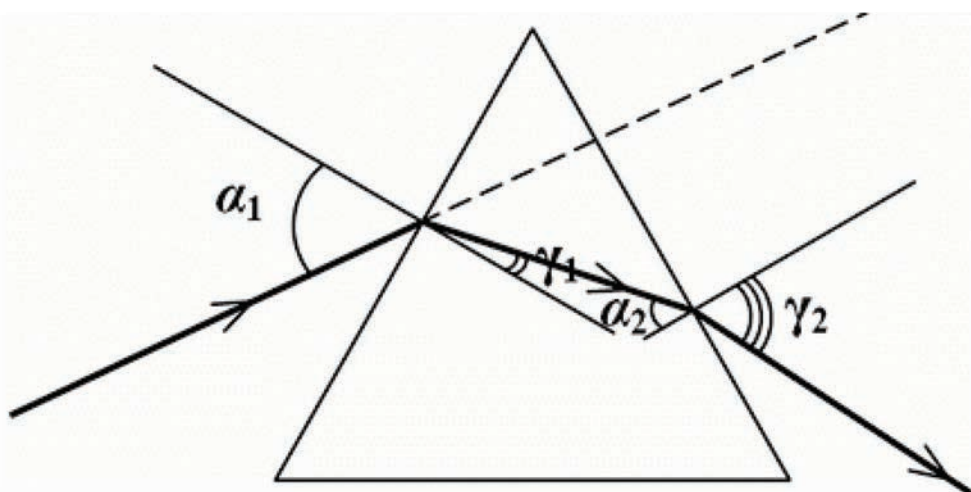


В.П. Сергієнко, І.А. Сліпухіна,
І.С. Войтович, Л.Ю. Збаравська,
Н.М. Зазимко, П.М. Малежик,
М.П. Малежик, Б.Б. Колупаєв,
В.В. Левчук, Т.Г. Ляшук

Фізика для інформатиків.

Ч.3. Оптика та квантова фізика



Міністерство освіти і науки України
Рівненський державний гуманітарний університет

СЕРГІЄНКО В.П., СЛПУХІНА І.А., ВОЙТОВИЧ І.С.,
ЗБАРАВСЬКА Л.Ю., ЗАЗИМКО Н.М., МАЛЕЖИК П.М.,
МАЛЕЖИК М.П., КОЛУПАЄВ Б.Б., ЛЕВЧУК В.В.,
ЛЯШУК Т.Г.

Фізика для інформатиків.

Ч.3. Оптика

та

квантова фізика

Навчальний посібник

Рівне – 2025

УДК 535 + 530.145 (075.8)

Ф 50

*Розглянуто та рекомендовано до друку Вченою радою
Рівненського державного гуманітарного університету
(протокол № 1 від 30 січня 2025 р.)*

Автори:

*Сергієнко В.П., Сліпухіна І.А., Войтович І.С., Збаравська Л.Ю., Зазимко Н.М.,
Малежик П.М., Малежик М.П., Колупаєв Б.Б., Левчук В.В., Ляшук Т.Г.*

Рецензенти:

*Кух Аркадій Миколайович, доктор педагогічних наук, професор кафедри
фізики Кам'янець-Подільського національного університету імені Івана Огієнка;*

*Мартинюк Олександр Семенович, доктор педагогічних наук, професор
кафедри експериментальної фізики, інформаційних та освітніх технологій
Волинського національного університету імені Лесі Українки.*

**Ф 50 Фізика для інформатиків. Ч.3. Оптика та квантова фізика: навчаль-
ний посібник / В.П. Сергієнко та ін. Рівне : Волинські обереги, 2025.
180 с.**

ISBN 978-617-8624-26-2 (електронне видання)

У запропонованому посібнику систематизовано навчальний матеріал з вибраних розділів фізики (оптика та квантова фізика) для студентів комп'ютерних спеціальностей вищих навчальних закладів. Розділи та підрозділи укладено відповідно до програми, змісту та специфіки фахової підготовки майбутніх спеціалістів ІТ-галузі. Посібник містить як теоретичну так практичну складові (розв'язування задач, віртуальний експеримент та тестові завдання).

Посібник може стати в нагоді також широкому колу студентів інших спеціальностей, викладачам і усім бажаючим, які цікавляться методами фізичних досліджень, які використовуються в комп'ютерних технологіях.

УДК 535 + 530.145 (075.8)

© Сергієнко В.П., Сліпухіна І.А.,
Войтович І.С., Збаравська Л.Ю.,
Зазимко Н.М., Малежик П.М.,
Малежик М.П., Колупаєв Б.Б.,
Левчук В.В., Ляшук Т.Г., 2025
© «Волинські обереги», 2025

ISBN 978-617-8624-26-2 (електронне видання)

ЗМІСТ

ПЕРЕДМОВА.....	4
РОЗДІЛ 1. ТЕОРІЯ.....	5
1.1. Властивості світлових хвиль. Інтерференція світла.....	7
1.2. Дифракція світла. Поляризаційні явища.....	17
1.3. Теплове випромінювання.....	52
1.4. Фотоефект.....	58
1.5. Хвильові властивості частинок.....	63
1.6. Основи зонної теорії.....	83
1.7. Лазери. Сучасна фізична картина світу.....	99
РОЗДІЛ 2. ПРАКТИКУМ.....	125
2.1. Оптика.....	125
РОЗДІЛ 3. ВІРТУАЛЬНИЙ ЕКСПЕРИМЕНТ.....	132
3.1. Заломлення світла.....	132
3.2. Інтерференція хвиль.....	135
3.3. Молекули і світло.....	138
3.4. Колір, як його бачить людина.....	140
3.5. Спектр абсолютно чорного тіла.....	142
РОЗДІЛ 4. ТЕСТОВІ ЗАВДАННЯ.....	145
4.1. Джерела світла. Поширення світла.....	145
4.2. Відбивання і заломлення світла.....	147
4.3. Інтерференція.....	162
4.4. Дифракція.....	167
4.5. Поляризація світла. Голографія.....	168
4.6. Оптичні прилади.....	169
4.7. Фотоефект.....	172
СПИСОК РЕКОМЕНДОВАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ.....	178

ПЕРЕДМОВА

У світі цифрових технологій та інформатики оптика та квантова фізика відіграють ключову роль у формуванні нових підходів до обробки та передачі інформації. Знання цих дисциплін відкриває величезні можливості для інформатиків, забезпечуючи глибше розуміння механізмів, що стоять за сучасними технологіями.

Оптичні технології, зокрема волоконно-оптичний зв'язок, стали важливими для розвитку інформаційних систем. Завдяки здатності передавати дані на великі відстані на високих швидкостях без суттєвих втрат, оптоволоконно забезпечує надійні та швидкі комунікації в сучасних мережах. Інформатики, які володіють знаннями основ оптики, можуть не лише зрозуміти, як функціонують ці системи, але й брати участь у їх проектуванні та оптимізації, що є критично важливим в умовах все зростаючих обсягів інформації.

Квантова фізика, своєю чергою, відкриває перспективи для створення квантових комп'ютерів, які здатні виконувати обчислення з неймовірною швидкістю, використовуючи явища, які важко досягнути у звичайній фізиці. Застосування принципів квантової механіки в обробці даних дозволяє створювати нові алгоритми, що здатні розв'язувати завдання, у яких традиційні комп'ютери зазнають невдачі. Інформатики, які мають ґрунтовні знання з квантової фізики, можуть вносити вагомий внесок у розвиток цієї революційної технології.

Загалом, вивчення оптики та квантової фізики не лише розширює горизонти для інформатиків, але й забезпечує необхідну базу для впровадження інновацій у різних галузях, таких як зв'язок, обробка даних і штучний інтелект. Ця книга надасть читачам знання, які допоможуть зрозуміти, як оптика та квантова фізика інтегруються у світ технологій, та їх значення для майбутнього інформатики.

РОЗДІЛ 1. ТЕОРІЯ

Оптика – розділ фізики, що вивчає властивості і фізичну природу світла, а також його взаємодію з речовиною. Вчення про світло умовно поділити на:

- **геометричну або променеву оптику**, в основі якої лежить уявлення про світлові промені;
- **хвильову оптику**, яка вивчає явища, в яких виявляються хвильові властивості світла;
- **квантову оптику**, яка вивчає взаємодію світла з речовиною, при якій виявляються корпускулярні властивості світла.

Закони геометричної оптики встановлені ще у античну епоху: закон прямолінійного поширення світла зустрічається у творі з оптики, який приписують Евкліду (300 р. до н.е.), явище заломлення світла згадується Аристотелем (350 р. до н.е.), кількісно цей закон досліджувався Птолемеєм (120 р. до н.е.). Тільки Декарт (1637р.) дав сучасне формулювання цього закону. Для великої області явищ, що спостерігаються у наприклад звичайних оптичних приладах, законів геометричної оптики дотримуються достатньо строго.

Розуміння законів оптики мінялося протягом наступних епох. Накопичені до кінця XVII століття факти – визначення швидкості світла (О. Рьомер, 1676 р.), дифракція і інтерференція (Ф. Грімальді, 1665 р.), поляризація світла (Х. Гюйгенс, 1690 р.) – указували, що геометрична оптика не вичерпує оптичні явища, і, більш того, не пояснює природу світла.

У середині XVII століття з'явилися дві теорії про природу світла – корпускулярна і хвильова. Згідно корпускулярної теорії (П. Гассенді) світло є потоком дрібних світлових частинок. Частинки ці різної величини і рухаються у просторі з величезною швидкістю. Вони обумовлюють «кольоровість» світла – потрапляючи на сітківку ока, «найбільші» частинки створюють враження темно-червоного світла, а «найменші» – фіолетового. Різні за величиною частинки зазнають різного заломлення при переході з одного оптично щільного середовища у інше. Корпускулярна теорія була у 1672 р. підтримана І. Ньютоном, який вивчав явище дисперсії, що добре його пояснюється. Однак,

ця теорія була безсила пояснити явища інтерференції і дифракції, а для швидкості світла у оптично більш густомусередовищі давала значення більше, ніж для менш густого.

Р. Гук, а потім Х. Гюйгенс (1690 р.) запропонували хвильову теорію світла, згідно з якою світло – це швидкі коливання, що виходять з тіла, що випромінює, як з центра, і поширюються через середовище у вигляді сферичних хвиль по аналогії з звуковими хвилями. Вони вважали, що світло треба розглядати як пружні імпульси, що поширюються у особливому середовищі – ефірі, який заповнює увесь простір як усередині матеріальних тіл, так і між ними. Ньютон не прийняв ідею ефіру, крім того, теорія Гюйгенса не враховувала періодичність світла, тобто не пояснювала явища дифракції і інтерференції, хоча давала правильні результати визначення швидкості світла у середовищах – швидкість світла зменшується по мірі збільшення оптичної густини середовища.

На початку XIX століття хвильова оптика отримала новий розвиток у працях Томаса Юнга (1773-1820 рр.) і Огюстена Френеля (1788-1827 рр.). При цьому була побудована теорія інтерференції (Юнг) і дифракції (Френель), однак хвильова теорія як і раніше зустрічалася з труднощами, тому що не могла зіставити поперечність коливань світла з існуванням пружного ефіру, у якому можуть поширюватися лише подовжні коливання, і не могла пояснити кольори світла. Здавалося б, остаточну перемогу хвильової теорії забезпечило відкриття електромагнітної природи світла Джеймсом Максвеллом (1865 р.), що дозволило пояснити механізм поширення світла без залучення поняття ефіру, пояснивши хвильову природу (періодичність) світлових імпульсів, і зв'язати колір з довжиною хвилі світла. Однак на межі XX століття М. Планком (1900 р.) для пояснення розподілу енергії нагрітого тіла вводиться поняття кванта світла, де світло аналогічне не струменю, що безупинно ллється, а переривчастому ряду. Виявилося, що атомні процеси вимагають врахування корпускулярного складу світла. Тим самим уперше визначився один з фундаментальних принципів квантової фізики – корпускулярно-хвильовий дуалізм світла.

1.1. Властивості світлових хвиль. Інтерференція світла

Інтерференція – одне з яскравих проявів хвильової природи світла. Це цікаве і красиве явище спостерігається при накладанні двох або декількох світлових пучків. Інтенсивність світла в області перекриття пучків має характер світлих і темних смуг, що чергуються, причому в максимумах інтенсивність більше, а в мінімумах менше суми інтенсивностей пучків. При використанні білого світла **інтерференційні смуги** виявляються забарвленими в різні кольори спектра. З інтерференційними явищами ми стикаємося досить часто: кольори плями оливи на асфальті, забарвлення взимку, химерні кольорові малюнки на крилах деяких метеликів і жуків – все це прояв інтерференції світла.

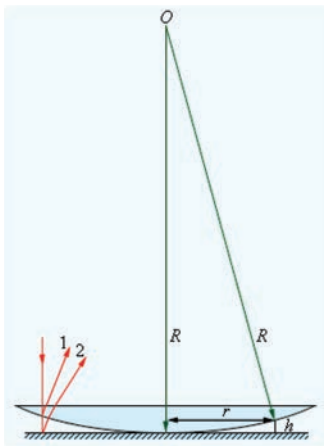


Рис. 1.1.1. Спостереження кілець Ньютона.

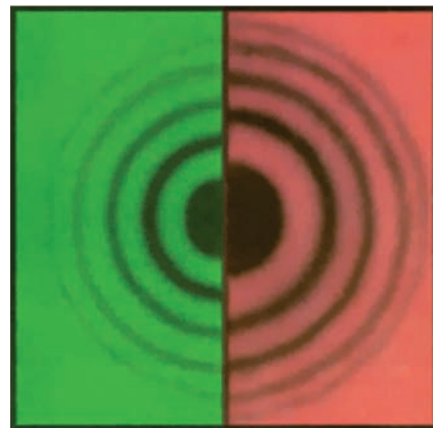


Рис. 1.1.2. Кільця Ньютона в зеленому і червоному світлі.

Перший експеримент по спостереженню інтерференції світла в лабораторних умовах належить І. Ньютону. Він спостерігав інтерференційну картину, що виникає при відбиванні світла в тонкому повітряному прошарку між плоскою скляною пластиною і плоскоопуклою лінзою великого радіусу кривизни (рис. 1.1.1). Інтерференційна картина мала вид концентричних кілець, що отримали назву **кілець Ньютона** (рис. 1.1.2).

Ньютон не зміг з погляду корпускулярної теорії пояснити, чому виникають кільця, проте він розумів, що це пов'язано з якоюсь періодичністю світлових процесів.

Першим інтерференційним дослідом, що отримав пояснення на основі хвильової теорії світла, став **дослід Юнга** (1802 р.). У досліді Юнга світло від джерела – вузької щілини S – падало на екран з двома близько розташованими щілинами S_1 і S_2 (рис. 1.1.3). Проходячи через кожну зі щілин, світловий пучок розширювався унаслідок дифракції, тому на білому екрані E світлові пучки, що пройшли через щілини S_1 і S_2 , перекривалися. В області перекриття світлових пучків спостерігалася інтерференційна картина у вигляді світлих і темних смуг, що чергувалися.

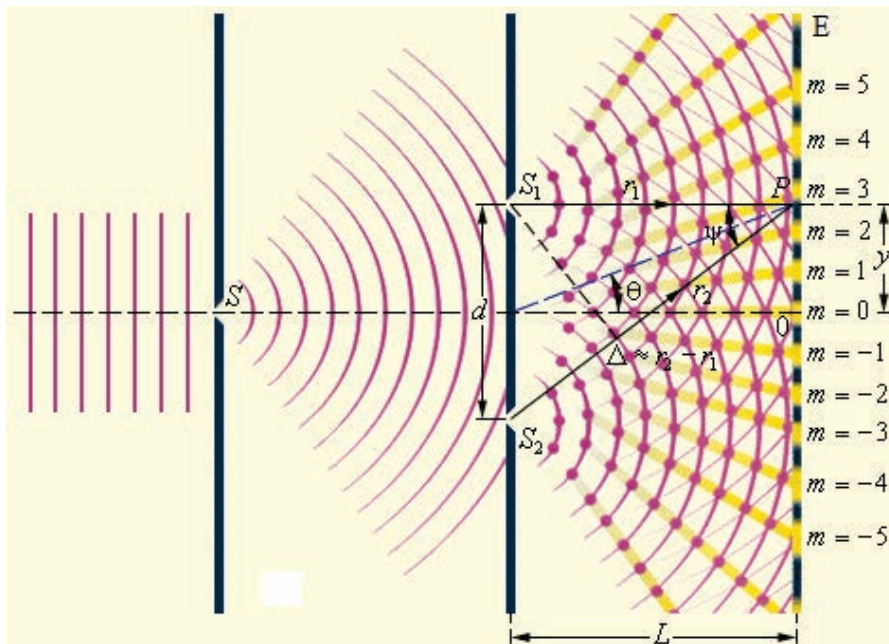


Рис. 1.1.3. Схема інтерференційного досліду Юнга.

Юнг був першим, хто зрозумів, що не можна спостерігати інтерференцію при накладанні хвиль від двох незалежних джерел. Тому в його досліді щілини S_1 і S_2 , відповідно до принципу Гюйгенса, можна розглядати як джерела вторинних хвиль.

При симетричному розташуванні щілин вторинні хвилі, що випускаються джерелами S_1 і S_2 , знаходяться у фазі, але ці хвилі проходять до точки спостереження P різні відстані r_1 і r_2 . Отже, фази коливань, що створюються

хвилями від джерел S_1 і S_2 в точці P , взагалі кажучи, різні. Таким чином, задача про інтерференцію хвиль зводиться до завдання про складання коливань однієї і тієї ж частоти, але з різними фазами. Твердження про те, що хвилі від джерел S_1 і S_2 поширюються незалежно один від одного, а в точці спостереження вони просто накладаються, є дослідним фактом і носить назву принципу **суперпозиції**.

Монохроматична (або синусоїдальна) ЕМХ, що поширюється у напрямі радіус-вектора, може бути виражене рівнянням:

$$E = a \cos (\omega t - kr), \quad (1.1.1)$$

де a – амплітуда хвилі, $k = 2\pi / \lambda$, λ – довжина хвилі, $\omega = 2\pi\nu$ – кругова частота. В оптичних задачах під E потрібно розуміти модуль вектора напруженості електричного поля хвилі. При додаванні двох хвиль в точці P результуюче коливання також відбувається на частоті ω і має деяку амплітуду A і фазу φ :

$$E = a_1 \cos (\omega t - kr_1) + a_2 \cos (\omega t - kr_2) = A \cos (\omega t - \varphi). \quad (1.1.2)$$

Приладів, які здатні були б стежити за швидкими змінами поля світлової хвилі в оптичному діапазоні, не існує; спостережуваною величиною є потік енергії, який прямо пропорційний квадрату амплітуди електричного поля хвилі. Фізичну величину, яка пропорційна до квадрата амплітуди електричного поля хвилі, прийнято називати **інтенсивністю**:

$$I \sim A^2. \quad (1.1.3)$$

Нескладні тригонометричні перетворення приводять до наступного виразу для інтенсивності результуючого коливання в точці P :

$$I = A^2 = a_1^2 + a_2^2 + 2a_1a_2 \cos k \Delta = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1I_2} \cos k \Delta, \quad (1.1.4)$$

де $\Delta = r_2 - r_1$ – **різниця ходу**.

З цього виразу виходить, що **інтерференційний максимум** (світла смуга) створюється в тих точках простору, в яких:

$$\Delta = m\lambda \quad (m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots). \quad (1.1.5)$$

При цьому $I_{\max} = (a_1 + a_2)^2 > I_1 + I_2$.

Інтерференційний мінімум (темна смуга) утворюється за умови:

$$\Delta = m\lambda + \lambda / 2. \quad (1.1.6)$$

Мінімальне значення інтенсивності $I_{\min} = (a_1 - a_2)^2 < I_1 + I_2$.

На рис. 1.1.4 показаний розподіл інтенсивності світла в інтерференційній картині залежно від різниці ходу Δ .

Зокрема, якщо $I_1 = I_2 = I_0$, тобто інтенсивності обох хвиль, що інтерферують, однакові, вираз (1.1.4) набуває вигляду:

$$I = 2I_0(1 + \cos k\Delta). \quad (1.1.7)$$

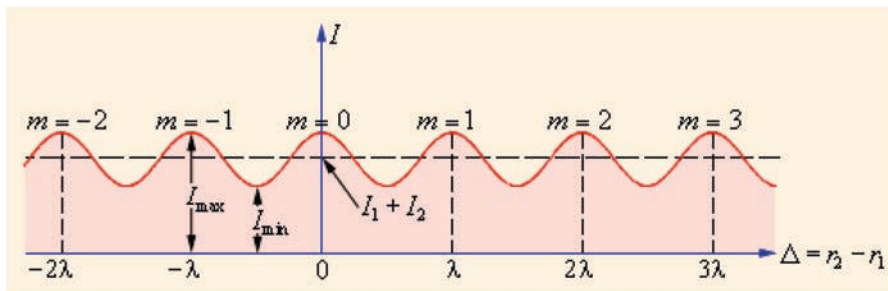


Рис. 1.1.4. Розподіл інтенсивності в інтерференційній картині.

m – порядок інтерференційного максимуму.

В цьому випадку $I_{\max} = 4I_0$, $I_{\min} = 0$.

Формули (1.1.4) і (1.1.7) є універсальними. Вони застосовні до будь-якої інтерференційної схеми, в якій відбувається накладання двох монохроматичних хвиль однієї і тієї ж частоти.

Якщо в схемі Юнга через y позначити зсув точки спостереження від площини симетрії, то для випадку, коли $d \ll L$ і $y \ll L$ (у оптичних експериментах ці умови зазвичай виконуються), можна приблизно отримати:

$$\Delta \approx d \cdot \theta \approx \frac{d \cdot y}{L}.$$

При зсуві уздовж координатної осі y на відстань, рівну **ширині інтерференційної смуги** Δl , тобто при накладанні з одного інтерференційного максимуму в сусідній, різниця ходу Δ змінюється на одну довжину хвилі λ ,

Отже, $\frac{d\Delta l}{L} = \lambda$, або

$$\Delta l = \frac{L\lambda}{d} \approx \frac{\lambda}{\psi}, \quad (1.1.8)$$

де ψ – кут «сходження» променів в точці спостереження P . Виконаємо кількісну оцінку. Допустимо, що відстань d між щілинами S_1 і S_2 рівна 1 мм, а відстань від щілин до екрану E складає $L = 1$ м, тоді $\psi = d / L = 0,001$ рад. Для зеленого світла ($\lambda = 500$ нм) отримуємо $\Delta l = \lambda / \psi = 5 \cdot 10^5$ нм = 0,5 мм. Для червоного світла ($\lambda = 600$ нм) $\Delta l = 0,6$ мм. Таким чином Юнг вперше виміряв довжини світлових хвиль, хоча точність цих вимірювань була невелика.

Інтерференція світла у тонких плівках

Прикладом інтерференції світла, що спостерігається в природних умовах, може бути райдужне забарвлення мильних плівок, тонких плівок нафти або мінерального масла, які плавають на поверхні води, кольори мінливості на поверхні загартованих сталених деталей, покритих найтоншим шаром оксидів. Усі ці явища зумовлені *інтерференцією світла в тонких прозорих плівках*, яка виникає внаслідок накладання когерентних хвиль, що відбиваються від верхньої та нижньої поверхонь плівки.

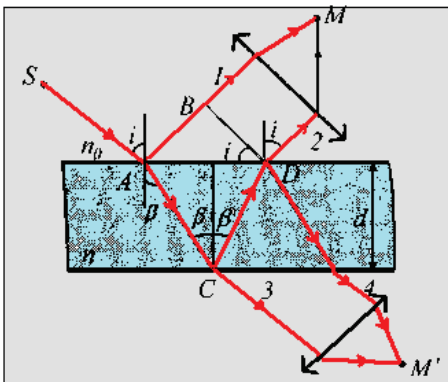


Рис. 1.1.5. До пояснення інтерференції в тонких плівках.

Нехай плоска монохроматична хвиля, яка поширюється у середовищі з показником заломлення n_0 , (рис. 1.1.5), падає під кутом i на плоскопаралельну прозору плівку з показником заломлення n і товщиною d .

Падаюча хвиля частково відбивається від верхньої поверхні плівки та частково заломлюється. Напрямок поширення відбитої хвилі зображено променем AB , а заломленої – променем AC . Заломлена хвиля, досягнувши нижньої поверхні плівки, частково відбивається (промінь CD), і частково заломлюється. Хвиля, що поширюється вздовж променя CD , на верхній поверхні плівки частково відбивається, і частково заломлюється, причому заломлена хвиля (промінь 2) накладається на хвилю, що безпосередньо відбита від верхньої поверхні.

Промені 1 і 2 когерентні між собою, оскільки вони утворені поділом однієї і тієї ж хвилі SA . Якщо на їх шляху поставити збиральну лінзу, то вони зберуться в одній з точок M фокальної площини лінзи і дадуть інтерференційну картину, яка визначається оптичною різницею ходу Δ між променями 1 і 2:

$$\Delta = (AC + CO)n - AB \pm \frac{\lambda}{2} = \bar{\Delta} \pm \frac{\lambda_0}{2}.$$

Тут прийнято, що показник заломлення $n_0 = 1$. Доданок $\pm \frac{\lambda_0}{2}$ зумовлений втратою півхвилі при відбиванні світла на межі поділу середовищ. Якщо $n > n_0$, то в точці A фаза коливань змінюється на протилежну, відбувається втрата півхвилі і доданок матиме знак « $\rightarrow$ ». У випадку $n < n_0$ втрата півхвилі відбудеться в точці C і $\frac{\lambda_0}{2}$ матиме знак « $+$ ».

З рис. 1.1.5 видно, що $AC = CD = \frac{d}{\cos \beta}$, $AB = AD \sin i = 2d \tan \beta \sin i$.

Оскільки $n = \frac{\sin i}{\sin \beta}$ або $\sin i = n \sin \beta$, то $AB = 2n \tan \beta \sin \beta = 2dn \frac{\sin^2 \beta}{\cos \beta}$.

Тоді:

$$\begin{aligned} \bar{\Delta} &= \frac{2dn}{\cos \beta} - \frac{2dn}{\cos \beta} (1 - \cos^2 \beta) = 2dn \cos \beta = \\ &= 2dn \sqrt{1 - \sin^2 \beta} = 2dn \sqrt{1 - \frac{\sin^2 \beta}{n^2}} = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 i}. \end{aligned}$$

З урахуванням втрати півхвилі для оптичної різниці ходу отримаємо:

$$\Delta = \bar{\Delta} \pm \frac{\lambda_0}{2} = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 i} \pm \frac{\lambda_0}{2}.$$

В точці M буде максимум, якщо:

$$2d \sqrt{n^2 - \sin^2 i} \pm \frac{\lambda_0}{2} = 2m \frac{\lambda_0}{2} \quad (m = 0, \pm 1, \pm 2 \dots)$$

і мінімум, якщо:

$$2d \sqrt{n^2 - \sin^2 i} \pm \frac{\lambda_0}{2} = (2m+1) \frac{\lambda_0}{2} \quad (m=0, 1, 2 \dots).$$

Інтерференція спостерігається не лише у відбитому світлі, а й у світлі, що проходить через плівку (рис. 1.1.5, промені 3 і 4). Оптична різниця ходу для прохідного світла відрізняється від Δ для відбитого світла на $\frac{\lambda_0}{2}$, бо світло не

відбивається від оптично густішого середовища. Отже, максимумам інтерференції у відбитому світлі відповідають мінімуми інтерференції в прохідному світлі, і навпаки.

Практичне застосування інтерференції світла

Явище інтерференції світла використовують для створення різних оптичних приладів, за допомогою яких можна виконувати такі операції:

- вимірювати довжини світлової хвилі з великою точністю;
- вимірювати лінійні розміри тіл і коефіцієнти лінійного розширення тіл;
- визначити якість і точність шліфування різних поверхонь;
- вимірювати показники заломлення газоподібних, рідких і твердих тіл;
- вимірювати кутові розміри небесних тіл;
- вивчати і контролювати однорідність речовин;
- вивчати структури спектрів різних речовин;
- досліджувати ударні хвилі у газах.

За допомогою явища інтерференції можна виготовляти інтерференційні світлофільтри і значно зменшити відбивання світла від оптичних систем.

Розглянемо більш детально деякі практичні застосування явища інтерференції.

Виходець із Тернопільщини О.Т. Смакула (1900-1983 рр.) у 1935 році розробив спосіб просвітлення оптики для зменшення втрат світла, зумовлених його відбиванням на межі поділу двох середовищ, оскільки проходження світла через кожну заломлювальну поверхню лінзи супроводжується відбиттям близько 4 % падаючого потоку світла. У складних об'єктивах число відбивань велике і сумарна втрата світлового потоку досить значна, що приводить до зменшення світлосили оптичних приладів. Крім того, відбивання від поверхні лінз приводить до виникнення бліків.

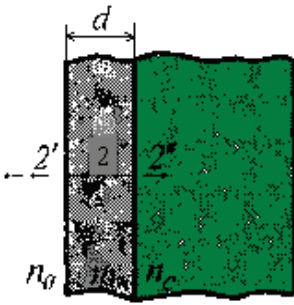


Рис. 1.1.6.

Інтерференція світла.

Щоб елементи оптичних систем зробити просвітленими, їх поверхні покривають прозорими плівками речовин, показник заломлення яких менший, ніж скла.

При відбиванні світла від межі поділу повітря – плівка і плівка-скло виникає інтерференція когерентних хвиль 2 і 2' (рис. 1.1.6). Товщину плівки d і показники заломлення скла n_c і плівки n можна підібрати так, щоб хвилі, які інтерферують, гасили одна одну. Для цього їх амплітуди повинні бути рівні, а оптична різниця ходу були $\Delta = (2m + 1) \frac{\lambda_0}{2}$.

Розрахунки показують, що амплітуди відбитих хвиль рівні, якщо $n = \sqrt{n_c}$. Речовину плівки підбирають так, щоб виконувалась умова $n_c > n > n_0$, де n_0 – показник заломлення повітря. Втрата півхвилі в цьому випадку відбувається на обох поверхнях. Умова мінімуму при куті падіння $i = 0$ має такий вигляд:

$$2dn = (2m + 1) \frac{\lambda_0}{2}.$$

Для мінімальної товщини плівки $m = 0$, і тоді $dn = \frac{\lambda_0}{4}$.

Ця формула показує, що неможливо досягти одночасного гасіння для всіх довжин хвиль видимого спектра. Тому ця умова повинна виконуватись для довжини хвиль $\lambda_0 = 0,555$ мкм, яка найкраще сприймається людським оком.

Отже, якщо $n = \sqrt{n_c}$ і оптична товщина плівки дорівнює $\frac{\lambda_0}{4}$, то в результаті інтерференції спостерігається гасіння відбитих хвиль.

Явище інтерференції використовують у ряді дуже точних вимірювальних приладів, які називають **інтерферометрами**.

Розглянемо схему **інтерферометра Жамена**, який застосовують для точних вимірювань показників заломлення газів і їх залежності від температури, тиску і вологості (рис. 1.1.7).

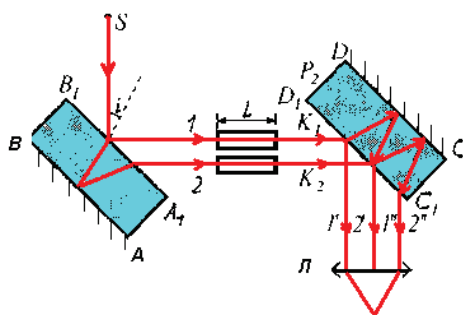


Рис. 1.1.7.

Інтерферометр Жамена.

Дві однакові скляні товсті плоскопаралельні пластини P_1 та P_2 установлені майже паралельно одна до одної. Поверхні AB і CD – дзеркальні. Промені світла довжиною λ_0 від монохроматичного джерела S падають на поверхню пластини A під різними кутами i , близькими до 45° . На рисунку показано лише один падаючий промінь.

Внаслідок його відбивання від поверхонь AB і A_1B_1 пластини P_2 з неї виходять дві когерентні паралельні хвилі 1 і 2. Пройшовши крізь дві цілком однакові закриті скляні кювети K_1 і K_2 довжиною l , ці хвилі відбиваються поверхнями CD і C_1D_1 пластини P_2 . В результаті виникають чотири промені $1'$ і $1''$, $2'$ і $2''$, з яких промені $1''$ і $2'$ накладаються один на одного і інтерферують.

Інтерференційні смуги однакового нахилу розглядають за допомогою окуляра.

Якщо одну з кювет K_1 заповнено газом з відомим показником заломлення n , а другу – газом з показником заломлення n_x , який треба виміряти, то оптична різниця ходу між інтерферуючими хвилями $\Delta = (n_x - n)l$. Якщо ця різниця ходу $\Delta = 2m\frac{\lambda_0}{2}$, то вся інтерференційна картина зміститься на m смуг. Визначивши m , можна знайти показник заломлення n_x :

$$n_x = n + \frac{m\lambda_0}{l}.$$

Внаслідок великої чутливості інтерферометра, його використовують для вимірювання показників заломлення газів, що мало відрізняються від одиниці.

Розглянемо спрощену схему інтерферометра Майкельсона (рис. 1.1.8).

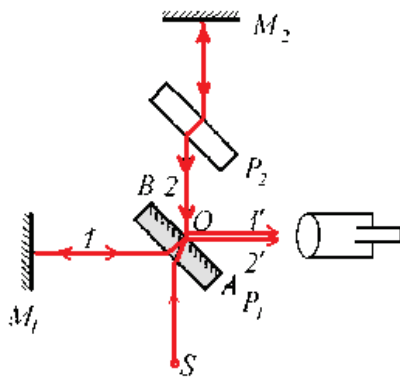


Рис. 1.1.8. Інтерферометр

Майкельсона.

Монохроматичне світло під джерела S падає під кутом 45° на плоскопаралельну пластинку P_1 . Сторона пластинки AB яка посріблена і напівпрозора, розділяє промінь на дві частини: промінь 1 який відбивається від посрібленого шару і промінь 2, що проходить крізь нього. Промінь 1 відбивається від дзеркала M_1 і повертається назад, знову проходить через пластинку P_1 ($1'$). Промінь 2 поширюється до дзеркала M_2 ,

відбивається від цього, повертається назад і відбивається від пластинки P_1 ($2'$). Оскільки промінь 1 проходить пластину P_1 двічі, то для компенсації різниці ходу, яка виникає на шляху другого променя, ставиться пластинка P_2 яку називають компенсатором.

Дзеркала M_1 і M_2 розміщують перпендикулярно одне до одного. Одне з них може переміщатися за допомогою мікрометричних гвинтів паралельно саме до себе.

Хвилі $1'$ і $2'$ – когерентні; тому за допомогою зорової труби можна спостерігати інтерференційну картину. Оптична різниця ходу хвиль $1'$ і $2'$ $\Delta = 2n_0(l_1 - l_2)$, де n_0 – абсолютний показник заломлення повітря, а l_1 і l_2 – відстані від точки O до дзеркал M_1 і M_2 .

Якщо $l_1 = l_2$ то буде інтерференційний максимум. Переміщення одного з дзеркал на відстань $\frac{\lambda_0}{4}$ призводить до виникнення інтерференційного мінімуму. Отже, за зміною інтерференційної картини можна зробити висновки про малі переміщення одного з дзеркал і тим самим використати інтерферометр Майкельсона для точних вимірювань довжини світлової хвилі, довжини тіла, зміни довжини тіла при зміні температури. Похибки при вимірюванні довжини $\lambda = 10^{-8}$ мм.

Інтерферометр Майкельсона можна використати для знаходження незначних змін показника заломлення прозорих тіл залежно від тиску, температури, наявності домішок. Такий інтерферометр називається **інтерференційним рефрактометром**.

1.2. Дифракція світла. Поляризаційні явища

Дифракцією називається сукупність явищ, що спостерігаються при поширенні світла в середовищі з різними неоднорідностями (поблизу границь непрозорих або прозорих тіл, через малі отвори), і які пов'язані зі зміною напрямку поширення світлових хвиль (порівняно з напрямом, передбаченим геометричною оптикою).

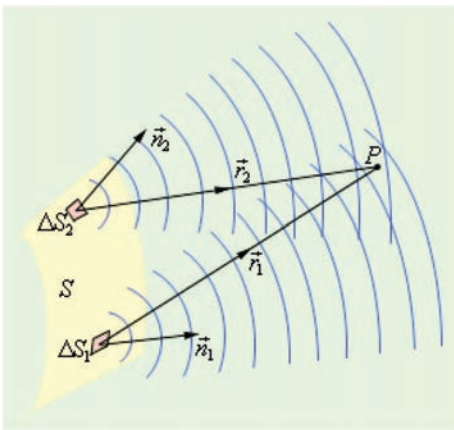


Рис. 1.2.1 Принцип Гюйгенса–Френеля: ΔS_1 і ΔS_2 – елементи хвильового фронту.

Дифракція, зокрема, призводить до огинання світловими хвилями перешкод і проникнення світла в область геометричної тіні.

Між інтерференцією і дифракцією немає суттєвої фізичної відмінності. Інтерференція хвиль – це перерозподіл інтенсивності, який виникає в результаті суперпозиції хвиль, що збуджуються скінченим джерелом когерентних джерел. Перерозподіл інтенсивності, який виникає внаслідок суперпозиції хвиль, що збуджуються когерентними джерелами, які розміщені неперервно, називається **дифракцією хвиль**.

Явище дифракції пояснюється на основі принципу Гюйгенса (рис. 1.2.1): *кожна точка, до якої доходить хвиля, служить центром вторинних хвиль, а обвідна цих хвиль дає положення хвильового фронту в наступний момент часу*.

Як приклад застосування принципу Гюйгенса розглянемо падіння плоскої хвилі на перешкоду з отвором (рис. 1.2.2).

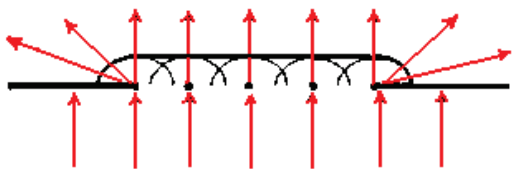


Рис. 1.2.2. Падіння плоскої хвилі на перешкоду з отвором.

Коли хвильовий фронт доходить до перешкоди, то кожна точка отвору стає джерелом вторинних хвиль, а обвідна цих хвиль задає фронт хвилі, що пройшла через отвір. Цей фронт плоский лише в середній частині, а біля границі отвору відбувається загинання хвильового

фронту, тобто хвиля проникає в область геометричної тіні, огинаючи краї перешкоди.

Принцип Гюйгенса – суто геометричний спосіб побудови хвильових поверхонь – розв’язує лише задачу про напрямок поширення хвильового фронту, але не зачіпає, по суті, питання про амплітуду, а отже, і про інтенсивність хвиль, що поширюються в різних напрямках. Френель вклав у принцип Гюйгенса фізичний зміст, доповнивши його ідеєю інтерференції вторинних хвиль. Принцип Гюйгенса – Френеля можна виразити такими положеннями:

1) під час розрахунку амплітуди світлових коливань, що збуджуються джерелом S_0 в довільній точці M , джерело S_0 можна замінити еквівалентною йому системою вторинних джерел – малих ділянок dS будь-якої замкненої допоміжної поверхні S проведеної так, щоб вона охоплювала джерело S_0 і не охоплювала розглядувану точку M ;

2) вторинні джерела, які еквівалентні джерелу S_0 , когерентні між собою, тому вторинні хвилі, збуджені ними, інтерферують, і розрахунок інтерференції найбільш простий, якщо S – хвильова поверхня для світла джерела S_0 , оскільки при цьому фази коливань всіх вторинних джерел однакові;

3) амплітуда dE_0 коливань, що збуджуються в точці M вторинним джерелом, пропорційна до площі dS відповідної ділянки хвильової поверхні обернено пропорційна до відстані r від неї до точки M і залежить від кута φ між зовнішньою нормаллю до хвильової поверхні і напрямком від елемента dS до точки M (рис. 1.2.3):

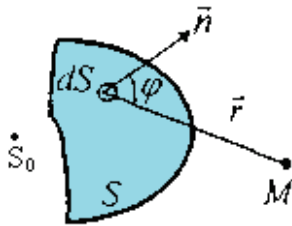


Рис.

1.2.3

$$dE_0 = f(\varphi) \frac{a}{r} dS \cos(\omega t - kr + \varphi_0),$$

де $(\omega t + \varphi_0)$ – фаза коливань в місці розміщення хвильової поверхні, a – величина, яка пропорційна до амплітуди первинних хвиль в точках елемента dS ; $f(\varphi)$ монотонно спадає від 1 (при $\varphi = 0$) до 0 (при $\varphi \geq \frac{\pi}{2}$) – вторинні джерела не випромінюють назад; кут φ називається *кутом дифракції*.

Амплітуда коливань вторинних хвиль.

4) якщо частина поверхні S закрита непрозорими екранами, то вона не випромінює енергію, а інші випромінюють так само, як і за відсутності екранів.

Врахування амплітуд і фаз вторинних хвиль дозволяє в кожному конкретному випадку знайти амплітуду результуючої хвилі в довільній точці простору, тобто визначити закономірності поширення світла. В загальному випадку розрахунок інтерференцій вторинних хвиль досить складний і громіздкий, однак для ряду випадків знаходження амплітуди результуючого коливання здійснюється алгебраїчним або геометричним додаванням.

Результуюче коливання в точці M є суперпозицією коливань dE_0 , взятих для всієї хвильової поверхні S :

$$E_{0M} = \int_S f(\varphi) \frac{a}{r} \cos(\omega t - kr + \varphi_0) dS. \quad (1.2.1)$$

Ця формула є аналітичним виразом принципу Гюйгенса – Френеля.

Метод зон Френеля. Прямолінійне поширення світла

За допомогою принципу Гюйгенса-Френеля можна обґрунтувати закон прямолінійного поширення світла в однорідному середовищі. Френель розв'язав цю задачу, розглянувши взаємну інтерференцію вторинних хвиль, і застосувавши прийом, який отримав назву *методу зон Френеля*.

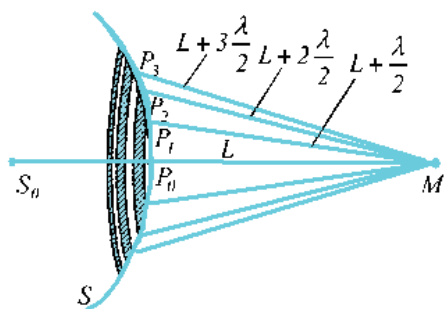


Рис. 1.2.4. Метод зон Френеля.

Знайдемо в довільній точці M амплітуду світлової хвилі, що поширюється в однорідному середовищі від точкового джерела S_0 .

Згідно з принципом Гюйгенса-Френеля замінимо дію джерела S_0 дією уявних джерел, які розміщені на допоміжній поверхні S , що є однією з хвильових поверхонь хвилі, яка поширюється від джерела S_0 (рис. 1.2.4).

Ця допоміжна поверхня є поверхнею сфери з центром в S_0 . Френель розбив хвильову поверхню S на кільцеві зони такого розміру, щоб відстані від країв зони до M відрізнялись на $\lambda/2$, тобто:

$$P_1M - P_0M = P_2M - P_1M = P_3M - P_2M = \dots = \lambda/2. \quad (1.2.2)$$

Подібне розбиття хвильової поверхні S на зони можна виконати, провівши з точки M концентричні сфери радіусами:

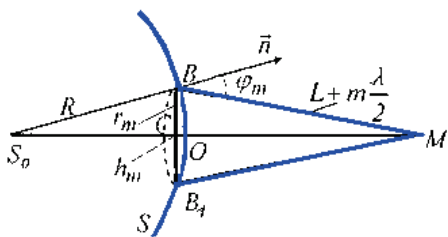
$$L + \lambda/2; \quad L + 2\lambda/2; \quad L + 3\lambda/2; \quad \dots \quad L + m\lambda/2.$$

Точки сфери S , що лежать від точки M на відстанях $L + \lambda/2$; $L + 2\lambda/2$; $L + 3\lambda/2$ і т.д. утворюють межі 1-ї, 2-ї, 3-ї і т.д. зон Френеля.

Оскільки коливання від сусідніх зон проходять до точки M відстані, які відрізняються на $\lambda/2$, то в точку M вони надходять з протилежними фазами і при накладанні ці коливання будуть взаємно ослаблюватися. Тому амплітуда результуючого коливання в точці M буде:

$$E_{OM} = E_{01} - E_{02} + E_{03} - E_{04} + \dots \pm E_{0m}, \quad (1.2.3)$$

де E_{01} , E_{02} , ..., E_{0m} – амплітуди коливань, що збуджуються 1-ю, 2-ю, ..., m -ю зонами. В цей вираз всі амплітуди коливань від непарних зон входять зі знаком «+», а від парних зон – зі знаком «-».



Мал. 1.2.5. Метод зон Френеля.

Величина E_{OM} залежить від площі σ_m m -ї зони і кута φ_m між зовнішньою нормаллю до поверхні зони в якій-небудь її точці і прямою, яка напрямлена з цієї точки в точку M . На рис. 1.2.5 точки B і B_1 відповідають зовнішній границі m -ї зони; $BC = r_m$ – радіус зовнішньої границі m -ї зони, $CO = h_m$ – висота сферичного сегмента BOB_1 .

З трикутників S_0BC і MBC видно, що:

$$r_m^2 = R^2 - (R - \square_m)^2 = \left(L + \frac{m\lambda}{2}\right)^2 - (L + \square_m)^2;$$

$$R^2 - R^2 + 2R\square_m - \square_m^2 = L^2 + 2L\frac{m\lambda}{2} + \left(\frac{m\lambda}{2}\right)^2 - L^2 - 2L\square_m - \square_m^2.$$

$$\text{Тоді } 2(R + L)h_m = m\lambda L + \left(\frac{m\lambda}{2}\right)^2.$$

Оскільки $\lambda \ll L$, то при не дуже великих m доданком $\left(\frac{m\lambda}{2}\right)^2$ можна знехтувати, і тоді $\square_m = \frac{m\lambda L}{2(R + L)}$.

Бічна поверхня кульового сегмента BOB_1 з сумою площ усіх m зон, починаючи з першої, дорівнює:

$$S_m = \sigma_1 + \sigma_2 + \dots + \sigma_m = 2\pi R h_m = \frac{\pi R L \lambda}{R + L} m,$$

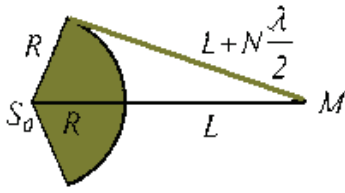
а площа m -ї зони Френеля:

$$\sigma_m = S_m - S_{m-1} = \frac{\pi R L \lambda}{R + L} m - \frac{\pi R L \lambda}{R + L} (m - 1) = \frac{\pi R L \lambda}{R + L} m. \quad (1.2.4)$$

Цей вираз не залежить від m отже, при не дуже великих m площі зон Френеля однакові. У такий спосіб побудова зон Френеля розбиває поверхню сферичної хвилі на рівні за площею зони.

Із збільшенням номера зони m зростають кут φ_m і відстань від зони до точки M . Згідно із принципом Гюйгенса-Френеля це призводить до монотонного зменшення інтенсивності випромінювання в напрямку точки M :

$$E_{01} > E_{02} > E_{03} > E_{04} > \dots$$



Загальне число N зон Френеля, які вміщуються на частині сфери, яка повернена до точки M (рис. 1.2.6), дуже велике.

З рис. 1.2.6 видно, що:

$$L + N \frac{\lambda}{2} = \sqrt{(L + R)^2 - R^2}. \text{ Звідси:}$$

$$N = \frac{2}{\lambda} (\sqrt{L^2 + 2LR} - L). \quad (1.2.5)$$

Рис. 1.2.6. Загальне число зон Френеля.

Якщо $R = L = 0,1 \text{ м}$; $\lambda = 5 \cdot 10^{-5} \text{ м}$, то $N \sim 3 \cdot 10^5$. Тому можна вважати, що в межах не дуже великих змін m залежність E_{0m} від m є лінійною, і амплітуда коливань, яка викликана якою-небудь m -ю зоною, дорівнює півсумі амплітуд коливань, що викликані $m-1$ -ю і $m+1$ -ю зонами. Тобто:

$$E_{0m} = \frac{1}{2} (E_{0m-1} + E_{0m+1}).$$

Тоді амплітуда результуючого коливання в точці M матиме такий вигляд:

$$E_{0m} = \frac{E_{01}}{2} + \left(\frac{E_{01}}{2} - E_{02} + \frac{E_{03}}{2} \right) + \left(\frac{E_{03}}{2} - E_{04} + \frac{E_{05}}{2} \right) + \dots = \frac{E_{01}}{2}, \quad (1.2.6)$$

оскільки усі вирази, що стоять у дужках, дорівнюють нулю. Отже, амплітуда коливань, що створюється в довільній точці M сферичною хвильовою поверхнею, дорівнює половині амплітуди коливань, що створюється однією центральною зоною. Дія всієї хвильової поверхні на точку M зводиться до дії її малої ділянки, меншої, ніж центральна зона.

Якщо у виразі $r_m^2 = R^2 - (R - h_m)^2$ покладемо, що висота сегмента $h_m \ll R$ (при невеликих m), тоді $r_m^2 = 2Rh_m$. Радіус зовнішньої границі m -ї зони Френеля:

$$r_m = \sqrt{2R h_m} = \sqrt{\frac{m \lambda R L}{R + L}}. \quad (1.2.7)$$

При $R = L = 0,1 \text{ м}$ і $\lambda = 0,5 \text{ мкм}$, $r = 0,16 \text{ мм}$. Отже, поширення світла від S_0 до M відбувається так, немовби світловий потік поширюється всередині дуже вузького каналу вздовж S_0M , тобто прямолінійно. У такий спосіб хвильовий принцип Гюйгенса-Френеля дозволяє пояснити прямолінійне поширення світла в однорідному середовищі.

Виразимо кількість зон Френеля m через радіус зовнішньої границі:

$$m = \frac{r_m}{\lambda} \frac{r_m(R+L)}{RL} = \frac{r_m^2}{\lambda} \left(\frac{1}{L} + \frac{1}{R} \right). \quad (1.2.8)$$

Кількість зон m симетрична відносно L і R . Це означає, що точкове джерело створює в точці M таку дію, яку створювало б у точці S_0 , якщо його розмістити у точці M .

Інтенсивність світла в точці M можна значно збільшити, якщо закрити всі парні або непарні зони Френеля. Тоді результуюча амплітуда коливань відповідно дорівнюватиме:

$$E_{0M} = E_{01} + E_{03} + E_{05} + \dots, \quad (1.2.9)$$

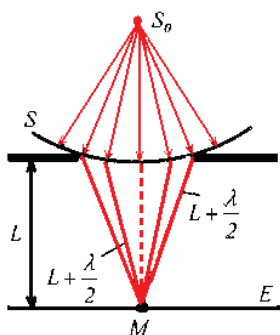
або

$$E_{0M} = E_{02} + E_{04} + E_{06} + \dots. \quad (1.2.10)$$

Екран, який перекриває всі парні або непарні зони Френеля, називається *зонною пластинкою*. Пластинка має складатися з прозорих або непрозорих кілець, радіуси яких дорівнюють r_m . Радіуси прозорих кілець підраховують для $m = 0, 2, 4, \dots$ непрозорих – для $m = 1, 3, 5$.

Дифракція Френеля на круглому отворі та диску

Дифракція Френеля – це дифракція сферичних світлових хвиль, а дифракційна картина спостерігається на скінченій віддалі від перешкоди, що викликала дифракцію.



Дифракція на круглому отворі

Нехай сферична хвиля, що поширюється з точкового джерела S_0 , зустрічає на своєму шляху екран з круглим отвором (рис. 1.2.7). Дифракційну картину спостерігаємо на екрані E в точці M , що лежить на лінії, яка з'єднує S_0 з центром отвору.

Рис. 1.2.7. Екран E паралельний до площини отвору і знаходиться від нього на відстані L . Побудуємо на відкритій частині фронту хвилі зони Френеля, що

відповідають точці M . Вигляд дифракційної картини залежить від кількості зон Френеля, які укладаються в отворі.

Якщо в отворі укладається m зон Френеля, то згідно з формулами:

$$E_{0M} = E_{01} - E_{02} + E_{03} - E_{04} + E_{05} + \dots, \pm E_{0m}$$

і

$$E_{0m} = \frac{1}{2}(E_{0m-1} + E_{0m+1}),$$

амплітуда E_{0M} результуючих коливань у точці M залежатиме від парності або непарності m .

Якщо кількість m зон Френеля непарна, то:

$$\begin{aligned} E_{0M} &= \frac{1}{2}E_{01} + \left(\frac{E_{01}}{2} - E_{02} + \frac{E_{03}}{2}\right) + \left(\frac{E_{03}}{2} - E_{04} + \frac{E_{05}}{2}\right) + \dots \\ &+ \left(\frac{E_{0m-2}}{2} - E_{0m-1} + \frac{E_{0m}}{2}\right) + \frac{1}{2}E_{0m} = \frac{E_{01}}{2} + \frac{E_{0m}}{2}. \end{aligned} \quad (1.2.11)$$

Якщо в отворі укладається парна кількість m зон, то

$$\begin{aligned} E_{0M} &= \frac{1}{2}E_{01} + \left(\frac{E_{01}}{2} - E_{02} + \frac{E_{03}}{2}\right) + \left(\frac{E_{03}}{2} - E_{04} + \frac{E_{05}}{2}\right) + \dots \\ &+ \left(\frac{E_{0m-2}}{2} - E_{0m-2} + \frac{E_{0m-1}}{2}\right) + \frac{1}{2}E_{0m-1} - E_{0m} \\ &= \frac{E_{01}}{2} + \frac{E_{0m-1}}{2} - E_{0m}. \end{aligned} \quad (1.2.12)$$

Отже, коли отвір відкриває непарну кількість зон Френеля, то амплітуда в точці M буде більша, ніж при вільному поширенні хвилі і у точці M буде інтерференційний максимум. Якщо m – парне, то у точці M – інтерференційний мінімум. Амплітуди коливань від двох сусідніх зон практично однакові. Тому:

$$\frac{1}{2}E_{0m-1} - E_{0m} = -\frac{1}{2}E_{0m}. \quad (1.2.13)$$

В результаті $E_{0M} = \frac{E_{0m}}{2} \pm \frac{E_{0m}}{2}$, де знак «+» стосується непарної, а знак «-» парної кількості зон Френеля.

Якщо в отворі укладається одна зона Френеля, то в точці M амплітуда $E_{0M} = E_{01}$, тобто вдвоє більша, ніж за відсутності непрозорого екрану з отвором. Якщо в отворі укладається дві зони Френеля, то їх дія в точці M практично

компенсована через інтерференцію. Таким чином, дифракційна картина від круглого отвору поблизу точки M матиме вигляд темних і світлих кілець з центрами в точці M (якщо m – непарне, то в центрі буде світлий круг (рис. 1.2.8.а)), коли m – парне – темний (рис. 1.2.8.б), причому інтенсивність $I \sim A^2$ максимумів зменшується з відстанню від центра картини.

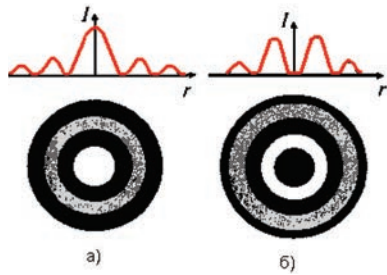


Рис. 1.2.8. Дифракційна картина від круглого отвору.

При незмінному положенні джерела світла кількість зон m залежить від діаметра отвору і відстані L . При зміні діаметра отвору змінюватиметься і кількість зон Френеля, що вміщуються на відкритій ділянці хвильового фронту. їх кількість буде змінюватись з парної на непарну і навпаки. Внаслідок цього інтенсивність світла в точці M періодично то зменшуватиметься, то збільшуватиметься. Така зміна інтенсивності також спостерігається, якщо екран E переміщати вздовж лінії S_0M .

У випадку, коли діаметр отвору великий, так що $E_{0M} \ll E_{01}$, то ніякої дифракційної картини на екрані не буде спостерігатись – світло в цьому випадку поширюється прямолінійно.

Якщо отвір освітлюється не монохроматичним, а білим світлом, то кільця будуть мати кольорове забарвлення, бо кількість зон Френеля, які вкладаються в отворі, залежить від довжини хвилі світла.

Дифракція на диску

Нехай сферична хвиля, яка поширюється від точкового джерела S_0 , зустрічає на своєму шляху непрозорий диск. У такому разі закрити диском ділянку фронту хвилі треба виключити з розгляду і будувати зони Френеля потрібно, починаючи з країв диска. На рис. 1.2.9 показано побудову цих зон для точки M екрана E , яка лежить навпроти центра диска. Амплітуда E_{0m} в точці M визначається спільною дією всіх відкритих зон, починаючи з першої:

$$E_{0M} = E_{01} - E_{02} + E_{03} - E_{04} + E_{05} + \dots, \pm E_{0m};$$

$$E_{0M} = \frac{1}{2}E_{01} + \left(\frac{E_{01}}{2} - E_{02} + \frac{E_{03}}{2}\right) + \left(\frac{E_{03}}{2} - E_{04} + \frac{E_{05}}{2}\right) + \dots = \frac{E_{01}}{2}.$$

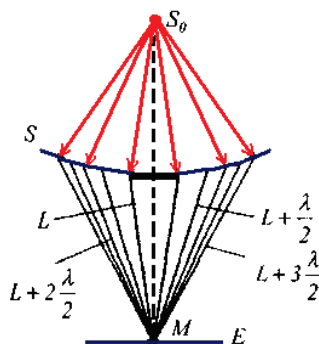


Рис. 1.2.9. Дифракція

на диску.

Отже, в точці M завжди буде інтерференційний максимум, який відповідає половині дії першої відкритої зони Френеля. Центральний максимум оточений концентричними темними і світлими інтерференційними кільцями, що чергуються. Зміна інтенсивності світла I із відстанню r від точки M наведена на рис. 1.2.8.а. Зі збільшенням радіуса диска перша відкрита зона віддаляється від M і збільшується кут φ між нормаллю до поверхні цієї зони в якій-небудь її точці і напрямком випромінювання в бік точки M . Тому інтенсивність центрального максимуму послаблюється при збільшенні розмірів диска. Якщо радіус диска набагато більший за радіус закритої ним центральної зони Френеля, то за диском буде звичайна тінь з дуже слабкою інтерференційною картиною в її межах.

Дифракція Фраунгофера на одній щілині і на дифракційній ґратці

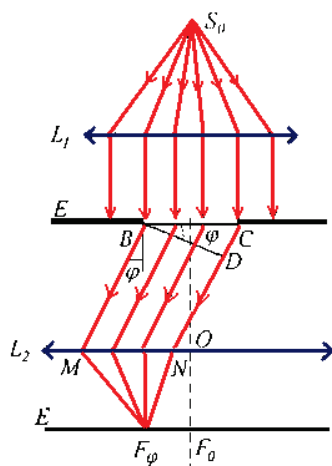


Рис. 1.2.10. Дифракція

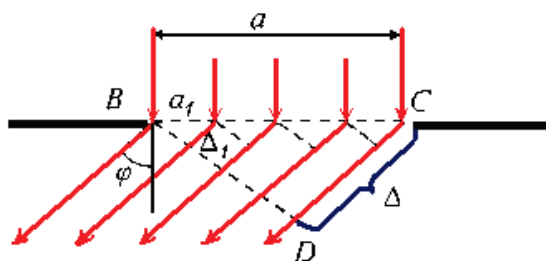
Фраунгофера.

Дифракція Фраунго-фера – це дифракція плоских світлових хвиль, у випадку коли джерело світла і точка спостереження нескінченно віддалені від перешкоди, яка створила дифракцію. Для здійснення дифракції Фраунгофера потрібно джерело світла S_0 помістити у фокусі збірної лінзи L_1 , а дифракційну картину досліджувати у фокальній площині другої збірної лінзи L_2 встановленої за перешкодою (рис. 1.2.10).

Дифракція на одній щілині

Нехай паралельний пучок монохроматичного світла падає нормально на непрозору плоску поверхню, в якій прорізано вузьку щілину BC , що має сталу ширину $a = BC$ і довжину $l \gg a$ (рис. 1.2.10). За принципом Гюйгенса – Френеля точки щілини є джерелами вторинних хвиль, які коливаються в одній фазі, бо площа щілини збігається з фронтом падаючої хвилі.

У бічному фокусі F_φ лінзи L_2 , збираються всі паралельні промені, які падають на лінзу під кутом φ до її оптичної осі OF_0 , яка перпендикулярна до фронту падаючої хвилі. Оптична різниця ходу Δ між крайніми променями CN і BM , які поширюються від щілини в цьому напрямку дорівнює $\Delta = CD = a \sin \varphi$, де BD – перпендикуляр, який опущений з точки B на промінь CN .



Щілину BC можна розбити на зони Френеля, які мають вигляд смуг, паралельних до ребра B щілини (рис. 1.2.11).

Ширина кожної зони вибирається так, щоб різниця ходу від країв цих зон дорівнювала $\Delta_1 = \lambda/2$, тобто разом на

Рис. 1.2.11. Дифракція Фраунгофера від щілини.

ширині щілини поміститься $n = \frac{\Delta}{\Delta_1} = \frac{\Delta}{\lambda/2}$ зон.

Ширина кожної зони дорівнює $a_1 = \frac{\Delta_1}{\sin \varphi} = \frac{\lambda}{2 \sin \varphi}$, тобто їх площі однакові. Всі зони в заданому напрямку випромінюють світло однакової інтенсивності. При інтерференції світла від кожної пари сусідніх зон амплітуда результуючих коливань дорівнює нулю, бо ці зони спричиняють коливання з однаковими амплітудами, але протилежними фазами. Отже, результат інтерференції світла в точці F_φ визначиться тим, скільки зон Френеля вкладається в щілині. Якщо кількість зон парна, то $n = 2k$ і

$$a \sin \varphi = \pm 2k \lambda / 2, \quad (k = 1, 2, 3, \dots).$$

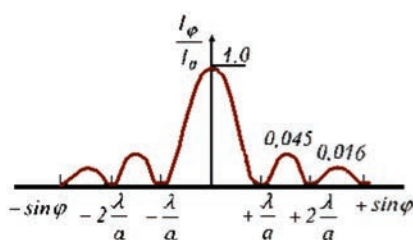
В точці F_φ отримується **дифракційний мінімум**. Знак $-$ у правій частині відповідає променям світла, які поширюються від щілини під кутом $-\varphi$ і збираються в бічному фокусі $F_{-\varphi}$ лінзи, який симетричний до F_φ відносно головного фокусу F_0 . Якщо кількість зон непарна, то:

$$a \sin \varphi = \pm (2k + 1) \frac{\lambda}{2}, \quad (k = 1, 2, 3, \dots), \quad (1.2.14)$$

і в точці F_φ буде **дифракційний максимум**, інтенсивність якого I_φ і який відповідає дії однієї зони Френеля. Величина k називається порядком дифракційного максимуму.

У напрямку $\varphi = 0$ спостерігатиметься найінтенсивніший центральний максимум нульового порядку інтенсивністю I_0 , бо коливання в точці F_0 створюються всіма ділянками щілини, коливання в яких відбуваються в одній фазі.

Залежність відношення $\frac{I_\varphi}{I_0}$ від $\sin \varphi$ зображено на рис. 1.2.12.



Розрахунок показує, що інтенсивності центрального і наступних максимумів співвідносяться як:

$$I_0 : I_1 : I_2 : I_3 = 1 : 0,045 : 0,016 : 0,0083 : \dots,$$

тобто основна частина світлової енергії зосереджена в центральному максимумі.

Мал. 1.2.12. Залежність відношення $\frac{I_\varphi}{I_0}$ від $\sin \varphi$.

Шириною дифракційного максимуму на екрані E називають відстань між двома найближчими до нього дифракційними мінімумами.

Ширина максимуму нульового порядку дорівнює відстані між двома мінімумами першого порядку, тобто $l = 2 \frac{\lambda}{a}$.

Отже, центральна світла смуга тим ширша, чим більша довжина хвилі λ і чим менша ширина щілини a . В межах самої центральної смуги інтенсивність досить швидко зменшується від її середини до країв.

При $\varphi = \pm \frac{\lambda}{2a}$ інтенсивність дорівнює 0,4 від максимальної.

Для $a = \lambda$ ($\sin \varphi = 1$, $\varphi = \frac{\pi}{2}$) головний максимум охоплює всю область екрана, тобто екран освітлений рівномірно. При збільшенні ширини щілини ($a > \lambda$) дифракційні смуги стають вузькими, а число мінімумів $k = \frac{a}{\lambda} \sin \varphi$ зростає. Дифракційна картина стає яскравішою, оскільки через ширшу щілину проходить більший світловий потік. Коли щілина досить широка ($a \gg \lambda$), то в центрі дифракційної картини буде чітке зображення джерела світла, що відповідає прямолінійному поширенню світла.

У випадку білого світла буде спостерігатися сукупність відповідних картин для різних кольорів. Центральний максимум має райдужне забарвлення по краях. Повного гасіння світла не буде в жодній точці екрана, бо максимуми і мінімуми світла з різними λ перекриваються.

Дифракційні ґрати

Дифракційні ґрати (рис. 1.2.13) – це система з великої кількості однакових за шириною і паралельних одна до одної щілин, що лежать в одній площині і відокремлені однаковими непрозорими проміжками: $BC = DP = a$; $CD = b$; $d = a + b$ – період дифракційних ґрат (рис. 1.2.14).

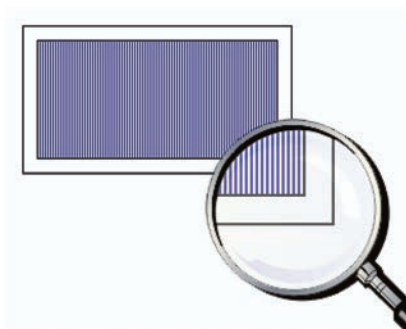


Рис. 1.2.13. Дифракційна ґратка.

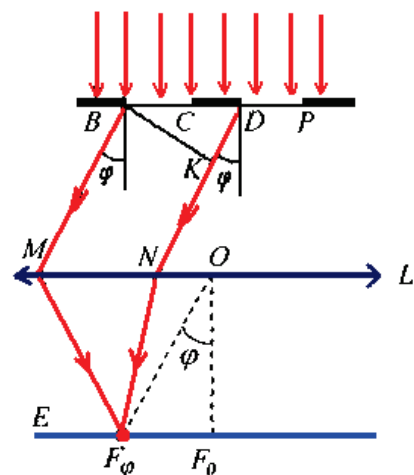


Рис. 1.2.14. Хід променів через дифракційну ґратку.

Розглянемо спочатку дифракцію плоскої монохроматичної хвилі, яка падає нормально на поверхню ґрат, що містить дві щілини. Коливання в усіх точках щілин відбуваються в одній фазі, оскільки ці точки лежать на одній і тій самій хвильовій поверхні. Знайдемо результуючу амплітуду коливань у точці F_φ екрана E , в якій збираються промені від усіх щілин ґрат, що падають на лінзу L під кутом φ до її оптичної осі OF_0 .

Очевидно, що в тих напрямках, в яких ні одна із щілин не поширює світла, воно не буде поширюватися і при двох щілинах, тобто *головні мінімуми інтенсивності* будуть спостерігатися в напрямках, що визначаються умовою:

$$a \sin \varphi = \pm k \lambda, \quad (k = 1, 2, 3, \dots). \quad (1.2.15)$$

Оскільки щілини знаходяться одна від одної на однакових відстанях, то різниця ходу променів, що йдуть від двох сусідніх щілин, будуть для даного напрямку φ однакові в межах всієї дифракційних ґрат:

$$\Delta = KD = (a + b) \sin \varphi = d \sin \varphi.$$

Внаслідок взаємної інтерференції світлових променів, які посиляються двома щілинами, в деяких напрямках вони будуть гасити один одного, тобто виникнуть додаткові мінімуми. Ці додаткові мінімуми будуть спостерігатися для променів, які поширюються від точок B і D двох щілин, якщо різниця ходу променів $\lambda/2, 3\lambda/2, \dots$

Отже, з урахуванням $d \sin \varphi = \Delta$ умова *додаткових мінімумів*:

$$d \sin \varphi = \pm (2m + 1) \lambda/2, \quad (m = 0, 1, 2, 3, \dots). \quad (1.2.16)$$

Якщо ж в різниці ходу променів з точок B і C , вміщується ціле число довжин хвиль, а саме $0, \lambda, 2\lambda, \dots$, то дія однієї щілини буде підсилюватися дією іншої. Отже, умова *головних максимумів* буде:

$$d \sin \varphi = \pm 2m \lambda/2 = \pm m \lambda, \quad (m = 0, 1, 2, 3, \dots). \quad (1.2.17)$$

Якщо дифракційні ґратки складається з N щілин, то умовою *головних максимумів* є вираз:

$$d \sin \varphi = \pm 2m \lambda / 2, \quad (m = 0, 1, 2, 3, \dots), \quad (1.2.18)$$

умовою головних мінімумів:

$$a \sin \varphi = \pm 2k \lambda / 2, \quad (k = 1, 2, 3, \dots), \quad (1.2.19)$$

умовою додаткових мінімумів:

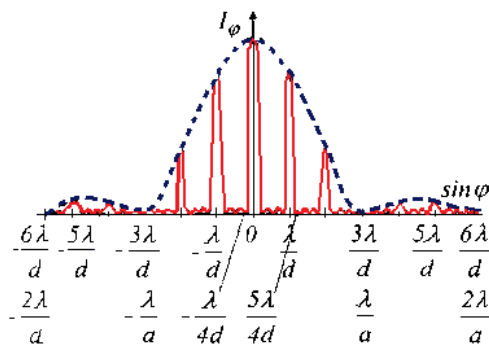
$$d \sin \varphi = \pm \frac{m'}{N} \lambda, \quad (1.2.20)$$

де $m' = 1, 2, \dots, N - 1, N + 1, \dots, 2N - 1, 2N + 1, \dots$, або:

$$d \sin \varphi = \pm (m + \frac{m'}{N}) \lambda, \quad (m = 0, 1, 2, \dots; m' = 1, 2, 3, \dots, N - 1).$$

Між двома сусідніми додатковими мінімумами утворюються максимуми, які називаються вторинними. При великому N найближчий до головного максимуму вторинний максимум має інтенсивність в 22 рази меншу, ніж інтенсивність головного максимуму.

Отже, між двома сусідніми головними максимумами знаходиться $N - 1$ додаткових мінімумів і $N - 2$ вторинних максимумів. На них накладатимуться мінімуми, що виникають при дифракції від однієї щілини.



Із формул

$$a \sin \varphi = \pm k \lambda \quad \text{і} \quad d \sin \varphi = \pm m \lambda$$

видно, що головний максимум m -го порядку збігається з k -м мінімумом від однієї щілини, якщо виконується рівність:

$$\frac{k}{a} = \frac{m}{d} \quad \text{або} \quad \frac{m}{k} = \frac{d}{a}.$$

На рис. 1.2.15 наведено розподіл інтенсивності I_φ від $\sin\varphi$ для $N = 4$ і $\frac{d}{a} = 3$.
 Рис. 1.2.15. Розподіл інтенсивності I_φ від $\sin\varphi$ для $N = 4$ і $\frac{d}{a} = 3$.

Пунктирна крива, що проходить через вершини головних максимумів, зображає інтенсивність, яка зумовлена дифракцією на одній щілині. Як видно з рис. 1.2.15, при $\frac{d}{a} = 3$ головні максимуми 3-го, 6-го тощо порядків збігаються з мінімумами інтенсивності від однієї щілини, тому ці максимуми зникають.

Чим більше щілин N , тим більша кількість світлової енергії пройде через ґратку, і тим більше мінімумів утворюється між сусідніми головними максимумами, тим інтенсивнішими і гострішими будуть максимуми.

Оскільки $\sin\varphi$ не може бути більшим за одиницю, то кількість головних максимумів $m \leq \frac{d}{\lambda}$.

Якщо дифракційні ґратки освітлюють білим світлом, то для різних значень λ положення всіх головних максимумів, крім центрального, не збігаються один з одним. Тому центральний максимум має вигляд білої смуги, а всі інші – райдужних смуг, які називають *дифракційними спектрами першого, другого і тощо порядків*. У межах кожної смуги забарвлення змінюється від фіолетового біля внутрішнього краю, який найближчий до максимуму нульового порядку до червоного – біля зовнішнього краю.

Різниця ходу хвиль у дифракційній ґратці залежить від довжини хвилі. Тому інтерференційні картини, одержані для хвиль різної довжини, будуть різними. Коли на дифракційну ґратку падає складна хвиля, то інтерференційна картина матиме вигляд різнобарвних смужок. Її називають дифракційним спектром. Такий спектр можна спостерігати, розглядаючи лазерний компактдиск, освітлений білим світлом (рис. 1.2.16).



Рис. 1.2.16. Явище дифракції на поверхні компакт-диска.

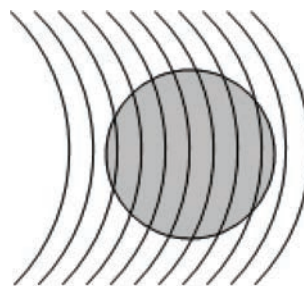


Рис. 1.2.17. Дифракційна ґратка на поверхні компакт-диска.

Мікроскопічні смужки на ньому утворюють дзеркальну дифракційну ґратку, яка й розкладає біле світло на складові кольори.

Дзеркальна поверхня компакт-диска являє собою спіральну доріжку, крок якої співмірний з довжиною хвилі видимого світла. На такій впорядкованій і дрібно-структурній поверхні у відбитому світлі помітно проявляються дифракційні і інтерференційні явища, що і є причиною райдужної забарвлення створюваних ним відблисків.

Промінь лазера займає на компакт-диску настільки малу площу, що цю ділянку можна вважати одномірною дифракційною ґраткою (рис. 1.2.17). Вона характеризується постійним кроком d , і умова максимумів у відбитому на ній світлі визначається за відомою формулою $d \sin \varphi_k = kl$, де k - номер (порядок) максимуму, l довжина хвилі падаючого світла. Формула справедлива при нормальному падінні променя на диск. У даному випадку спостерігаються по два дифракційних максимуму з кожного боку від падаючого променя.

Основними характеристиками дифракційних ґрат є кутова або лінійна дисперсія, дисперсійна область і роздільна здатність.

Кутовою дисперсією називається величина $D = \frac{d\varphi}{d\lambda}$, де $d\varphi$ – кутова відстань між двома спектральними лініями, яким відповідають довжини хвиль λ і $\lambda + d\lambda$.

Продиференціювавши формулу $d \sin \varphi = m\lambda$ по λ при сталому m , отримаємо:

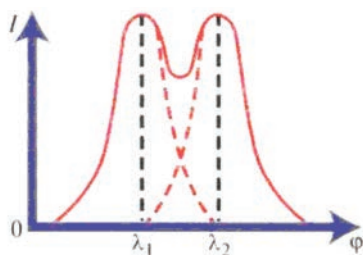
$$d \cos \varphi d\varphi = m d\lambda.$$

Звідси

$$D = \frac{d\varphi}{d\lambda} = \frac{m}{d \sin \varphi}. \quad (1.2.21)$$

Якщо кути дифракції φ малі, то $\cos \varphi \approx 1$ і $D = \frac{m}{d} = m \frac{N}{l}$, де l – довжина робочої ділянки ґрат.

Звідси видно, що дифракційний спектр рівномірний для всіх довжин хвиль.



Лінійною дисперсією називають величину

$D_{\text{лін}} = \frac{dl}{d\lambda}$, де dl – лінійна відстань на екрані між двома максимумами одного й того самого порядку m для хвиль λ і $\lambda + d\lambda$.

Якщо фокусна відстань лінзи, у фокальній площині якої спостерігається дифракційна картина, дорівнює F , то:

Рис. 1.2.18. Визначення роздільної здатності ґратки на основі критерію Релея.

$$dl \gg Fdj \quad \text{і} \quad D_{\text{лін}} = F \frac{dj}{d\lambda} = FD = F \frac{m}{d}.$$

Дисперсійною областю спектрального приладу, зокрема дифракційної ґратки, називається ширина спектрального інтервалу $\Delta\lambda$, в якому спектри не перекриваються. Нехай довжини світлових хвиль, що падають на ґратку, знаходяться в інтервалі від λ до $\lambda_1 = \lambda + \Delta\lambda$. Інтервал $\Delta\lambda$ буде дисперсійною областю ґратки тоді, коли правий край спектра $(m + 1)$ -го порядку для довжини хвилі λ збігатиметься з лівим краєм спектра m -го порядку для довжини хвилі λ_1 .

Цю умову можна записати так:

$$d \sin \varphi = m\lambda_1, \quad d \sin \varphi = (m + 1)\lambda,$$

звідси:

$$m\lambda_1 = (m + 1)\lambda, \quad \lambda_1 - \lambda = \Delta\lambda = \lambda/m.$$

Найменша різниця довжин двох спектральних ліній $\delta\lambda$, за якої спектральний прилад розділяє їх окремо, називається **спектральною розділюючою відстанню**, а величина $R = \frac{\lambda}{\delta\lambda}$ – **роздільною здатністю** приладу.

Для дифракційних ґрат Релей запропонував такий критерій спектрального розділення: спектральні лінії з довжинами хвиль λ і $\lambda_I = \lambda + \delta\lambda$ вважаються розділеними, якщо головний максимум дифракційної картини для хвилі довжиною λ збігається за своїм розміщенням з першим дифракційним мінімумом того самого порядку для хвилі довжиною λ_I , а інтенсивність в проміжку між максимумами становить не більше ніж 80 % від інтенсивності максимуму (рис. 1.2.18).

Нехай головний максимум m -го порядку для хвиль $\lambda_I = \lambda + \delta\lambda$ знаходиться на місці першого мінімуму ($m' = 1$) спектра того самого порядку для хвилі λ :

$$d \sin \varphi = m \lambda_I, \quad d \sin \varphi = \left(m + \frac{1}{N}\right) \lambda.$$

Звідси:

$$m(\lambda + \delta\lambda) = \left(m + \frac{1}{N}\right) \lambda, \text{ тобто } \delta\lambda = \frac{\lambda}{mN}.$$

Роздільна здатність ґрат:

$$R = \frac{\lambda}{\delta\lambda} = mN. \quad (1.2.22)$$

Отже, роздільна здатність ґрат пропорційна порядку спектра m і кількості N щілин.

$$\text{Оскільки } N = \frac{l}{d}, \text{ а } m = \frac{d \sin \varphi}{\lambda}, \text{ то } R = mN = \frac{l}{d} \frac{d \sin \varphi}{\lambda} = \frac{l \sin \varphi_{\max}}{\lambda},$$

де $\varphi_{\max}$ – максимальний кут дифракції ($\varphi_{\max} \leq 90^\circ$). Тому, максимальна роздільна здатність ґрат буде $\left(\frac{\lambda}{\delta\lambda}\right) \frac{l}{\lambda_{\max}}$.

Поляризація світла

Наслідком теорії Максвелла є поперечність світлових хвиль: вектори напруженості електричного $\vec{E}$ і магнітного $\vec{H}$ полів електромагнітної хвилі взаємно перпендикулярні і коливаються перпендикулярно до вектора

швидкості $\vec{v}$ поширення хвилі. Оскільки основне значення при дії світла на речовину має вектор напруженості $\vec{E}$ електричного поля – **світловий вектор**, – що діє на електрони в атомах речовини, в наступному будемо розглядати напрямок коливання лише цього вектора.

Світло є сумарним електромагнітним випромінюванням множини атомів.



Атоми ж випромінюють світлові хвилі незалежно один від одного, тому світлова хвиля, що випромінюється тілом, характеризується різноманітними рівноймовірними коливаннями світлового вектора (рис. 1.2.19).

Рис. 1.2.19. В даному випадку рівномірний розподіл векторів $\vec{E}$ пояснюється великим числом атомарних випромінювачів, а рівність амплітудних значень векторів $\vec{E}$ – однаковою в середньому інтенсивністю випромінювання кожного з атомів.

Природним називається світло, з усіма можливими рівноймовірними орієнтаціями вектора $\vec{E}$ (або $\vec{H}$) (рис. 1.2.19).

Поляризованим називається світло, в якому напрямки коливань вектора $\vec{E}$ якимось чином упорядковані (рис. 1.2.20).



Розглянемо дві монохроматичні взаємно перпендикулярні хвилі, що поширюються вздовж додатного напрямку осі OX :

$$E_y = E_{01} \cos(\omega t - kx),$$

$$E_z = E_{02} \cos(\omega t - kx + \varphi),$$

де $\omega = 2\pi\nu$ – циклічна частота, $k = \frac{\omega}{v}$ хвильове число, E_{01} , E_{02} – амплітуди E_y і E_z , φ – різниця фаз коливань E_y і E_z .

Рис. 1.2.20. Поляризоване світло.

Щоб знайти траєкторію результуючого коливання світлового вектора при додаванні двох взаємно перпендикулярних коливань, визначимо $\cos(\omega t - kx)$ з рівняння для E_y :

$$\cos(\omega t - kx) = \frac{E_y}{E_{01}},$$

тоді:

$$\sin(\omega t - kx) = \sqrt{1 - \left(\frac{E_y}{E_{01}}\right)^2}.$$

Оскільки

$$\cos(\omega t - kx + \varphi) = \cos(\omega t - kx)\cos\varphi - \sin(\omega t - kx)\sin\varphi,$$

то:

$$\frac{E_z}{E_{02}} - \frac{E_y}{E_{01}}\cos\varphi = \sqrt{1 - \left(\frac{E_y}{E_{01}}\right)^2}\sin\varphi.$$

Піднесемо до квадрата це рівняння, в результаті:

$$\frac{E_y^2}{E_{01}^2} + \frac{E_z^2}{E_{02}^2} - 2\frac{E_y E_z}{E_{01} E_{02}}\cos\varphi = \sin^2\varphi. \quad (1.2.22)$$

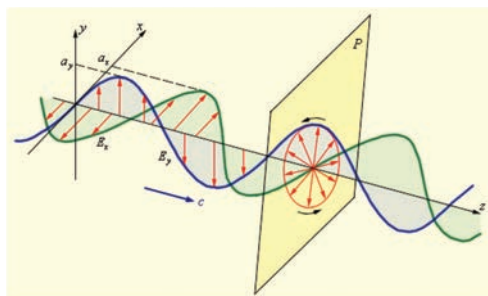


Рис. 1.2.21. Складання двох взаємно перпендикулярно поляризованих хвиль і утворення еліптично поляризованої хвилі.

Отримане співвідношення є рівнянням еліпса, довільно орієнтованого відносно осей OY і OZ . Отже, кінець вектора $\vec{E}$ в кожній точці поля описує еліпс, який лежить у площині, що перпендикулярна до осі OX . Така хвиля називається **еліптично поляризованою** (рис. 1.2.21).

Якщо $\varphi = \pm(2m + 1)\frac{\pi}{2}$, ($m = 0, 1, 2, \dots$), то отримуємо рівняння еліпса, орієнтованого відносно осей OX і OY :

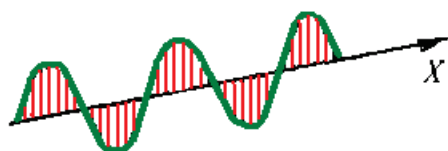
$$\frac{E_y^2}{E_{01}^2} + \frac{E_z^2}{E_{02}^2} = 1. \quad (1.2.23)$$

При $E_{01} = E_{02} = E_0$ еліпс вироджується в коло. Така хвиля називається **циркулярно поляризованою (поляризованою по колу)**.

Якщо відносно напрямку променя вектор $\vec{E}$ обертається проти годинникової стрілки, поляризація називається **правою**, в протилежному випадку – **лівою**.

Якщо $\varphi = \pm m\pi$ ($m = 0, 1, 2, \dots$), то еліпс вироджується в пряму:

$$\frac{E_y^2}{E_{01}^2} \pm \frac{E_z^2}{E_{02}^2} = 0. \quad (1.2.24)$$



Така хвиля називається **лінійно поляризованою** (плоскополяризованою) (рис. 1.2.22).

Якщо внаслідок яких-небудь зовнішніх впливів переважає певний напрямок коливань вектора $\vec{E}$, то світло називається **частково поляризованим**.

Площину, в якій відбувається коливання вектора $\vec{E}$ і відбувається поширення електромагнітної хвилі називають **площиною поляризації**.

За міру ступеня поляризації приймають вираз:

$$P = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}}, \quad (1.2.25)$$

де I_{min} і I_{max} відповідно, максимальна і мінімальна інтенсивність світла, що відповідають двом перпендикулярним компонентам вектора $\vec{E}$. Для природного світла $I_{max} = I_{min}$ і $P = 0$. Для плоскополяризованого – $I_{min} = 0$ і $P = 1$. Для еліптично поляризованого світла поняття ступеня поляризації не застосовується (у такого світла коливання повністю впорядковані).

Поляризацією світла називається виділення лінійно поляризованого світла із природного або частково поляризованого.

Плоскополяризоване світло можна отримати з природного за допомогою приладів, які називаються **поляризаторами**. Ці прилади вільно пропускають коливання, які паралельні до площини поляризації, яка називається **головною площиною**, і повністю або частково затримують коливання, які перпендикулярні до цієї площини. В ролі поляризаторів можуть виступа прозорі

середовища, які анізотропні відносно коливань вектора $\vec{E}$, наприклад, кристали, наприклад, турмалін, гіпс,

Прилади, за допомогою яких аналізують ступінь поляризації світла, називають **аналізаторами**.

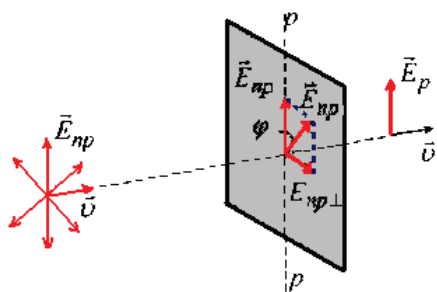


Рис. 1.2.23. Виділення з природного світла поляризованого.

Нехай на поляризатор падає природне світло (рис. 1.2.23).

Виберемо хвилю, вектор напруженості електричного поля якої $\vec{E}_{np}$, коливається у площині, що утворює з головною площиною поляризатора p - p кут φ . При вході в поляризатор падаючу хвилю можна зобразити у вигляді двох коливань у взаємно перпендикулярних площинах:

$$E_{np||} = E_{np} \cos \varphi, \quad E_{np\perp} = E_{np} \sin \varphi.$$

Перше коливання пройде через поляризатор, друге буде затримане. Інтенсивність хвилі, що пройшла, пропорційна до $E_{np||}^2 = E_{np}^2 \cos^2 \varphi$, тобто дорівнює:

$$I_p = I_{np} \cos^2 \varphi,$$

де I_{np} – інтенсивність коливань з амплітудою E_{np}^2 .

В природному світлі всі значення φ рівноймовірні. Тому частка світла, що пройшло через поляризатор, буде дорівнювати середньому значенню $\cos^2 \varphi$, тобто $\frac{1}{2}$ і

$$I_p = \frac{1}{2} I_{np}. \quad (1.2.26)$$

Під час обертання поляризатора навколо напрямку природного світла інтенсивність світла, що пройшло, залишається однією і тією самою, але при цьому змінюється орієнтація площини поляризації світла, що вийшло з поляризатора.

Нехай на аналізатор падає лінійно поляризоване світло, отримане за допомогою поляризатора, головна площина якої і p - p утворює кут φ з головною площиною аналізатора a - a (рис. 1.2.24).

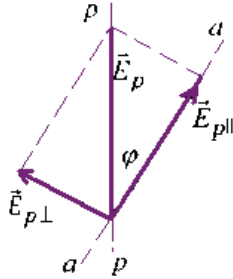


Рис. 1.2.24. Амплітуди вектора напруженості електричного поля лінійно поляризованого променя, який пройшов крізь аналізатор.

При вході в аналізатор лінійно поляризований промінь, амплітуда електричного вектора якого E_p , поділиться на два лінійно поляризовані промені, площини поляризацій яких взаємно перпендикулярні. Амплітуди вектора напруженості електричного поля цих променів будуть:

$$E_{p\perp} = E_p \sin \varphi, \quad E_{p\parallel} = E_p \cos \varphi.$$

Оскільки аналізатор пропускає коливання електричного вектора, що відбуваються в площині a - a , а інтенсивність пропорційна до квадрату амплітуди E_p :

$$I_a = I_p \cos^2 \varphi. \quad (1.2.27)$$

Якщо аналізатор не абсолютно прозорий, то:

$$I_a = k_a I_p \cos^2 \varphi, \quad (1.2.28)$$

де k_a – коефіцієнт прозорості аналізатора.

Отримані співвідношення виражають **закон Малюса** (рис. 1.2.25).

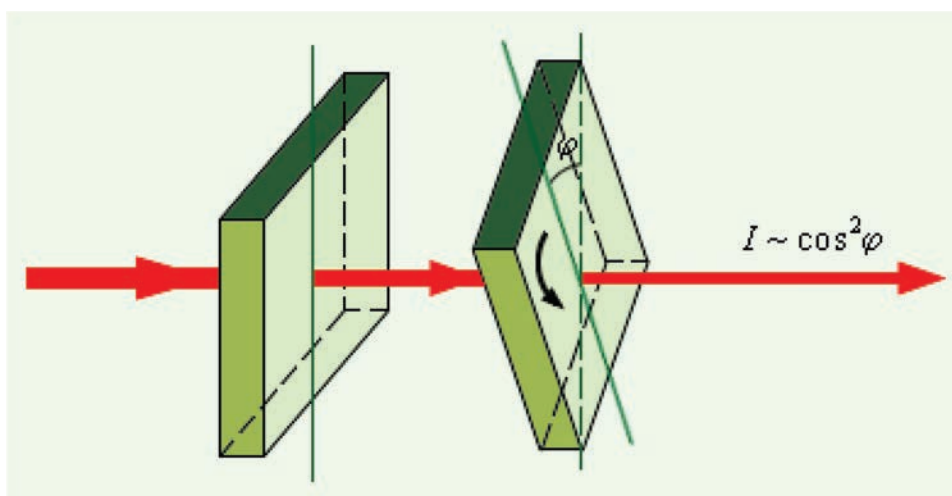


Рис. 1.2.25. Демонстрація до закону Малюса.

Поляризація світла при відбиванні. Закон Брюстера

Якщо природне світло падає на межу поділу двох діелектриків наприклад, повітря і скла, то частина його відбивається, а частина заломлюється і поширюється у другому середовищі. Якщо встановити на шляху відбитого і заломленого променів аналізатор, то видно, що відбитий і заломлений промені частково поляризовані: при повертанні аналізатора навколо променів інтенсивність світла періодично посилюється і ослаблюється, але повного гасіння не спостерігається.

Подальші дослідження показали, що у відбитому промені переважають коливання, перпендикулярні до площини падіння ($\bullet$), в заломленому – коливання, паралельні до площини падіння ($\uparrow$) (рис. 1.2.26).

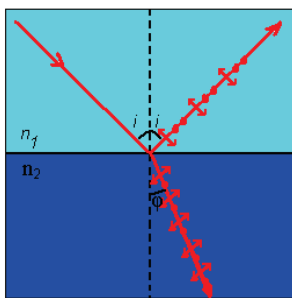


Рис. 1.2.26. Поляризація світла в процесі відбивання та заломлення.

Ступінь поляризації – ступінь виділення світлових хвиль з певною орієнтацією електричного вектора – залежить від кута падіння променів і показника заломлення.

Відбитий промінь є лінійно поляризованим в площині, яка перпендикулярна до площини падіння променя, якщо кут падіння задовольняє умові:

$$\operatorname{tg} i_{\text{Бр}} = n_{21}, \quad (1.2.29)$$

де n_{21} – показник заломлення другого середовища відносно першого.

Цей закон називається **законом Брюстера**, а кут $i_{\text{Бр}}$ – кутом Брюстера.

Подвійне променезаломлення

Усі прозорі кристали, крім кристалів кубічної системи, які оптично ізотропні, є оптично анізотропними. Їх відносна діелектрична проникність і показник заломлення залежать від напрямку електричного вектора $\vec{E}$ світлової хвилі.

В оптично анізотропних кристалах спостерігається явище *подвійного променезаломлення*, сутність якого в тому, що промінь світла, який падає на поверхню кристала, роздвоюється в ньому на два заломлені промені, що поширюються з різними швидкостями.

Кристали, які здійснюють подвійне променезаломлення, діляться на одновісні і двовісні. В одновісних кристалах для одного із заломлених променів виконується закон заломлення. Цей промінь називається *звичайним* (*o*). Для другого променя, який називається *незвичайним* (*e*), відношення синусів кута падіння і кута заломлення не залишається сталим при зміні кута падіння. Незвичайний промінь не лежить в одній площині з падаючим променем і нормаллю до кристала поверхні.

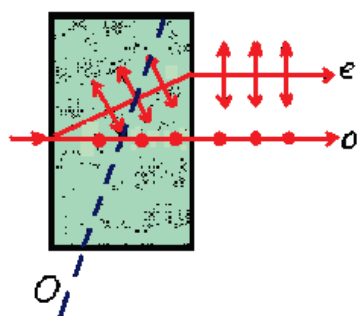


Рис. 1.2.27. Явище подвійного променезаломлення в одновісному кристалі.

На рис. 1.2.27 показано явище подвійного променезаломлення в одновісному кристалі, коли пучок світла падає на кристал нормально. Один з променів (*o*) є продовженням падаючого, а інший (*e*) при проникненні в кристал відхиляється на якийсь кут.

Одновісними кристалами є ісландський шпат, кварц, турмалін, а двовісними – слюда, гіпс. У двовісних кристалах обидва промені незвичайні.

В одновісних кристалах існує один напрямок, вздовж якого подвійне променезаломлення не спостерігається.

Напрямок в кристалі, по якому поширюються звичайні і незвичайні промені не розділяючись і з однаковою швидкістю, називається *оптичною віссю кристала*.

Оптична вісь – це не пряма лінія, по якій проходить через якусь точку кристала, а певний напрямок в кристалі. Довільна пряма, паралельна до цього напрямку, є оптичною віссю кристала.

Площина, яка проходить через промінь і оптичну вісь кристала, що перетинає промінь, називається *головною площиною*, або головним перерізом кристала, що відповідає цьому променю. Через кристал можна провести нескінченну множину паралельних оптичних осей і нескінченну множину паралельних головних перерізів.

Дослідження звичайного і незвичайного променів показує, що обидва промені повністю поляризовані у взаємно перпендикулярних напрямках. Електричний вектор у звичайному промені перпендикулярний до площини головного перерізу ($\bullet$), а в незвичайному промені лежить у площині головного перерізу ($\uparrow$) (рис. 1.2.27), тобто площина поляризації звичайного променя перпендикулярна до площини головного перерізу, а незвичайного – збігається з площиною головного перерізу.

Явище подвійного променезаломлення лежить в основі дії поляризаційних пристроїв, які служать для отримання поляризованого світла. Найчастіше для цього застосовуються призми і поляроїди. Призми ділять на два класи:

- 1) призми, що дають лише плоскополяризований промінь (поляризаційні призми);
- 2) призми, що дають два поляризовані у взаємно перпендикулярних площинах промені (двозаломні призми).

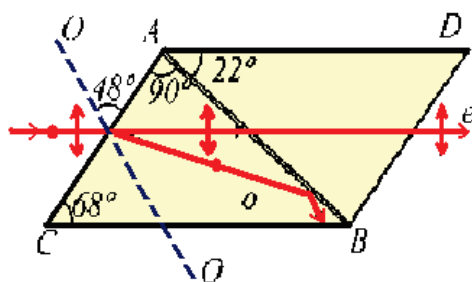


Рис. 1.2.28. Призма Ніколя (ніколь).

Типовий представник поляризаційних призм – призма Ніколя (ніколь) – подвійна, з кристалу ісландського шпату, розрізана і склеєна склеєні вздовж лінії AB канадським бальзамом з $n = 1,55$ (рис. 1.2.28).

Оптична вісь OO спрямована під кутом 48° до входної грані AC . Промінь при падінні на грань AC внаслідок подвійного заломлення поділяється на звичайний (o) і незвичайний (e) промені. При певному виборі кутів призми звичайний промінь падає на шар бальзаму під кутом 76° , який більший за граничний кут повного внутрішнього відбивання,

відбивається, падає на зачорнену грань CB і нею поглинається. Незвичайний промінь виходить з призми паралельно до грані CB . Площина його поляризації збігається з площиною головного перерізу.

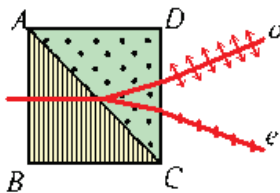


Рис. 1.2.29. Призма Волластона.

Прикладом двозаломної призми є призма Волластона, яка складається з двох прямокутних призм із ісландського шпату (рис. 1.2.29). У призмі ABC оптична вісь паралельна до катета AB , а в призмі ACD до ребра C , яке перпендикулярне до площини рисунка. Природне світло падає нормально на грань AB ; обидва промені, звичайний і незвичайний, що виникають в призмі ABC , ідуть вздовж одного напрямку, відповідно з швидкостями u_o і u_e . У іншій призмі вони також поширюються в напрямку, який перпендикулярний до оптичної осі, але оскільки оптичні осі в обох призмах взаємно перпендикулярні, то звичайний промінь в першій призмі перетворюється у незвичайний в іншій і навпаки. Тому звичайний промінь в першій призмі заломиться на межі обох призм з відносним показником заломлення n_e/n_o , а промінь незвичайний – з n_o/n_e . Для ісландського шпату $n_o > n_e$ і тому $n_e/n_o < 1$, а $n_o/n_e > 1$. Перший промінь заломиться в бік ребра C призми ACD , а другий – в бік її основи AD . Цим досягається значне розходження променів. Обидва промені плоско поляризовані.

Всі двозаломні кристали тією чи іншою мірою поглинають світло. Коефіцієнт поглинання не однаковий для звичайного і незвичайного променів і залежить від напрямку поширення світла в кристалі. Ця явище називається *дихроїзмом*. Значний дихроїзм у видимій області спектра мають кристали турмаліну, в якому коефіцієнт поглинання для звичайних променів у багато разів більший, ніж для незвичайних. Пластинка турмаліну завтовшки 1 мм практично повністю поглинає звичайні промені, і світло, що проходить крізь неї, буде лінійно поляризованим.

Плівка завтовшки 0,1 мм, на яку нанесено кристалики гепатиту, повністю поглинає звичайний промінь видимої області спектра.

Поляризатори, для створення яких використане явище дихроїзму, називаються **поляроїдами**.

Штучна оптична анізотропія

Подвійне променезаломлення спостерігається в природних анізотропних середовищах. Існують різні способи отримання *штучної оптичної анізотропії* тобто надання оптичної анізотропії природно ізотропним речовинам.

Оптично ізотропні речовини стають оптично анізотропними під дією:

- 1) *одностороннього стиску або розтягу*: кристали кубічної системи, скла та ін. (Т. Зеєбек, Д. Брюстер);
- 2) *електричного поля*: рідини, аморфні тіла, гази (Керр);
- 3) *магнітного поля*: рідини, скло, колоїди (Коттон, Мутон).

Явище штучної оптичної анізотропії при деформаціях використовують для виявлення внутрішніх залишкових напруг, які можуть виникати у виробках зі скла та інших прозорих ізотропних матеріалів внаслідок порушення технології їх виготовлення. Оптичний метод вивчення на прозорих моделях розподілу внутрішніх напруг у різних напружених частинах машин і споруд широко застосовують у сучасній техніці. Для нього використовують моделі, виготовлені з целулоїду або іншої анізотропної речовини.

Оскільки величина оптичної анізотропії пропорційна до напруги σ , то за виглядом смуг однакового кольору (ізохром), що виникають при спостереженні моделі між схрещеними ніколями, можна зробити висновок про величину напруг.

Оптична анізотропія може виникнути і в рідині під впливом зовнішніх динамічних впливів. Виникнення оптичної анізотропії в потоці може бути використане для вивчення властивостей полімерів, з яких виготовляють штучні каучуки і пластмаси.

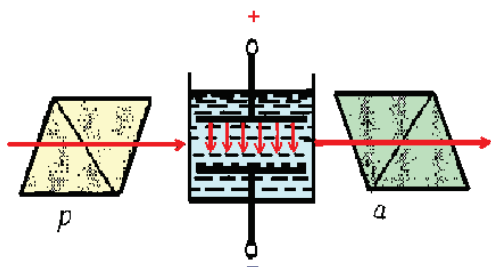


Рис. 1.2.30. Схема ефекту Керра.

У 1875 р. Д. Керр виявив, що рідкий або твердий ізотропний діелектрик, вміщений у дуже сильне однорідне електричне поле, стає оптично анізотропним. Це явище називають **ефектом Керра**.

Принципову схему спостереження

цього явища в рідинах зображено на рис. 1.2.30, де p і a – поляризатор і схрещений з ним аналізатор. Між ними розміщена кювета з конденсатором («комірка Керра»), між пластинами якого знаходиться досліджувана рідина. За відсутності електричного поля світло через систему не проходить.

Досліди показали, що під дією однорідного електричного поля в плоскому конденсаторі рідина набуває властивостей одновісного двозаломлюючого кристала, оптична вісь якого збігається з напрямком вектора $\vec{E}$ напруженості поля конденсатора. Різниця показників заломлення рідини для звичайного і незвичайного променів монохроматичного світла в напрямку, який перпендикулярний до вектора $\vec{E}$, пропорційна E^2 :

$$n_o - n_e = k_2 E^2, \quad (1.2.30)$$

де k_2 – коефіцієнт пропорційності.

Якщо довжина шляху променів між обкладками конденсатора l то різниця фаз між звичайним і незвичайним променями дорівнює:

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda_0} (n_e - n_o) l = \frac{2\pi}{\lambda_0} l k_2 E^2 = 2\pi B E^2, \quad (1.2.31)$$

де $B = \frac{k_2}{\lambda_0}$ стала Керра, яка залежить від природи речовини, довжини хвилі λ_0 , температури, і швидко зменшується з її збільшенням. Часто користуються іншою константою Керра K , яка пов'язана з B співвідношенням: $K = \frac{B \lambda_0}{n}$, n – абсолютний показник заломлення речовини за відсутності електричного поля.

У 1930 р. було виявлено існування ефекту Керра і в газах. Складність спостереження цього явища пов'язана з тим, що значення B для газів на кілька

порядків менше ніж для рідин. Для більшості речовин $B > 0$, тобто ці речовини за своїми оптичними властивостями в однорідному електричному полі подібні до оптично позитивних одновісних кристалів. Є речовини, для яких $B < 0$.

Ефект Керра пояснюється різною поляризацією молекул у різних напрямках. За відсутності поля молекули орієнтовані довільно, тому рідина загалом не виявляє анізотропії. Під дією поля молекули повертаються так, щоб в напрямі поля були орієнтовані або їх дипольні електричні моменти (у полярних молекул), або напрям найбільшої поляризації (у неполярних молекул). В результаті речовина стає оптично анізотропною.

Ефект Керра практично безінерційний. тобто перехід речовини з ізотропного стану в анізотропний (і назад) при вмиканні поля становить $\sim 10^{-10}$ с. Тому цей ефект може бути ідеальним світловим затвором і застосовується в швидкоплинних процесах (звукозапис, відтворення звуку, швидкісне фото- і кінознімання), в оптичній локації, тощо.

Штучну анізотропію можна також створити дією магнітного поля, яка спостерігається в речовинах, молекули яких анізотропні, тобто в парамагнетиках. За відсутності зовнішнього магнітного поля молекули розміщуються хаотично, результатом чого є статистична ізотропія. Якщо таку речовину помістити в досить сильне магнітне поле, то відбудеться напрямлена орієнтація власних магнітних моментів молекул. Це зумовлює анізотропію речовини, що призводить до подвійного заломлення променів. Таке середовище поводить себе як одновісний кристал, оптична вісь якого паралельна до вектора індукції поля $\vec{B}$. Це явище називається *ефектом Коттона-Мутона*.

Обертання площини поляризації

Явище повертання площини поляризації світлової хвилі на деякий кут при проходженні світла крізь кристалічні тіла і деякі ізотропні рідини, називається **обертанням площини поляризації** або **оптичною активністю**.

Якщо речовина не знаходиться у зовнішньому магнітному полі, то оптична активність буде природною.

Природна оптична активність була відкрита в 1811 р. Д. Араго на пластинках з кварцу, які вирізані перпендикулярно до оптичної осі.

Нехай погляд спостерігача спрямований назустріч падаючому променю. Обертання називають правим (додатним), якщо площина поляризації повертається вправо (за годинниковою стрілкою) для спостерігача, і лівим (від'ємним), якщо вона повертається вліво.

В природі існує два типи кристалів кварцу, які є дзеркальним відображенням один одного. Перші обертають площину поляризації вправо, другі – вліво і відповідно називаються право- і лівообертаючим кварцем. Кут обертання площини поляризації пропорційний до товщини шару оптично активної речовини:

$$\varphi = \alpha l, \quad (1.2.32)$$

де l – довжина шляху променя в оптично активному середовищі; α – коефіцієнт пропорційності, який називають обертально здатністю, або питомим обертанням, залежить від природи речовини, від температури та довжини хвилі.

Питоме обертання α дорівнює величині кута, на який повертається площина поляризації монохроматичного світла при проходженні шару завтовшки 1 м.

Далеко від смуг поглинання світла речовиною залежність α від λ задовольняє закон Біо $\alpha \sim \frac{1}{\lambda^2}$.

Для оптично активних рідин та розчинів Ж. Біо встановив, що кут повороту площини поляризації прямо пропорційний товщині шару l і концентрації C оптично активної речовини, тобто $\varphi = [\alpha]Cl$, де $[\alpha]$ – коефіцієнт пропорційності, який називається питомим обертанням розчину. Коефіцієнт $[\alpha]$ залежить від природи оптично активної речовини і розчинника, температури та довжини хвилі світла.

Властивості оптичної активності розчинів дають змогу визначити їх концентрації. Прилади, за допомогою яких проводять такі вимірювання,

називаються поляриметрами. Оскільки для розчину цукру питоме обертання $[\alpha]$ значне, то поляриметри набули широкого застосування в цукрометрії.

Явище поляризації лягло в основу принципів роботи рідкокристалічних моніторів.

LCD–монітори на рідких кристалах



Рис. 1.2.31. LCD монітор.

У дисплеях на рідких кристалах (LCD–Liquid Crystal Display) безбліковий плоский екран (рис. 1.2.31) і низька потужність споживання електричної енергії (5 Вт, тоді як монітор з електронно-променевою трубкою споживає 100 Вт).

Існує три види дисплеїв на рідких кристалах:

- монохромний з пасивною матрицею;
- кольоровий з пасивною матрицею;
- кольоровий з активною матрицею.

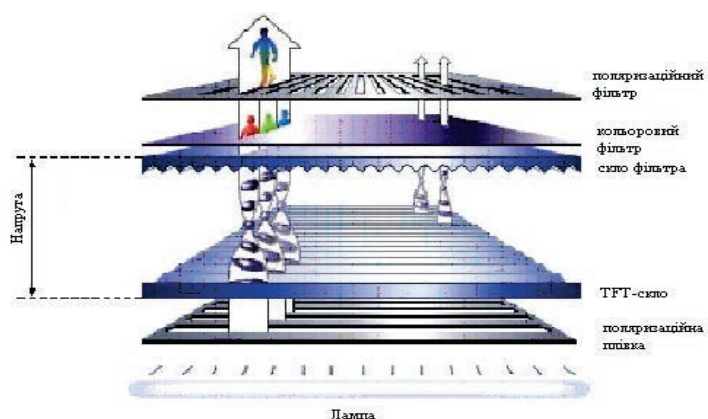


Рис. 1.2.32. Будова LCD.

У дисплеях на рідких кристалах поляризаційний фільтр створює дві різні світлові хвилі (рис. 1.2.32). Світлова хвиля проходить скрізь рідкокристалічну комірку. Кожен колір має свою комірку.

Рідкі кристали – молекули, що можуть перетікати як рідина. Ця речовина пропускає світло, а під дією електричного заряду, молекули змінюють свою орієнтацію, змінюючи при цьому вісь поляризації.

У дисплеях на рідких кристалах із пасивною матрицею кожною коміркою керує електричний заряд (напруга), який передається через транзисторну схему відповідно до розташування комірок у рядках і стовпцях матриці екрана.

У дисплеях з активною матрицею кожна комірка керується окремим транзисторним ключем. Це забезпечує вищу яскравість зображення ніж у дисплеях із пасивною матрицею, оскільки кожна комірка знаходиться під дією постійного, а не імпульсного електричного поля. Відповідно, активна матриця споживає більше енергії. Крім того, наявність окремого транзисторного ключа для кожної комірки ускладнює виробництво, що у свою чергу збільшує ціну монітора.

Основними характеристиками рідкокристалічних моніторів є:

1. тип матриці:

- пасивні матриці (виготовляються за технологію STN);
- активні матриці (виготовляються за технологією TFT);

2. роздільна здатність називається власною (native). Можна також встановити і нижчу роздільну здатність, однак при цьому зображення буде займати частину екрану із збереженням якості, або буде розтягнуте на весь екран методом екстраполяції, але із значними втратами якості;

3. частота оновлення LCD–моніторів може бути набагато нижчою, ніж у CRT-моніторів. Для LCD–моніторів досить 60 Гц. Насправді низька частота оновлення в LCD–моніторів забезпечує краще зображення, ніж висока;

4. час реакції на зміну електричного струму пов'язаний з використанням транзисторів, для переключення яких потрібен певний час. Між увімкненням і вимкненням транзистора і перемиканням відповідного пікселя в потрібний стан завжди існує певна затримка, що і визначає якість відтворення при швидкій зміні зображення;

5. кут огляду на LCD–моніторах декларується 160° – 170° , однак найкращу якість зображення отримують лише при відносно невеликих кутах огляду;

6. інтерфейс LCD–моніторів може бути аналоговим, цифровим або поєднанням обох типів інтерфейсів підключення до відео карт;

7. контрастність LCD–монітора визначається відношенням яскравостей між найяскравішим білим і найтемнішим чорним кольором. Добрим контрастним співвідношенням вважається 120:1, що забезпечує відтворення живих насичених кольорів. Контрастне співвідношення 300:1 і вище використовується тоді, коли потрібне точне відображення чорно–білих напівтонів.

LED–монітори

Необхідність заміни флуоресцентних ламп на щось більш ефективне стимулювала розвиток застосування світлодіодного підсвічування (LED – Light Emitting Diode). За допомогою цієї технології можна поліпшити чотири ключових чинники якості зображення: яскравість, контрастність, чіткість зображення і кольорову гамму. Також не менш важливими є рівномірний характер такого підсвічування, що важливо при перегляді слабо освітлених сцен із початковим малим контрастом та економічність світлодіодів і більший час роботи без втрати характеристик дозволяють значно знизити енергоспоживання LED-моніторів порівняно зі звичайними моніторами виготовленими за технологією LCD.

Для створення модулів підсвічування (Back Light Unit, BLU), використовують LED-масиви, складені з білих (White) або різнокольорових (Red, Green, Blue) світлодіодів. Принцип підсвічування також представлений двома основними варіантами прямий (Direct) (рис. 1.2.33.а) і торцевий (Edge) (рис. 1.2.33.б).

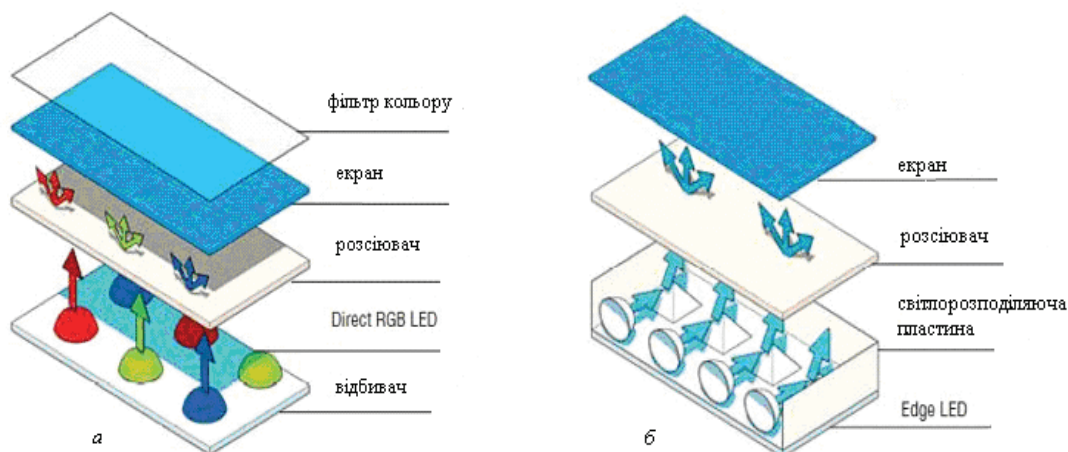


Рис. 1.2.33. Схема LED-монітора: а) прямої підсвітки; б) торцевої підсвітки.

У першому випадку масив світлодіодів, розташований позаду рідкокристалічної панелі. Другий спосіб передбачає розміщення світлодіодів підсвічування по периметру внутрішньої рамки панелі, а рівномірний розподіл підсвічування здійснюється за допомогою спеціальної розсіювальної панелі, розташованої за рідкокристалічним екраном.

1.3. Теплове випромінювання

Світло, що випускається джерелом, забирає з собою енергію. Існує багато різних механізмів підведення енергії до джерела світла. У тих випадках, коли необхідна енергія надається нагріванням тіла, тобто підведенням тепла, випромінювання називається *тепловим* або *температурним*. Цей вид випромінювання для фізиків кінця XIX століття складав особливий інтерес, оскільки на відміну від всіх інших видів люмінесценції, теплове випромінювання може знаходитися в стані термодинамічної рівноваги з нагрітими тілами.

Вивчаючи закономірності теплового випромінювання тіл, фізики сподівалися встановити взаємозв'язок між термодинамікою і оптикою.

Якщо в замкнену порожнину зі стінками, що дзеркально відображають, помістити декілька тіл, нагрітих до різної температури, то, як показує дослід, така система з часом приходить в стан теплової рівноваги, при якій всі тіла

набувають однакової температури. Тіла обмінюються енергією тільки шляхом випускання і поглинання променистої енергії. В стані рівноваги процеси випускання і поглинання енергії кожним тілом в середньому компенсують один одного, і в просторі між тілами густина енергії випромінювання досягає певного значення, яке залежить тільки від сталої температури тіл. Це випромінювання, що знаходиться в термодинамічній рівновазі з тілами, що мають певну температуру, називається *рівноважним або випромінюванням абсолютно чорного тіла*. Густина енергії рівноважного випромінювання і його спектральний склад залежать тільки від температури.

Якщо через малий отвір заглянути всередину порожнини, в якій встановилася термодинамічна рівновага між випромінюванням і нагрітими тілами, то око не розрізнить контурів тіл, а зафіксує лише однорідне свічення всієї порожнини в цілому.

Нехай одне з тіл в порожнині володіє властивістю поглинати всю падаючу на його поверхню променисту енергію будь-якого спектрального складу. Таке тіло називають *абсолютно чорним тілом (АЧТ)*. При заданій температурі власне теплове випромінювання АЧТ, що знаходиться в стані теплової рівноваги з випромінюванням, повинне мати той же спектральний склад, що і рівноважне випромінювання, яке оточує це тіло. Інакше рівновага між АЧТ і цим випромінюванням не могла б встановитися. Тому завдання зводиться до вивчення спектрального складу випромінювання АЧТ, вирішити яке класична фізика опинилася не в змозі.

Для встановлення рівноваги в порожнині необхідно, щоб кожне тіло випускало рівно стільки променистої енергії, скільки воно поглинає. Це одна з найважливіших закономірностей теплового випромінювання. Звідси витікає, що при заданій температурі АЧТ випускає з поверхні одиничної площі в одиницю часу більше променистої енергії, чим будь-яке інше тіло.

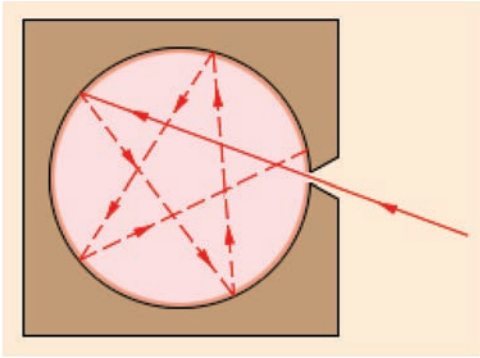


Рис. 1.3.1. Модель АЧТ.

Абсолютно чорних тіл в природі не буває. Хорошою моделлю такого тіла є невеликий отвір в замкненій порожнині (рис. 1.3.1). Світло, яке падає через отвір всередину порожнини, після численних віддзеркалень буде практично повністю поглинене стінками, і ззовні отвір здаватиметься абсолютно чорним. Але якщо порожнина нагріта до певної температури T , і всередині встановилася теплова рівновага, то власне випромінювання порожнини, що виходить через отвір, буде випромінюванням АЧТ. Саме таким чином у всіх експериментах з дослідження теплового випромінювання моделюється АЧТ.

Із збільшенням температури усередині порожнини зростатиме енергія випромінювання, що виходить з отвору, і змінюватиме його спектральний склад.

Розподіл енергії по довжинах хвиль у випромінюванні абсолютно чорного тіла при заданій температурі T характеризується **випромінювальною здатністю** $r(\lambda, T)$, яка дорівнює потужності випромінювання з одиниці поверхні тіла в одиничному інтервалі довжин хвиль. Добуток $r(\lambda, T)\Delta\lambda$ дорівнює потужності випромінювання, яке випускається з одиничної площі поверхні по всіх напрямках в інтервалі $\Delta\lambda$ довжини хвилі. Аналогічно можна ввести розподіл енергії по частотах $r(\nu, T)$. Функцію $r(\lambda, T)$ або $r(\nu, T)$ називають спектральною світністю, а повний потік $R(T)$ випромінювання всіх довжин хвилі, який дорівнює:

$$R(T) = \int_0^\infty r(\lambda, T)d\lambda = \int_0^\infty r(\nu, T)d\nu, \quad (1.3.1)$$

називають **інтегральною світністю** тіла.

До кінця XIX століття випромінювання АЧТ було добре вивчене експериментально.

У 1879 році Йозеф Стефан на основі аналізу експериментальних даних прийшов до висновку, що **інтегральна світимість $R(T)$ АЧТ пропорційна до четвертого степеня абсолютної температури T :**

$$R(T) = \sigma T^4. \quad (1.3.2)$$

Трохи пізніше, у 1884 році, Л. Больцман вивів цю залежність теоретично, виходячи з термодинамічних міркувань. Цей закон отримав назву **закону Стефана-Больцмана**. Числове значення сталої σ :

$$\sigma = 5,671 \cdot 10^{-8} \text{ Вт} / (\text{м}^2 \cdot \text{К}^4).$$

До кінця 90-х років XIX століття було виконано ретельні експериментальні вимірювання спектрального розподілу випромінювання абсолютно чорного тіла, які показали, що при кожному значенні температури T залежність $r(\lambda, T)$ має добре виражений максимум (рис. 1.3.2). Зі збільшенням температури максимум зміщується в бік коротких хвиль, причому добуток температури T на довжину хвилі λ_m , яка відповідає максимуму, залишається сталим:

$$\lambda_m T = b \text{ або } \lambda_m = b / T. \quad (1.3.3)$$

Це співвідношення раніше було отримане Віном в термодинаміці. Воно виражає так званий **закон зсуву Віна**: **довжина хвилі λ_m , на яку припадає максимум енергії випромінювання АЧТ, обернено пропорційна абсолютній температурі T** . Значення сталої Віна:

$$b = 2,898 \cdot 10^{-3} \text{ м} \cdot \text{К}.$$

При практично досяжних в лабораторних умовах температурах максимум випромінювальної здатності $r(\lambda, T)$ лежить в інфрачервоній межі. Тільки при $T \geq 5 \cdot 10^3 \text{ К}$ максимум потрапляє у видиму межу спектра. Максимум енергії випромінювання Сонця припадає приблизно на 470 нм (зелена межа спектра), що відповідає температурі зовнішніх шарів Сонця близько 6200 К (якщо розглядати Сонце як АЧТ).

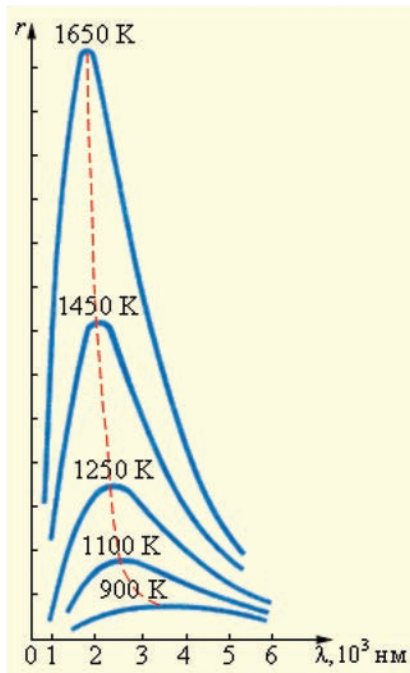


Рис. 1.3.2. Спектральний розподіл $r(\lambda, T)$ випромінювання чорного тіла при різних температурах.

отримати залежність випромінювальної здатності АЧТ від довжини хвилі:

$$r(\lambda, T) = 8\pi k T \lambda^{-4}. \quad (1.3.4)$$

Це співвідношення називають **формулою Релея-Джінса**. Воно узгоджується з експериментальними даними тільки в межах достатньо довгих хвиль (рис. 1.3.3). Крім того, з неї виходить абсурдний висновок про те, що інтегральна світимість $R(T)$ чорного тіла повинна прямувати в нескінченність, а, отже, рівновага між нагрітим тілом і випромінюванням в замкнутій порожнині може встановитися тільки при абсолютному нулі температури.

Успіхи термодинаміки, що дозволили вивести закони Стефана-Больцмана і Віна теоретично, вселяли надію, що, виходячи з термодинамічних міркувань, вдасться отримати всю криву спектрального розподілу випромінювання АЧТ $r(\lambda, T)$. У 1900 році цю проблему намагався вирішити знаменитий англійський фізик Д. Релей, який в основу своїх міркувань поклав теорему класичної статистичної механіки про **рівномірний розподіл енергії по ступенях вільності в стані термодинамічної рівноваги**. Ця теорема була застосована Релеєм до рівноважного випромінювання в порожнині. Дещо пізніше цю ідею детально розвинув Джінс. Таким шляхом вдалося

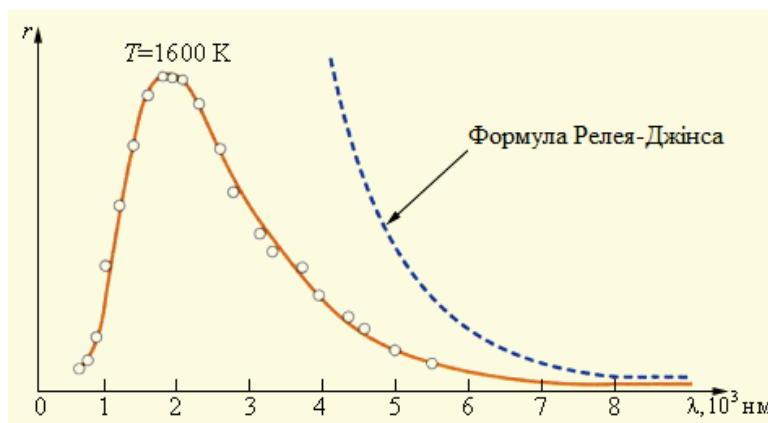


Рис. 1.3.3. Порівняння закону розподілу енергії по довжині хвиль $r(\lambda, T)$ в випромінюванні абсолютно чорного тіла з формулою Релея-Джінса при $T = 1600 \text{ K}$.

Таким чином, бездоганий з погляду класичної фізики висновок приводить до формули, яка знаходиться в різкій суперечності з дослідом. Стало ясно, що вирішити завдання про спектральний розподіл випромінювання АЧТ в рамках існуючих теорій неможливо. Це завдання було успішно вирішене М. Планком на основі нової ідеї, що лежить в основі квантової фізики.

Планк дійшов до висновку, що процеси випромінювання і поглинання електромагнітної енергії нагрітим тілом відбуваються не безперервно, у згоді з класичною фізикою, а певними порціями – квантами. *Квант* – це мінімальна порція енергії, що випромінюється або поглинається тілом. За теорією Планка, енергія кванта E прямо пропорційна до частоти світла:

$$E = h\nu, \quad (1.3.5)$$

де h – так звана **стала Планка**. $h = 6,626 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}$. Стала Планка – це універсальна константа, яка в квантовій фізиці грає ту ж роль, що і швидкість світла в спеціальній теорії відносності.

На основі гіпотези про переривчастий характер процесів випромінювання і поглинання тілами електромагнітного випромінювання Планк отримав формулу для спектральної світності АЧТ. Формулу Планка зручно записувати у формі, що виражає розподіл енергії в спектрі випромінювання АЧТ по частотах ν , а не по довжинах хвиль λ :

$$r(\nu, T) = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \frac{h\nu}{e^{kT} - 1}. \quad (1.3.6)$$

де c – швидкість світла, h – постійна Планка, k – стала Больцмана, T – абсолютна температура.

Формула Планка добре описує спектральний розподіл випромінювання АЧТ при будь-яких частотах. Вона чудово узгоджується з експериментальними даними. З формули Планка можна вивести закони Стефана-Больцмана і Віна. При $h\nu \ll kT$ формула Планка переходить у формулу Релея-Джінса.

Вирішення проблеми випромінювання АЧТ ознаменувало початок нової ери у фізиці. Нелегко було примиритися з відмовою від класичних уявлень, і сам Планк, зробивши велике відкриття, протягом декількох років безуспішно намагався зрозуміти квантування енергії з позиції класичної фізики.

1.4. Фотоефект

Фотоелектричним ефектом називаються електричні явища, які супроводжують поглинання світлового випромінювання в речовині.

Розрізняють:

- 1) **зовнішній фотоефект** – виривання електронів з речовини під дією світла;
- 2) **внутрішній фотоефект**, при якому відбувається 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

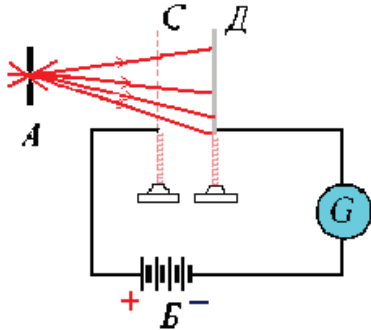


Рис. 1.4.1. Схема установки О.Г. Столетова.

розрядника ультрафіолетовими променями розряд відбувається при меншій напрузі між електродами, ніж без такого освітлення.

Перші фундамен-тальні дослідження фотоефекту виконані у 1888-1889 рр. О.Г. Столетовим за допомогою установки що показана на рис. 1.4.1. Конденсатор, утворений дротяною сіткою з міді С і суцільною цинковою пластинкою D, був послідовно ввімкнений з

гальванометром G в коло акумуляторної батареї Б. При освітленні негативно зарядженої пластини світлом від джерела у колі виникав електричний струм, який називається *фотострумом*.

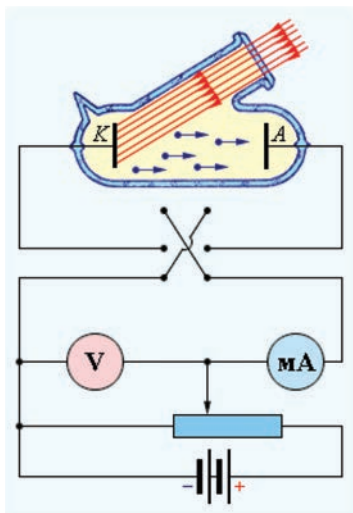


Рис. 1.4.2. Схема експериментальної установки для вивчення фотоефекту.

На основі своїх дослідів Столетов дійшов таких висновків:

- 1) найбільшу дію чинять ультрафіолетові хвилі;
- 2) сила фотоструму зростає із збільшенням освітленості пластини;
- 3) випромінюючи заряди, які під дією світла, мають від'ємний знак.

У 1898 р. Ленард 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.

Ленард й інші дослідники удосконалили прилад Столетова, помістивши електроди у вакуумну трубку (рис. 1.4.2).

Катод K , покритий досліджуваним металом, освітлювався монохроматичним світлом, що проходить у трубку через кварцове вікно. Напругу між катодом анодом можна регулювати за допомогою потенціометра P і вимірюють вольтметром V . Дві акумуляторні батареї, 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. 1.4.3).

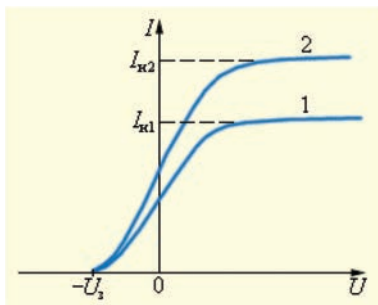


Рис. 1.4.3. Залежність сили фотоструму від прикладеної напруги.

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 1 с.

З вольт-амперної характеристики видно, що при $U = 0 \text{ В}$ фотострум не зникає. Електрони, вибиті з катода світлом, мають деяку початкову швидкість u , 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:

$$\frac{mv_{\max}^2}{2} = eU_0,$$

тобто, вимірявши U_0 , можна знайти максимальне значення швидкості і кінетичної енергії фотоелектронів.

Дослідами встановлено такі основні **закони закономірності зовнішнього фотоефекту**:

1. Закон Столетова: при фіксованій частоті падаючого світла кількість фотоелектронів, то вириваються з катода за одиницю часу, пропорційна до інтенсивності світла (сила фотоструму насичення пропорційна до енергетичної освітленості E катода – $I_n = \gamma E$, γ – *спектральна густина фотокатода*).

2. Максимальна початкова швидкість фотоелектронів визначається лише частотою ν світла і не залежить від його інтенсивності. Величина v_{max} зростає із збільшенням частоти ν .

3. 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.

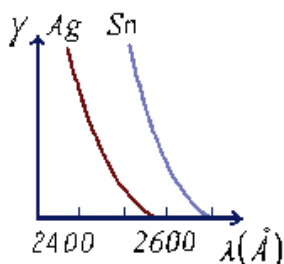


Рис. 1.4.4.
Залежність спектральної чутливості від довжини світлової хвилі.

Важливе значення має залежність спектральної чутливості від довжини світлової хвилі. З рис. 1.4.4 видно, що, починаючи від червоної межі, зі зменшенням λ відбувається зростання чутливості фотокатода.

Столетовим фактично була встановлена безінерційність зовнішнього фотоефекту. Проміжок часу між початком освітлення і початком фотоструму не перевищує 10^{-9} с.

Фотоефект не можна пояснити на основі хвильової теорії світла.

А. Ейнштейн в 1905 р. показав, що явище фотоефекту і його закономірності добре описуються квантовою теорією фотоефекту.

За 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**. При цьому, 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. За законом збереження енергії:

$$h\nu = A + \frac{mv_{max}^2}{2}. \quad (1.4.1)$$

Це рівняння Ейнштейна для зовнішнього фотоефекту.

Ефект Комптона (Комптон-ефект) – явище зміни довжини хвилі електромагнітного випромінювання внаслідок розсіювання його електронами. Виявлено американським фізиком Артуром Комптоном в 1923 р. для рентгенівського випромінювання.

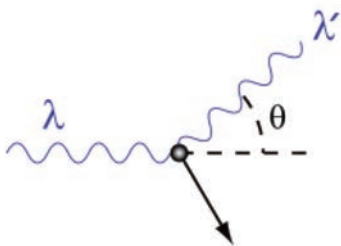


Рис. 1.4.5. Ілюстрація до ефекту Комптона.

При розсіянні фотона на електроні частоти фотона ν і ν' (до і після розсіювання відповідно) пов'язані співвідношенням:

$$\nu' = \nu \frac{1}{1 + \frac{h\nu}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)}, \quad (1.4.2)$$

де θ – кут розсіювання (кут між напрямками поширення фотона до і після розсіювання).

Перейшовши до довжин хвиль:

$$\lambda' - \lambda = \lambda_k (1 - \cos \theta),$$

де $\lambda_k = \frac{h}{m_e c}$ – Комптонівська довжина хвилі електрона. Для електрона $\lambda_k = 2,4263 \cdot 10^{-12}$ м.

Пояснити ефект Комптона в рамках класичних уявлень неможливо. З точки зору класичної фізики електромагнітна хвиля є безперервним об'єктом і в результаті розсіювання на вільних електронах змінювати свою довжину хвилі не повинна. Ефект Комптона є прямим доказом квантування електромагнітної хвилі, іншими словами підтверджує існування фотонів. Ефект Комптона є ще одним доказом справедливості *корпускулярно-хвильового дуалізму*.

Ефектом, зворотним до ефекту Комптона, є збільшення частоти світла, що зазнає розсіювання на релятивістських електронах, які мають енергію у ніж енергія фотонів. Тобто в процесі такої взаємодії відбувається передача енергії від електрона до фотона.

Енергія розсіяних фотонів визначається:

$$E_1 = \frac{4}{3} E_0 \frac{E_e}{m_e c^2}. \quad (1.4.3)$$

де E_1 і E_0 – енергія розсіяного і падаючого фотонів відповідно, E_e – кінетична енергія електрона.

Зворотний ефект Комптона «відповідальний» за рентгенівське випромінювання галактичних джерел, рентгенівську складову реліктового фонового випромінювання, трансформацію плазмових хвиль в високочастотні електромагнітні хвилі.

1.5. Хвильові властивості частинок

У 1923 році відбулася ще одна визначна подія, яка в значній мірі прискорила розвиток квантової фізики. Французький фізик Л. де Бройль висунув гіпотезу про *корпускулярний-хвильовий дуалізм*. Де Бройль стверджував, що не тільки фотони, але і електрони і будь-які інші частинки матерії разом з корпускулярними володіють також і хвильовими властивостями.

Згідно з його гіпотезою, з кожним мікрооб'єктом пов'язані, з одного боку, *корпускулярні характеристики* – енергія E і імпульс p , а з іншого боку, *хвильові характеристики* – частота ν і довжина хвилі λ .

Корпускулярні і хвильові характеристики мікрооб'єктів пов'язані такими ж кількісними співвідношеннями, як і для фотона: $E = h\nu$, $p = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda}$.

Гіпотеза де Бройля постулювала ці співвідношення для всіх мікрочастинок, у тому числі і для таких, які володіють масою m . Будь-якій частинці, що володіє імпульсом, зіставлявся хвильовий процес з довжиною хвилі $\lambda = h / p$. Для частинок, які мають масу $\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{m \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$.

У нерелятивістському наближенні ($v \ll c$):

$$\lambda = \frac{h}{mv}. \quad (1.5.1)$$

Гіпотеза де Бройля ґрунтувалася на міркуваннях симетрії властивостей матерії і не мала у той час дослідженого підтвердження. Але вона з'явилася могутнім революційним поштовхом до розвитку нових уявлень про природу матеріальних об'єктів. Протягом декількох років цілий ряд видатних фізиків ХХ століття – В. Гейзенберг, Е. Шредінгер, П. Дірак, Н. Бор та інші – розробили теоретичні основи нової науки, яка була названа **квантовою механікою**.

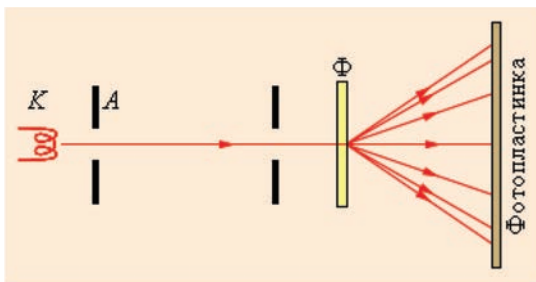


Рис. 1.5.1. Спрощена схема дослідів Томсона з дифракції електронів. K – розжарюваний катод, A – анод, Φ – фольга із золота.

Перше експериментальне підтвердження гіпотези де Бройля було отримане в 1927 році американськими фізиками К. Девіссоном і Л. Джермером. Вони виявили, що пучок електронів, що розсіюється на кристалі нікелю, дає виразну дифракційну картину, подібну до тієї, яка виникає при розсіянні на кристалі короткохвильового рентгенівського випромінювання. У цих експериментах кристал грав роль природних

дифракційних ґрат. По положенню дифракційних максимумів була визначена довжина хвилі електронного пучка, значення якої відповідало обрахованій за формулою де Бройля.

У 1928 році англійський фізик Джордж Пейджт Томсон (син Джозефа Джона Томсона, який відкрив за 30 років до цього електрон) отримав нове підтвердження гіпотези де Бройля. У своїх експериментах (рис. 1.5.1) Томсон спостерігав дифракційну картину, що виникає при проходженні пучка електронів через тонку полікристалічну фольгу із золота.

На встановленій за фольгою фотопластині виразно спостерігалися концентричні світлі і темні кільця, радіуси яких змінювалися із зміною швидкості електронів (тобто довжини хвилі) згідно де Бройля (рис. 1.5.2).

У подальші роки дослід Дж. Томсона був з гіпотезою багато разів



Рис. 1.5.2. Картина дифракції електронів на полікристалічному зразку при тривалій експозиції (а) та при короткій експозиції (б). У випадку (б) видно точки попадання окремих електронів на фотопластинку.

повторений з незмінним результатом, зокрема за умов, коли потік електронів був настільки слабким, що через прилад одноразово могла проходити тільки одна частинка (В.О. Фабрикант, 1948 р.). Таким чином, було експериментально

доведено, що хвильові властивості притамані не тільки великій сукупності електронів, але і кожному електрону окремо.

Згодом дифракційні явища були виявлені також для нейтронів, протонів, атомних і молекулярних пучків. Експериментальне дослідження наявності хвильових властивостей мікрочастинок призвело до висновку про те, що це - універсальне явище природи, загальна властивість матерії. Отже, хвильові властивості мають бути притамані і макроскопічним тілам. Проте внаслідок великої маси макроскопічних тіл їх хвильові властивості не можуть бути

виявлені експериментально. Наприклад, порошинці масою 10^{-9} г, що рухається зі швидкістю 0,5 м/с відповідає хвиля де Бройля з довжиною хвилі близько 10^{-21} м, тобто приблизно на 11 порядків менша за розміри атомів. Така довжина хвилі лежить за межами області, доступної для спостереження. Цей приклад показує, що макроскопічні тіла можуть проявляти тільки корпускулярні властивості.

Розглянемо ще один приклад. Довжина хвилі де Бройля для електрона, прискореного різницею потенціалів $U = 100$ В, може бути розрахована за формулою:

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2meU}}. \quad (1.5.2)$$

Це - нерелятивістський випадок, оскільки кінетична енергія електрона $eU = 100$ еВ багато менше енергії спокою $mc^2 \approx 0,5$ МеВ.

Розрахунок дає значення $\lambda \approx 0,1$ нм, тобто довжина хвилі виявляється порядку розмірів атомів. Для таких електронів кристалічна речовина є хорошими дифракційними ґратами. Саме такі малоенергетичні електрони дають виразну дифракційну картину в дослідах з дифракції електронів. В той же час такий електрон, що зазнав дифракційного розсіяння на кристалі, як хвиля, взаємодіє з атомами фотопластини як частинка, викликаючи почорніння фотоемульсії в якійсь певній точці (рис. 1.5.2).

Таким чином, підтверджена експериментально гіпотеза де Бройля про корпускулярний-хвильовий дуалізм радикально змінила уявлення про властивості мікрооб'єктів.

Всім мікрооб'єктам властиві і хвильові, і корпускулярні властивості, проте, вони не є ні хвилею, ні частинкою в класичному розумінні. Різні властивості мікрооб'єктів не виявляються одночасно; вони доповнюють один одного, і лише їх сукупність характеризує мікрооб'єкт повністю. У цьому полягає сформульований знаменитим датським фізиком Н. Бором **принцип відповідності**. Можна умовно сказати, що мікрооб'єкти розповсюджуються як хвилі, а обмінюються енергією як частинки.

З погляду хвильової теорії, максимуми в картині дифракції електронів відповідають найбільшій інтенсивності хвиль де Бройля. В область максимумів, зареєстрованих на фотопластині, потрапляє більше число електронів. Але процес попадання електронів в різні місця на фотопластині не індивідуальний. Принципово неможливо передбачити, куди потрапить черговий електрон після розсіяння, існує лише певна ймовірність попадання електрона в те або інше місце. Таким чином, опис стану мікрооб'єкту і його поведінки може бути даний тільки на основі поняття вірогідності.

Необхідність імовірнісного підходу до опису мікрооб'єктів є найважливішою особливістю квантової теорії. У квантовій механіці для характеристики станів об'єктів в мікросвіті вводиться поняття хвильової функції Ψ (псі-функції). *Квадрат модуля хвильової функції $|\Psi|^2$ пропорційний вірогідності знаходження мікрочастинки в одиничному об'ємі простору.* Конкретний вигляд хвильової функції визначається зовнішніми умовами, в яких знаходиться мікрочастинка. Математичний апарат квантової механіки дозволяє знаходити хвильову функцію частинки, що знаходиться в заданих силових полях. Безмежна монохроматична хвиля де Бройля є хвильовою функцією вільної частинки, на яку не діють ніякі силові поля.

Найвиразніше дифракційні явища виявляються в тих випадках, коли розміри перешкоди, на якій відбувається дифракція хвиль, сумірні з довжиною хвилі. Це відноситься до хвиль будь-якої фізичної природи і, зокрема, до електронних хвиль. Для хвиль де Бройля природними дифракційними ґратками є впорядкована структура кристала з просторовим періодом порядку розмірів атома (приблизно 0,1 нм). Перешкоду таких розмірів (наприклад, отвір в непрозорому екрані) неможливо створити штучно, але для з'ясування природи хвиль де Бройля можна ставити уявні експерименти.

Розглянемо, наприклад, дифракцію електронів на одиночній щілині ширини D (рис. 1.5.3).

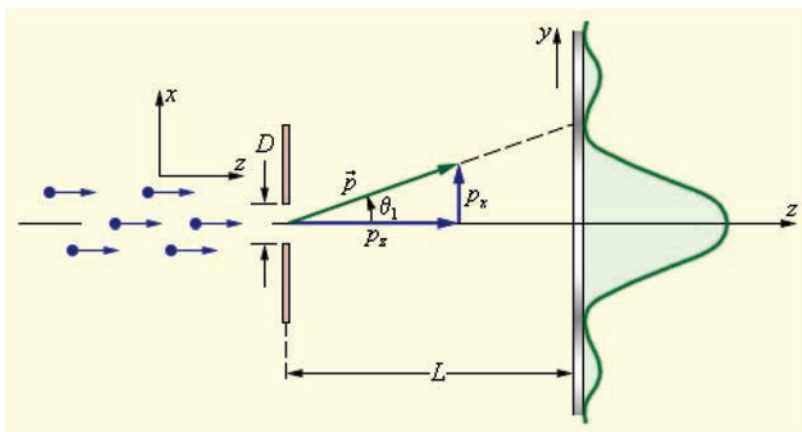


Рис. 1.5.3. Дифракція електронів на щілині. Графік справа – розподіл електронів на фотопластинці.

Понад 85 % всіх електронів, що пройшли через щілину, потрапляють в центральний дифракційний максимум. Кутова напівширина θ_1 цього максимуму знаходиться з умови $D \sin \theta_1 = \lambda$.

Це формула хвильової теорії. З корпускулярної точки зору можна вважати, що при прольоті через щілину електрон набуває додаткового імпульсу в перпендикулярному напрямі. Нехтуючи 15 % електронів, які потрапляють на фотопластинку за межами центрального максимуму, можна вважати, що максимальне значення p_y поперечного імпульсу рівне:

$$p_y = p \sin \theta_1 = \frac{h}{\lambda} \sin \theta_1,$$

де p – модуль повного імпульсу електрона, рівний, згідно де Бройлю, h / λ . Величина p при проходженні електрона через щілину не міняється, оскільки залишається незмінною довжина хвилі $p_y = \frac{h}{D}$.

Квантова механіка вкладає в це, просте на вигляд, співвідношення, що є наслідком хвильових властивостей мікрочастинки, надзвичайно глибокий зміст. Проходження електронів через щілину є експериментом, в якому y – координата електрона – визначається з точністю $\Delta y = D$, який y називають **невизначеністю вимірювання координати**. В той же час точність визначення y – складової імпульсу електрона у момент проходження через щілину – рівна p_y або навіть більше, якщо врахувати побічні максимуми дифракційної картини.

Цю величину називають *невизначеністю проекції імпульсу* і позначають Δp_y . Таким чином, величини Δy і Δp_y зв'язані співвідношенням:

$$\Delta y \Delta p_y \geq h, \quad (1.5.3)$$

яке називається *співвідношенням невизначеності Гейзенберга*. Величини Δy і Δp_y потрібно розуміти в тому сенсі, що мікрочастинки в принципі не мають одночасно точного значення координати і відповідної проекції імпульсу. Співвідношення невизначеностей не пов'язане з недосконалістю вживаних приладів для одночасного вимірювання координати і імпульсу мікрочастинки. Воно є проявом подвійної корпускулярно-хвильової природи матеріальних мікрооб'єктів. Співвідношення невизначеності дозволяє оцінити, якою мірою можна застосовувати до мікрочастинок поняття класичної механіки. Воно показує, зокрема, що до мікрооб'єктів непридатне класичне поняття траєкторії, оскільки рух по траєкторії характеризується у будь-який момент часу певними значеннями координат і швидкості. Принципово неможливо вказати траєкторію, по якій в розглянутому уявному експерименті рухався б до фотопластики якийсь конкретний електрон після проходження щілини.

Проте, за певних умов співвідношення невизначеностей не суперечить класичному опису руху тіл, у тому числі і мікрочастинок. Наприклад, електронний пучок у кінескопі телевізора при вильоті з електронної гармати має діаметр D близько 10^{-3} см. У телевізорі прискорююча напруга $U \approx 15$ кВ. Легко підрахувати імпульс електрона: $p = \sqrt{2meU} \approx 6,6 \cdot 10^{-23}$ кг·м/с. Цей імпульс направлений уздовж осі трубки. Із співвідношення невизначеності виходить, що електронам при формуванні пучка надається неконтрольований імпульс Δp , перпендикулярний осі пучка: $\Delta p \approx h / D \approx 6,6 \cdot 10^{-29}$ кг·м/с.

Нехай до екрану кінескопа електрони пролітають відстань $L \approx 0,5$ м. Тоді розмиття Δl плями на екрані, яке обумовлене хвильовими властивостями електрона, складе $\Delta l \approx \frac{\Delta p}{p} L \approx 5 \cdot 10^{-5}$ см.

Оскільки $\Delta l \ll D$, то рух електронів в кінескопі телевізора можна розглядати за допомогою законів класичної механіки. Таким чином, за

допомогою співвідношення невизначеності можна з'ясувати, справедливі чи ні закони класичної фізики в тих або інших випадках.

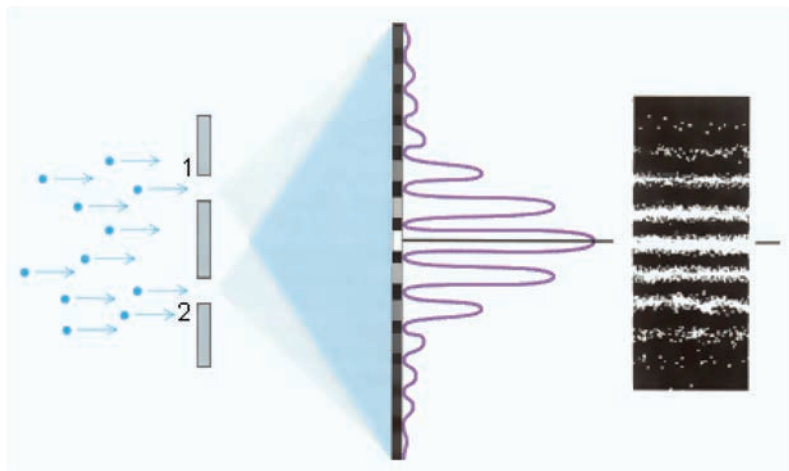


Рис. 1.5.4. Дифракція електронів на двох щілинах.

Розглянемо ще один уявний експеримент – дифракцію електронного пучка на двох щілинах (рис. 1.5.4). Схема цього експерименту співпадає з схемою оптичного інтерференційного досліду Юнга.

Аналіз цього експерименту дозволяє

проілюструвати логічні труднощі, що виникають в квантовій теорії. Ті ж проблеми виникають при поясненні оптичного досліду Юнга, виходячи з концепції фотонів.

Якщо в досліді спостереження дифракції електронів на двох щілинах закрити одну з щілин, то інтерференційні смуги зникнуть, і фотопластина зареєструє розподіл електронів, які дифрагували на одній щілині (рис. 1.5.3). В цьому випадку всі електрони, що долітають до фотопластини, проходять через єдину відкриту щілину. Якщо ж відкрито обидві щілини, то з'являються інтерференційні смуги, і тоді виникає питання, через яку із щілин пролітає той або інший електрон?

Психологічно дуже важко змиритися з тим, що відповідь на це питання може бути тільки одна: електрон пролітає через обидві щілини. Ми інтуїтивно уявляємо собі потік мікрочастинок як направлений рух маленьких кульок і застосовуємо для опису цього руху закони класичної фізики. Але електрон (і будь-яка інша мікрочастинка) володіє не тільки корпускулярними, але і хвильовими властивостями. Легко уявити, як електромагнітна світлова хвиля проходить через дві щілини в оптичному досліді Юнга, оскільки хвиля не

локалізована в просторі. Але якщо прийняти концепцію фотонів, то ми повинні визнати, що кожен фотон теж не локалізований. Неможливо вказати, через яку з щілин пролетів фотон, як неможливо простежити за траєкторією руху фотона до фотопластики і вказати точку, в яку він потрапить. Дослід показує, що навіть у тому випадку, коли фотони пролітають через інтерферометр поштучно, інтерференційна картина після прольоту багатьох незалежних фотонів все одно виникає. Тому в квантовій фізиці робиться висновок: фотон інтерферує сам з собою.

Все вищесказане відноситься і до досліду дифракції електронів на двох щілинах. Вся сукупність відомих експериментальних фактів може знайти пояснення, якщо прийняти, що дебройлівська хвиля кожного окремого електрона проходить одночасно через обидва отвори, внаслідок чого і виникає інтерференція. Поштучний потік електронів теж дає інтерференцію при тривалій експозиції, тобто електрон, як і фотон, інтерферує сам з собою.

Рівняння Шредінгера

Статистичне трактування хвиль де Бройля і співвідношення невизначеності Гейзенберга привели до висновку, що рівнянням руху в квантовій механіці, яке описує рух мікрочастинок в різних силових полях, повинне бути рівняння, з якого випливали б хвильові властивості частинок, які спостерігаються під час досліду. Основне рівняння має бути диференціальним рівнянням відносно хвильової функції $\psi(x, y, z, t)$, оскільки, величина $|\psi|^2$, визначає ймовірність перебування частинок в момент часу t в об'ємі dV . Оскільки шукане рівняння має враховувати хвильові властивості частинок, то воно повинне бути хвильовим рівнянням.

Основне рівняння нерелятивістської квантової механіки сформульоване в 1926 р. Е. Шредінгером. Рівняння Шредінгера, як і всі основні рівняння фізики, не виводиться, а постулюється. Його правильність рівняння підтверджується узгодженням з експериментами, що, у свою чергу, надає йому характер закону природи.

Ідея Шредінгера полягала в тому, щоб дістати диференціальне рівняння, розв'язком якого для нерелятивістського випадку ($v \ll c$) є хвильова ψ – функція вигляду:

$$\psi(x, y, z, t) = A e^{\frac{i}{\hbar}(Et - p_x x - p_y y - p_z z)}.$$

Частинна похідна за часом t від ψ дорівнює:

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} = -\frac{i}{\hbar} E \psi.$$

Візьмемо другу похідну від ψ – функції за координатою x :

$$\frac{\partial \psi}{\partial x} = -\frac{i}{\hbar} p_x \psi;$$

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} = \left(\frac{i}{\hbar}\right)^2 p_x^2 \psi = -\frac{1}{\hbar^2} p_x^2 \psi.$$

Додаючи другі похідні за просторовими координатами, маємо:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = -\frac{1}{\hbar^2} (p_x^2 + p_y^2 + p_z^2) \psi,$$

або:

$$\Delta \psi = -\frac{1}{\hbar^2} p^2 \psi,$$

де $\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ оператор Лапласа.

З виразів для похідних за часом і координатами отримаємо:

$$E = -\frac{\hbar}{i} \frac{1}{\psi} \frac{d\psi}{dt}; \quad p^2 = -\hbar^2 \frac{1}{\psi} \Delta \psi.$$

У випадку вільної частинки повна енергія E збігається з кінетичною E_k , причому $E_{\text{л}} = \frac{p^2}{2m}$. Отже:

$$-\frac{\hbar}{i} \frac{1}{\psi} \frac{d\psi}{dt} = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{1}{\psi} \Delta \psi.$$

В результаті диференціальне рівняння Шредінгера для вільної частинки має вигляд:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \psi = -\frac{\hbar}{i} \frac{d\psi}{dt},$$

або:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \psi = E_k \psi. \quad (1.5.4)$$

Якщо частинка має потенціальну енергію $U(x, y, z, t)$, то кінетична енергія $E_k = E - U$. Тоді:

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta\psi = (E - U)\psi;$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta\psi + U(x, y, z, t)\psi = E\psi.$$

Оскільки

$$E = -\frac{\hbar}{i} \frac{1}{\psi} \frac{d\psi}{dt},$$

то отримаємо *загальне часове рівняння Шредінгера*:

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta\psi + U(x, y, z, t)\psi = -\frac{\hbar}{i} \frac{d\psi}{dt}. \quad (1.5.5)$$

Наведені міркування не повинні сприйматися як виведення рівняння Шредінгера. Вони лише пояснюють, як можна прийти до цього рівняння. Доказом правильності рівняння Шредінгера є його узгодження з результатами експерименту.

З точки зору математики рівняння Шредінгера є лінійним диференціальним рівнянням з частинними похідними. З теорії диференціальних рівнянь відомо, що кожне лінійне рівняння з частинними похідними має багато розв'язків, причому таких, що лінійна комбінація будь-якої сукупності розв'язків рівняння також буде розв'язком рівняння.

Для значної кількості фізичних явищ, які відбуваються в мікросвіті, наприклад, для опису поведінки електрона в атомі у ряді випадків важливо вміти знаходити стаціонарні розв'язки рівняння Шредінгера, які не містять часу.

Щоб розв'язати цю задачу, треба знайти так зване стаціонарне рівняння Шредінгера, в якому виключено залежність ψ від часу. Воно має сенс для тих задач, в яких потенціальна енергія U не залежить від часу: $U = U(x, y, z)$. Шукатимемо розв'язок рівняння Шредінгера у вигляді добутку:

$$\psi(x, y, z, t) = \psi(x, y, z)e^{-i\frac{E}{\hbar}t},$$

де $\psi(x, y, z)$ є функцією лише координата, E – повна енергія частинки.

Підставимо вираз для $\psi(x, y, z, t)$ у рівняння Шредінгера:

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta\psi e^{-i\frac{E}{\hbar}t} + U(x, y, z)\psi^{-i\frac{E}{\hbar}t} = i\hbar\psi(-i)\frac{E}{\hbar}e^{-i\frac{E}{\hbar}t}.$$

Скоротивши на множник $e^{-i\frac{E}{\hbar}t}$, дістанемо:

$$\Delta\psi(x, y, z) + \frac{2m}{\hbar^2}(E - U)\psi(x, y, z) = 0. \quad (1.5.6)$$

Це **стаціонарне рівняння Шредінгера** – найважливіше співвідношення нерелятивістської квантової механіки. Функції ψ , які задовольняють рівняння Шредінгера при певному E , називають **власними функціями**. В рівнянні Шредінгера як параметр входить повна енергія частинки. В теорії диференціальних рівнянь доводиться, що подібні рівняння мають розв’язок не при довільних значеннях параметра, а лише при певних значеннях E . Ці значення **енергії** називають **власними**.

Власні значення E можуть утворювати як неперервний, так і дискретний ряд.

Стан частинки в певний момент часу описується періодичною функцією часу з циклічною частотою $\omega = \frac{E}{\hbar}$, яка визначається повною енергією частинки.

Рівняння Шредінгера дає змогу знайти не тільки конкретний вигляд функції $\psi(x, y, z, t)$ у заданому зовнішньому полі $U(x, y, z, t)$, а й визначити її зміну з часом $\frac{\partial\psi}{\partial t}$. Отже, рівняння Шредінгера виступає як свого роду причина того, який вигляд має ψ – функція в тому чи іншому випадку і як вона змінюється з часом. Знання ж ψ – функції дає змогу знайти всі можливі значення важливих фізичних параметрів фізичної системи у будь-який момент часу.

Отже, *рівняння Шредінгера є математичним виразом принципу причинності в квантовій механіці.*

Але на відміну від класичної фізики, квантова механіка не дає чіткої відповіді на питання про те, якими точні є значення параметрів у даний момент часу. ψ – функція, вказуючи цілий спектр можливих значень параметрів системи, дає змогу обчислити лише ймовірність появи кожного значення під час вимірювання.

Рух вільної частинки. Частинка в прямокутній потенціальній ямі.

Тунельний ефект

Розглянемо декілька порівняно простих прикладів застосування рівняння Шредінгера до руху частинки в конкретних умовах.

Рух вільної частинки

Під час руху вільної частинки ($U(x) = 0$) повна енергія збігається з кінетичною $E = E_K$. Для вільної частинки, що рухається вздовж осі OX , ($-\infty \leq x \leq \infty$), рівняння Шредінгера для стаціонарних станів набирає вигляду:

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} E\psi = 0. \quad (1.5.7)$$

Прямою підстановкою можна переконатися в тому, що частковим розв'язком рівняння є функція:

$$\psi(x) = Ae^{\frac{i}{\hbar}\sqrt{2mEx}} + Be^{\frac{i}{\hbar}\sqrt{2mEx}}, \quad (1.5.8)$$

де A і B – сталі. Функція $\psi(x)$ є тільки координатною частиною хвильової функції $\psi(x, t)$ стаціонарного стану. Розв'язок повного рівняння Шредінгера отримаємо у формі:

$$\psi(x, t) = Ae^{-\frac{i}{\hbar}(Et - \sqrt{2mEx})} + Be^{-\frac{i}{\hbar}(Et - \sqrt{2mEx})}. \quad (1.5.9)$$

Цей розв'язок є суперпозицією двох плоских монохроматичних хвиль однакової частоти $\omega = \frac{E}{\hbar}$, хвиля з амплітудою A поширюється в додатному напрямі осі OX , хвиля з амплітудою B у протилежному напрямку. Порівнюючи знайдені розв'язки з загальним виразом для плоскої монохроматичної хвилі $\xi = Ae^{-i(\omega t - kx)}$ бачимо, що хвильове число k для вільної частинки дорівнює $k = \frac{1}{\hbar}\sqrt{2mE}$.

Отже, вільній частинці в квантовій механіці відповідає плоска монохроматична хвиля де Бройля. Вона характеризує ймовірність знаходження частинки в певній точці простору.

Дійсно, виділивши лише одну з хвиль, що поширюється в додатному напрямку осі OX , маємо:

$$|\psi|^2 = \psi\psi^* = |A|^2.$$

Власні значення енергії частинки:

$$E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} = \frac{p_x^2}{2m}. \quad (1.5.10)$$

Енергія вільної частинки може набувати довільного значення, тобто її енергетичний спектр неперервний.

Частинка в одновимірній прямокутній потенціальній ямі

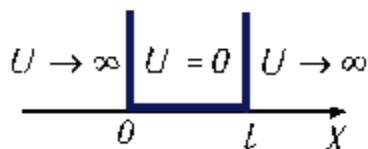


Рис. 1.5.5. Частинка в одновимірній прямокутній потенціальній ямі.

Нехай частинка може рухатися лише вздовж осі Ox і знаходиться всередині прямокутної потенціальної ями, яка обмежена нескінченно високими потенціальними бар'єрами, (рис. 1.5.5).

В цьому випадку потенціальна енергія частинки $U(x)$ набуватиме таких значень:

$$U(x) = \begin{cases} \infty, & x < 0 \\ 0, & 0 \leq x \leq l, \\ \infty, & x > l \end{cases}$$

де l – ширина ями, а енергія відраховується від дна ями.

Рівняння Шредінгера у випадку одновимірної ями запишемо у вигляді:

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2}(E - U)\psi = 0. \quad (1.5.11)$$

За умовою задачі (нескінченно високі стінки) частинка не проникає за границі ями, тому імовірність її виявлення за границями ями дорівнює нулю. На границях ями (при $x = 0$ і $x = l$) неперервна хвильова функція повинна перетворюватися в нуль. Отже, граничні умови мають вигляд:

$$\psi(0) = \psi(l) = 0.$$

В межах ями ($0 \leq x \leq l$) рівняння Шредінгера має вигляд:

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2}E\psi = 0, \quad \frac{d^2\psi}{dx^2} + k^2\psi = 0, \quad (1.5.12)$$

де $k^2 = \frac{2m}{\hbar^2}E$.

Загальний розв'язок цього диференціального рівняння:

$$\psi(x) = A\sin kx + B\cos kx. \quad (1.5.13)$$

Оскільки $\psi(0) = 0$, то $B = 0$. Отже, $\psi(x) = A\sin kx$.

Умова $\psi(l) = A \sin kl = 0$ виконується лише при $kl = n\pi$, де n – цілі числа, тобто необхідно, щоб $k = \frac{n\pi}{l}$. Тоді:

$$\frac{n^2\pi^2}{l^2} = \frac{2m}{\hbar^2} E_n \text{ і } E_n = \frac{n^2\pi^2\hbar^2}{2ml^2}. \quad (1.5.14)$$

Рівняння Шредінгера задовольняється лише при значеннях E_n , що залежать від цілого числа n .

Отже, енергія E_n частинки в потенціальній ямі з нескінченно високими стінками не може бути довільною, а набуває лише певних дискретних значень, тобто квантується.

Квантові значення енергії E_n називають **рівнями енергії**, а число n , яке визначає енергетичні рівні частинки, називають **квантовим числом**.

Умова $k = \frac{n\pi}{l}$ має простий фізичний зміст. Оскільки $k_n = \frac{2\pi}{\lambda}$, де λ_n – довжина хвилі де Бройля для електрона в ямі, $\frac{2\pi}{\lambda_n} = \frac{n\pi}{l}$, або $\lambda_n = \frac{2l}{n}$, тобто на ширині ями повинно вкладатись ціле число півхвиль де Бройля.

Знайдемо власні хвильові функції:

$$\psi(x) = A \sin kx = A \sin \frac{n\pi}{l} x.$$

Сталу інтегрування A визначаємо з умови нормування:

$$A^2 \int_0^l \sin^2 \frac{n\pi}{l} x dx = 1.$$

Звідси $A = \sqrt{\frac{2}{l}}$. Тоді власні хвильові функції мають вигляд:

$$\psi_n(x) = \sqrt{\frac{2}{l}} \sin \frac{n\pi}{l} x, \quad (n = 1, 2, 3...). \quad (1.5.15)$$

На рис. 1.5.6.а наведені графіки функції $\psi_n(x)$ при $n = 1, 2, 3$; на рис. 1.5.6.б – густини ймовірності знаходження частинки на різних відстанях від «стінок» ями для $n = 1, 2, 3$.

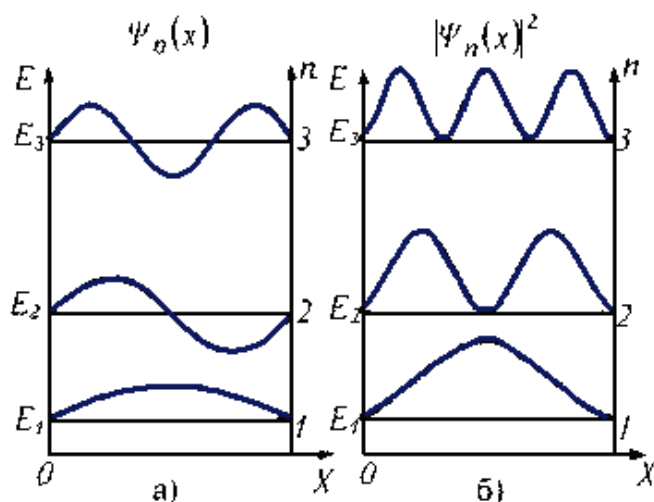


Рис. 1.5.6. а) графіки функції $\psi_n(x)$ при $n = 1, 2, 3$. б) густини ймовірності знаходження частинки.

Наприклад, у квантовому стані з $n = 2$ частинка не може знаходитись всередині ями і в той же час однаково часто може перебувати в її лівій або правій частині.

Квантовий стан з найнижчим значенням енергії ($n = 1$) називається **основним станом**. Йому відповідає енергія:

$$E_1 = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2ml^2}. \quad (1.5.16)$$

Оцінимо різницю енергій двох сусідніх рівнів:

$$\Delta E_n = E_{n+1} - E_n = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2ml^2} (n+1)^2 - \frac{\pi^2 \hbar^2}{2ml^2} n^2 = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2ml^2} (2n+1). \quad (1.5.17)$$

Для електрона при розмірах ями $l = 10^{-1} \text{ м}$ (вільні електрони в металі):

$$\Delta E_n = (2n+1) \cdot 6 \cdot 10^{-36} \text{ Дж} = (2n+1) \cdot 3,7 \cdot 10^{-17} \text{ еВ}.$$

Енергетичні рівні розміщені так тісно, що спектр практично можна вважати неперервним. Якщо область, в якій рухається електрон, порядку атомних розмірів ($l \sim 10^{-10} \text{ м}$), то:

$$\Delta E_n = (2n+1) \cdot 6 \cdot 10^{-18} \text{ Дж} = (2n+1) \cdot 37 \text{ еВ}.$$

Отже, дискретність енергетичних рівнів в цьому випадку буде досить помітною і отримуємо лінійчастий спектр.

При великих квантових числах ($n \gg 1$):

$$\frac{\Delta E_n}{E_n} = \frac{2n+1}{n^2} \approx \frac{2}{n} \ll 1, \quad (1.5.18)$$

тобто сусідні рівні розміщені тим густіше, чим більше n . Якщо n дуже велике, то можна говорити про практично неперервну послідовність рівнів, і характерна особливість квантових процесів – дискретність – згладжується.

Тунельний ефект

Нехай частинка, яка рухається в додатному напрямку осі OX зустрічає на своєму шляху прямокутний потенціальний бар'єр висотою U і шириною l (рис. 1.5.7). Отже величина U вздовж осі OX змінюється так:

$$U(x) = \begin{cases} 0, & x < 0 \\ U, & 0 \leq x \leq l. \\ 0, & x > l \end{cases}$$

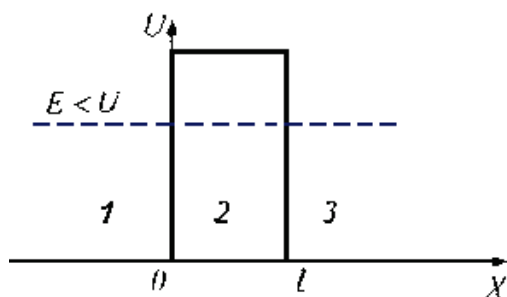


Рис. 1.5.7. Тунельний ефект.

При заданих умовах задачі класична частинка, маючи енергію E , або пройде над бар'єром при $E > U$, або відіб'ється від нього при $E < U$ і буде рухатися в зворотний бік.

Для частинки навіть при $E > U$ ймовірність того, що частинка відіб'ється від бар'єра і буде рухатися у зворотний бік є відмінною від нуля. При $E < U$ також відмінна від нуля ймовірність того, що частинка проникне через бар'єр і виявиться в області $x > l$.

Рівняння Шредингера для кожної з виділених областей має вигляд:

$$\begin{aligned} 1 \text{ і } 3: \frac{d^2 \psi_{1,3}}{dx^2} + k^2 \psi_{1,3} &= 0, \quad k^2 = \frac{2m}{\hbar^2} E; \\ 2: \frac{d^2 \psi_2}{dx^2} + q^2 \psi_2 &= 0; \quad q^2 = \frac{2m}{\hbar^2} (E - U). \end{aligned} \quad (1.5.19)$$

Загальні розв'язки цих диференціальних рівнянь:

$$\begin{aligned} 1: \psi_1(x) &= A_1 e^{ikx} + B_1 e^{-ikx}, \\ 2: \psi_2(x) &= A_2 e^{qx} + B_2 e^{-qx}, \\ 3: \psi_3(x) &= A_3 e^{ikx} + B_3 e^{-ikx}. \end{aligned} \quad (1.5.20)$$

В області 3 є лише хвиля, що пройшла через бар'єр і поширюється зліва направо. Тому коефіцієнт $B_3 = 0$.

При $E < U$ в області 2 q – уявне число, тобто $q = i\beta$, де $\beta = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2m(U - E)}$.

В результаті:

$$\begin{aligned}\psi_1(x) &= A_1 e^{ikx} + B_1 e^{-ikx}, \\ \psi_2(x) &= A_2 e^{-\beta x} + B_2 e^{\beta x}, \\ \psi_3(x) &= A_3 e^{ikx}.\end{aligned}\quad (1.5.21)$$

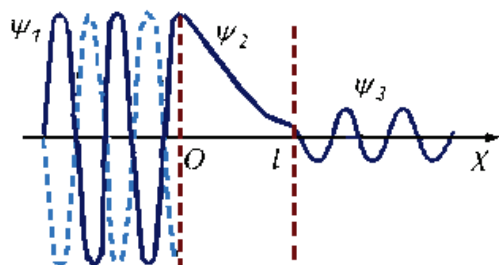


Рис. 1.5.8. Графік функцій

$\psi_1(x)$, $\psi_2(x)$, $\psi_3(x)$.

Отже, хвильова функція не дорівнює нулю і всередині бар'єра, а в області 3 буде мати вигляд хвилі де Бройля з тим самим імпульсом, але меншою амплітудою.

Якісний вигляд функції $\psi_1(x)$, $\psi_2(x)$, $\psi_3(x)$ наведений на рис. 1.5.8.

Таким чином, квантова механіка приводить до принципово нового явища, яке називається **тунельним ефектом**, в результаті якого частинка може пройти через потенціальний бар'єр.

Знайдемо ймовірність проходження мікрочастинки крізь потенціальний бар'єр, або **коефіцієнт пропускання**. Цей коефіцієнт також називають **коефіцієнтом прозорості бар'єра**. Він дорівнює відношенню інтенсивності хвилі, що проходить через бар'єр, до інтенсивності хвилі, що падає на межу поділу областей 1 і 2. Оскільки інтенсивність хвилі пропорційна до квадрату амплітуди коливань, то коефіцієнт прозорості бар'єра:

$$D = \frac{|A_3|^2}{|A_1|^2}. \quad (1.5.22)$$

Для того, щоб знайти це відношення, необхідно використати умови неперервності функції ψ у всій області змін x від $-\infty$ до $+\infty$, тобто:

$$\psi_1(0) = \psi_2(0), \quad \psi_2(l) = \psi_3(l).$$

Для того, щоб функція була гладкою, повинні виконуватися умови:

$$\psi'_1(0) = \psi'_2(0), \quad \psi'_2(l) = \psi'_3(l).$$

Ці умови дають змогу виразити коефіцієнти A_1 через A_3 . В результаті

$$D = \frac{|A_3|^2}{|A_1|^2} = D_0 \exp \left[-\frac{2}{\hbar} \sqrt{2m(U-E)} l \right], \quad (1.5.23)$$

де D_0 – сталий множник, який можна брати рівним 1.

Для потенціального бар'єра довільної форми:

$$D = D_0 \exp \left[-\frac{2}{\hbar} \int_{x_1}^{x_2} \sqrt{2m(U-E)} dx \right], \quad (1.5.24)$$

де $U = U(x)$.

Із виразів для D видно, що коефіцієнт прозорості залежить від маси мікрочастинки, ширини бар'єра і від різниці $(U - E)$.

Тунельний ефект є специфічним квантовим ефектом. Проходження мікрочастинки крізь область, в яку, згідно із законами класичної механіки, вона не може проникнути, можна пояснити співвідношенням невизначеностей. Невизначеність імпульсу Δp на відрізку $\Delta x = l$ дорівнює $\Delta p > \frac{\hbar}{l}$. Зв'язана з цим розкидом в значеннях імпульсу кінетична енергія $\frac{\Delta p^2}{2m}$ може виявитися достатньою для того, щоб повна енергія мікрочастинки виявилася більшою за потенціальну.

Проходження частинок через потенціальний бар'єр експериментально підтверджено в явищі холодної емісії електронів з металу. Тунельний ефект відіграє основну роль у явищах радіоактивного α -розпаду, перебігу термоядерних реакцій.

Квантовий комп'ютер

В даний час область квантових обчислень вважається майбутнім галузі обробки даних. Квантові обчислювальні системи майбутнього будуть володіти обчислювальною потужністю в тисячі разів перевершує потужність сучасних суперкомп'ютерів, споживаючи при цьому на порядки менші кількості електричної енергії. Нині існують перші робочі квантові комп'ютери, розвиток яких іде бурхливим темпом, а перший з них, D-Wave One, з моменту його першої появи два роки тому вже подвоїв свою обчислювальну потужність.

Квантові обчислення відрізняються від класичних обчислень рівнем їх фундаментальної реалізації. У традиційних комп'ютерах використовуються біти, здатні оперувати двома значеннями, логічної 1 і 0. Основою квантових комп'ютерів є квантові біти, кубіти, які завдяки ефектів квантової механіки

можуть перебувати і в третьому стані, у стані квантової суперпозиції, коли їх значення дорівнює 1 і 0 одночасно. Крім того, відмінності між звичайними і квантовими комп'ютерами стосуються і методів організації обчислень. Наприклад, традиційний комп'ютер вирішує задачі математичної оптимізації послідовно, прораховуючи один варіант за іншим, а квантовий комп'ютер оцінює відразу весь масив рішень, вибираючи з нього найбільш оптимальні варіанти, що дозволяє знайти не тільки єдине найкраще рішення, але і десятки тисяч близьких альтернативних варіантів вирішення задачі за короткий час.

Коли перший квантовий комп'ютер D-Wave One (DW1) вперше дебютував у травні 2011 року, в його складі налічувалося 128 квантових бітів, оточених спеціалізованими чіпами і електричними ланцюгами, що забезпечують функціонування квантового біта. При вирішенні завдань певного роду за допомогою технології адіабатних квантових обчислень цей комп'ютер у багато разів перевершував найпотужніші суперкомп'ютери.

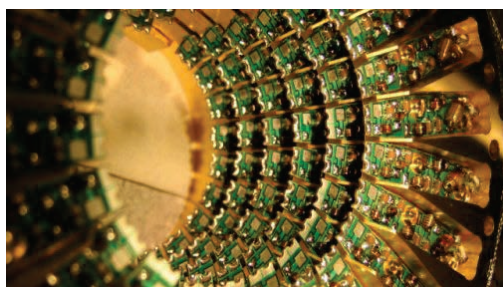


Рис.1.5.9. Кубіти квантового комп'ютера.

Кожен кубіт є крихітним мікропроцесором, які працюють за допомогою ефектів надпровідності і квантової механіки. Можливості квантових обчислювальних систем безпосередньо пов'язані з кількістю пов'язаних один з одним кубітів. Якщо зв'язати всі 509 кубітів комп'ютера D-Wave Two, які

беруть безпосередню участь в обчисленнях, один з одним, то її продуктивність буде вище на 100 порядків, ніж продуктивність його попередника. Однак, компонування кубітів нового комп'ютера дозволяє зв'язати один кубіт тільки з вісьмома сусідніми кубітами. Незважаючи на це, комп'ютер DW2 приблизно в 300 тисяч разів більш потужним, ніж комп'ютер DW1.

При проведенні тестів, в яких були задіяні 439 кубіт для вирішення спеціалізованих оптимізаційних алгоритмів CPLEX, комп'ютер DW2 знайшов 100 варіантів рішень за половину секунди часу, що 3600 разів швидше, ніж необхідно суперкомп'ютера, який витрачає на це приблизно півгодини часу.

Для того, щоб досягти повного використання квантових ефектів, кубіти комп'ютера DW2 перебувають у надзвичайних умовах навколишнього середовища. Їх температура становить 0,02 градуси за шкалою Кельвіна, що в 150 разів холодніше, ніж температура в міжзоряному космічному просторі. Глибина вакууму, в якому знаходяться кубіти комп'ютера в 100 мільярдів разів нижче, ніж атмосферний тиск при стандартних умовах. Завдяки використанню системи захисту, зовнішнє магнітне і електричне вплив на кубіти знижено в 50 тисяч разів. Примітним є той факт, що для створення наднизької температури і глибокого вакууму потрібно всього 15,5 кіловат електричної енергії, а сам комп'ютер займає лише 10 квадратних метрів площі, що абсолютно незрівнянно з тисячами кіловат і величезними просторами, займаними суперкомп'ютерами та супутньою інфраструктурою.

1.6. Основи зонної теорії

Енергетичні зони в кристалах. Розподіл електронів по енергетичних зонах. Метали, діелектрики і напівпровідники

Картина енергетичної структури твердого тіла порівняно з ізольованим атомом є суттєво іншою. Так, при зближенні ізольованих атомів і утворення з них кристалу, що складається з N атомів, кожний окремий атом взаємодіє з своїми сусідами, що призводить до появи в кристалі N близько розміщених один від одного підрівнів, які утворюють енергетичну зону.

Найбільший вплив поле ґратки чинить на зовнішні валентні електрони атомів. Тому стани цих електронів в кристалі зазнають найбільших змін, а енергетичні зони, які утворені з енергетичних рівнів цих електронів, виявляються найширшими.

Внутрішні електрони, які сильно зв'язані з ядром, відчують лише незначні збурення від інших атомів, внаслідок чого їх енергетичні рівні в кристалі залишаються практично такими ж вузькими, як і в ізольованих атомах. На рис. 1.6.1 схематично наведена картина утворення енергетичних зон в кристалі із дискретних атомних рівнів.

Кожному енергетичному рівню ізолюваного атома в кристалі відповідає зона дозованих рівнів: $1s$ – зона $1s$, рівню $2p$ – зона $2p$ і т.д.

Зони дозованих енергій розділені областими заборонених енергій – **забороненими зонами (33)**.

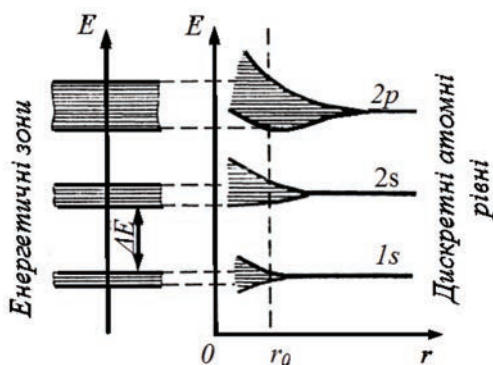


Рис. 1.6.1. Утворення енергетичних зон у кристалі.

антипаралельними спінами.

Електрони в твердих тілах можуть переходити з однієї дозованої зони в іншу. Для переходу електрона з нижньої зони в сусідню верхню зону необхідно затратити енергію, що дорівнює ширині ΔE забороненої зони, яка розміщена між ними.

Для внутрішніх переходів електронам в межах зони необхідна дуже мала енергія, тому, що відстань між сусідніми енергетичними рівнями в зоні дорівнює приблизно 10^{-22} еВ. Наприклад, для цього достатньо енергії 10^{-4} – 10^{-8} еВ, що отримує електрон в металі під дією електричного поля на довжині вільного пробігу при звичайних різницях потенціалів. Під дією збудження електронам може бути надана енергія, достатня як для внутрішньозонних, так і для міжзонних переходів.

Зонна теорія твердих тіл дозволила з єдиної точки зору пояснити фізичні властивості металів, діелектриків і напівпровідників, пояснюючи відмінності в їх електричних властивостях неоднаковим заповненням електронами дозованих зон і різною шириною заборонених енергетичних зон.

Найвища зона, яка цілком заповнена електронами при $T = 0$ К, називається **валентною зоною (ВЗ)**.

Зона, яка заповнена електронами частково або вільна від електронів при $T = 0$ К, називається **зоною провідності (ЗП)**.

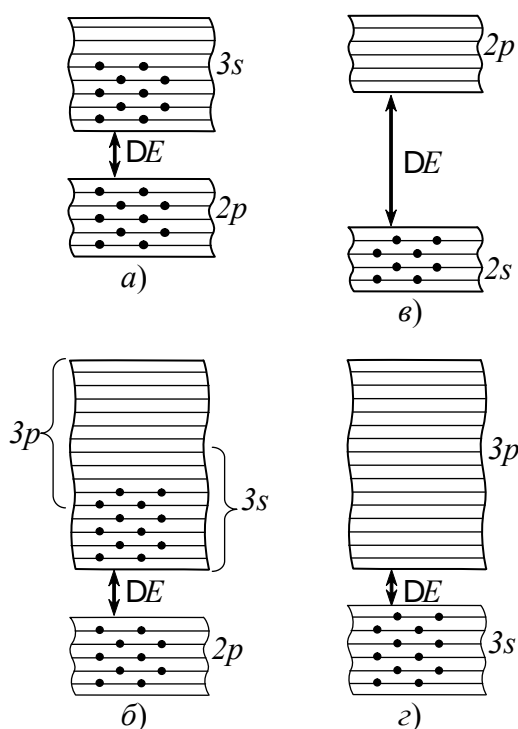


Рис. 1.6.2. Заповнення

енергетичних зон.

Залежно від ступеня заповнення енергетичних зон електронами і ширини забороненої зони можливі чотири випадки (рис. 1.6.2).

У першому випадку найвища зона, що містить електрони, заповнена лише частково, тобто в ній є вакантні рівні (рис. 1.6.2.а). У такому разі електрон, збільшивши свою енергію за рахунок теплового руху або електричного поля, зможе перейти на вищий енергетичний рівень самої зони, тобто стати вільним і брати участь у провідності.

Внутрішньозонний перехід можливий, оскільки, наприклад, при $T = 1$ К енергія теплового руху $kT \sim 10^{-4}$ еВ, тобто більша

від різниці енергій між сусідніми енергетичними рівнями зони (10^{-22} еВ). Отже, тіло буде провідником електричного струму. Що властиве **металам**.

Тверде тіло є провідником електричного струму і в тому випадку, коли валентна зона перекривається із зоною провідності, що призводить до неповного заповнення зони (рис. 1.6.2.б). Це має місце для лужноземельних елементів, що утворюють другу групу періодичної системи Менделєєва. У даному випадку утворюється так звана «гібридна» зона, яка заповнюється валентними електронами лише частково.

Можливий також перерозподіл електронів між зонами, що виникають із рівнів різних атомів, який може привести до того, що в кристалі виявиться одна

цілком заповнена (валентна) зона і одна вільна зона (зона провідності). Тверді тіла, у яких зона провідності повністю заповнена електронами, а валентна зона вільна від електронів при $T = 0 \text{ K}$, є *діелектриками* або *напівпровідниками* залежно від ширини ΔE забороненої зони.

Якщо ширина забороненої зони кристалу порядку декількох еВ, то тепловий рух не може перевести електрони з валентної зони в зону провідності і кристал є **діелектриком**, залишаючись ним при всіх реальних температурах (рис. 1.6.2.в). Для типових діелектриків $\Delta E > 3 \text{ eV}$. Так, для алмазу $\Delta E \sim 5,2 \text{ eV}$, для нітриду бору $\Delta E \sim 4,6 \text{ eV}$, для Al_2O_3 $\Delta E \sim 7,0 \text{ eV}$.

Якщо заборонена зона досить вузька $\Delta E \leq 1 \text{ eV}$, то перехід електронів з валентної зони в зону провідності може бути здійснений порівняно легко: або тепловим збудженням, або за рахунок зовнішнього джерела, здатного передати електронам енергію ΔE (рис. 1.6.2.г). Такий кристал буде **напівпровідником**. При температурах, близьких до $T = 0 \text{ K}$, напівпровідники ведуть себе як діелектрики, оскільки переходу електронів у зону провідності не відбувається. Для типових напівпровідників $\Delta E \leq 1 \text{ eV}$. Так, для германію $\Delta E = 0,66 \text{ eV}$, для кремнію $\Delta E = 1,08 \text{ eV}$, для антимоніду індію $\Delta E = 0,17 \text{ eV}$.

Речовини можна також поділяти на провідники, напівпровідники і діелектрики за величиною їх питомого опору ρ при кімнатній температурі:

$\rho = 10^{-8} \div 10^{-6} \text{ Ом} \cdot \text{м}$ – провідники; $\rho = 10^8 \div 10^{-5} \text{ Ом} \cdot \text{м}$ – напівпровідники; $\rho = 10^9 \div 10^{17} \text{ Ом} \cdot \text{м}$ – діелектрики.

Власна провідність напівпровідників

Напівпровідники при $T = 0 \text{ K}$ характеризуються повністю зайнятою електронами валентною зоною, відокремленою від зони провідності порівняно вузькою ($\Delta E \leq 1 \text{ eV}$) забороненою зоною.

У природі напівпровідники існують у вигляді хімічних елементів (елементи IV, V, VI груп), наприклад, *Si*, *Ge*, *As*, *Se*, *Te*, і хімічних сполук (оксиди, сульфіді, селеніді, сплави елементів різних груп).

Розрізняють **власні** і **домішкові** напівпровідники. **Власними напівпровідниками** є хімічно чисті напівпровідники, їх провідність називається **власною провідністю**.

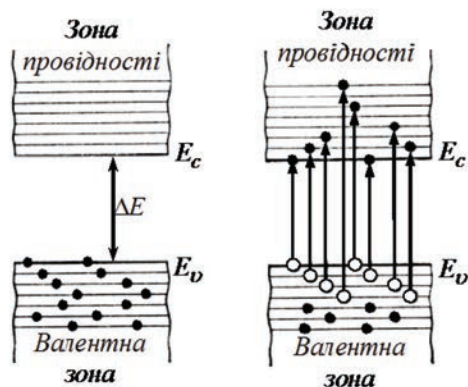


Рис. 1.6.3. Схема зонної структури власного напівпровідника при н.у.

Рис. 1.6.4. Схема зонної структури власного напівпровідника при підвищенні температури.

На рис. 1.6.3 наведена спрощена схема зонної структури власного напівпровідника (E_v – верхній енергетичний рівень валентної зони; E_c – нижній енергетичний рівень зони провідності). При $T = 0\text{ K}$ валентна зона

власного напівпровідника укомплектована повністю електронами, а зона провідності, яка розміщена над валентною зоною на відстані ΔE , є незаповненою.

Отже, при $T = 0\text{ K}$ і за відсутності інших зовнішніх факторів власні напівпровідники ведуть себе як діелектрики. При підвищенні температури електрони з верхніх рівнів валентної зони можуть переходити на нижні рівні зони провідності (рис. 1.6.4). При накладанні на кристал електричного поля електрони рухаються в зоні провідності проти поля і створюють електричний струм.

Провідність власних напівпровідників, яка зумовлена електронами, називається **електронною провідністю** або провідністю **n-типу**.

Внаслідок теплових переходів електронів із валентної зони в зону провідності у валентній зоні виникають вакантні стани, які називаються **дірками**. У зовнішньому електричному полі на місце, яке звільнилось від електрона – дірку може переміститися електрон із сусіднього рівня, а дірка

появиться в тому місці, яке звільнив електрон і т.д. Такий процес рівнозначний переміщенню дірки в напрямку, протилежному до руху електрона.

*Провідність власних напівпровідників, зумовлена дірками, називається **дірковою провідністю** або провідністю **p-типу**.*

Число електронів в зоні провідності дорівнює числу дірок у валентній зоні, тобто $N_e = N_p$.

У власних напівпровідниках спостерігаються два механізми провідності – електронна і діркова.

Провідність напівпровідників завжди є збудженою, тобто появляється лише під дією зовнішніх факторів (температури, опромінювання, сильних електричних полів і т.д.).

Концентрацію n_e електронів у зоні провідності і концентрацію n_p дірок у валентній зоні для власного напівпровідника можна розрахувати за формулою:

$$n_e = n_p = 2 \left(\frac{2\pi \sqrt{m_e^* m_p^* kT}}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{\Delta E}{2kT}}, \quad (1.6.1)$$

де m_e^* і m_p^* – ефективна маса електрона і дірки відповідно.

Звідси видно, що концентрація носіїв струму у власному напівпровіднику визначається шириною ΔE забороненої зони і температурою напівпровідника T .

Внаслідок наявності у власному напівпровіднику двох типів носіїв струму – електронів і дірок, його питома електропровідність σ складається з провідності $\sigma_e = n_e e u_e$, яка обумовлена наявністю вільних електронів, що мають рухливість u_e , і провідності $\sigma_p = n_p e u_p$, яка обумовлена наявністю дірок, що мають рухливість u_p . Повна питома провідність власного напівпровідника дорівнює:

$$\sigma = \sigma_e + \sigma_p = 2 \left(\frac{2\pi \sqrt{m_e^* m_p^* kT}}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \cdot e(u_e + u_p) e^{-\frac{\Delta E}{2kT}}. \quad (1.6.2)$$

Розрахунок значень рухливостей u_e і u_p показує, що:

$$u_e \approx m_e^{*-3/2} T^{-3/2} \quad \text{і} \quad u_p \approx m_p^{*-3/2} T^{-3/2}.$$

Тоді:

$$\sigma = \text{const} (m_p^* m_p^*)^{3/2} (m_e^{*-3/2} + m_p^{*-3/2}) e^{-\frac{\Delta E}{2kT}} = \sigma_\infty e^{-\frac{\Delta E}{2kT}}. \quad (1.6.3)$$

З цього виразу видно, що при $T \rightarrow \infty$, $\sigma \rightarrow \sigma_\infty$, тобто σ_∞ визначає питому провідність напівпровідника при $T \rightarrow \infty$.

У напівпровідниках поряд з процесом генерації електронів і дірок відбувається і процес рекомбінації: електрони переходять із зони провідності у валентну зону, віддаючи енергію ґратці або випускаючи кванти електромагнітного випромінювання. В результаті для кожної температури у власному напівпровіднику встановлюється певна рівноважна концентрація електронів і дірок.

Домішкова провідність напівпровідників

Провідність напівпровідників, яка зумовлена домішками, називається **домішковою провідністю**, а самі напівпровідники – **домішковими напівпровідниками**.

Домішками є атоми сторонніх елементів, надлишкові атоми, пусті вузли або атоми в міжвузлях і механічні дефекти. Наявність в напівпровіднику домішки суттєво змінює його провідність.

Розглянемо кристал германію в якому кожний атом зв'язаний з чотирма сусідніми атомами. При заміщенні атома германію *Ge* п'ятивалентним атомом арсену *As* один електрон не може утворити ковалентний зв'язок, він виявляється зайвим і може бути при теплових коливаннях ґратки легко відщеплений від атома, тобто може стати вільним (рис. 1.6.5).

Утворення вільного електрона не супроводжується порушенням ковалентного зв'язку, дірка не виникає. Надлишковий позитивний заряд, що виникає поблизу атома домішки, зв'язаний з атомом домішки, і тому переміщатися по ґратці не може.

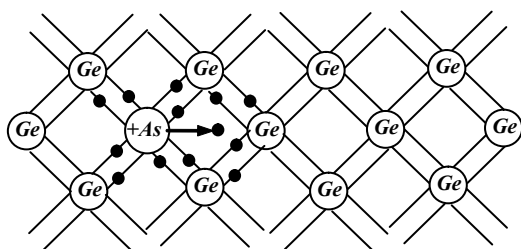


Рис. 1.6.5. Внесення домішки p -типу в напівпровідник.

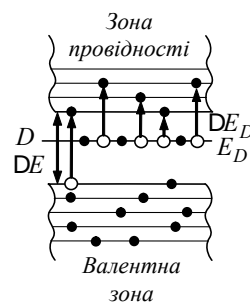


Рис. 1.6.6. Утворення домішкового рівня провідності.

З точки зору зонної теорії цей процес можна пояснити так. Введення домішки створює періодичне поле ґратки, що призводить до виникнення в забороненій зоні енергетичного рівня D валентних електронів арсену, який називається домішковим рівнем (рис. 1.6.6). У випадку Ge з домішкою As цей рівень розміщується від дна зони провідності на відстані $\Delta E_D = 0,015$ еВ. Оскільки $\Delta E_D \ll \Delta E$, то уже при звичайних температурах енергія теплового руху достатня для того, щоб перевести електрони з домішкового рівня в зону провідності. Дірки, які утворюються при цьому, локалізуються на нерухомих атомах арсену і у провідності участі не беруть.

Отже, в напівпровідниках з домішкою, валентність якої на одиницю більша, ніж валентність основних атомів, носіями струму є електрони, виникає електронна домішкова провідність n -типу. *Напівпровідники з такою провідністю називаються електронними (n -типу).*

Домішки, які є джерелом електронів, називаються **донорами**, а енергетичні рівні цих домішок – **донорними рівнями**.

Припустимо тепер, що в ґратку германію Ge введено домішковий атом індію In з трьома валентними електронами (рис. 1.6.7). Для утворення зв'язків з чотирма сусідами в атома індію не вистачає одного електрона. Тому один із зв'язків залишається неukoмплектованим і четвертий електрон може бути захоплений від сусіднього атома германію, де утворюється дірка.

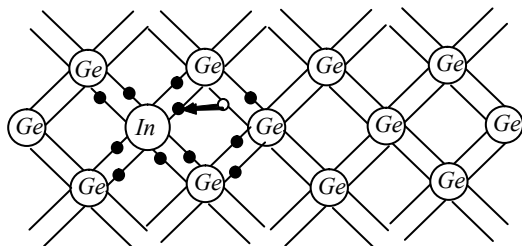


Рис. 1.6.7. Внесення домішки *n*-типу в напівпровідник.

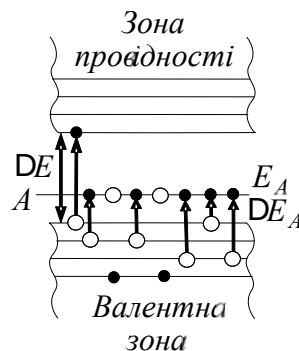


Рис. 1.6.8. Утворення домішкового рівня провідності.

Дірки не залишаються локалізованими, а переміщуються в ґратці *Ge* як вільні позитивні заряди. Надлишковий від'ємний заряд, що виникає поблизу атома домішки, зв'язаний з атомом домішки і в ґратці переміщатися не може.

Згідно із зонною теорією введення тривалентного атома в ґратку *Ge* призводить до виникнення в забороненій зоні домішкового рівня *A*, не зайнятого електронами (рис. 1.6.8). У випадку *Ge* з домішкою *In* цей рівень локалізується вище верхнього краю валентної зони на $\Delta E_A = 0,01$ eV. При порівняно низьких температурах електрони з валентної зони переходять на домішкові рівні і, зв'язуючись з атомами індію, втрачають здатність переміщатися в ґратці германію, тобто в провідності участі не беруть. Носіями струму є лише дірки, що виникають у валентній зоні.

Отже, в напівпровідниках з домішкою, валентність якої на одиницю менша, ніж валентність основних атомів, носіями струму є дірки – виникає діркова провідність.

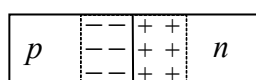
Напівпровідники з такою провідністю називаються дірковими (p-типу).

Домішки, що захоплюють електрони з валентної зони напівпровідника, називаються **акцепторами**, а енергетичні рівні цих домішок – **акцепторними рівнями**.

Домішкова провідність напівпровідників зумовлена, в основному, носіями одного знаку: електронами – у випадку донорної домішки, і дірками у випадку акцепторної. Ці носії струму називаються основними.

Крім основних носіїв, у домішкових напівпровідниках є неосновні носії: у напівпровідниках n -типу – дірки, а у напівпровідниках p -типу – електрони. Концентрація основних носіїв більша, ніж концентрація неосновних носіїв.

p - n перехід і його вольт-амперна характеристика



Границя контакту двох напівпровідників, один з яких має електронну, а інший діркову провідність, називається **електронно-дірковим переходом (або p - n переходом)**

Рис. 1.6.9. p - n перехід. (рис. 1.6.9).

n перехід.

Ці переходи мають велике практичне значення, яке лежить в основі роботи багатьох напівпровідникових приладів.

Одним із поширених методів виготовлення p - n переходів є **метод сплавлення**. Наприклад, кристал германію n -типу сплавляють з «таблеткою» індію, яка покладена на нього, при температурі 500 – 600 °С в атмосфері аргону. При цьому індій розплавляється і розчиняє в собі германій.

Розглянемо фізичні процеси, що відбуваються в p - n – переході. Будемо вважати, що концентрація донорів n_D і концентрація акцепторів n_A однакові.

Для n -області основними носіями струму є електрони і при не дуже низьких температурах концентрація електронів в n -області практично дорівнює концентрації донорних атомів – $n_{en} = n_D$. В p -області основні носії – дірки, і концентрація дірок в цій області дорівнює концентрації акцепторних атомів – $n_{др} = n_A$.

Крім основних носіїв, ці області містять неосновні носії: n -область – дірки ($n_{дн}$), p -область – електрони ($n_{ер}$). Розрахунок показує, що концентрація $n_{др}$ у $\approx 10^6$ разів більша за $n_{дн}$ в n -області, а концентрація $n_{ен}$ в $\approx 10^6$ разів більша за концентрацію електронів $n_{ер}$ p -області.

Відмінність у концентрації однотипних носіїв в контактуючих областях напівпровідника призводить до виникнення дифузійних потоків електронів з n -

області в p -область ($n_{en \rightarrow p}$) і дифузійного потоку дірок із p -області в n -область ($n_{др \rightarrow n}$).

Область n , із якої дифундували електрони, заряджається позитивно, а p -область, із якої дифундували дірки – негативно (рис. 1.6.9). Перетікання електронів справа наліво і дірок зліва направо відбувається доти, доки потік електронів із n -області в p -область ($n_{en \rightarrow p}$) зрівноважується потоком електронів із p -області в n -область ($n_{ep \rightarrow n}$), а потік електронів із p -області в n -область ($n_{др \rightarrow n}$) зрівноважується потоком дірок із n -області в p -область:

$$n_{en \rightarrow p} = n_{ep \rightarrow n}; \quad n_{др \rightarrow n} = n_{дп \rightarrow p}.$$

Позначимо густини струмів, що відповідають потоку $n_{en \rightarrow p}$ через j_{en} ; потоку $n_{ep \rightarrow n}$ – j_{ep} ; потоку $n_{др \rightarrow n}$ – $j_{др}$; потоку $n_{дп \rightarrow p}$ – $j_{дп}$. В рівноважному стані

$$j_{en} = j_{ep}, \quad j_{др} = j_{дп}.$$

Додаючи ліві і праві сторони цих рівностей, отримуємо:

$$j_{en} + j_{др} = j_{ep} + j_{дп}.$$

Густина повного струму через рівноважний p - n - перехід:

$$j = (j_{en} + j_{др}) - (j_{ep} + j_{дп}) = 0.$$

В n -області напівпровідника внаслідок переходу електронів поблизу границі залишається некомпенсований позитивний об'ємний заряд нерухомих іонізованих донорних атомів. У p -області напівпровідника, внаслідок переходу дірок, поблизу границі утворюється від'ємний об'ємний заряд нерухомих іонізованих акцепторів. Ці об'ємні заряди утворюють біля границі подвійний електричний шар, який характеризується контактною різницею потенціалів φ_0 , що не дозволяє подальший перехід електронів у напрямку $n \rightarrow p$ і дірок у напрямку $p \rightarrow n$.

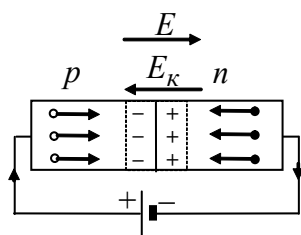


Рис. 1.6.10.

Прямий струм.

Прикладемо до p - n -переходу, що знаходиться в рівновазі, зовнішнє електричне поле, яке напрямлене протилежно до поля контактного шару, підключивши до p -області позитивний полюс джерела напруги, а до n -області – негативний (рис. 1.6.10). Це поле, напрямом якого називається **прямим**, викликає пониження потенціального бар'єра для основних носіїв:

$$e\varphi_0 - e\varphi, \quad (1.6.4)$$

де φ – зовнішня різниця потенціалів. Тому потік електронів із n -області в p -область і потік дірок із p у n -область збільшаться в $e^{\frac{e\varphi}{kT}}$ разів, що приведе до збільшення в $e^{\frac{e\varphi}{kT}}$ разів густини струмів основних носіїв j_{en} і j_{dp} . Густини ж неосновних носіїв струму j_{ep} і j_{dn} залишаються незмінними.

Тоді, густина повного струму j_{np} при прямому включенні p - n -переходу дорівнює:

$$j_{np} = (j_{en} + j_{dp}) - (j_{ep} + j_{dn}) = j_n \left(e^{\frac{e\varphi}{kT}} - 1 \right), \quad (1.6.5)$$

де j_n – густина струму насичення. Цей струм називається **прямим**.

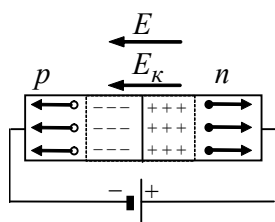


Рис. 1.6.11.

Зворотний струм.

Прикладемо до p - n -переходу зовнішнє електричне поле, яке напрямлене від n -провідника до p -провідника, тобто поле, яке співпадає з полем контактного шару (рис. 1.6.11). «Плюсовий» полюс джерела струму підключений до n -області, а «мінус» – до p -області. Під дією різниці потенціалів φ зовнішнього поля, напрямом якого називається **зворотнім**, розширюється запірний шар і потенціальний бар'єр p - n -переходу становить $e\varphi_0 + e\varphi$, що зменшить в

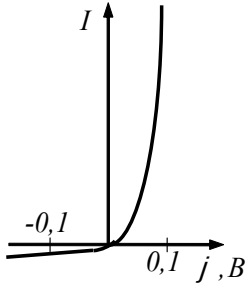
$e^{\frac{e\varphi}{kT}}$ разів потоки основних носіїв $n_{en \rightarrow p}$ і $n_{dp \rightarrow n}$ та густини струмів j_{en} і j_{dp} , що відповідають цим потокам. Зміна висоти бар'єра не змінить потоків електронів $n_{ep \rightarrow n}$ і дірок $n_{dp \rightarrow p}$.

В кінцевому результаті густина повного струму через p - n -перехід

дорівнює:

$$j_{зв} = (j_{en} + j_{dp}) - (j_{ep} + j_{дп}) = j_n \left(e^{\frac{e\varphi}{kT}} - 1 \right).$$

Цей струм називається **зворотним**.



Об'єднуючи вирази j_{np} і $j_{зв}$, отримуємо:

$$j = j_n \left(e^{\pm \frac{e\varphi}{kT}} - 1 \right) \quad (1.6.6)$$

Це співвідношення є рівнянням **вольт-амперної характеристики p-n-переходу**.

p-n-перехід практично має односторонню провідність. Вольт-амперна характеристика p-n-переходу має вигляд, зображений на рис. 1.6.12.

Рис. 1.6.12. ВАХ p-n-переходу.

На основі властивостей напівпровідникових матеріалів створено чіпи пам'яті.

Оперативна пам'ять



Рис. 1.6.13. Модуль ОЗП.

Оперативна пам'ять

(рис. 1.6.13) (RAM, Random Access Memory, пам'ять з довільним доступом). RAM – енергозалежний пристрій, її вміст при вимкненні живлення стирається. Оперативна пам'ять виконує роль посередника

між процесором та іншими елементами ПК. В оперативній пам'яті процесор зберігає необхідні йому дані і програми, з якими він в даний момент працює.

Таким чином дані і програми одного разу зчитуються з жорсткого диска і розміщуються в оперативній пам'яті, а потім робота процесора з цими програмами і даними відбувається в оперативній пам'яті. Коли програми і дані більше не потрібні, вони видаляються з оперативної пам'яті, але продовжують зберігатися на жорсткому диску. Очевидно, що від швидкодії оперативної пам'яті залежить те, наскільки швидко процесор забезпечується даними для

обробки і продуктивність комп'ютера в цілому. Наприклад, комп'ютер з швидшим процесором може конкретне завдання вирішити повільніше, ніж комп'ютер з повільнішим процесором, якщо у останнього оперативна пам'ять більша. Важливо підкреслити, що тут не можна говорити про те що один комп'ютер швидший за інший, потрібно розуміти, що це залежить від кожного конкретного завдання. Так само важливим є питання про те, як залежить продуктивність комп'ютера від кількості встановленої оперативної пам'яті. Не можна говорити про те, що чим більше пам'яті, тим швидшим є комп'ютер.

Основним чинником продуктивності оперативної пам'яті можна назвати її пропускну спроможність, тобто кількість мегабайт за секунду, які здатна записувати/зчитувати оперативна пам'ять. Пропускна спроможність оперативної пам'яті безпосередньо залежить від частоти роботи чіпів пам'яті і від ширини шини, що зв'язує пам'ять і процесор, і звичайно визначається як добуток ширини шини на частоту її роботи. Наприклад, ширина шини 64 біта, частота роботи пам'яті 100 МГц, пропускна спроможність – 8 байт (64 біта) * 100 МГц = 800 Мбайт/с.

Але пропускна спроможність – не єдиний чинник, що визначає продуктивність пам'яті. Найважливішим параметром також є час доступу, тобто тимчасова затримка між запитом на видачу якої-небудь інформації з пам'яті і її реальною видачею. Якщо програма працює з великими масивами безперервних даних, тобто лише одного разу отримує доступ, а потім багато лінійно прочитує, то для такої програми оптимальна пам'ять з великою пропускнуою спроможністю, а якщо програма оперує малими блоками даних, тобто постійно отримує доступ до різних областей пам'яті і по малу читає з кожної області, тоді оптимальною є пам'ять з малим часом доступу, а пропускна спроможність має менше значення. Оскільки на комп'ютері виконуються різні програми, то дуже важко знайти компроміс. У загальному випадку, необхідно прагнути до того, щоб і час доступу і пропускна спроможність пам'яті були високими.

Постійна пам'ять ROM

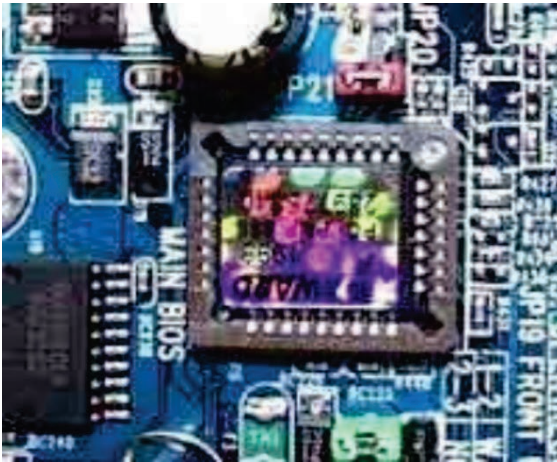


Рис. 1.6.14. Мікросхема ROM.

В момент включення комп'ютера в його оперативній пам'яті відсутні будь-які дані. Але процесору необхідні команди, особливо, відразу після включення. Тому процесор звертається за спеціальною стартовою адресою, яка йому завжди відома, за своєю першою командою. Ця адреса вказує на пам'ять, яку прийнято називати постійною пам'яттю ROM (Read Only

Memory) або постійним запам'ятовуючим пристроєм (ПЗП). Мікросхема ПЗП (рис. 1.6.14) здатна тривалий час зберігати інформацію, навіть при вимкненому комп'ютері. Кажуть, що програми, які знаходяться в ПЗП, "зашиті" у ній – вони записуються туди на етапі виготовлення мікросхеми. Комплект програм, що знаходиться в ПЗП утворює базову систему введення/виведення BIOS (Basic Input Output System). Основне призначення цих програм полягає в тому, щоб перевірити конфігурацію та працездатність системи та забезпечити взаємодію з клавіатурою, монітором, жорсткими та гнучкими дисками, тощо.

За ім'ям цієї групи програм і саму мікросхему також іноді називають BIOS.

У момент увімкнення ПК ця програма забезпечує процедуру старту машини, перевірки, ініціалізації і налаштувань усіх її вузлів, а потім передає управління операційній системі. Природно, якщо мікросхема пошкоджена, або програма BIOS стерта, або мікросхема витягнута з плати, то ПК не зможе запуснитися. Але якщо обережно витягнути мікросхему з працюючого комп'ютера, то він продовжує працювати. Для виготовлення BIOS застосовуються різні типи мікросхем. На старіші мікросхеми в заводських умовах одного разу записується інформація, а потім вона не може бути ні стерта, ні змінена. Потім почали застосовувати мікросхеми з ультрафіолетовим

стиранням. У таку мікросхему записують дані на спеціальному пристрої, що називається програматором, стирання можливе при опромінюванні мікросхеми ультрафіолетом через спеціальне вікно – отвір в корпусі. Потім знову можливий запис на програматорі. Але сьогодні в першу чергу застосовують так звані flash-мікросхеми. Вони дозволяють як електричне стирання, так і електричне програмування. Сучасні материнські плати дозволяють перепрограмувати мікросхему BIOS самостійно, без її виймання.

Енергонезалежна пам'ять CMOS

При початковому старті комп'ютера і початковій ініціалізації пристроїв є цілий ряд параметрів, якими BIOS необхідно скористатися. Найбільш інтуїтивно зрозумілі параметри: системний час і дата. Адже користувач не вводить їх самостійно при кожному включенні комп'ютера. Окрім них є безліч інших параметрів, необхідних для початкового старту машини і які користувач може змінювати. Значення цих параметрів зберігаються в спеціально відведений для цих цілей пам'яті, названій CMOS. Мікросхема пам'яті CMOS має невеликий об'єм і розташовується на материнській платі.

Від оперативної пам'яті вона відрізняється тим, що її вміст не зникає при вимкненні комп'ютера, а від постійної пам'яті вона відрізняється тим, що дані можна заносити туди і змінювати самостійно, відповідно до того, яке обладнання входить до складу інформаційної системи. Мікросхема пам'яті CMOS постійно живиться від невеликої батарейки, що розташована на материнській платі. У цій пам'яті зберігаються дані про гнучкі та жорсткі диски, процесор і т.д. Той факт, що комп'ютер чітко відслідковує дату і час, також пов'язаний з тим, що ця інформація постійно зберігається (і обновлюється) у пам'яті CMOS. Таким чином, програми BIOS зчитують дані про склад комп'ютерної системи з мікросхеми CMOS, після чого вони можуть здійснювати звертання до жорсткого диска та інших пристроїв.

1.7. Лазери. Сучасна фізична картина світу

Оптичні квантові генератори, або *лазери* (з англ. Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation – підсилення світла за допомогою вимушеного випромінювання), з'явилися порівняно недавно, їх уже широко застосовують у науці, промисловості, сільському господарстві, транспорті та інших галузях виробництва.

Вперше поняття індукованого випромінювання ввів у 1916 р. А. Ейнштейн. Описуючи поглинання і випромінювання світла за допомогою ймовірнісних переходів, він довів, що в разі рівноважного випромінювання разом з поглинанням і спонтанним випромінюванням має бути і стимульоване випромінювання.

Наступний етап у створенні оптичних квантових генераторів – відкриття в 1939 р. радянським фізиком-теоретиком В.О. Фабрикантом можливості підсилення електромагнітних хвиль за допомогою індукованих переходів. І тільки в 1954 р. радянські вчені М.Г. Басов і О.М. Прохоров одночасно з американським фізиком Ч.Х. Таунсом створили перші квантові генератори на пучку молекул аміаку з довжиною хвилі електромагнітного випромінювання $\lambda = 1,25$ см. Квантові генератори, які випромінюють у радіодіапазоні, називають *мазерами* (з англ. Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation – підсилення мікрохвиль за допомогою вимушеного випромінювання).

Перші квантові генератори, що працюють в оптичному діапазоні (лазери), з'явилися на початку 60-х років ХХ ст. Це були твердотілий лазер на рубіні з $\lambda = 694,3$ нм, гелій-неоновий лазер з $\lambda = 632,8$ нм і напівпровідниковий інжекційний лазер на GaAs з $\lambda = 840$ нм (1962 р.).

Випромінювання оптичних квантових генераторів має високу *монохроматичність*, *просторову і часову когерентність*, напрямленість (або малу розбіжність), велику спектральну потужність. Випромінювання більшості лазерів лінійно поляризоване, багато з них мають високу вихідну потужність випромінювання. Ці властивості лазерного випромінювання забезпечили

широке застосування оптичних квантових генераторів у різних галузях науки, техніки і технологіях.

Фізичні основи роботи оптичних квантових генераторів

Якщо на середовище, що складається з атомів, які можуть знаходитися в двох станах, падає електромагнітна хвиля з частотою $\omega = \frac{E_k - E_i}{\hbar}$, під її дією в одиниці об'єму за 1 с відбувається DN_{ik} поглинальних і DN'_{ik} , випромінювальних індукованих переходів. Перші пов'язані з поглинанням фотонів енергією $\hbar\omega$, другі – з випромінюванням таких самих фотонів. Тому зміну інтенсивності електромагнітної хвилі dI , яка пройшла крізь середовище, можна визначити так:

$$dI = \hbar\omega(DN'_{ik} - DN_{ik}). \quad (1.7.1)$$

Оскільки в системі, що перебуває у стані термодинамічної рівноваги, заселеність нижнього енергетичного рівня атомів більша, ніж верхнього ($N_i \gg N_k$), то інтенсивність випромінювання, яке проходить крізь середовище, ослаблюється (зменшується). Якби вдалося домогтися того, щоб $N_k > N_i$, тоді замість ослаблення інтенсивності падаючого випромінювання відбувалося б його підсилення.

Проаналізуємо таку можливість. Коли середовище перебуває у стані термодинамічної рівноваги, розподіл атомів за енергетичними рівнями описується законом Больцмана:

$$\frac{N_k}{N_i} = \exp\left\{-\frac{\hbar\omega}{kT}\right\} = \exp\left\{-\frac{E_k - E_i}{kT}\right\}. \quad (1.7.2)$$

Оскільки $E_k > E_i$, то $N_k < N_i$ – за будь-якої скінченної температури, і домогтися підсилення інтенсивності падаючого на атомну систему випромінювання неможливо. При $T = \infty$, $N_k = N_i$ і $dI = 0$ не відбувається ослаблення падаючої хвилі, тобто середовище є прозорим.

Отже, у стані термодинамічної рівноваги дістати підсилення випромінювання неможливо. Коли термодинамічну рівновагу порушити, можна домогтися умови $N_k > N_i$. У такій ситуації падаюче випромінювання під час

проходження крізь середовище підсилюватиметься. Стан середовища, у якому заповнення його енергетичного рівня з вищою енергією більша, ніж рівня з нижчою енергією, називають *інверсією заповнення енергетичних рівнів електронами*.

За виразом (1.7.2) визначимо температуру такого середовища:

$$T = \frac{E_i - E_k}{k \ln \frac{N_k}{N_i}} \quad (1.7.3)$$

Для середовища з інверсією заселеності енергетичних рівнів $N_k > N_i$, $E_k > E_i$ чисельник виразу (1.7.3) буде від'ємним числом, а знаменник – додатним, звідси випливає, що абсолютна температура буде від'ємною. Отже, квантові системи з інверсією заселеності характеризуються від'ємною абсолютною температурою. Термін «від'ємна абсолютна температура» не має самостійного фізичного змісту, оскільки абсолютна температура – характеристика рівноважних станів систем. Цей термін використовують для позначення систем з інверсією заселення енергетичних рівнів.

Проходження світла в середовищі з інверсією заселення енергетичних рівнів. Умови генерації лазерів

Припустимо, що вдалося створити середовище з інверсією заселеності рівнів i і k , тобто $N_k > N_i$, при $E_k > E_i$. Якщо в це середовище потрапляє електромагнітна хвиля з частотою $\omega = \frac{E_k - E_i}{\hbar}$ або вона сама виникає в середовищі в результаті спонтанних переходів електронів атомів, то така хвиля в разі проходження крізь середовище посилюється. Запишемо *закон Бугера* для інтенсивності електромагнітної хвилі, яка пройшла в середовищі з інверсією заселеності рівнів атомів електронами відстань l . Оскільки відбувається не тільки ослаблення інтенсивності світла в середовищі, а й його посилення, зумовлене вимушеним випромінюванням, то це призводить до того, що в показнику степеня будуть дві складові: одна враховує посилення світла, інша – ослаблення:

$$I = I_0 e^{(\alpha - \beta)l}, \quad (1.7.4)$$

де I_0 , I – інтенсивності відповідно падаючої хвилі і хвилі, що пройшла крізь середовище; α – коефіцієнт підсилення, зведений до одиниці пройденного шляху; β – коефіцієнт ослаблення, зведений до одиниці пройденного шляху.

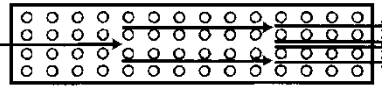


Рис. 1.7.1.

Квантовий підсилювач.

Як видно з виразу (1.7.4), посилення світла буде при $\alpha > \beta$. Така умова виконується в оптичних квантових підсилювачах (рис. 1.7.1).

Принцип дії квантового підсилювача аналогічний принципу дії звичайного підсилювача радіодіапазону: на вхід підсилювача також подається ЕМХ, яка на виході має більшу інтенсивність, ніж на вході.

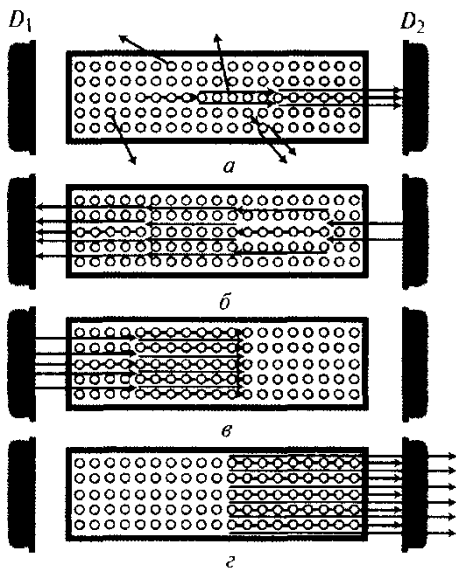


Рис. 1.7.2. Оптичний

квантовий генератор.

Для того щоб підсилювач почав працювати як генератор, потрібно здійснити зворотний позитивний зв'язок, тобто частину вихідного сигналу синхронно подавати на вхід. В оптичних квантових генераторах зворотний позитивний зв'язок здійснюють за допомогою дзеркал.

Розглянемо принцип дії оптичного квантового генератора. Між двома паралельними дзеркалами D_1 і D_2 , які утворюють резонатор (рис. 1.7.2), знаходиться середовище у вигляді стрижня з інверсійною заселеністю енергетичних рівнів атомів

електронами.

Частина збуджених атомів спонтанно повертається в незбуджений стан, при цьому вони випромінюють фотони, які розлітаються під різними кутами до осі стрижня (на рис. 1.7.2.а це показано стрілками), фотони, які летять під кутом, що не дорівнює нулю, до осі стрижня, виходять назовні активного

середовища і не беруть участі в подальшому процесі. Фотони, які летять паралельно до його осі, спричиняють вимушене випромінювання нових фотонів, які летять у тому самому напрямку. Підсилений потік фотонів падає на дзеркало D_2 (рис. 1.7.2.а), відбивається від нього (рис. 1.7.2.б), знову проходить крізь середовище, в якому збуджує вимушене випромінювання фотонів збудженими атомами. В результаті інтенсивність світла підсилюється і цей світловий потік потрапляє на дзеркало D_1 (рис. 1.7.2.б), відбивається від нього, знову потрапляє в середовище, де підсилюється (рис. 1.7.2.в). Отже, кожен фотон, який летить паралельно осі стрижня, проходить декілька разів між дзеркалами і D_2 , спричинює вимушені переходи електронів в атомах з вищих енергетичних рівнів на нижчі, що супроводжується випромінюванням фотонів. Оскільки процес має ланцюговий характер, число фотонів з часом лавиноподібно наростає.

Для виведення частини світлового потоку за межі оптичного квантового генератора одне з дзеркал, наприклад D_2 , напівпрозоре. Залежно від потреби воно має пропускати від декількох відсотків до часток відсотка світлового потоку, а решту відбивати у середовище (див. мал. 1.7.2.г).

Різні способи одержання інверсії заселення енергетичних рівнів і типи лазерів

Лазери, які застосовують найчастіше, можна поділити на такі типи:

- **твердотілі оптичні квантові генератори (ОКГ)** на діелектричних кристалах (рубін, неодимове скло, ітрій-алюмінієвий гранат та ін.);
- **газові ОКГ**, робочим середовищем яких є гази або суміші газів;
- **напівпровідникові ОКГ**, що працюють на напівпровідникових кристалах.

Для кожного типу лазерів є свій спосіб одержання інверсії заселеності енергетичних рівнів атомів.

Оптичне збудження діелектричних кристалів і твердотілих ОКГ

У разі оптичного збудження (або оптичного накачування) атоми чи молекули переходять у збуджений стан. Для цього використовують світлову

енергію потужних ламп. Перший лазер створив у 1960 р. американський фізик Т.Г.Майман на кристалі рубіну. Він збуджувався імпульсними ксеноновими лампами.

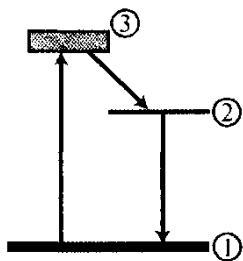


Рис. 1.7.3.

Трирівнева
схема
роботи лазера.

Рубін – це кристал мінералу Al_2O_3 (сапфір), у кристалічній ґратці якого частина іонів Al^{3+} замінена на іони Cr^{3+} . Залежно від кількості іонів хрому рубін може мати забарвлення від блідо-рожевого до темно-малинового. Лазер на рубіні працює за трирівневою схемою (рис. 1.7.3).

У рівноважному стані майже всі атоми перебувають на нижньому рівні 1. При збудженні світлом потужної лампи накачування більшість іонів Cr^{3+} переходить з рівня 1 на рівень 3, а з нього – назад в основний стан (рівень 1) з випромінюванням світла або на рівень 2 без випромінювання світла, віддаючи надлишок енергії кристалічній ґратці.

Внаслідок переходу з рівня 2 на основний рівень 1 випромінюється червоне світло з довжиною хвилі $\lambda = 694,3$ нм. Ймовірність переходу $3 \rightarrow 2$ в 10^3 разів більша, ніж ймовірність переходу $2 \rightarrow 1$, і набагато більша, ніж ймовірність переходу $3 \rightarrow 1$. Оскільки збуджені іони Cr^{3+} з рівня 3 дуже швидко ($t = 10^{-8}$ с) переходять на метастабільний (тобто рівень, на якому середній час їх життя більший) рівень 2, де вони можуть знаходитися порівняно довго ($t \gg 10^{-3}$ с) і накопичуватися. В результаті такого процесу число іонів Cr^{3+} N_2 на енергетичному рівні 2 стає більшим, ніж число іонів Cr^{3+} N_1 в основному стані, тобто виникає інверсія заселеності між рівнями 1 і 2 ($N_2 > N_1$). Отже, одержано систему, яка дає змогу підсилювати світло з частотою ω_{21} . Помістивши рубіновий циліндр з відполірованими плоскопаралельними основами між двома дзеркалами, паралельними до основ циліндра рубіна, одержимо оптичний квантовий генератор. Дзеркала в ньому утворюють оптичний резонатор.

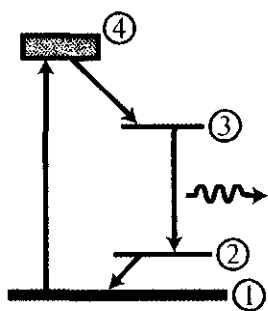


Рис. 1.7.4.
Чотирирівнева схема роботи лазера.

Для лазера, який працює за трирівневою схемою, потрібна велика потужність накачування. Лазери чотирирівневої системи (рис. 1.7.4) енергетично вигідніші, оскільки в них інверсія створюється між рівнями 2 і 3. Тут вже немає потреби збуджувати майже всі атоми, які знаходяться в основному стані, оскільки потрібно лише домогтися, щоб на рівні 3 атомів було більше, ніж на рівні 2. Цього досягають за умови, що ймовірність переходу $2 \rightarrow 1$ значно більша за ймовірність переходу $3 \rightarrow 2$, тобто $E_{21} \gg E_{32}$. За такою схемою працюють лазери на склі, активованому іонами неодиму Nd^{3+} , та на ітрій-алюмінієвому гранаті. Вихідна потужність неодимових лазерів може досягати великих значень, їх випромінювання має довжину хвилі 1,06 мкм. Випромінювання лазера на неодимовому склі неполяризоване. Це пов'язано з тим, що скло – аморфне тіло і не має правильної кристалічної структури. Випромінювання рубінового та ітрій-алюмінієвого лазерів – плоскополяризоване.

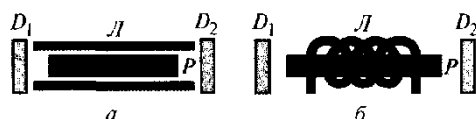


Рис. 1.7.5. Схеми конструкції твердотілих лазерів.

Схеми конструкції твердотілих лазерів відповідно з прямою і спіральною лампами спалаху наведено на рис. 1.7.5 (P – кристал, в якому створюється інверсія заселеності енергетичних рівнів атомів; D_1 , D_2 – дзеркала оптичного резонатора; L – лампи спалаху).

Газові лазери. У першому газовому лазері, створеному в 1960 р. американськими фізиками А. Джаваном, У. Беннетом і Д. Еррітом, електричний розряд для створення інверсії заселеності збуджувався за допомогою високочастотного генератора в трубці, заповненій сумішшю гелію (He) і неону (Ne). Істотною відмінністю газового лазера від рекламної газорозрядної лампи, не враховуючи спеціально підібраних пропорцій і парціальних тисків Ne і He ,

була наявність двох плоскопаралельних дзеркал, розміщених на кінцях газорозрядної трубки. Ці дзеркала утворювали оптичний резонатор, який забезпечував генерування в газовому розряді монохроматичного світлового випромінювання, направленого вздовж осі трубки.

Генерування когерентного світла відбувається однаково в усіх лазерах – як газових, так і твердотілих. Особливості газового лазера і відмінності окремих видів газових лазерів між собою пов'язані з вибором робочого газу і способами створення інверсії заселеності енергетичних рівнів атомів. Розглянемо деякі з них.

Енергетичний спектр газу відрізняються від спектра твердого тіла насамперед тим, що він дуже точно відповідає енергетичним рівням окремих атомів і молекул. Ця властивість газів дає змогу передбачати множину можливих схем енергетичних переходів у різних газах.

Висока однорідність газів. Густина газів мала, тому світло в них практично не розсіюється і світловий промінь не спотворюється, що дає змогу використовувати в газових лазерах великі відстані між дзеркалами. За допомогою газових лазерів легко одержати високі напрямленість і монохроматичність випромінювання.

Різноманітність фізичних процесів, що спричиняють утворення інверсії заселеності енергетичних рівнів. Такими процесами є непружні співударі частинок, дисоціація молекул під час їх співударів в електричному розряді, збудження атомів або молекул світлом внаслідок перебігу хімічних реакцій та ін.

Однак поряд з позитивними якостями газів як активних середовищ для лазерів, вони мають недолік: густина газу значно менша за густину твердих тіл, тому в одиниці об'єму газу неможливо одержати таку кількість збуджених атомів, що випромінюють світло, як у твердому тілі. Внаслідок цього навіть газові лазери великих розмірів поки що не дають змоги отримали такі високі імпульсні потужності, як твердотілі лазери.

У переважній більшості газових лазерів інверсія заселеності енергетичних рівнів створюється в процесі електричного розряду. Такі лазери називають газорозрядними. В них інверсія заселеності рівнів створюється в результаті збудження атомів і молекул газу під час їх співударів з вільними швидкими електронами, які вибиваються з атомів внаслідок електричного розряду. Тиск у газорозрядних лазерах – від сотих часток до декількох міліметрів ртутного стовпа. За менших тисків електрони, прискорені електричним полем, рідко співударяються з атомами, тому іонізація і збудження атомів відбувається не досить інтенсивно. За вищих тисків ці співудари, навпаки, відбуваються дуже часто, у зв'язку з чим електрони в електричному полі не встигають набути енергії, необхідної для іонізації і збудження атомів. Тому в кожному конкретному випадку слід знаходити компромісне рішення.

Збудження за допомогою газового розряду використовують у газових лазерах, в яких робочим тілом можуть бути нейтральні атоми (*He-Ne-лазер*), іони (лазер на іонах Ar^+ , Cd^{2+}) або молекули (CO_2 , H_2O , N_2O).

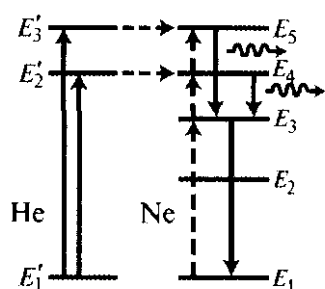


Рис. 1.7.6. Схема роботи газового лазера.

Розглянемо детальніше механізм збудження (тобто одержання інверсії заселення енергетичних рівнів) гелій-неонового лазера. В газорозрядній трубці знаходиться суміш неону і гелію, робоча речовина – нейтральні атоми неону. В електричному розряді частина атомів неону переходить з основного рівня E_1 (рис. 1.7.6) на довгоживучі рівні E_4 і E_5 . Інверсія заселення створюється більшим заселенням рівнів E_4 і E_5

порівняно з короткоживучим рівнем E_3 . Однак у чистому неоні створенню заселення заважає метастабільний рівень E_2 , на якому атом може знаходитися порівняно довго, тому його заселення велике. Наявність довгоживучого метастабільного рівня E_2 перешкоджає утворенню інверсії заселення, оскільки частина атомів з рівня E_2 легко переходить на рівень E_3 , збільшуючи його заселення. Це утруднення було усунено введенням у неон домішки гелію.

З усіх енергетичних рівнів атома гелію, крім основного E'_1 , для роботи лазера мають значення метастабільні рівні $E'_2 = 19,82$ еВ і $E'_3 = 20,6$ еВ (рис. 1.7.6). Спонтанні випромінювальні переходи з цих рівнів на основний відбуваються з дуже малою ймовірністю. В результаті електронних ударів на цих метастабільних рівнях накопичується багато атомів гелію. Проте рівні гелію збігаються з рівнями E_4 і E_5 неону. Тому в разі зіткнення збуджених атомів гелію з незбудженими атомами неону можлива резонансна передача збудження, в результаті якої атоми неону можуть перейти у збуджені стани E_4 і E_5 , а атоми гелію – в основний стан E'_1 . Отже, внаслідок співударів атомів гелію, збуджених у газовому розряді на рівнях та E'_3 , з атомами неону в основному стані відбувається додаткове заселення енергетичних рівнів E_4 і E_5 атомів неону. Якщо правильно підібрати тиск неону і гелію в суміші, можна домогтися заселеності одного або обох рівнів E_4 та E_5 атомів неону, яка значно перевищує заселеність цих рівнів у чистому неоні, й одержати інверсію заселеності між рівнями E_4 , E_5 та E_3 .

Нижчий короткоживучий рівень E_3 атомів неону в гелій-неоновому лазері спустошується під впливом співударів атомів неону зі стінками газорозрядної трубки. Ці співудари по-різному впливають на заселеність різних енергетичних рівнів атомів і практично не змінюють заселеність рівнів E_4 та E_5 , й особливо E_3 , оскільки час життя атома на цих рівнях недостатньо великий, щоб атом у цьому стані міг досягти стінок. Співудари зі стінками розвантажують рівень E_2 , внаслідок чого атоми неону переходять з рівня E_3 на нижчий E_2 , тобто рівень E_3 спустошується швидше, ніж за заселеного рівня E_2 . Для того щоб співудари атомів неону зі стінками трубки ефективно розвантажували рівень E_3 , потрібно підібрати оптимальний діаметр трубки лазера.

Конструктивно гелій-неоновий лазер (рис. 1.7.7) має вигляд газорозрядної кварцової трубки, вміщеної в оптичний резонатор, утворений плоским дзеркалом D_1 з коефіцієнтом відбивання 97 % та сферичним дзеркалом D_2 з коефіцієнтом відбивання 100 %. Бічні вікна P_1 і P_2 в газорозрядній трубці –

кварцові плоскопаралельні пластинки, розміщені під кутом Брюстера. У цьому разі лазерне випромінювання буде плоскополяризованим.

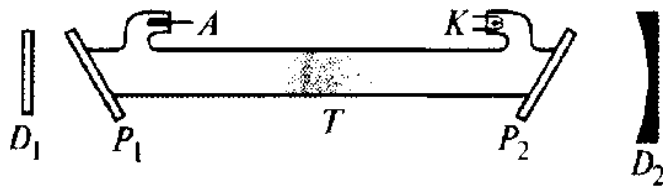


Рис. 1.7.7. Схема роботи гелій-неонового лазера.

Аналогічно до газового лазера на нейтральних атомах працюють іонні газові лазери. Однак у цьому разі для іонізації нейтральних атомів крізь газ потрібно пропускати електричний струм великої густини.

Прикладами іонних лазерів є лазери, які працюють на іонах аргону Ar^+ і кадмію Cd^{2+} .

Атомні та іонні лазери мають низький ККД (0,01 – 0,10 %) у зв'язку з тим, що верхній робочий енергетичний рівень знаходиться досить високо над основним, й отже, в процесі збудження бере участь невелика кількість загального числа електронів. Для підвищення ККД газорозрядних лазерів бажано, щоб робочі енергетичні рівні були розміщені нижче. Такими рівнями можуть бути енергетичні коливальні рівні молекул CO_2 , H_2O , N_2 та ін. Кращі результати досягнуті в молекулярних лазерах на CO_2 , які дають потужне випромінювання (до 100 кВт в безперервному режимі) в інфрачервоній частині спектра ($\lambda = 10,6$ мкм), їх ККД досягає 30 %.

У газових лазерах інверсія заселення створюється не тільки за допомогою газового розряду, а й іншими способами, що дало змогу сконструювати газодинамічні, хімічні та інші лазери.

Поява лазерів значно вплинула на подальший розвиток різних галузей науки, техніки і технологій: виникли нові галузі фізики (нелінійна оптика і голографія), промисловості (лазерні системи зв'язку, лазерні технології, оптична локація, когерентна оптична обробка інформації тощо). Лазери застосовують у хімії і біології, медицині і сільському господарстві, геодезії і будівництві, на транспорті й у техніці.

Технологія запису CD-дисків

CD-ROM виготовляється методом штампування. Зі скляної матриці виготовляють пластикову основу, після цього поверх пластика для відображення лазерного променя наноситься шар алюмінію, який в свою чергу покривається захисним шаром лаку. В CD-R для збільшення коефіцієнта відбиття лазерного променя на пластик наносять шар срібла або золота, який покривають барвником, після чого на барвник наносять шар лаку для захисту від подряпин.

На CD-R інформація записується за допомогою CD-рекордера. Промінь лазера випаює на диску отвір (піт), що дає перевагу перед звичайним CD-ROM, так як у такій ямці промінь лазера розсіюється сильніше і менша частина випромінювання потрапляє в приймач. Однак після запису інформації на CD-R, він фактично стає звичайним компакт-дискон.

В процесі запису на окремих ділянках потужність лазера збільшується від 0,7 мВт (потужність при зчитуванні) до величини порядку 8 мВт (для першої швидкості). Енергія лазерного променя поглинається органічним барвником і перетворюється в тепло. Іноді цей процес називається «пропалювання». Термін «пропалювання» не зовсім точний, оскільки насправді під дією виділяється тепла відбуваються різні зміни.

В результаті нагрівання барвник обвуглюється і в ньому з'являються мікроскопічні газові бульбашки. В процесі виділення газів збільшується обсяг барвника і деформується відображає шар. Барвник нагрівається до температури, що перевищує температуру плавлення полікарбонату, внаслідок чого і сама основа в даній точці плавиться і деформується.

Фізична картина світу

Під науковою картиною світу звичайно розуміють найбільш загальне зображення реальності, у якому зведені в системну єдність усі наукові теорії, що допускають взаємне узгодження. Іншими словами, картина світу – це цілісна система уявлень про загальні принципи і закони будови природи.

Наукова картина світу дає людині розуміння того, як влаштований світ, якими законами він управляється, що лежить у його основі і яке місце займає сама людина у Всесвіті. Відповідно під час революції ці уявлення змінюються докорінним чином.

Оскільки фізика була і залишається сьогодні найбільш розвиненою і систематизованою природничою наукою, сучасна картина світу в значній мірі базується на її досягненнях, а розвиток самої фізики безпосередньо пов'язаний з побудовою фізичних картин світу, які змінюють одна одну. При постійному зростанні кількості експериментальних даних картина світу тривалий час залишається незмінною. Із зміною фізичної картини світу починається новий етап у розвитку фізики з іншою системою початкових уявлень, принципів, гіпотез і стилю мислення.

Ключовими у фізичній картині світу є три фундаментальні категорії, а саме: уявлення про простір-час, елементарні «цеглини», з яких побудована матерія, та взаємодії, які скріплюють ці «цеглини» в єдине ціле. Тому зміна фізичної картини світу завжди пов'язана із переглядом цих фундаментальних понять. В історії фізики такий перегляд відбувався декілька разів, у результаті були побудовані *механістична, електромагнітна та квантово-релятивістська картини світу*. У наш час відбувається чергова революція у фізиці, яка приведе до побудови нової *синергетичної картини світу*.

Історія людства знає дві глобальні наукові революції: XVI-XVII і XX ст., які привели до кардинальної зміни уявлень про фундаментальні основи світобудови, простір, час і відповідно картини світу. Наукова революція XVI-XVII ст. була революційним стрибком перш за все в науках, які вивчають механічну форму руху матерії. У результаті відбулося становлення класичного природознавства, яке у свою чергу створило так звану *механістичну картину світу*. Становлення механістичної картини світу пов'язують з іменами Галілея, Кеплера і особливо, Ньютона. Її формування відбувалося кілька століть і завершилося практично лише в середині XIX ст.

Основу цієї картини світу складає ідея атомізму, згідно з якою усі тіла складаються з неподільних першоелементів-атомів, що знаходяться в безперервному тепловому русі.

Саме вони є «цеглинами» світобудови. Взаємодіючи один з одним, атоми утворюють молекули і ґратки-решіт всю матерію Всесвіту. При цьому взаємодія будь-яких тіл відбувається як при їх безпосередньому контакті, так і на відстані (тяжіння). Вирішуючи проблему взаємодії тіл на відстані, Ньютон запропонував *принцип дальності*. Згідно з цим принципом взаємодія між тілами відбувається миттєво, незалежно від відстані. Причини ж самої взаємодії у цієї картині світу залишилися нез'ясованими. Ще одним першоелементом буття є всепроникний ефір, який заповнює простір і є середовищем, у якому поширюється світло.

Концепція дальності тісно пов'язана з розумінням простору і часу як особливих середовищ, що вміщують тіла, які взаємодіють між собою. Ньютон запропонував концепцію *абсолютного простору і часу*. Простір уявлявся йому великим «чорним ящиком», в якому знаходяться всі тіла у світі, при цьому, якби навіть вся речовина Всесвіту раптом зникла, простір все одно б залишився незмінним. Аналогічно в образі річки, що тече, представлявся час, який існує абсолютно незалежно від простору та матерії.

Таким чином, механістичній картина світу була побудована на єдиному теоретичному фундаменті – на законах механіки Ньютона. Усі перетворення та явища у природі, що спостерігаються, зводились у ній на рівні мікроявищ до механіки атомів і молекул – їх переміщень, зіткнень, зчеплень, роз'єднань.

Механістична картина світу виходила з уявлень, що мікросвіт аналогічний макросвіту. Також вважалося, що і нежива, і жива матерія «сконструйовані» з одних і тих самих «механічних деталей», що різняться тільки розмірами. Але в основі світу лежать одні й ті ж «механічні деталі». Таким чином, механістичний світогляд бачив у малому те саме, що й у великому, але лише в менших розмірах. Це породжувало уявлення про світ, схожий на вставлених одна в одну матрьошок.

У механічній картині Всесвіту був відсутній розвиток, тобто світ вважався незмінним. Усі причинно-наслідкові зв'язки в такому світі є однозначними, тут панує *лапласівський детермінізм*, згідно з яким, якщо відомі початкові дані системи, то можна точно передбачити її майбутнє. У результаті світ функціонує з точністю відлагодженого годинникового механізму: величезний космічний механізм, що підлягає законам класичної механіки, які й управляють рухом усього Всесвіту в цілому. Життя і розум у цій картині світу не мають ніякої якісної специфіки. Така дійсність не несе в собі необхідності виникнення людини і свідомості. З огляду на вище сказане «напрошується» висновок: людина в цьому світі – помилка, курйозний випадок, побічний продукт зоряної еволюції.

Електромагнітна картина світу почала формуватися у другій половині XIX ст. на основі досліджень у галузі електромагнетизму. В основному вона була завершена протягом трьох десятиліть. Головну роль у становленні цієї картини світу зіграли дослідження Фарадея і Максвела, які ввели поняття фізичного поля. У процесі формування цього поняття на зміну механічної моделі ефіру прийшла електромагнітна модель: електричне і магнітне поля трактували спочатку як різні «стани» ефіру, згодом необхідність у понятті ефіру відпала. З'явилося розуміння того, що єдине електромагнітне поле є певним видом матерії і для його поширення не потрібне якесь особливе середовище-ефір. У цей час були розвинуті нові філософські погляди на матерію, простір, час і сили, які багато в чому змінювали колишню механістичну картину світу.

Перш за все, кардинально мінялися погляди на матерію: сукупність неподільних атомів переставала бути кінцевою межею подільності матерії. Такою межею вважалось єдине абсолютно безперервне нескінченне поле з силовими точковими центрами – електричними зарядами і хвильовими рухами в ньому. Рух розумівся не тільки як просте механічне переміщення. Первинним щодо механічної форми руху ставало поширення коливань у полі, яке описувалося не законами механіки, а законами електродинаміки.

Змінена була і Ньютонівська концепція абсолютного простору і часу. Вони перестали бути самостійними, незалежними від матерії сутностями. Розуміння простору і часу як абсолютних категорій поступилося реляційній (відносній) концепції простору і часу. Необхідне було й нове вирішення проблеми взаємодії. Ньютонівська концепція дальності була замінена Фарадеївським принципом близькодії. У цій концепції будь-які взаємодії передаються полем з кінцевою швидкістю, яка не перевищує швидкість світла.

У результаті зміни уявлень про основи світобудови була створена нова картина світу. Матерія в цій картині існує у двох видах – речовини і поля, між якими є непрохідна грань: речовина не перетворюється в поле і навпаки. Відомі два види поля – електромагнітне і гравітаційне, відповідно – два види фундаментальних взаємодій. Поля, на відміну від речовини, безперервно розподіляються у просторі. Електромагнітна взаємодія пояснює не тільки електричні і магнітні явища, але й інші – оптичні, хімічні, теплові. У результаті все в природі зводиться до електромагнетизму. Зовні сфери панування електромагнетизму залишається лише тяжіння. Як елементарні «цеглини», з яких складається вся матерія, розглядаються три частинки – електрон, протон і фотон. Фотони – кванти електромагнітного поля. Корпускулярно-хвильовий дуалізм «приміряє» хвильову природу поля з корпускулярною, тобто при розгляді електромагнітного поля використовуються разом з хвильовими і корпускулярні уявлення. Елементарними «цеглинами» речовини є електрони і протони. Сили, які діють у речовині, зводяться до електромагнітних. Ці сили відповідають за міжмолекулярні зв'язки і зв'язки між атомами в молекулі, вони утримують електрони атомної оболонки поблизу ядра, вони ж забезпечують міцність атомного ядра. Оскільки електрон і протон – стабільні частинки, атоми і їх ядра теж стабільні. Це забезпечує стабільність і незмінність Всесвіту в цілому. Картина, яку побудували фізики XIX ст., на перший погляд виглядала бездоганною.

У той же час в електромагнітній картині світу не змінювалися уявлення про місце і роль людини у Всесвіті, вона залишалась тілом іншого роду у

бездоганно побудованому світі. Її виникнення, як і раніше, вважалася лише примхою природи. У науці продовжує панувати ньютонівсько-картезіанська парадигма подвійної реальності, згідно з якою світ існує незалежно від людини. Відповідно матеріальний світ можна описати об'єктивно, не включаючи у цей опис людину-спостерігача.

Особливе місце в розвитку науки займає період з кінця XIX ст. до початку XX ст.

До 80-х років XIX ст. склалося переконання, що фізика, як наука, знаходиться на завершальному етапі свого розвитку, а опис законів природи повинен незабаром прийняти всеосяжну і остаточну форму. Досягнення фізики у галузях механіки, електромагнетизму, оптики, термодинаміки породили ілюзію повного торжества людського розуму, що розкрив усі таємниці природи, привели до ідеї абсолютизації знань.

Але у відносно короткий період з 1885 до 1905 р. були зроблені відкриття, які засвідчили, що ні про яке завершення розвитку фізики не може бути і мови. Ці відкриття не тільки суперечили існуючим концепціям, але і спростовували багато «старих принципів». Перерахуємо стисло деякі найважливіші відкриття того часу. Це встановлення законів теплового випромінювання, спостереження серій спектральних ліній водню, явище фотоефекту, рентгенівське випромінювання, радіоактивність та ін. Природа нових відкриттів не була зрозуміла, вони не укладалися в рамки існуючих на той час уявлень.

Вперше у фізиці була знайдена дискретність, яка проявлялась у лінійності спектрів газів. Поняття дискретності було потрібне і для пояснення законів теплового випромінювання, явища фотоефекту. Фізики звикли до того, що фізичні величини завжди змінюються безперервно – ідея дискретності їм здавалася "божевільною". Склалося враження, що руйнуються фундаментальні закони природи. Почали ставитися під сумнів основоположні принципи фізики: закон збереження енергії, друге начало термодинаміки та ін. Цей період, який А. Пуанкаре назвав кризою фізики, ознаменував початок другої

глобальної революції у фізиці. XIX ст. підвело людство до розуміння діалектики природи.

Дана революція була пов'язана з кардинальним переглядом початкових ідеалізацій простору, часу, руху в контексті створення теорії відносності і розробки квантової механіки у фізиці. Фактично сучасна наука у значній мірі є наукою, пов'язаною із *квантово-релятивістською картиною світу*, яка була створена у процесі цієї революції.

На кінець третього десятиліття XX ст. практично всі найголовніші постулати, раніше висунуті наукою, виявилися спростованими. До них належать уявлення про атоми як тверді та неподільні “цеглини” матерії, про час і простір як незалежні абсолюти, про сувору причинну зумовленість усіх явищ, про можливість об'єктивного спостереження природи та ін.

Ньютонівські «тверді» атоми, як з'ясувалося, є майже цілком порожніми. Вони мають внутрішню складну структуру. Тривимірний простір і одновимірний час, завдяки Ейнштейну, перетворилися на відносні прояви чотиривимірного просторово-часового континууму. Виявилось, що час тече по-різному для того, що рухається з різною швидкістю. Поблизу важких предметів час сповільнюється, а при певних обставинах він може й зовсім зупинитися. Закони евклідової геометрії більше не є обов'язковими для будови світу в масштабах Всесвіту. Планети рухаються за своїми орбітами не тому, що їх притягує до Сонця якась сила, а тому, що сам простір, в якому вони рухаються, викривлений. Субатомні феномени виявляють себе і як частинки, і як хвилі, демонструють свою подвійну корпускулярно-хвильову природу. З'ясувалося, що неможливо одночасно обчислити розміщення мікрочастинки і виміряти її швидкість, усі фізичні величини у природі є квантованими та ін. Принцип невизначеності Гейзенберга докорінно підривав і витісняв старий лапласівський детермінізм.

Змінився і поглибився зміст понять поля і речовини. Замість двох видів поля, які в електромагнітній картині світу, тепер розглядаються чотири, відкриті слабка і сильна взаємодії. Усі чотири види поля на корпускулярній

мові інтерпретуються як фундаментальні (калібрувальні) бозони (частинки з цілим спіном). Речовина складається з молекул, молекули – з атомів, атоми – з електронів і ядер. Поряд з речовиною існує антиречовина. Атомні ядра складаються з протонів і нейтронів (нуклонів), які у свою чергу утворюються з кварків і антикварків. Останні самі по собі – у вільному стані – не існують (явище конфайменту) і не мають ніяких окремих частин, як і електрони та позитрони. Урешті-решт речовина складається з фундаментальних ферміонів (частинок з напівцілим спіном) – шести лептонів і шести кварків (не рахуючи антилептонів і антикварків).

У цій картині світу основним матеріальним об'єктом є всюдиусуще квантове поле, перехід якого з одного стану в інший змінює число частинок. Тут немає непроникної межі між речовиною і полем. Частинки поля є віртуальними – вони існують дуже короткий час і в експерименті не спостерігаються. Кожній фундаментальній взаємодії властиві свої переносники-бозони. Для гравітації – це гравітони, для електромагнітної взаємодії – фотони, сильна взаємодія забезпечується глюонами, слабка – трьома важкими бозонами. Ці чотири типи взаємодій лежать в основі всіх інших відомих форм руху матерії.

Електромагнітній картині світу була властива стабільність, оскільки в її основі лежали стабільні частинки – електрон, позитрон і фотон. Але, як з'ясувалося, стабільні елементарні частинки – це виняток, правилом є їх нестабільність. Майже всі елементарні частинки нестабільні – вони самовільно (спонтанно) розпадаються і перетворюються на інші частинки. Взаємоперетворення відбуваються і при зіткненнях частинок. Способи перетворення частинок підкоряються певним законам, які можуть бути використані для опису світу субатомних частинок. У цьому світі діє правило: *дозволено все, що не забороняють закони збереження*. Останні відіграють роль правил заборони, що регулюють взаємоперетворення частинок.

Механістична й електромагнітна картини світу були побудовані на динамічних закономірностях. Ймовірність там допускається лише у зв'язку з

неповнотою наших знань про природу, маючи на увазі, що із зростанням знань і уточненням деталей закони ймовірності поступаються місцем динамічним законам. У новій картині світу ситуація принципово інша – тут фундаментальними є закономірності ймовірності, що не зводяться до динамічних. Не можна точно передбачити, яке перетворення частинок відбудеться, можна говорити тільки про ймовірність того або іншого перетворення, не можна передбачити момент розпаду частинки та ін. Випадковість і невизначеність лежать в основі природи речей, тому мова ймовірності стала нормою при описі фізичних законів.

Сам дослідник стає невід'ємною частиною створюваної ним картини світу. Таким чином, пізнання природи припускає присутність людини, і потрібно ясно усвідомлювати, що ми, як висловився Н. Бор, не тільки глядачі спектаклю, а й одночасно його дійові особи. Виявилось також, що прилади, які використовуються для досліджень можуть впливати на їх результати.

Квантово-релятивістська наукова картина світу стала першим результатом новітньої революції у природознавстві. Іншим результатом цієї революції стало затвердження некласичного стилю мислення. Споглядальний стиль був замінений на дієвий. Нарешті, ще одним її наслідком став розвиток біосферного класу наук і нове ставлення до феномена життя. Життя перестало здаватися випадковим явищем у Всесвіті, а почало розглядатися як закономірний результат саморозвитку матерії, що привів закономірно до виникнення розуму.

Наприкінці XX ст. та на початку XXI ст. у фізиці виникла ситуація, яка дуже нагадує ситуацію 1885-1905 рр. Виявилось, що евристичний потенціал більшості фундаментальних теорій, створених у 70-80-их рр. минулого століття, практично вичерпаний. Наприклад, у фізиці високих енергій відкриті всі суб'ядерні частинки, передбачені так званою «стандартною моделлю». Повністю вичерпала себе і стандартна модель «гарячого» Всесвіту у космології. Разом з тим продовжується накопичення фактів, які суперечать їй. Зроблені відкриття, які мають принциповий характер, зокрема: одержання

швидкостей передачі інформації, що більша, ніж швидкість світла, виявлення маси спокою нейтрино, відкриття явища телепортації, відкриття прискореного розльоту матерії Всесвіту, встановлення фрактального характеру світу, відкриття явищ стохастичності, самоорганізації й енерго-інформаційного обміну у природі та ін. Знову відбувається перегляд уявлень про простір, час, першоеlementи матерії.

Деякі результати, одержані за останні роки, стали просто шоком для фізиків. Наприклад, за даними спостереження Всесвіту (2002 р.), стало зрозуміло, що людство має інформацію лише про чотири відсотки його матерії, тобто виявилось, що основна частина матерії у Всесвіті (96 %) поки що людству невідома (так звана проблема прихованої маси). Фізики навіть не уявляють природи цієї прихованої маси.

У жовтні 2003 року були підведені підсумки дуже точних двохрічних досліджень анізотропії реліктового випромінювання за допомогою космічного апарата НАСА Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP). Аналіз результатів досліджень дозволив встановити, що Всесвіт, у якому ми живемо, є замкненим. Найбільш сенсаційним є те, що він має деяку симетрію, тобто не є кулястим. Спостереження WMAP свідчать про те, що форма Всесвіту близька до додекаедру – однієї з платонівських фігур. Це, можливо, є першим підтвердженням теорії численних Всесвітів, згідно з якою Всесвіт, в якому ми живемо, є одним з багатьох (10^{100}) подібних. Людство ж не дослідило і п'яти відсотків матерії одного з них.

Аналогічна ситуація склалася в інших галузях природознавства. Перш за все, це стосується фізики живого, де відбулися фантастичні відкриття. Це супроводжується грандіозним технологічним проривом у засобах і методах дослідження навколишнього світу, що виводить їх на якісно новий рівень.

У результаті аналізу явищ, що відбуваються у фізиці в останні десятиліття, можна зробити висновок, що людство вступає у чергову глобальну революцію у процесі пізнання дійсності, яка за своєю глибиною і наслідками, очевидно, перевершить революцію XX століття. Вона характеризується тим,

що наукові знання включаються практично у всі сфери соціального життя людства, а сама наукова діяльність стає тісно пов'язаною з революцією у засобах збереження і одержання інформації.

На сьогодні нова картина світу, яку можна назвати *синергетичною*, тільки розпочинає будуватися, але розгляд сучасних фізичних теорій дозволяє уявити її основний каркас. Наприклад, згідно з теорією суперструн єдиний простір-час Всесвіту, в якому ми живемо, є багатовимірним (точніше за все одинадцятивимірним), але всі виміри, крім трьох, скомпактувалися (скрутилися) до масштабу $r = 10^{-33}$ см і тому у макросвіті не проявляються. У цій теорії також передбачається, що всі елементарні частинки, які відомі сьогодні або будуть відкриті в майбутньому, є певними збудженими станами струни, що коливається у багатовимірному просторі. Поняття струни виключає точкові уявлення про мікрооб'єкти із структури мікросвіту і зводить фізику до геометрії. Тим самим простір-час стає найфундаментальнішим поняттям у фізиці. У 1995 році Едвард Уїттен (Принстонський університет) запропонував узагальнення теорії суперструн – так звану *М-теорію*. (Буква *М* обрана у зв'язку з тим, що цю теорію називають магічною або містичною (magic або mysterious)). У цій теорії коливання струн замінено коливаннями багатовимірних мембран, або *p-бран* (тут *p* розмірність мембрани) у просторі з одинадцятьма вимірами. Теорія Уїттена набула широкої популярності у фізиків, і, як вважається, має дуже великі перспективи пояснення природи як на мікро-, так і мегарівнях. З відкриттям розширення Всесвіту і прогнозом існування чорних дірок прийшло розуміння, що у Всесвіті є сфери, в яких властивості простору-часу кардинально відрізняються від звичних нам на Землі. У момент виникнення Всесвіту простір і час, наприклад, просто не існували, а потім стали дискретними, тобто квантованими. Основою всього, що існує у новій картині світу, є фізичний вакуум.

Таким чином, сучасні теорії суттєво змінили погляд на вакуум, який у класичних картинах світу вважався місцем, вільним від матерії. Вакуум за сучасними концепціями – це система полів (електромагнітних, електрон-

позитронних, піонних та інших), які здійснюють нульові коливання. В результаті цих коливань вакуум має енергію, тиск та інші фізичні параметри. Фізичний вакуум бере безпосередню участь у формуванні кількісних і якісних властивостей фізичних об'єктів. Такі властивості частинок, як спин, маса, заряд, з'являються завдяки їх взаємодії з вакуумом.

Зв'язок між віртуальними частинками і вакуумом має динамічну природу; образно висловлюючись, вакуум є «жива пустота» в повному розумінні цього слова. У його пульсаціях беруть початок нескінченні цикли народжень і руйнувань, починаючи з частинок і закінчуючи Всесвітом у цілому. Цей світ складається вже не з цеглин – елементарних частинок, а з сукупності процесів – вихорів, хвиль, турбулентних рухів. Цей світ наповнений нескінченно різноманітними взаємодіючими відкритими системами із зворотним зв'язком. Цей світ – вже не об'єкт, а суб'єкт. Одночасно зникає межа між речовиною, полем і вакуумом. На фундаментальному рівні всі межі у природі виявляються умовними. Чотири відомі зараз взаємодії зливаються в єдину, яка проявляється різними своїми гранями.

Багато фізиків вважають відкриття динамічної суті вакууму одним із найважливіших досягнень сучасної фізики. Сучасна фізика демонструє, що на рівні мікросвіту матеріальні тіла не мають власної сутності, вони є нерозривно пов'язані із своїм оточенням: їх властивості можуть сприйматися тільки в термінах їх взаємодії з навколишнім світом. Нерозривна єдність Всесвіту виявляється не тільки у світі нескінченно малого, але й у мегасвіті – цей факт уже одержав визнання в сучасній фізиці і космології.

Ще однією важливою особливістю сучасної картини світу є визнання того факту, що процеси руйнування і творення, деградації й еволюції у Всесвіті принаймні є рівноправними; процеси творення (наростання складності і впорядкованості) мають єдиний алгоритм, незалежно від природи систем, у яких вони відбуваються. Однією з центральних ідей сучасної фізики як і науки в цілому стала ідея розвитку, або ідея еволюції. Тому нова концепція у фізиці і природознавстві отримала назву *універсального або глобального*

еволюціонізму. Іноді її називають також *постнеокласичним* або *еволюційно-синергетичним* мисленням. У цій моделі Всесвіт постає перед нами як природне ціле, що розвивається у просторі та часі, а вся його історія від Великого вибуху до виникнення людства розглядається як єдиний процес, у якому космічний, хімічний, біологічний і соціальний типи еволюції пов'язані між собою. Це означає, що Всесвіт зазнає безперервних змін, а людство спостерігає його постійну еволюцію. Усе це відбувається завдяки процесам самоорганізації матерії. До таких процесів відноситься й становлення Розуму, який теж виник внаслідок еволюції Всесвіту. Отже, можна сказати, що все існуюче буття є результатом еволюції, яка має загальний всеосяжний характер. Одним із найважливіших висновків концепції універсального еволюціонізму є думка про спрямованість розвитку світу як цілого на підвищення своєї структурної організації. Уся історія Всесвіту уявляється єдиним процесом самоорганізації і розвитку матерії. У рамках даної концепції важливу роль відіграє антропний принцип, який стверджує, що виникнення людства стало можливим внаслідок тонкого підстроювання законів Всесвіту. Дійсно, закони Всесвіту ніби спеціально створено так, щоб його розвиток зумовив появу на Землі різноманітних форм життя аж до людини, яка здатна досягнути й розкрити таємниці цього Всесвіту.

Сучасне природознавство доводить, що *у природі реалізується все, що не заборонено її законами*, яким би неймовірним це не здавалося. У той же час сучасна картина світу достатньо проста і струнка, оскільки для її розуміння потрібно не так багато принципів і гіпотез. Ці якості їй надають такі провідні принципи побудови й організації сучасного наукового знання, як системність, глобальний еволюціонізм, самоорганізація й історизм. Системність означає відтворення наукою того факту, що Всесвіт постає перед нами як найкрупніша з відомих нам систем, що складається з безлічі підсистем різного рівня складності і впорядкованості. Ефект системності полягає у виникненні нових властивостей у системі, які з'являються завдяки взаємодії її елементів. Інша її найважливіша властивість – ієрархічність і субординація,

тобто послідовне включення систем нижніх рівнів у системи більш високих рівнів. Це відображає їх принципову єдність, оскільки кожний елемент системи виявляється зв'язаним з усіма іншими елементами і підсистемами. Саме такий принципово єдиний характер демонструє нам і природа. Глобальний еволюціонізм означає визнання того факту, що Всесвіт має еволюційний характер. Всесвіт і все, що в ньому існує, постійно розвиваються й еволюціонують, тобто в основі всього сущого лежать трансформаційні, необоротні процеси. Ідея глобального еволюціонізму дозволяє також вивчати всі процеси, що протікають у світі, з єдиної точки зору як складові загального світового процесу розвитку. Тому основним об'єктом дослідження фізики і природознавства в цілому стає єдиний неподільний Всесвіт, розвиток якого визначається універсальними і практично незмінними законами природи, яка самоорганізується. Історичність полягає у визнанні принципової незавершеності справжньої наукової картини світу. При цьому важливо розуміти, що одні й ті самі експериментальні факти можуть приводити дослідників до різних тверджень, оскільки і тут існує невизначеність. Це означає, що і картина світу, яка будується наукою, є не єдиною.

У галузі фундаментальної теоретичної фізики також розробляються концепції, які наближають висновки сучасної науки до деяких релігійних поглядів: об'єктивно існуючий світ не вичерпується тільки матеріальним світом, що сприймається нашими органами чуття або фізичними приладами, тобто разом з матеріальним світом існує реальність вищого порядку, яка має принципово іншу природу порівняно з реальністю матеріального світу. З їх погляду, саме цей вищий світ визначає структуру й еволюцію світу матеріального. Наприклад, стверджується, що об'єктами світу вищої реальності виступають не матеріальні системи, як у мікро-, макро- і мегасвітах, а якісь ідеальні фізичні й математичні структури, що проявляються в матеріальному світі у вигляді науково-природничих законів. Ці структури виступають як носії ідеї необхідності, загальнозначущості і регулярності, які і виявляють сутність об'єктивних фізичних законів.

Характерною особливістю сучасної науково-технічної революції є зміна функцій самої науки. Перш за все, постнеокласична наука повинна буде усвідомити своє місце в загальній системі людської культури і світогляду. Їй необхідно визначити межі своєї ефективності і плідності, визнати право на існування таких сфер людської пізнавальної діяльності як релігія, філософія, мистецтво, які відіграють свою роль у створенні інтегративної картини світу.

РОЗДІЛ 2. ПРАКТИКУМ

2.1. Оптика

Приклади розв'язування задач

1. На дифракційну решітку в напрямку нормалі до її поверхні падає монохроматичне світло. Період решітки $d = 2$ мкм. Визначити найбільший порядок дифракційного максимуму, який дає ця решітка у випадку червоного ($\lambda_1 = 0,7$ мкм) і у випадку фіолетового ($\lambda_2 = 0,41$ мкм) світла.

Положення головних максимумів дифракційної решітки:

$$d \sin \varphi = k \lambda \quad (k = 0, 1, 2, 3 \dots). \quad (2.1.1.1)$$

З (2.1.1.1) знайдемо порядок k дифракційного максимуму, як:

$$k = \frac{d \sin \varphi}{\lambda}, \quad (2.1.1.2)$$

де d – стала решітки, φ – кут дифракції, λ – довжина хвилі падаючого світла, k – порядок спектра.

Так як $\sin \varphi$ не може бути більше за 1, то число k не може бути більше $\frac{d}{\lambda}$ тобто, $k \in \frac{d}{\lambda}$.

Підставляючи в формулу (2.1.1.2) значення, отримаємо:

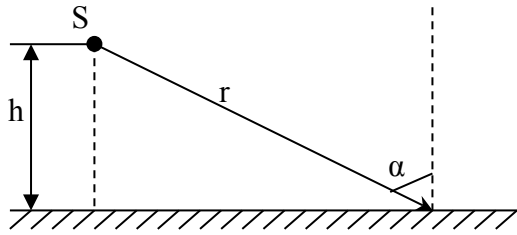
$$k \in \frac{2}{0,7} = 2,86 \text{ (для червоних променів);}$$

$$k \in \frac{2}{0,41} = 4,88 \text{ (для фіолетових променів).}$$

Якщо врахувати, що порядок максимумів є цілим числом, то для червоного світла $k_{\max} = 2$, для фіолетового $k_{\max} = 4$.

2. Лампа з силою світла 50 Кд розміщена на відстані 1 м від лежачої на столі книги. Освітленість книги 25 лк. Під яким кутом падає світло на книгу? На якій висоті підвішена лампа над столом?

Лампу можна прийняти за точкове джерело світла, так як її розміри малі в порівнянні з її відстанню до книги. Тому визначити кут α , під яким кутом падає світло можна з формули освітленості:



$$E = \frac{I}{r^2} \cos \alpha, \quad (2.1.2.1)$$

де E – освітленість, I – сила світла, r – відстань від джерела до поверхні, на яку падає світло; α – кут між нормаллю до

поверхні і напрямом на джерело (кут падіння).

Визначимо з формули (2.1.2.1) $\cos \alpha$:

$$\cos \alpha = \frac{Er^2}{I}. \quad (2.1.2.2)$$

Підставляючи числові значення, отримаємо:

$$\cos \alpha = \frac{25 \cdot 1^2}{50} = 0,5.$$

Отже кут $\alpha = 60^\circ$.

З рисунка 2.1.1 видно, що висота лампи над столом:

$$h = r \cos \alpha = 1 \cdot 0,5 \text{ м} = 0,5 \text{ м}.$$

3. Визначити кінетичну енергію і швидкість фотоелектронів при випромінюванні натрію променями довжиною хвилі $\lambda = 400 \text{ нм}$, якщо червона границя фотоефекту для натрію $\lambda_0 = 600 \text{ нм}$.

Кінетичну енергію фотоелектронів визначимо з формули Ейнштейна для фотоефекту:

$$h\nu = A + E_k, \quad (2.1.3.1)$$

де A – робота виходу електрона з металу; $E_k = \frac{mv^2}{2}$ – максимальна кінетична енергія фотоелектрона.

Виразивши з (2.1.3.1) максимальну кінетичну енергію, отримаємо:

$$\frac{mv^2}{2} = h\nu - A. \quad (2.1.3.2)$$

Частоту світла визначимо по формулі:

$$\nu = \frac{c}{\lambda}. \quad (2.1.3.3)$$

Якщо поверхню метала освітлювати променями частотою ν_0 яка відповідає червоній границі фотоефекта, то кінетична енергія фотоелектронів дорівнює нулю, і формула (2.1.3.1) набуде вигляду:

$$h\nu_0 = A. \quad (2.1.3.4)$$

ν_0 – частота, яка відповідає червоній границі фотоефекту.

З (2.1.3.4) знайдемо роботу:

$$A = h\nu_0 \text{ або } A = h \frac{c}{\lambda_0},$$

де λ_0 – червона границя фотоефекту, тобто максимальна довжина хвилі, при якій ще можливий фотоефект.

Користуючись формулою (2.1.3.2) підставимо значення для частоти ν (2.1.3.3), та роботи A (2.1.3.4):

$$E_k = \frac{mv^2}{2} = h\nu - A = h\frac{c}{\lambda}; \quad (2.1.3.5)$$

$$- h\frac{c}{\lambda_0} = hc \left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_0} \right). \quad (2.1.3.6)$$

Підставимо значення у вираз (2.1.3.5), отримаємо:

$$E_k = 6,63 \cdot 10^{-34} \cdot 3 \cdot 10^8 \left(\frac{1}{4 \cdot 10^{-7}} - \frac{1}{6 \cdot 10^{-7}} \right) = 1,67 \cdot 10^{-19} (\text{Дж}) = 1,04 \text{ еВ}.$$

З формули $E_k = \frac{mv^2}{2}$ знайдемо швидкість $v = \sqrt{\frac{2E_k}{m}}$.

Підставимо значення:

$$v = \sqrt{\frac{2 \cdot 1,67 \cdot 10^{-19}}{9,10 \cdot 10^{-31}}} = 6,06 \cdot 10^5 \left(\frac{\text{м}}{\text{с}} \right) = 606 \frac{\text{км}}{\text{с}}.$$

4. Монохроматичний промінь падає перпендикулярно до бокової грані призми і виходить з неї відхиленим на 30° . Показник заломлення скла призми 1,6. Визначити заломлювальний кут призми.

Застосуємо закон заломлення до променя в точці падіння

E (рис. 2.1.2). Отримаємо, що $\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{1}{n}$.

Але $b = g$ (як кути із взаємно перпендикулярними сторонами), а $b = a + d = g + d$

Тоді:

$$\frac{\sin \gamma}{\sin(\gamma + \delta)} = \frac{1}{n},$$

$$n \sin g = \sin(g + d); \quad n \sin g = \sin g \cos d + \cos g \sin d,$$

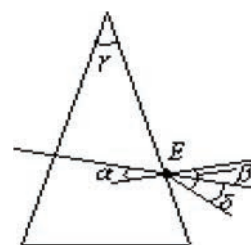


Рис. 2.1.2.

$$n = \cos d + \operatorname{ctg} g \sin d,$$

$$\operatorname{ctg} \gamma = \frac{n - \cos \delta}{\sin \delta}.$$

$$\text{Звідси: } \operatorname{ctg} \gamma = \frac{1,6 - 0,87}{0,50} = 1,46 \quad \gamma = 34^\circ 20'.$$

5. Якої швидкості отримують вирвані з калію електрони внаслідок опромінення його фіолетовим світлом з довжиною хвилі 0,42 мкм, якщо робота виходу електронів з калію $A_{\text{вих}} = 2 \text{ еВ}$?

Записуємо рівняння Ейнштейна для фотоефекту:

$$h\nu = A + E_{\text{к}}. \quad (2.1.5.1)$$

З врахуванням того, що кінетична енергія $E_{\text{к}} = \frac{mv^2}{2}$, підставимо в (2.1.5.1), отримаємо:

$$h\nu = A + \frac{mv^2}{2}, \quad (2.1.5.2)$$

де $h = 6,67 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}$; n – частота падаючого світла; m_e – маса електрона; $m_e = 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ кг}$.

Визначимо частоту $\nu = \frac{c}{\lambda}$, де $c = 3 \cdot 10^8 \text{ м/с}$ – швидкість світла.

З рівняння (2.1.5.2) отримуємо вираз для швидкості:

$$\nu = \sqrt{\frac{2\left(\frac{hc}{\lambda} - A_{\text{вих}}\right)}{m_e}} \quad (2.1.5.3)$$

Розраховуємо ν з (2.1.5.3) отримаємо:

$$\nu = \sqrt{\frac{2(6,67 \cdot 10^{-34} \cdot 3 \cdot 10^8 - 3,2 \cdot 10^{-19})}{0,42 \cdot 10^{-6} \cdot 9,1 \cdot 10^{-31}}} = 5,57 \cdot 10^5 \left(\frac{\text{м}}{\text{с}}\right).$$

Задачі для самостійного розв'язування

1. Довжина хвилі світла, яка відповідає червоній межі фотоефекта, для деякого металу $\lambda_0 = 275 \text{ нм}$. Знайти мінімальну енергію фотона, яка викликає фотоефект.

2. Яку енергію повинен мати фотон, щоб його маса була рівна масі спокою електрона?
3. Знайти i_B повної поляризації при відбиванні світла від скла, показник заломлення якого 1,57.
4. На стакан, наповнений водою, покладена скляна пластинка. Під яким кутом i повинен падати на пластинку промінь світла, щоб від поверхні на межі розподілу вода – скло відбулося внутрішнє відбивання. Показник заломлення скла $n_I = 1,5$.
5. Довжина хвилі червоних променів у повітрі 700 нм. Яка довжина хвилі цих променів у воді?
6. В полудень під час весняного і осіннього рівнодення Сонце стоїть на екваторі в зеніті. В скільки раз в цей час освітленість поверхні Землі на екваторі більше освітленості поверхні Землі в Санкт-Петербурзі? Широта Санкт-Петербурга 60° .
7. Предмет при фотографуванні освітлюється електричною лампою, розміщеній від нього на відстані $r_1 = 2$ м. В скільки раз потрібно збільшити час експозиції, якщо цю ж лампу відсунути на відстань $r_2 = 3$ м від предмета.
8. На щілину шириною $a = 6\lambda$ падає нормально паралельний пучок монохроматичного світла з довжиною хвилі λ . Під яким кутом буде спостерігатися третій дифракційний мінімум світла?
9. Визначити абсолютний показник заломлення слюди, якщо при куті падіння світлового пучка 60° кут заломлення дорівнює 30° .
10. Показник заломлення скла $n = 1,52$. Знайти граничний кут повного внутрішнього відбивання для поверхні на межі:
а) скло–повітря; б) вода – повітря; в) скло – вода.
11. Світло від електричної лампочки з силою світла 200 Кд падає під кутом 45° на робоче місце, даючи освітленість 141 лк. На якій відстані від робочого місця знаходиться лампочка? На якій висоті від робочого місця вона висить?

12. На листок білого паперу площею $20 \times 30 \text{ см}^2$ перпендикулярно до поверхні падає світловий потік 120 лм . Знайти освітленість, світність і яскравість паперового листка, якщо коефіцієнт відбивання $\rho = 0,75$.

13. Яку кількість штрихів N_0 на одиницю довжини має дифракційна решітка. Якщо зелена лінія ртуті ($\lambda = 546,1 \text{ нм}$) в спектрі першого порядку спостерігається під кутом $19^\circ 8'$.

14. Кутова дисперсія дифракційної решітки для $\lambda = 668 \text{ нм}$ в спектрі першого порядку $\frac{d\varphi}{d\lambda} = 2,02 \cdot 10^5 \text{ рад/м}$. Знайти період дифракційної решітки.

15. Під яким кутом i_B до горизонту повинно знаходитися Сонце, щоб його промені, відбиті від поверхні озера були найбільш поляризованими.

16. Знайти кут φ між головними площинами поляризатора і аналізатора, якщо інтенсивність природного світла, яке проходить через аналізатор і поляризатор зменшується в 4 рази.

17. Знайти енергію, масу та імпульс фотона, якщо йому відповідає довжина хвилі $\lambda = 1,6 \text{ пм}$.

18. Знайти частоту світла, яке вириває з металу електрони, які повністю утримуються різницею потенціалів 3 В . Фотоефект починається при частоті $\nu_0 = 6 \cdot 10^{14} \text{ Гц}$. Знайти роботу виходу електрона з металу.

19. Фотони з енергією $4,9 \text{ еВ}$ виривають електрони з поверхні металу з роботою виходу $4,5 \text{ еВ}$. Знайти максимальний імпульс, який передається поверхні металу при вильоті кожного електрона.

20. Знайти сталу Планка, якщо відомо, що електрони, які вириваються з металу світлом з частотою $\nu_1 = 2,26 \cdot 10^{15} \text{ Гц}$, повністю утримуються різницею потенціалів $U_1 = 6,6 \text{ В}$, а ті які вириваються світлом з частотою $\nu_2 = 4,6 \cdot 10^{15} \text{ Гц}$ - різницею потенціалів $U_2 = 16,5 \text{ В}$.

21. Довжина хвилі світла, яка відповідає червоній границі фотоефекта, для деякого металу $\lambda_0 = 275 \text{ нм}$. Знайти роботу виходу A електрона з металу, максимальну швидкість електронів, які вириваються з металу світлом з довжиною хвилі $\lambda = 180 \text{ нм}$, і максимальну кінетичну енергію електронів.

22. Стала дифракційної решітки $d = 2$ мкм. Яку різницю довжин хвиль $\Delta\lambda$ може розрішити ця решітка в межах жовтих променів ($\lambda = 600$ нм) в спектрі другого порядку? Ширина решітки $a = 2,5$ см.

23. Показник заломлення скла призми із заломлювальним кутом 45° дорівнює 1,6. Яким має бути найбільший кут падіння променя на грань призми, щоб під час виходу променя із призми відбулося повне внутрішнє відбиття?

24. Дифракційні ґрати, що мають 100 штрихів на 1 мм, розміщено на відстані 2 м від екрана і освітлюються пучком променів білого світла. Визначити ширину дифракційного спектра першого порядку, зображеного на екрані.

25. Знайти найбільший порядок спектра для жовтої лінії випромінювання атомів натрію, довжина хвилі якого $5890 \text{ \AA}$, якщо період дифракційних ґрат дорівнює 2 мкм.

26. Листок паперу площею $S = 10 \times 30 \text{ см}^2$ освітлюється лампою з силою світла $I = 100$ Кд, причому на нього падає 0,5 % всього посилюючого лампою світла. Знайти освітленість E листка паперу.

27. Скільки повних спектрів можна спостерігати за допомогою дифракційної решітки з 500 штрихами на 1 мм довжини, якщо ширина щілини дорівнює ширині проміжку між щілинами? Вважати, що повний спектр видимого світла з боку довгохвильового краю обмежений довжиною хвилі $\lambda = 7600 \text{ \AA}$.

28. На якій відстані треба розмістити предмет від збірної лінзи, щоб відстань від предмету до його дійсного зображення була найменшою?

29. Потрібно освітити відбитим сонячним світлом дно колодязя у випадку, коли світло падає під кутом 50° до вертикалі. Під яким кутом до горизонту треба розташувати плоске дзеркало?

30. На якій відстані треба розмістити предмет від збірної лінзи, щоб відстань від предмету до його дійсного зображення була найменшою?

РОЗДІЛ 3. ВІРТУАЛЬНИЙ ЕКСПЕРИМЕНТ

3.1. Заломлення світла

Теми:

- Закон Снелла.
- Рефракція.
- Відбиття.
- Оптика.
- Призми.
- Лінзи.
- Світло.

Приклади навчальних цілей:

- Поясніть, як світло заломлюється на межі розділу двох середовищ і, що визначає кут.
- Застосуйте закон Снелліуса для падаючого променя лазера на поверхні розділу середовищ.
- Опишіть, як швидкість і довжина хвилі світла змінюється в різних середовищах.
- Опишіть ефект зміни довжини хвилі від кута заломлення.
- Поясніть, як призма створює веселку.

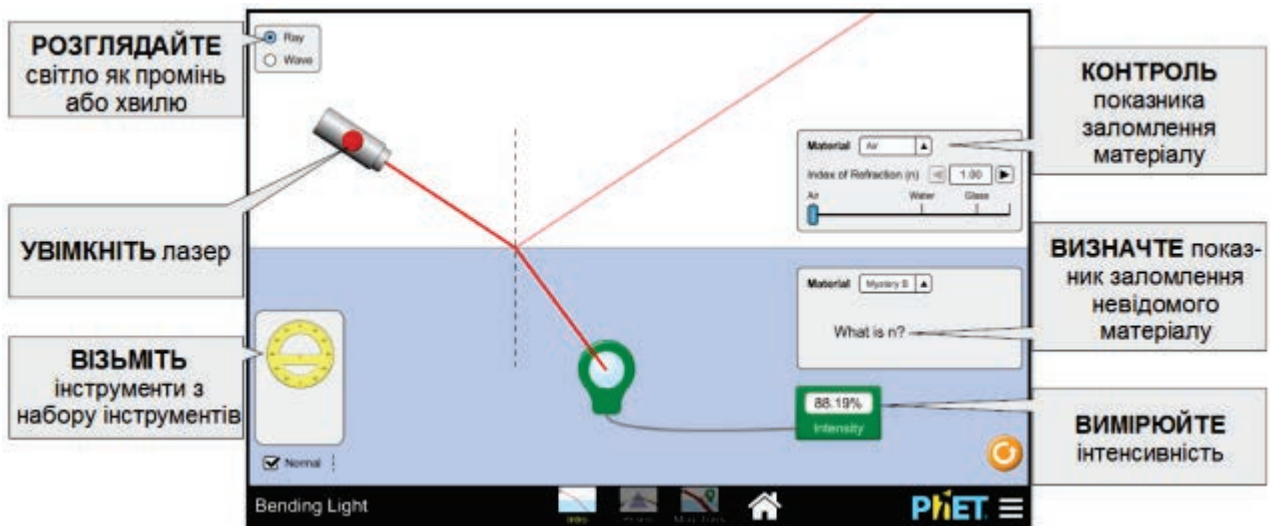
Інформаційні ресурси:

- <https://phet.colorado.edu/uk/simulations/bending-light>.

Інструкції щодо використання:

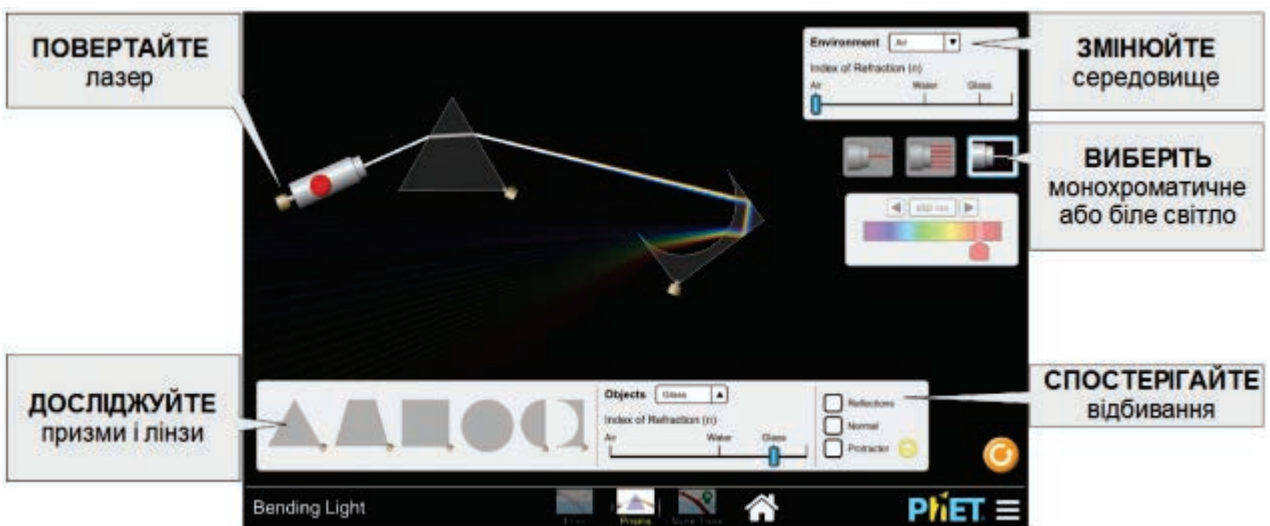
Вкладка *Вступ*

Досліджуйте заломлення світла між двома середовищами з різними показниками заломлення.



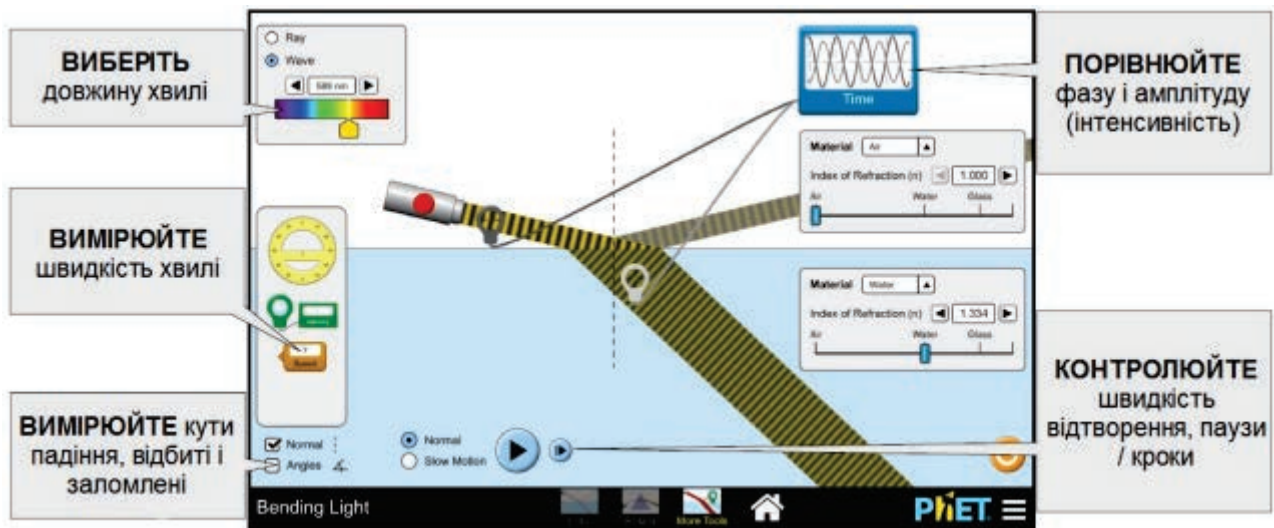
Вкладка *Призми*

Експериментуйте з призмами різних форм і матеріалів і досліджуйте розсіювання білого світла.



Вкладка *Додаткові інструменти*

Контролюйте довжину хвилі світла і досліджуйте, як воно поводить себе між двома середовищами, використовуючи вимірювач інтенсивності, спідометр і детектор хвиль.



Спрощення в моделюванні:

- Є багато видів скла; в даній симуляції використовується скло з 1,50 (при 650 нм).
- Інтенсивність обчислюється з урахуванням паралельного поляризованого падаючого променя.

Відбитий:

Той, що пройшов:

$$R_{II} = \left(\frac{n_i \cos \theta_t - n_t \cos \theta_i}{n_i \cos \theta_t + n_t \cos \theta_i} \right)^2 \quad T_{II} = \frac{4n_i n_t \cos \theta_i \cos \theta_t}{(n_i \cos \theta_t + n_t \cos \theta_i)^2}$$

- При відображенні декількох відбиттів на вкладці *Призми*, світлові промені припиняються після 50 віддзеркалень/рефракцій для забезпечення обчислюваності.
- Показник заломлення залежить від швидкості руху світла через середовище. Ця поведінка точно моделюється в цій симуляції, але може бути простіше спостерігати це на вкладці *Додаткові інструменти* з увімкненою опцією *Кути*.

Приклади завдань студентами для дослідження:

- Чи залежать віддзеркалення та заломлення від кольору світла? Які докази у вас є?
- Поясніть, що відбувається з хвилею, коли вона входить у середовище з більш високим показником заломлення.
- Оцінити показник заломлення невідомих матеріалів. Поясніть ваш дослід.

3.2. Інтерференція хвиль

Теми:

- Інтерференція.
- Подвійна щілина.
- Дифракція.
- Хвилі.

Приклади навчальних цілей:

- Ви можете спостерігати за рухом хвиль на воді, звуковими і світловими хвилями і бачити, чим вони схожі.
- Створіть експеримент, щоб виміряти довжину хвилі.
- Створіть приклад інтерференції з двома джерелами і спостерігайте за кожною хвилею.
- Знайдіть максимуми і мінімуми інтерференції очима і за допомогою детектора.
- Поставте бар'єр, щоб побачити, як хвилі проходять крізь одну чи дві щілини. Що створюють ці дві щілини? Як ви можете змінити інтерференційну картину?
- Для світла передбачте розміщення «смуг» на екрані при $d\sin(\theta) = m\lambda$. Використовуйте лінійку, щоб перевірити передбачення.
- Поясніть, як геометрія діафрагми впливає на дифракційну картину.
- Прогнозуйте, як зміна довжини хвилі чи розміру діафрагми впливає на дифракційну картину.

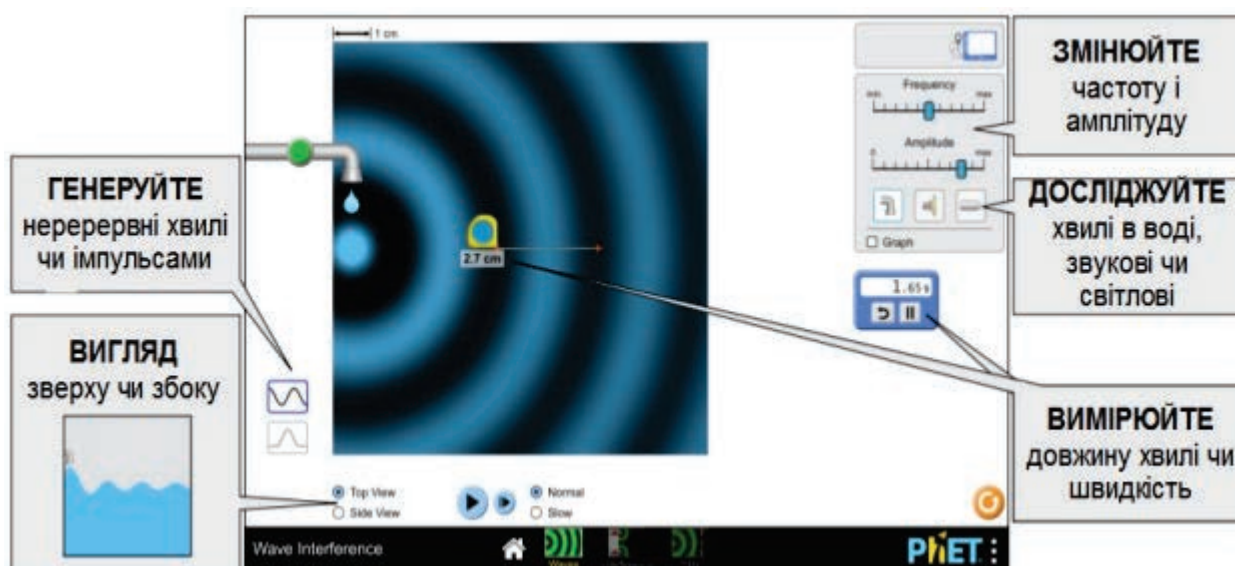
Інформаційні ресурси:

- <https://phet.colorado.edu/uk/simulations/wave-interference>.

Інструкції щодо використання:

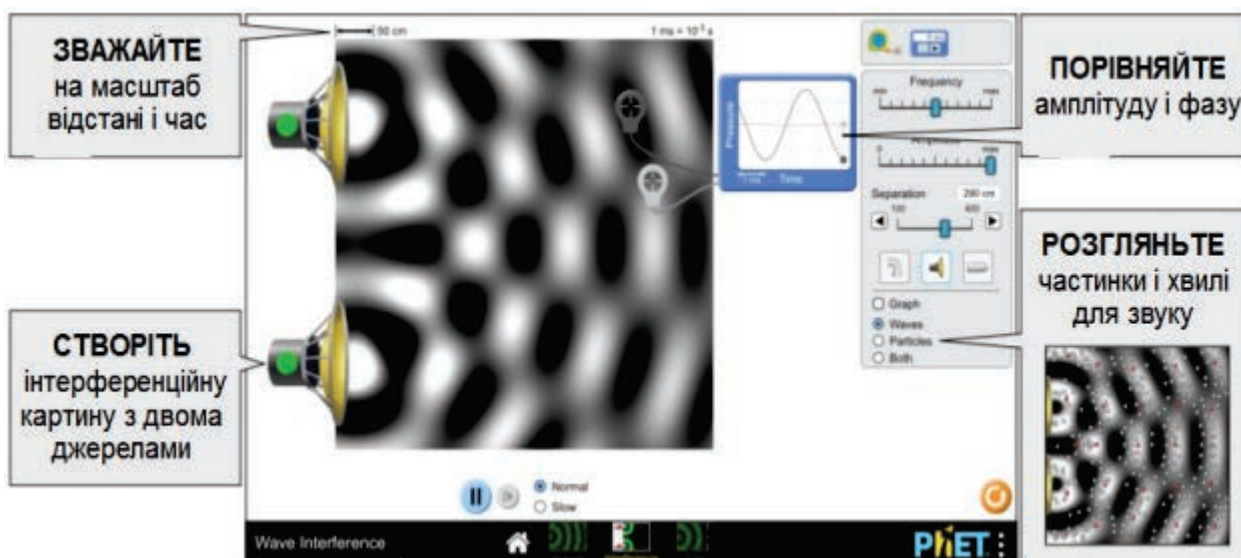
Хвилі

Ви можете створювати хвилі з допомогою крана, динамика чи лазера. Відрегулюйте частоту і амплітуду і спостерігайте за змінами в хвилі.



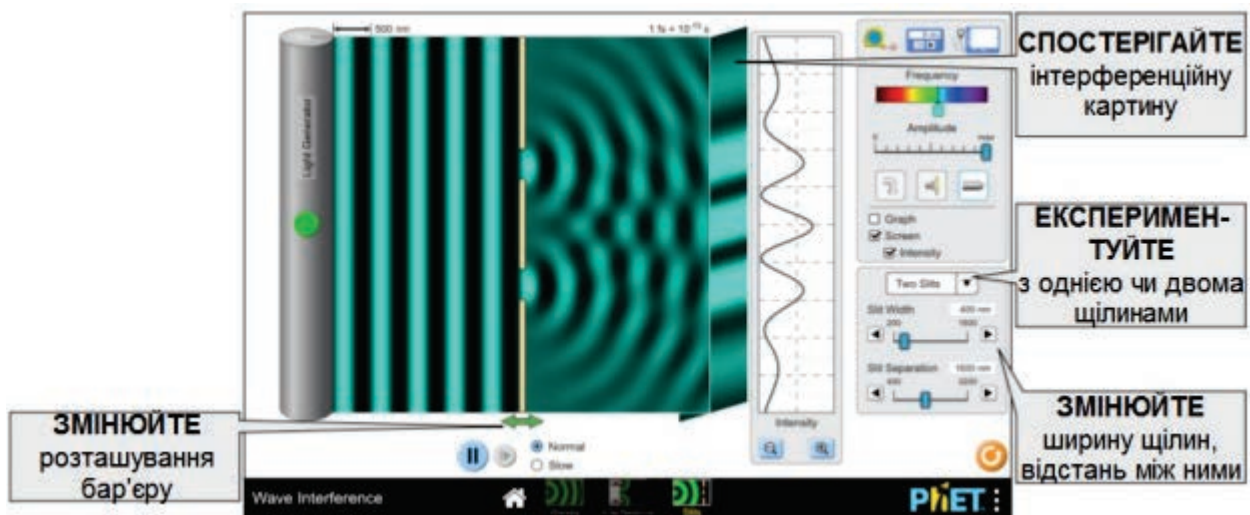
Інтерференція

Дослідіть, як пара джерел хвиль створює інтерференційну картину. Знайдіть точки максимумів і мінімумів інтерференції безпосередньо очима і з використанням детекторів.



Щілини

Підведіть бар'єр, щоб побачити, як хвилі рухаються через одну або дві щілини, і розгляньте результуючу інтерференційну картину. Визначте, як змінюється інтерференційна картина, коли ви регулюєте ширину щілин і відстань між щілинами.



Спрощення в моделюванні:

- Колір відображає амплітуду хвилі. Для поліпшення зовнішнього вигляду вузлів, зберігаючи рівновагу між видимими ширинами максимумів і мінімумів, це відображення кольорів визначається кусково. Амплітуди більше нуля лінійно відображають значення кольору 40 % - 100 %, тоді як амплітуди менше нуля лінійно відображають значення кольору 0 % - 40 %.
- Перед увімкненням лазера вікно перегляду хвиль є чорним, що свідчить про поширення світла у вакуумі. Однак, коли лазер працює, чорний колір означає мінімум.
- В моделюваннях *Хвилі* і *Інтерференція* амплітуда хвилі послаблюється по мірі виходу з джерела. Для узгодженості амплітуда світла також послаблюється, хоча цього не відбудеться у випадку поширення світла у вакуумі.
- Через те, що розповсюдження хвиль у воді, звуку в повітрі та світла в вакуумі відбувається за різні проміжки часу, в кожному випадку масштаб часу на секундомірі різний для кожного випадку.
- Межі вікна перегляду хвилі поглинають, але все ще є деякі ефекти через внутрішнє відбиття. Це може призвести до деякого шуму та зміни інтенсивності, який згладжується, відображаючи усереднені за часом дані. Джерело плоскої хвилі у моделюванні *Щілини* є загальним. Внаслідок природи моделі зміна амплітуди буде миттєво змінювати амплітуду для

всієї плоскої хвилі зліва від бар'єру.

- Певні зміни миттєво очищають (або частково очищають) зону перегляду хвилі - змінюють розподіл джерела (перешкоди), переміщаючи бар'єр (щілини), змінюючи частоту (світло на всіх екранах, всі джерела на щілинах).

3.3. Молекули і світло

Теми:

- Молекули.
- Фотони.
- Поглинання.
- Світло.

Приклади навчальних цілей:

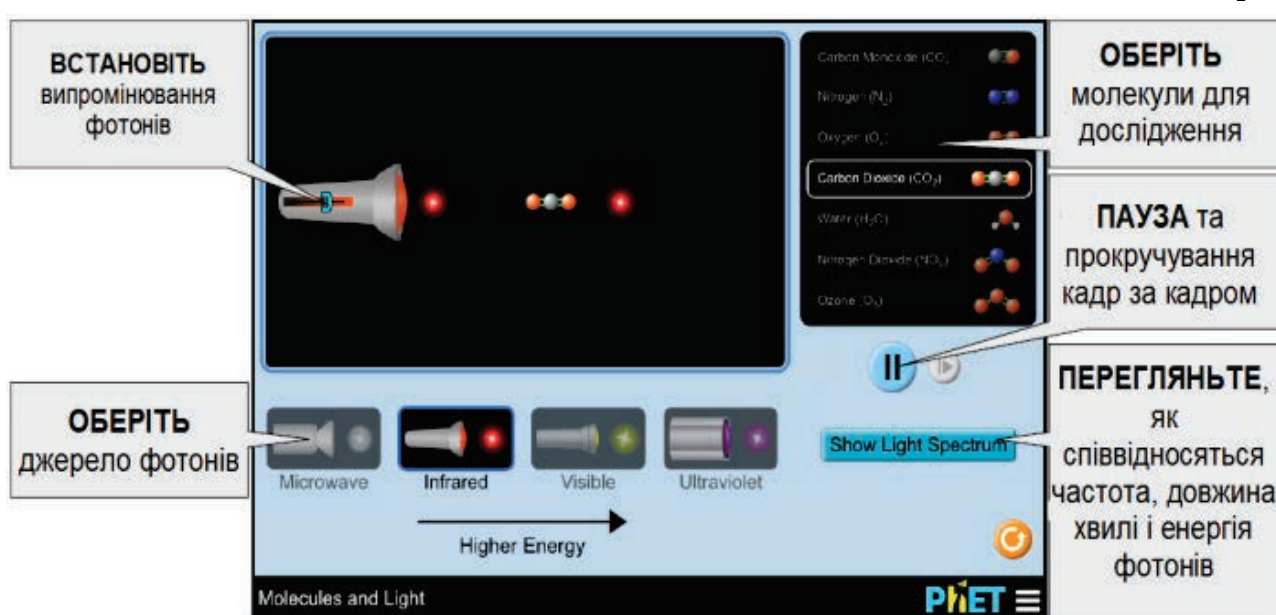
- Дізнайтеся, як світло взаємодіє з молекулами в атмосфері.
- Визначте, як поглинання світла залежить від молекул і виду світла.
- Визначте енергію світла в результаті руху.
- Визначити, як енергія збільшується від мікрохвиль до ультрафіолету.
- Передбачте рух молекули в залежності від типу світла, який вона поглинає.
- Визначте, як структура молекули впливає на те, як вона взаємодіє зі світлом.

Інформаційні ресурси:

- <https://phet.colorado.edu/uk/simulations/molecules-and-light>.

Інструкції щодо використання:

Моделювання *Молекули і світло* досліджує, як світло взаємодіє з молекулами в нашій атмосфері.



Спрощення в моделюванні:

- Симуляція показує лише основний процес поглинання для кожного класу випромінювання (наприклад, ІЧ = вібрація). Насправді поглинання ІЧ може збуджувати обертання разом з вібраціями, а поглинання видимого (позначене як ("світіння")) може збуджувати вібрації та обертання.
- Кожен фотон представляє діапазон енергії, але не всі поглинання в цьому діапазоні показані. Деякі приклади того, що не включено: CO_2 , H_2O , NO_2 і O_3 мають розтягнуті коливальні режими в ІЧ-діапазоні, O_3 слабо поглинає видиме, а поглинання видимого світла NO_2 є дисоціативним на деяких довжинах хвиль (синій або фіолетовий). УФ-фотон походить з області УФ-В (290-320 нм), що є діапазоном поглинання озоновим шаром землі; на коротших довжинах хвиль інші молекули також поглинають УФ.
- Фотодисоціація часто виробляє продукти збудженого стану. У випадку з O_3 , фрагмент O_2 буде вібрувати та / або випромінювати фотон (в УФ-областях з високою енергією). Те саме стосується фрагмента NO_2 . Вони не показані в симуляції.
- Симуляція випадково вибирає одну резонансну структуру для NO_2 та O_3 , а не показує делокалізовані зв'язки.
- У випадку, коли відбувається поглинання, ймовірність просто встановлюється на 50%, щоб студенти зрозуміли, що не кожен фотон буде

поглинений. Насправді ймовірності змінюється залежно від довжини хвилі та ідентичності молекули.

Інформація щодо використання студентами:

- Фотони не будуть випромінюватися з джерела, доки не буде переміщено повзунок.
- Студенти можуть прирівнювати більше руху до більшої кількості енергії, і, отже, вважати, що мікрохвилі та інфрачервоне світло мають більше енергії, ніж видиме світло. Для пояснення правильного розуміння розподілу енергії в симуляції додано спектр світла.



Приклади завдань студентами для дослідження:

- Використайте свої спостереження для пояснення:
 - чому мікрохвильова піч нагріває їжу;
 - які гази вважаються парниковими газами;
 - чому озоновий шар важливий;
- Прогнозування реакційної здатності нової молекули, яку не зазначено в симуляції, таку як HCN , CH_2O , NH_3 або CH_4 , з наступним передбаченням її взаємодії з різними типами випромінювання.

3.4. Колір, як його бачить людина

Теми:

- Фотони.
- Монохроматичне світло.
- Біле світло.
- Веселка.

Приклади навчальних цілей:

- Визначте, який колір бачить людина для різних комбінацій червоного, зеленого і синього світла.
- Опишіть колір світла, який може проходити через різні кольорові фільтри.

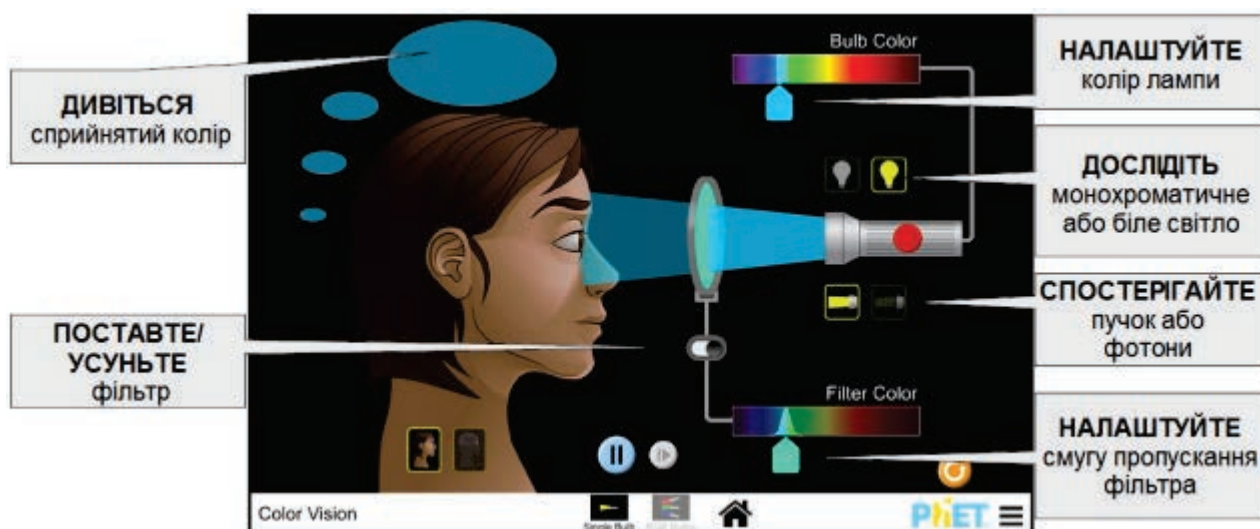
Інформаційні ресурси:

<https://phet.colorado.edu/uk/simulations/color-vision>.

Інструкції щодо використання:

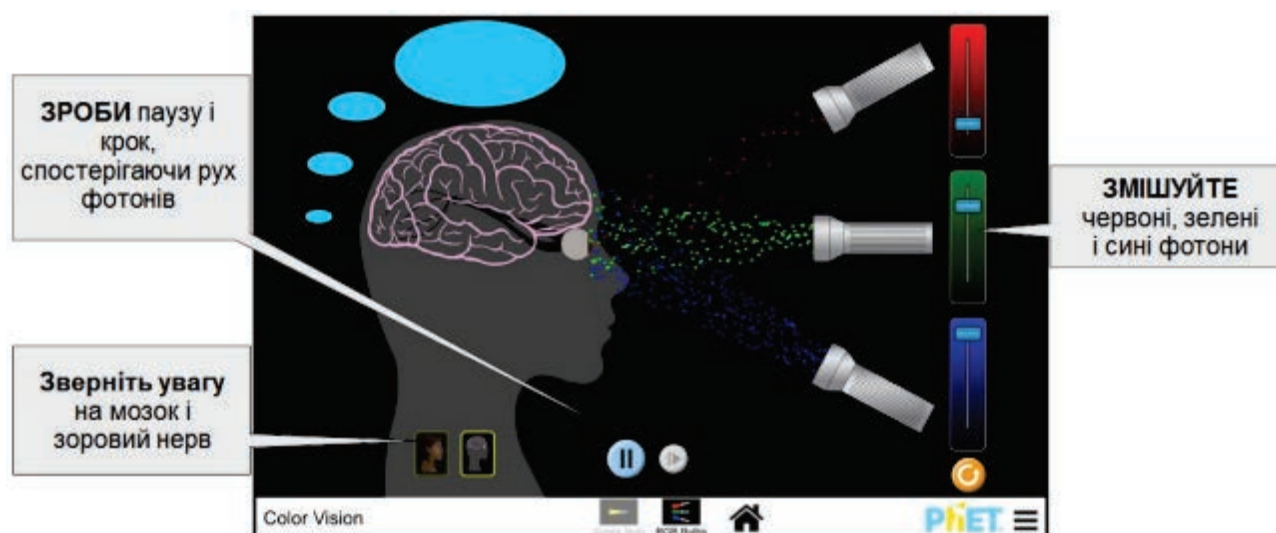
Вкладка *Кольоровий фільтр*

На цій вкладці студенти досліджують сприйняття кольору від джерела та через фільтр.



Вкладка *Змішування кольорів (RGB)*

Студенти можуть вивчати додавання кольорів з червоним, зеленим і синім світлом (RGB - Red, Green, Blue).



Спрощення в моделюванні:

Кожен піксельний фотон утворює багато фотонів у моделі. Іноді колір може все ще сприйматися навіть тоді, коли піксельний фотон не влучно впадає в очі, оскільки в основі моделі лежить наявність пучка фотонів.

- Деякі фотони будуть виглядати пурпуровими завдяки алгоритму, який використовується для відображення кольорів у RGB. Проте пурпуровий колір не пояснюється єдиною чистою довжиною хвилі, а скоріше сумішшю. Всі пурпурові фотони, присутні в моделюванні, повинні вважатися фіолетовими.
- Джерело світла на вкладці *Кольоровий фільтр* моделюється як перетворюваний лазер, а фільтри моделюються як оптичні смугові фільтри. Мета цих фільтрів полягає в тому, щоб змусити учнів зрозуміти, що фільтр є субтрактивним, а не адитивним.

Приклади завдань студентами для дослідження:

- Опишіть, що відбувається з білим світлом, коли він проходить через фільтр. Чи є фільтри додаванням світла чи відніманням?
- Поясніть, що відбувається, коли фільтр і лампа мають схожі кольори. Чи світло повністю відфільтровано, чи все світло проходить через фільтр?
- Як створюється біле світло? Чи є білий колір? Поясніть.
- Які вторинні кольори світла? Поясніть, як вони створені.
- Для створення оранжевого, фіолетового, коричневого та сірого кольорів використовуйте повзунки RGB. Скільки червоного, зеленого і синього кольорів потрібно для створення кожного з цих кольорів?

3.5. Спектр абсолютно чорного тіла

Теми:

- Абсолютно чорне тіло.
- Закон Планка.
- Закон Віна.
- Електромагнітне випромінювання.
- Квантова механіка.
- Астрономія.

Приклади навчальних цілей:

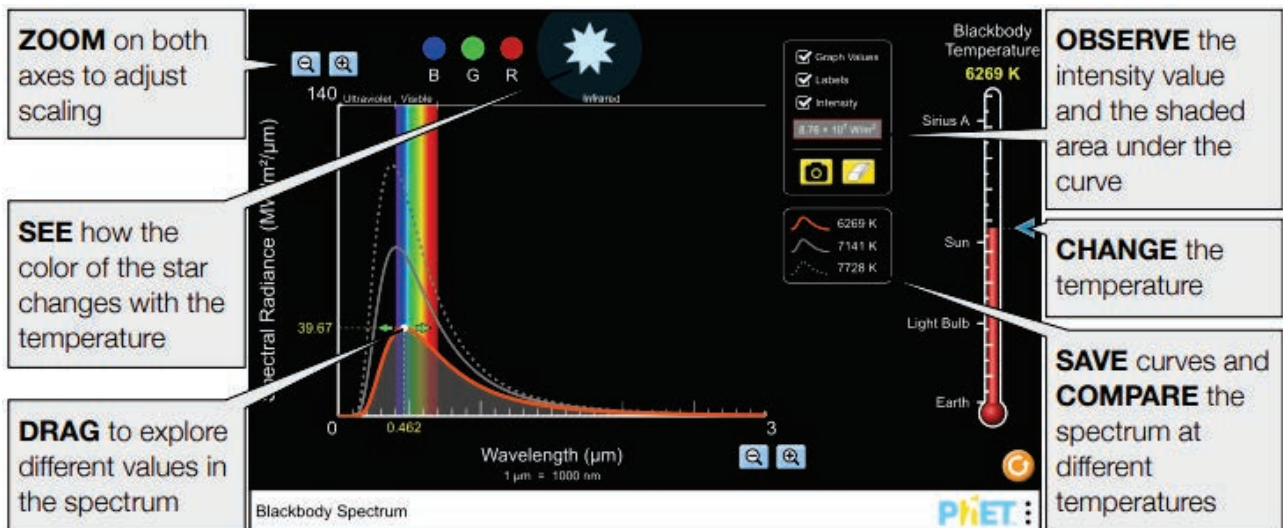
- Опишіть, що відбувається зі спектром чорного тіла під час підвищення чи зниження температури. Що відбувається з формою кривої та вершиною цієї кривої?
- Опишіть спектр лампочки чорного тіла. Чому лампочки нагріваються? Чи вони є ефективними?
- Уявіть, що ви бачите 2 гарячі об'єкти, що світяться – один світиться оранжевим, а інший світиться синім. Який з них гарячіший?
- Знайдіть залежність між температурою та довжиною хвилі на піку кривої.

Інформаційні ресурси:

- <https://phet.colorado.edu/uk/simulations/blackbody-spectrum>.

Інструкції щодо використання:

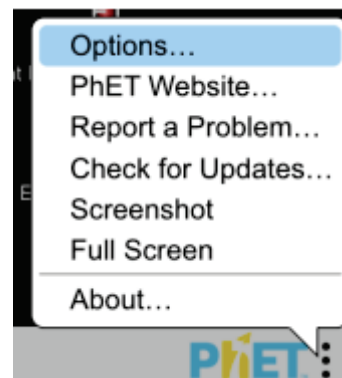
Моделювання *Спектру чорного тіла* дозволяє студентам дослідити, як на спектр чорного тіла об'єкта впливає його температура. З'ясуєте зв'язок між температурою чорного тіла, а також піковою довжиною хвилі та спектральною яскравістю.



Спрощення в моделюванні:

- Інтенсивність спектра чорного тіла обчислюється як інтеграл спектрального випромінювання по відношенню до довжини хвилі від нуля до нескінченності, і дане значення не зміниться, коли студенти збільшать масштаб.

- Незважаючи на те, що вісь x починається з 0 мкм, найменша довжина хвилі, з якою можна взаємодіяти в симулюванні, становить 0,001 мкм. З цієї причини прапорець «Мітки» відображатиме ультрафіолет з найкоротшою довжиною хвилі електромагнітного спектру.



- Фон симуляції можна змінити для полегшення проекції, перейшовши до Рядка меню *PhET*, вибір «Параметри» та прапорець «Режим проектора».

Приклади завдань студентами для дослідження:

- Порівняйте спектр чорного тіла Сонця з видимим світлом.
- Опишіть спектр чорного тіла лампочки. Де знаходиться пік спектра? Чому світло лампочки тепле? Чому це ефективно?
- Опишіть, що відбувається з формою та піковим значенням кривої спектральної яскравості, коли ви змінюєте температуру.
- Уявіть, що ви бачите на небі дві зірки, одна світиться помаранчевим, а друга – синім. Яка з них є гарячішою?
- Визначте співвідношення між піковою довжиною хвилі та температурою чорного тіла.

РОЗДІЛ 4. ТЕСТОВІ ЗАВДАННЯ

4.1. Джерела світла. Поширення світла

1. Яке джерело світла має найбільшу яскравість?
 - a) Лазер потужністю 1 мВт;
 - b) Спираль лампи розжарювання потужністю 100 Вт;
 - c) Лампочка денного світла потужністю 40 Вт;
 - d) Нічне небо;
 - e) Ясне денне небо.
2. Фазова швидкість хвилі у середовищі...
 - a) Може бути більшою від швидкості світла;
 - b) Завжди рівна швидкості світла;
 - c) Завжди менша від швидкості світла;
 - d) Завжди рівна швидкості поширення світла в середовищі;
 - e) Завжди рівна швидкості поширення світла у вакуумі.
3. Джерело світла S розміщене перед непрозорим тілом, як показано на рис. 4.1.1. Які твердження справедливі?

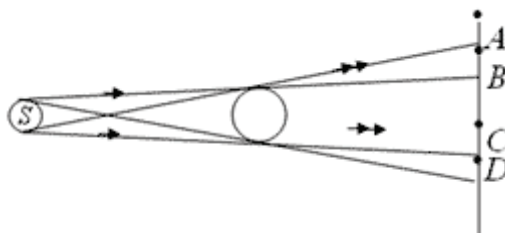


Рис. 4.1.1.

- a) На відрізку BC – повна тінь;
 - b) На відрізках AB і DC – півтінь;
 - c) На відрізку AD – півтінь;
 - d) На відрізку AC – півтінь;
 - e) На відрізках AB і DC – тіні і півтіні немає.
4. Які з тверджень справедливі? На екрані від лінійного об'єкта спостерігається лише півтінь, якщо:
- a) Лінійний розмір джерела світла менший від лінійного розміру об'єкта; екран може знаходитись будь-де;
 - b) Лінійний розмір джерела світла більший від лінійного розміру об'єкта; екран може знаходитись будь-де;
 - c) Лінійний розмір джерела світла більший від лінійного розміру об'єкта; екран знаходиться на відстані більшій, ніж точка сходження променів, що проходять через крайні точки об'єкта;

д) Лінійний розмір джерела світла менший від лінійного розміру об'єкта; екран знаходиться на відстані більшій, ніж точка сходження променів, що проходять через крайні точки об'єкта;

е) Лінійний розмір джерела світла більший від лінійного розміру об'єкта; екран знаходиться на відстані меншій, ніж точка сходження променів, що проходять через крайні точки об'єкта.

5. Два точкових джерела світла розташовані так, як показано на рис. 4.1.2 відносно непрозорого лінійного об'єкта. Яке з тверджень правильне?

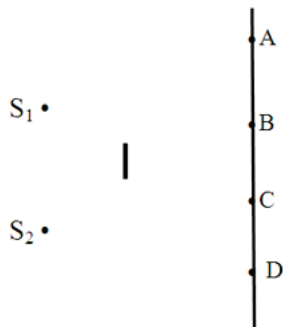


Рис. 4.1.2.

а) На ділянках AB і CD – тінь; на ділянці BC – півтінь;

б) На ділянках AB і CD – півтінь; на ділянці BC – тінь;

в) Ділянка AD освітлена;

г) На ділянках AC і BD – півтінь;

д) На ділянках AC і BD – тінь.

6. Які з тверджень правильні?

На екрані від лінійного об'єкта спостерігається тільки тінь, якщо:

I. Джерело світла – точковий об'єкт, розташований перпендикулярно до площини дзеркала;

II. Джерело світла – точковий, об'єкт розташований паралельно до площини дзеркала;

III. На об'єкт, розташований паралельно до площини дзеркала падає пучок променів від лінійного джерела світла.

а) I;

б) II;

в) III;

г) I і III;

д) I і II.

7. Джерело світла S розташоване перед непрозорим тілом (рис. 4.1.3).

Які з тверджень правильні?

I. На ділянці BC – повна тінь.

II. На ділянках AB і CD – напівтінь.

III. На ділянці AD – напівтінь.

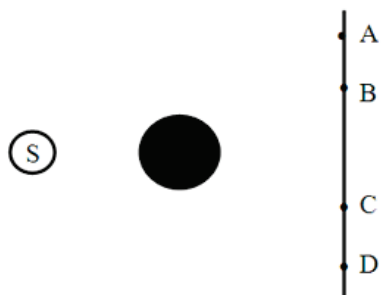


Рис. 4.1.3.

- a) I;
- b) II;
- c) III;
- d) I і III;
- e) I і II.

4.2. Відбивання і заломлення світла

8. Промінь світла падає на скляну пластинку. При куті падіння, рівному куту Брюстера...

- a) Заломлений промінь зникає;
- b) Заломлений промінь стає повністю поляризованим;
- c) Заломлений і відбитий промені перпендикулярні один до одного;
- d) Відбитий промінь повністю поляризований;
- e) Падаючий і відбитий промені завжди перпендикулярні один до одного.

9. На плоске дзеркало падає горизонтальний світловий промінь. Під яким кутом до вертикалі розміщене дзеркало, якщо відбитий промінь поширюється вертикально?

- a) 30° ;
- b) 45° ;
- c) 60° ;
- d) 90° ;
- e) 120° .

10. Між двома плоскими паралельними дзеркалами знаходиться предмет на відстані 2 м від одного з них (рис. 4.2.1). Відстань між першими найближчими зображеннями рівна 10 м. Яка відстань між дзеркалами?

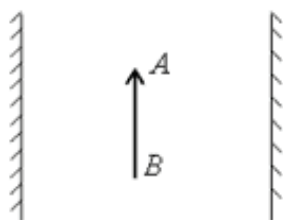


Рис. 4.2.1.

- a) 5 м;
- b) 4 м;
- c) 20 м;
- d) 8 м;
- e) 6 м.

11. До плоского дзеркала перпендикулярно до його поверхні наближається зі швидкістю 3 м/с точкове джерело світла. З якою швидкістю зображення джерела наближається до самого джерела?

- a) 3 м/с;
- b) 6 м/с;

- c) 1,5 м/с;
- d) 9 м/с;
- e) 2,25 м/с.

12. Які твердження неправильні?

- a) Фізичний зміст абсолютного показника заломлення полягає в тому, що він показує у скільки разів швидкість світла в даному середовищі менша, ніж швидкість світла в вакуумі;
- b) Зображення в плоскому дзеркалі завжди уявне;
- c) Проходячи через плоскопаралельну пластинку промінь, що вийшов з неї, завжди паралельний падаючому;
- d) Зображення в плоскому дзеркалі розміщено в площині дзеркала;
- e) При переході з оптично густішого середовища в оптично менш густе може спостерігатися явище повного відбивання.

13. При переході з одного прозорого середовища в друге промінь світла іде так, як показано на рис. 4.2.2. Який із варіантів відповіді правильний?

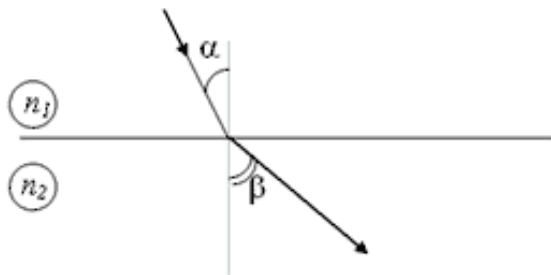


Рис. 4.2.2.

- a) $n_1 > n_2; V_1 > V_2$;
- b) $n_1 < n_2; V_1 > V_2$;
- c) $n_1 > n_2; V_1 < V_2$;
- d) $n_1 < n_2; V_1 < V_2$;
- e) $n_1 < n_2; V_1 = V_2$.

14. На дно посудини з рідиною поклали плоске дзеркало. Де спостерігач побачить в дзеркалі зображення точкового джерела?

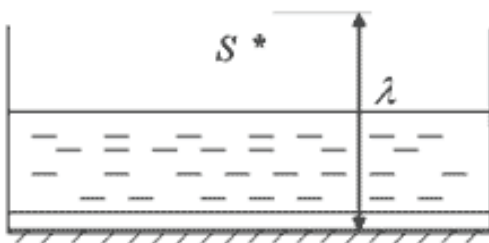
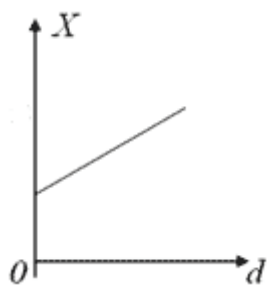


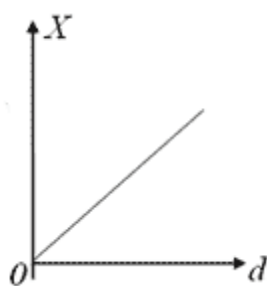
Рис. 4.2.3.

- a) За дзеркалом, на такій самій відстані;
- b) За дзеркалом, на відстані більшій λ ;
- c) За дзеркалом, на відстані меншій λ ;
- d) Перед дзеркалом, на відстані меншій λ ;
- e) Зображення не спостерігається.

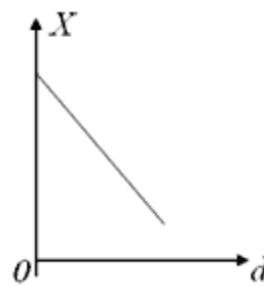
15. Який із графіків показує залежність зміщення променя, який пройшов крізь плоско-паралельну пластину від її товщини?



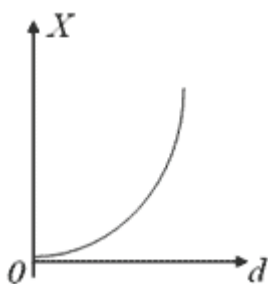
a)



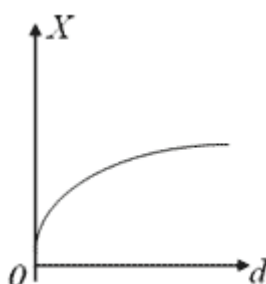
b)



c)

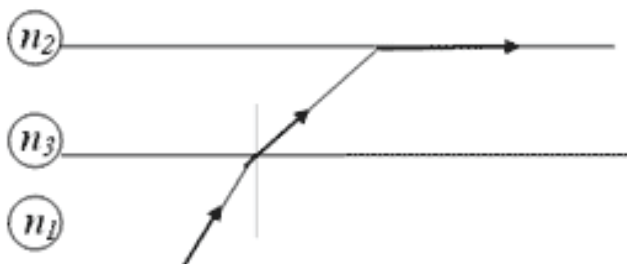


d)



e)

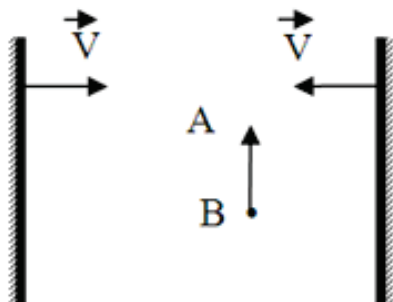
16. Промінь світла, проходячи через прозорі середовища, заломлюється так, як показано на рис. 4.2.4. В якому відношенні знаходяться абсолютні показники цих середовищ?



- a) $n_1 > n_2 > n_3$;
- b) $n_1 < n_2 < n_3$;
- c) $n_1 > n_3 > n_2$;
- d) $n_1 < n_3 < n_2$;
- e) $n_1 = n_2 > n_3$.

Рис. 4.2.4.

17. На деякій відстані від одного з плоских дзеркал знаходиться предмет BA (рис. 4.2.5). На скільки зміниться відстань між першими зображеннями в дзеркалах цього об'єкта через одну секунду, якщо ці дзеркала почнуть рівномірно наближатися одне до одного зі швидкістю 2 см/с ?



- a) Зменшиться на $0,02 \text{ м}$;
- b) Збільшиться на $0,02 \text{ м}$;
- c) Зменшиться на $0,04 \text{ м}$;
- d) Збільшиться на $0,04 \text{ м}$;
- e) Зменшиться на $0,08 \text{ м}$.

Рис. 4.2.5.

18. Поверхня плоского дзеркала утворює з горизонтом кут 45° (рис. 4.2.6). На деякій висоті знаходиться точкове джерело світла S , яке кидають

горизонтально. Який із рисунків відображає траєкторію руху зображення джерела S до досягнення поверхні дзеркала?

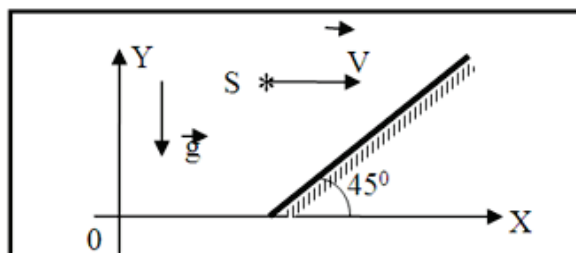
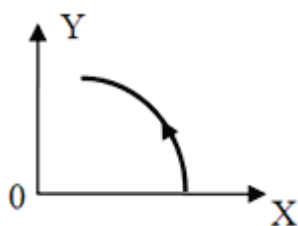
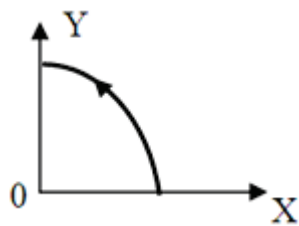


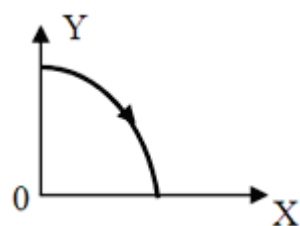
Рис. 4.2.6.



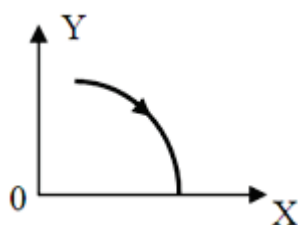
a)



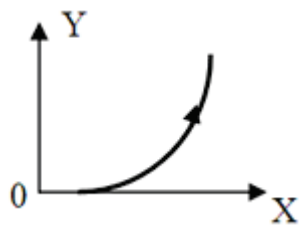
b)



c)



d)



e)

19. Промінь світла падає під кутом до поверхні стакана з водою. Які з тверджень справедливі?

- a) Заломлення відбувається один раз;
- b) Заломлення відбувається два рази;
- c) Заломлення відбувається три рази;
- d) Заломлення відбувається чотири рази;
- e) Однозначно відповісти не можна.

20. Промінь світла падає на прямокутну рівнобедрену призму перпендикулярно до однієї з граней, з заломлюючим кутом 45° (Рис. 4.2.7). Який із рисунків найточніше описує хід променів, якщо абсолютний показник заломлення призми 1,2?

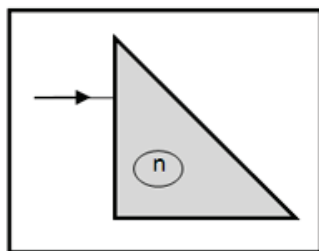
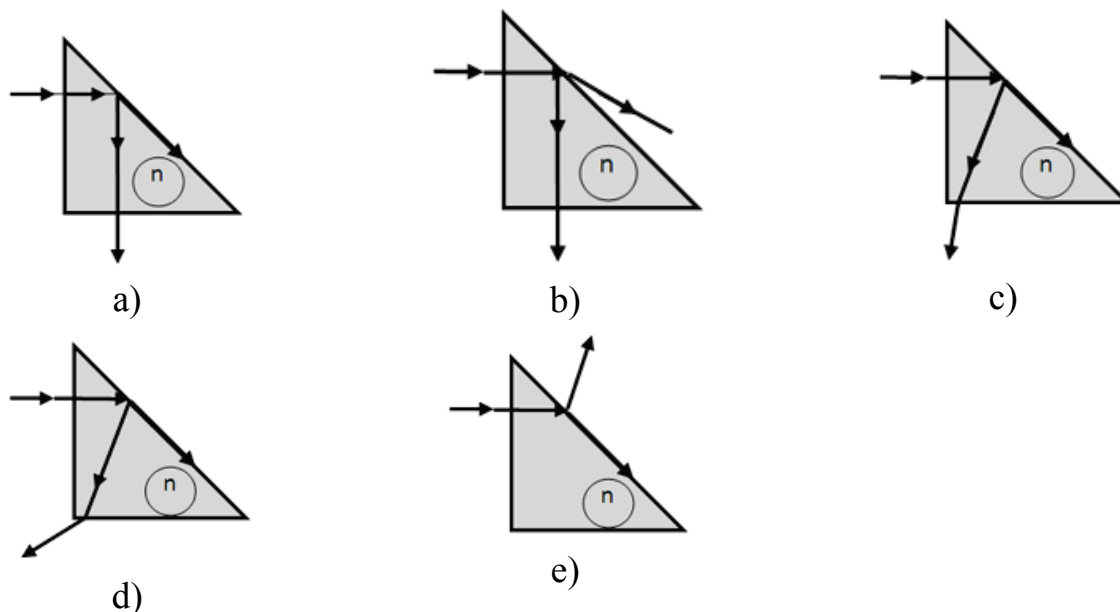


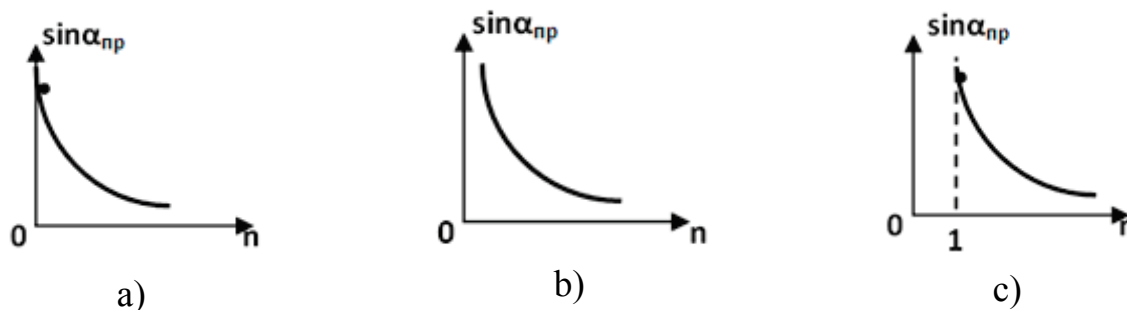
Рис. 4.2.7.

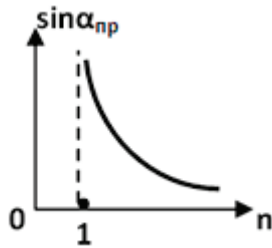


21. Промінь світла переходить із одного середовища в друге, відносний показник заломлення яких рівний 2. Яке з тверджень правильне?

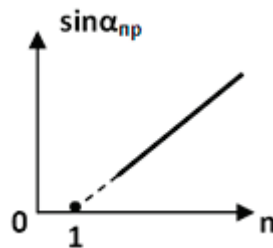
- a) На межі середовищ можливе повне відбивання; довжина хвилі в другому середовищі в два рази більша, ніж в першому;
- b) На межі середовищ можливе повне відбивання; довжина хвилі в другому середовищі в два рази менша, ніж в першому;
- c) На межі середовищ неможливе повне відбивання; довжина хвилі в другому середовищі в два рази менша, ніж в першому;
- d) На межі середовищ неможливе повне відбивання; довжина хвилі в другому середовищі в два рази більша, ніж в першому;
- e) На межі середовищ неможливе повне відбивання; довжини хвиль в обох середовищах однакові.

22. Який із графіків відображає залежність синуса граничного кута падіння (при переході в повітря), від абсолютного показника заломлення середовища?





d)



e)

23. У воді поширюються два паралельних промені 1 і 2, (промінь 2 падає на непрозору плоско-паралельну пластину). Які з тверджень правильні?

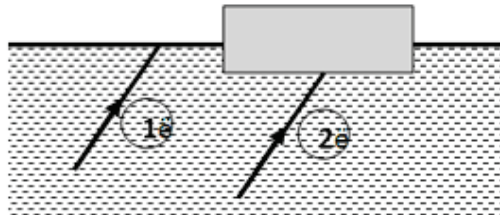


Рис. 4.2.8.

- a) Вийшовши з води, промені залишаться паралельними;
- b) Якщо промінь 1 зазнає повне внутрішнє відбивання на межі середовищ, то промінь 2 при потраплянні на пластину, буде поширюватись горизонтально;
- c) При збільшенні кута падіння променя 2 на поверхню пластини зміщення променя збільшується;
- d) Якщо промінь 1 вийде на поверхню, то промінь 2 повернеться в середовище;
- e) Вийшовши з води, промені не будуть паралельними.

24. На рис. 4.2.9 показано хід променя при проходженні його через чотири оптично прозорі середовища. В якому співвідношенні знаходяться між собою абсолютні показники цих середовищ?

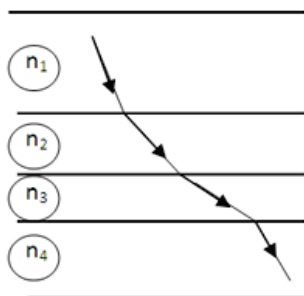
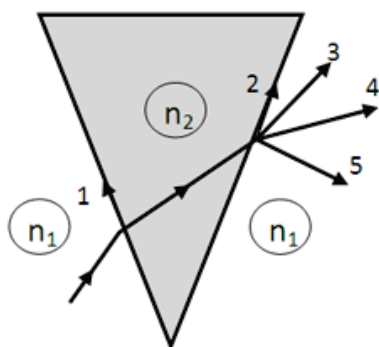


Рис. 4.2.9.

- a) $n_1 > n_2 > n_3 > n_4$;
- b) $n_1 < n_2 < n_3 < n_4$;
- c) $n_1 = n_4 > n_2 > n_3$;
- d) $n_1 = n_4 < n_2 < n_3$;
- e) $n_1 < n_3 < n_2 < n_4$.

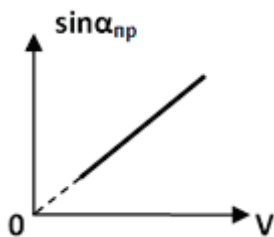
25. На призму падає промінь світла, швидкість якого в першому середовищі більша, ніж у призмі (рис.4.2.10). Які напрямки поширення променя можливі?



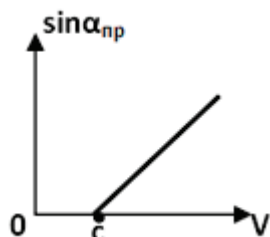
- a) 2 і 3;
- b) 1 і 5;
- c) 1, 2 і 5;
- d) 1, 4 і 5;
- e) 1, 2 і 5.

Рис. 4.2.10.

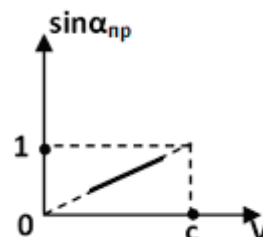
26. Який із графіків відображає залежність синуса граничного кута падіння із середовища в повітря від швидкості світла в цьому середовищі?



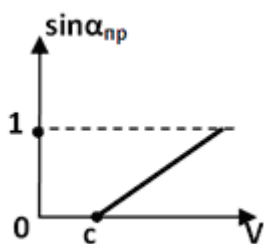
a)



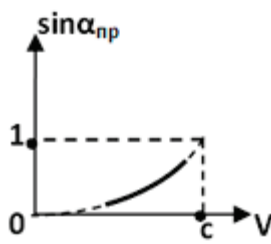
b)



c)



d)

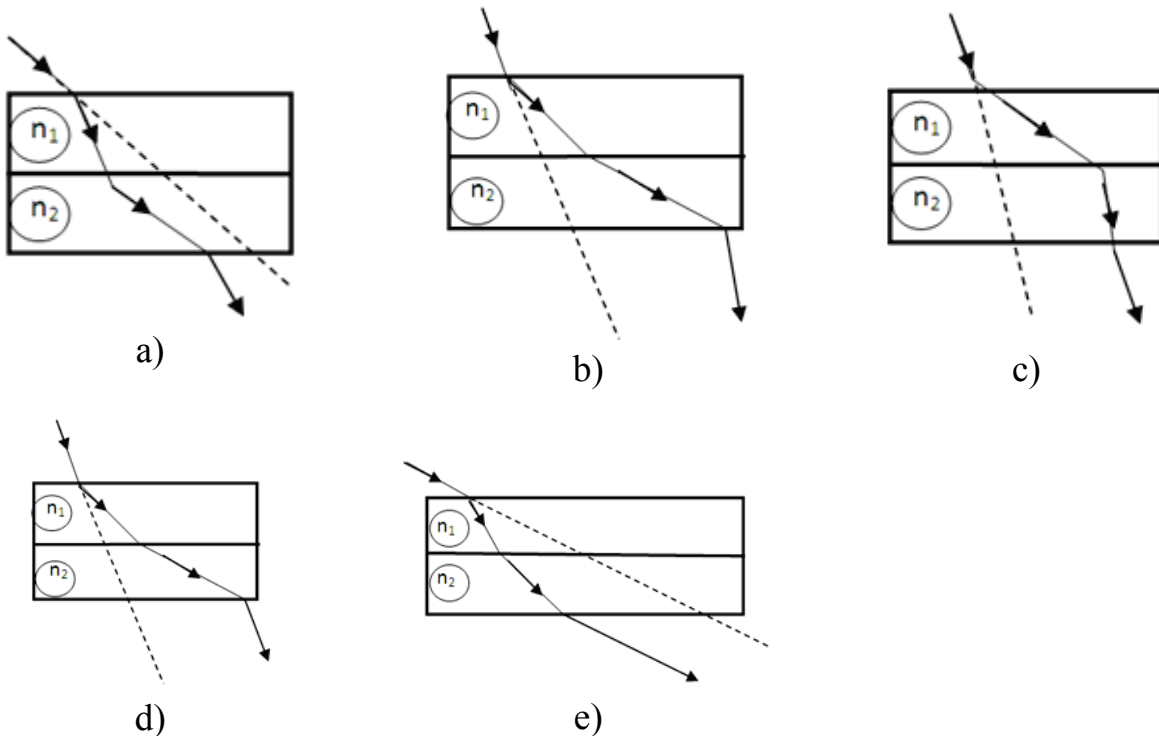


e)

27. Визначте абсолютний показник заломлення середовища, в якому швидкість поширення світла $150\,000\,000\text{ м/с}$.

- a) 0,5;
- b) 2;
- c) 50;
- d) 20;
- e) 100.

28. На дві плоско-паралельні пластини, що знаходяться в повітрі падає промінь світла. Враховуючи, що абсолютні показники заломлення пластин $n_1 = 1,4$ і $n_2 = 1,2$. Визначте, який із рисунків, відображає хід променя?



29. Які з тверджень правильні?

- a) Абсолютний показник заломлення показує в скільки разів швидкість світла в середовищі більша від швидкості світла в вакуумі;
- b) При повному внутрішньому відбиванні, кут заломлення завжди більший від кута падіння;
- c) Проходячи через плоско-паралельну пластину, яка знаходиться в повітрі, промінь світла, який вийшов із пластини паралельний до падаючого;
- d) Трикутна призма з гострим кутом при вершині відхиляє промені до нижньої основи;
- e) При переході з оптично густішого середовища в оптично рідше, може спостерігатися явище повного відбивання.

30. Який із об'єктів, знаходяться в «чорному ящику», якщо падаючі на нього промені виходять так, як показано на рис. 4.2.11?

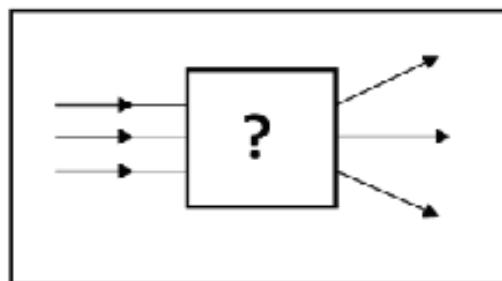
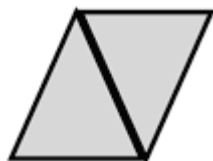
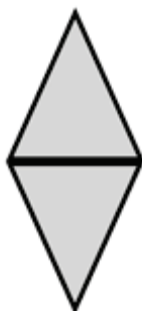


Рис. 4.2.11.



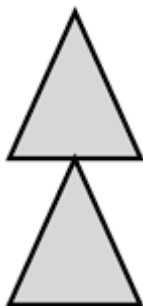
a)



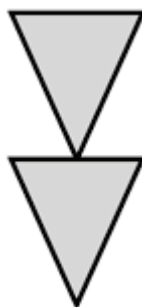
b)



c)



d)

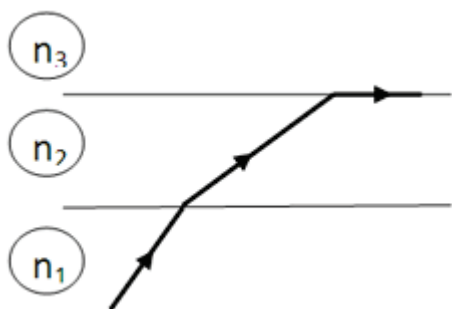


e)

31. Пучок світла переходить із повітря в воду. Яке з тверджень правильне при збільшенні кута падіння?

- a) Інтенсивність відбитого і заломленого променя не зміняться;
- b) Інтенсивність відбитого і заломленого променя збільшаться;
- c) Інтенсивність відбитого і заломленого променя збільшаться зменшаться;
- d) Інтенсивність відбитого променя збільшиться, а інтенсивність заломленого променя зменшиться;
- e) Інтенсивність відбитого променя зменшиться, а інтенсивність заломленого променя збільшиться.

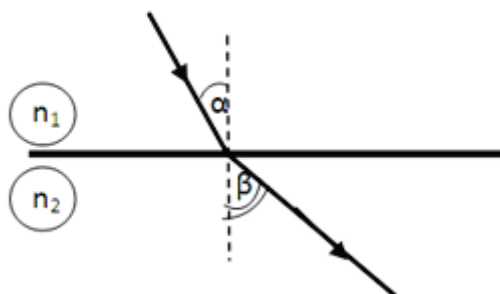
32. Промінь світла проходячи через прозорі середовища, заломлюється так, як показано на рис. 4.2.12. В якому з відношень знаходяться між собою абсолютні показники заломлення цих середовищ?



- a) $n_1 > n_3 > n_2$;
- b) $n_1 < n_2 < n_3$;
- c) $n_1 > n_2 > n_3$;
- d) $n_1 < n_3 < n_2$;
- e) $n_1 < n_2 = n_3$.

Рис. 4.2.12.

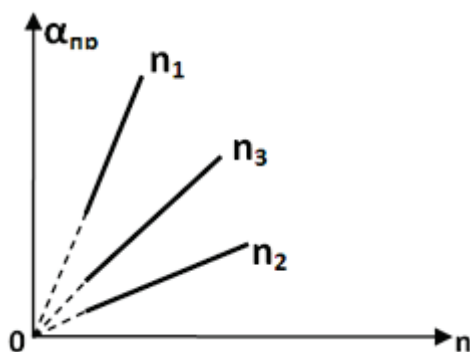
33. При переході з одного середовища в друге промінь світла іде так, як показано на рис. 4.2.13. Яке з відношень між абсолютними показниками заломлення цих середовищ і швидкостями світла в них правильне?



- a) $n_1 > n_2; V_1 > V_2;$
- b) $n_1 < n_2; V_1 > V_2;$
- c) $n_1 > n_2; V_1 < V_2;$
- d) $n_1 < n_2; V_1 < V_2;$
- e) $n_1 < n_2; V_1 = V_2.$

Рис. 4.2.13.

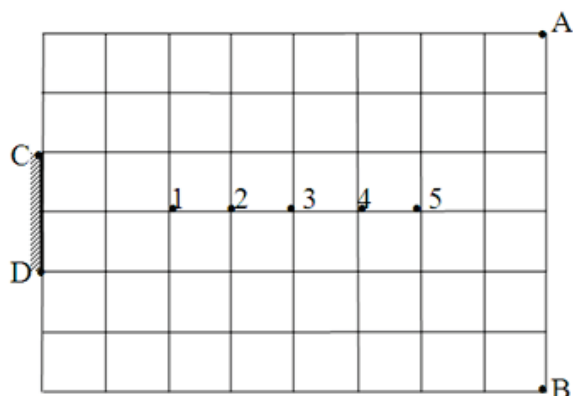
34. На графіку (рис. 4.2.14) показано залежність граничного кута падіння від відносного показника заломлення середовища. В якому з відношень знаходяться між собою ці показники заломлення?



- a) $n_1 > n_2 > n_3;$
- b) $n_1 < n_2 < n_3;$
- c) $n_1 > n_3 > n_2;$
- d) $n_1 < n_3 < n_2;$
- e) $n_1 < n_2 > n_3.$

Рис. 4.2.14.

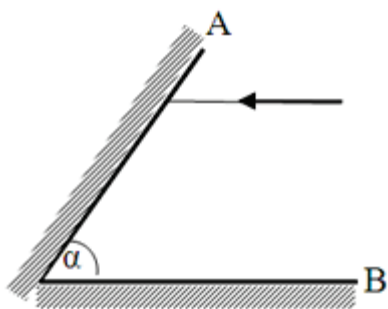
35. В якій із точок потрібно помістити точкове джерело S , щоб відбиті від дзеркала DC промені освітлювали лише ділянку AB (рис. 4.2.15)?



- a) 1;
- b) 2;
- c) 3;
- d) 4;
- e) 5.

Рис. 4.2.15.

36. Під яким кутом до горизонту відіб'ється від дзеркала B , промінь, що падає на дзеркало A , якщо кут між дзеркалами α (рис. 4.2.16)?



- a) $90^\circ - 2\alpha$;
- b) $180^\circ - \alpha$;
- c) $180^\circ - 2\alpha$;
- d) $2\alpha - 90^\circ$;
- e) 2α .

Рис. 4.2.16.

37. Від точкового джерела світла на плоске дзеркало падає пучок світла. Визначте кут між крайніми променями, відбитими від дзеркала, якщо кут між крайніми падаючими променями α .

- a) $0,5\alpha$;
- b) α ;
- c) $1,5\alpha$;
- d) 2α ;
- e) 4α .

38. Які з тверджень неправильні?

I. В плоскому дзеркалі (при певному розміщенні додаткових дзеркал), неможливо спостерігати жодного дійсного зображення точкового джерела світла, розміщеного перед дзеркалом.

II. Від лінійного джерела світла, яке знаходиться паралельно площині дзеркала, ні при якому розміщенні екрана неможливо отримати тінь від джерела на екрані.

III. Кількість зображень від точкового джерела світла в двох взаємно-перпендикулярних плоских дзеркалах відповідає двом зображенням.

- a) I;
- b) II;
- c) III;
- d) I і III;
- e) I і II.

39. На скільки градусів зміниться кут між падаючим і відбитим променем, якщо кут падіння зменшити на 10° ?

- a) На 5° ;
- b) На 10° ;
- c) На 15° ;
- d) На 20° ;
- e) На 40° .

40. Три плоских дзеркала розташовані під кутом 60° одне до одного (рис. 4.2.17). З точки A поширюється промінь світла, напрям якого показано на

рисунку. Який з рисунків відображає хід цього променя після трьохкратного відображення від цих дзеркал?

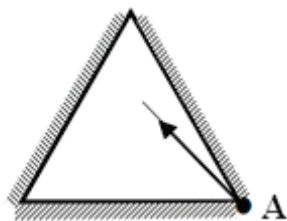
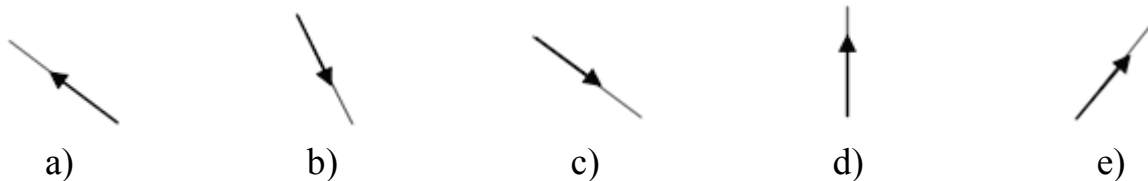


Рис. 4.2.17.



41. Промінь світла, проходячи через «чорний ящик» виходить так, як показано на рис. 4.2.18. Які з нижченаведених об'єктів можуть бути в даному ящику?

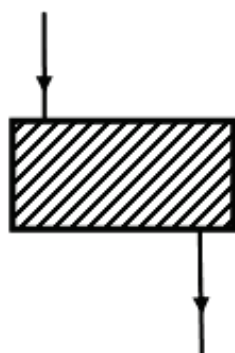
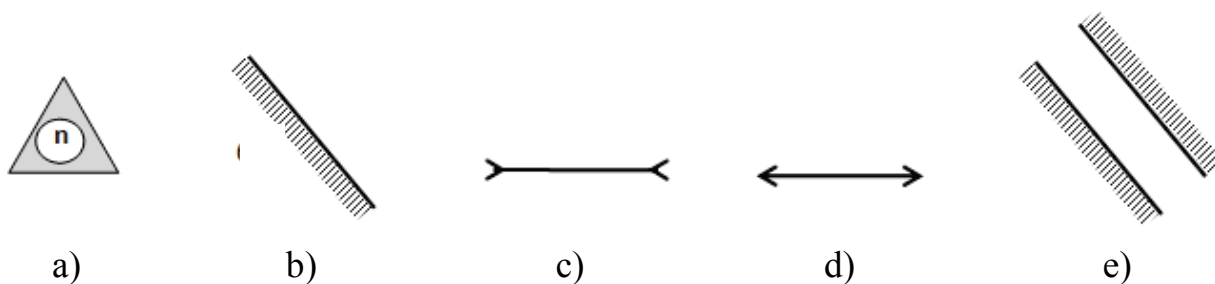


Рис. 4.2.18.



42. На збиральну лінзу падає промінь світла так, як показано на рис. 4.2.19. Через яку з точок, що лежать в фокальній площині лінзи, пройде переломлений промінь?

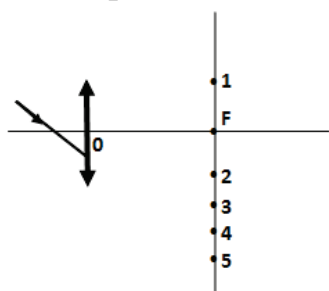
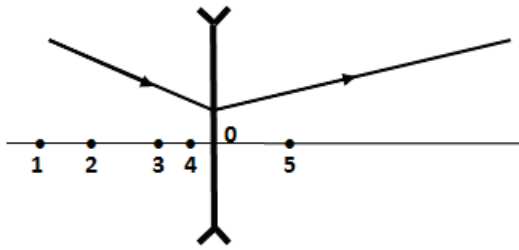


Рис. 4.2.19.

- a) 1;
- b) 2;
- c) 3;
- d) 4;
- e) 5.

43. На розсіювальну лінзу падає промінь, який заломлюється так, як показано на рис. 4.2.20. У якій із зазначених нижче точок, знаходиться один з фокусів цієї лінзи?



- a) 1;
- b) 2;
- c) 3;
- d) 4;
- e) 5.

Рис. 4.2.20.

44. Дві половинки лінз, що мають однакову фокусну відстань з'єднані в точці O , що є оптичним центром цих лінз. Який з рисунків найбільш точно відповідає зображенню предмета AB в цих лінзах (рис. 4.2.21)?

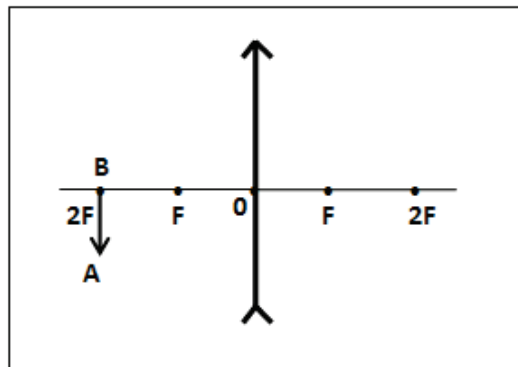
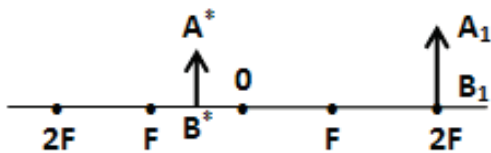
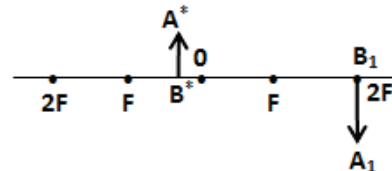


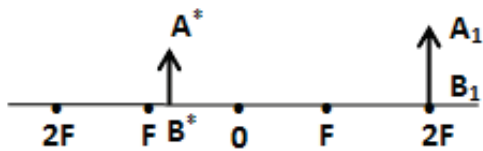
Рис. 4.2.21.



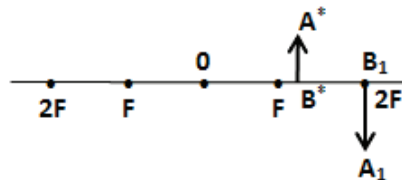
a)



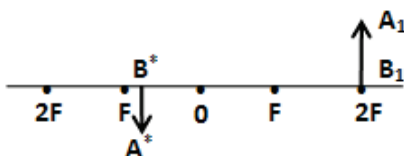
b)



c)

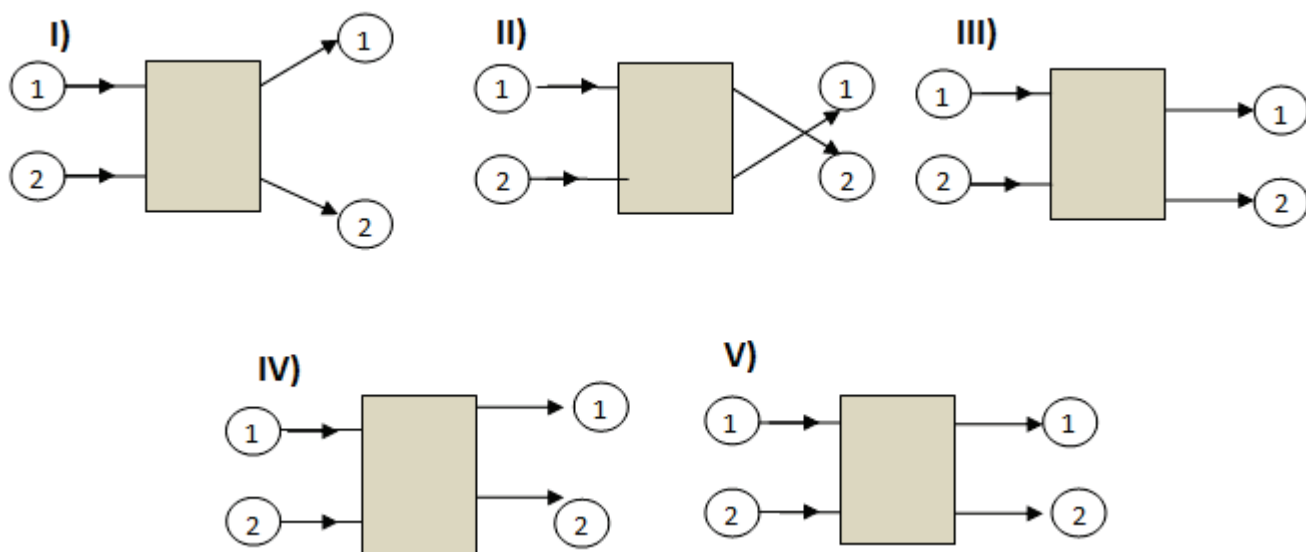


d)



e)

45. В якому з нижченаведених «чорних ящиків», знаходиться збиральна скляна лінза в гліцерині, а в якому знаходиться плоско-паралельна пластина в повітрі?



- a) У першому ящику знаходиться лінза. У четвертому ящику пластина;
 b) У другому ящику знаходиться лінза. У третьому ящику пластина;
 c) У першому ящику знаходиться лінза. У третьому ящику пластина;
 d) У другому ящику знаходиться лінза. У третьому ящику пластина;
 e) У першому ящику знаходиться лінза. У п'ятому ящику пластина.
46. Яке з нижченаведених напрямів буде мати зображення предмета в розсіювальній лінзі, зображений на рис. 4.2.22?

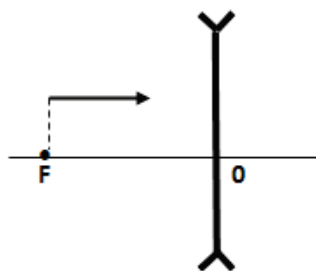
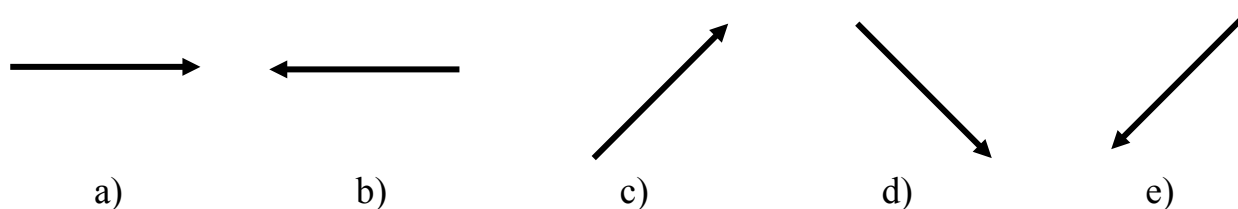


Рис. 4.2.22.



47. Який з нижченаведених малюнків найбільш точно відповідає зображенню предмета що знаходиться перед збиральною лінзою (рис. 4.2.23)?

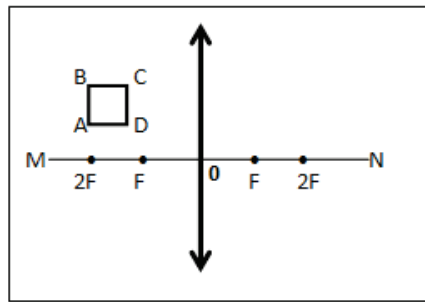
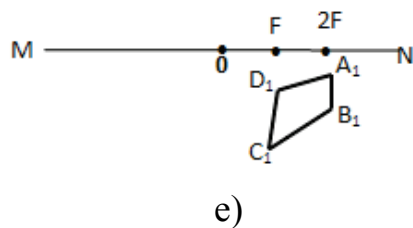
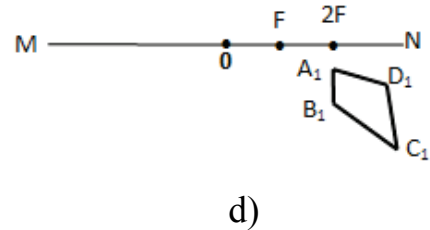
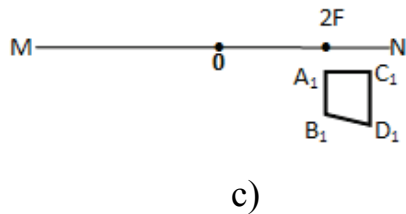
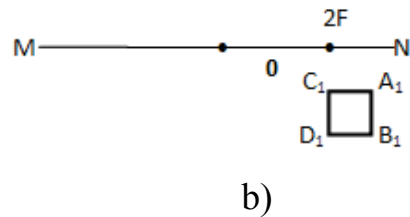
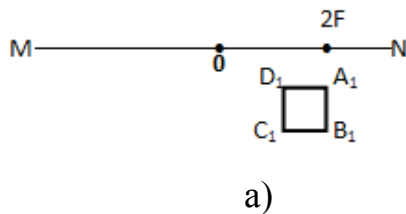


Рис. 4.2.23.



48. Які з тверджень правильні?

I. Зображення предмета, розташованого під деяким кутом до головної оптичної осі лінзи, утворює такий же кут з даною віссю.

II. Зменшення радіуса кривизни лінзи призводить до збільшення оптичної сили лінзи.

III. Зображення предмета, розташованого паралельно головній оптичній осі лінзи, завжди паралельне до даного предмета.

- a) I;
- b) II;
- c) III;
- d) I і III;
- e) I і II.

49. Як потрібно розташувати три збиральні лінзи, щоб падаючий пучок світла вийшов паралельно падаючому (рис. 4.2.24)?

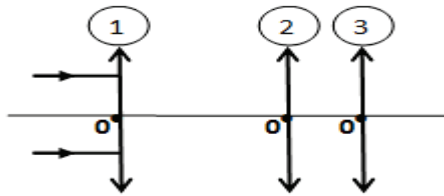


Рис. 4.2.24.

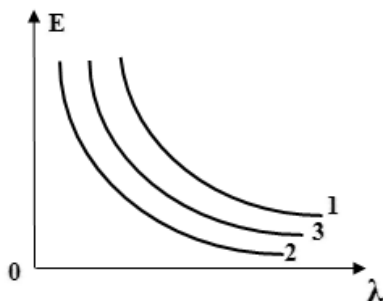
I. Після проходження першої лінзи, заломлений промінь повинен пройти через лівий фокус другої лінзи.

II. Після проходження першої лінзи, заломлений промінь повинен пройти через правий фокус другої лінзи, який збігається з лівим фокусом третьої лінзи.

III. Після заломлення в другій лінзі переломлений промінь повинен пройти через лівий фокус третьої лінзи.

- a) Тільки I;
- b) Тільки II;
- c) Тільки III;
- d) II і III.
- e) Така ситуація неможлива.

50. На рис. 4.2.25 представлений графік залежності енергії кванта від довжини хвилі. В якому з нижченаведених співвідношень знаходяться між собою абсолютні показники заломлення цих середовищ?



- a) $n_1 > n_2 > n_3$;
- b) $n_1 < n_2 < n_3$;
- c) $n_1 < n_3 < n_2$;
- d) $n_1 > n_3 > n_2$;
- e) Неможливо визначити.

Рис. 4.2.25.

51. Як зміниться енергія фотона при переході в прозоре середовище з абсолютним показником рівним 1,5?

- a) Не зміниться;
- b) Збільшиться в 1,5 рази;
- c) Зменшиться в 1,5 рази;
- d) Збільшиться в 3 рази;
- e) Зменшиться в 3 рази.

4.3. Інтерференція

52. На рис. 4.3.1 показані смуги, отримані на екрані при двопробеневій інтерференції частково когерентного світла. Чому рівне відношення довжини хвилі світла до ширини спектральної смуги $\lambda / \Delta\lambda$?



Рис. 4.3.1.

- a) $\Delta / \Delta\lambda = 4$;
- b) $\Delta / \Delta\lambda = 8$;
- c) $\Delta / \Delta\lambda = 16$;
- d) $\Delta / \Delta\lambda = 32$;
- e) $\Delta / \Delta\lambda = 64$.

53. На рис. 4.3.2 зображено залежність інтенсивності світла на виході двопроменевого інтерферометра від різниці ходу інтерферуючих променів. Яке з тверджень справедливе?

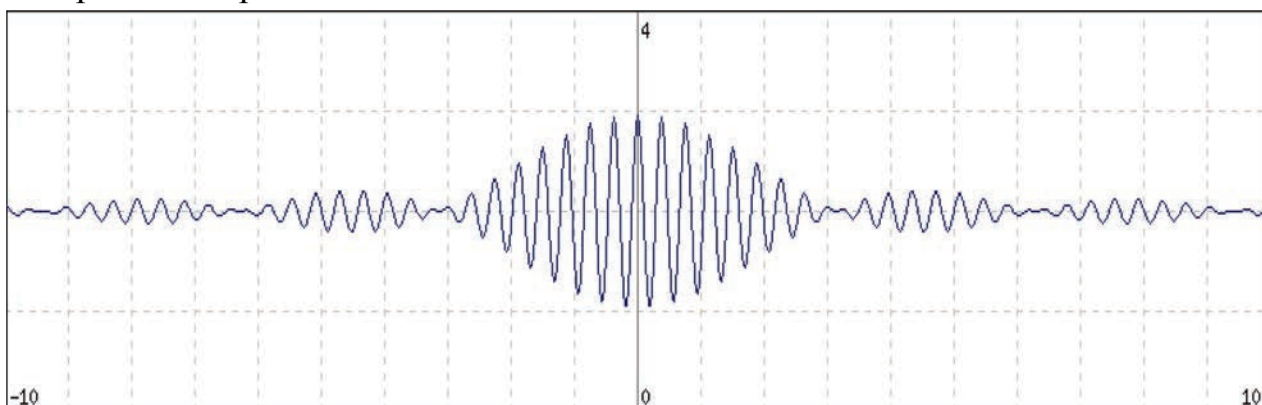


Рис. 4.3.2.

- a) Джерело випромінювання точкове і монохроматичне;
- b) Джерело випромінювання точкове, але не монохроматичне;
- c) Джерело випромінювання не точкове, але монохроматичне;
- d) Джерело випромінювання не точкове і не монохроматичне;
- e) Правильної відповіді немає.

54. В досліді Юнга з інтерференції світла розмір джерела – b , відстань від джерела до щілин – L , розмір кожної щілини – d , відстань від щілин до екрана – a , довжина хвилі світла – λ . На якій відстані D між щілинами можна спостерігати інтерференцію?

- a) $D < a\lambda / d$;
- b) $D < \lambda L / a$;
- c) $D < a\lambda / L$;
- d) $D < \lambda L / b$;
- e) $D < \lambda L / d$.

55. На рис. 4.3.3 показано залежність інтенсивності світла на екрані в досліді Юнга з інтерференції. Чим пояснюється така видимість інтерференційної картини в центрі екрана?

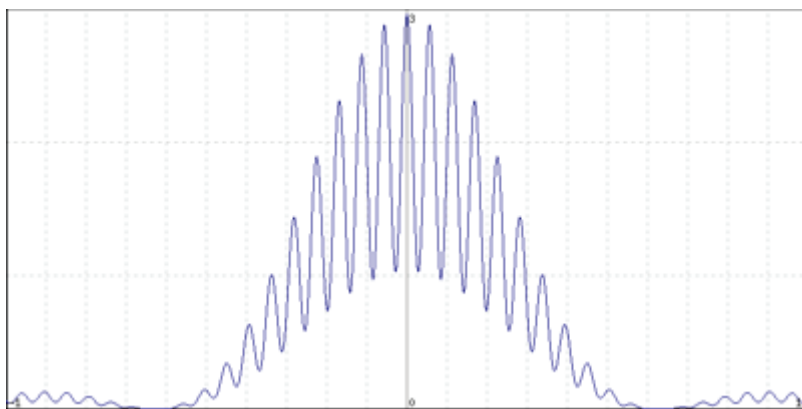


Рис. 4.3.3.

- a) Монохроматичність світла;
- b) Не монохроматичність світла;
- c) Видовженою формою джерела світла;
- d) Прямокутною формою щілин;
- e) Відстань від щілин до екрана більша від довжини когерентності

хвилі.

56. Між точковим джерелом і екраном встановлюють непрозорий екран, в якому зроблено отвір з радіусом в $\sqrt{2}$ разів меншим від радіуса першої зони Френеля. Як зміниться інтенсивність світла в центрі екрана?

- a) Збільшиться в $\sqrt{2}$ разів;
- b) Збільшиться в 2 рази;
- c) Зменшиться в $\sqrt{2}$ разів;
- d) Зменшиться в 2 рази;
- e) Не зміниться.

57. Як зміниться інтенсивність в точці спостереження, якщо між точковим джерелом і екраном поставити непрозорий диск, який закриває 1,5 зони Френеля?

- a) Збільшиться в $\sqrt{2}$ разів;
- b) Збільшиться в 2 рази;
- c) Зменшиться в $\sqrt{2}$ разів;
- d) Зменшиться в 2 рази;
- e) Не зміниться.

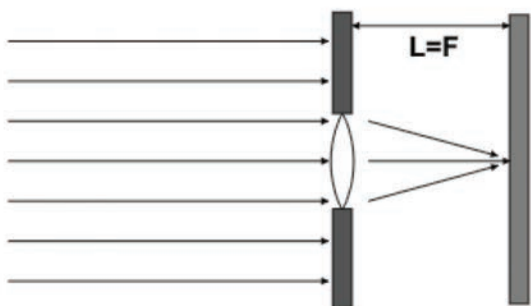
58. Як зміниться інтенсивність світла в центрі екрана, якщо між точковим джерелом і екраном встановлюють диск з отвором, як показано на рис. 4.3.4? Джерело, центр диска і центр екрана лежать на одній прямій. Радіус отвору рівний радіусу 1-ої зони Френеля, а зовнішній радіус диска – 2-ої зони Френеля.



Рис. 4.3.4.

- a) Збільшиться в 4 рази;
- b) Збільшиться в 2 рази;
- c) Зменшиться в 4 рази;
- d) Зменшиться в 2 рази;
- e) Не зміниться.

59. На непрозору нескінченну пластину перпендикулярно до її поверхні падає плоска монохроматична світлова хвиля. В пластині зроблено отвір розміром в одну першу зону Френеля. За пластиною на відстані L паралельно розміщено екран (рис. 4.3.5). Як зміниться амплітуда світлової хвилі в центрі екрана, якщо отвір в пластині закрити тонкою лінзою з фокусною відстанню F , рівною відстані L від пластини до екрана?



- a) Збільшиться в $\sqrt{2}$ разів;
- b) Збільшиться в $\pi/2$ рази;
- c) Зменшиться в $\sqrt{2}$ разів;
- d) Зменшиться в $\pi/2$ рази;
- e) Не зміниться.

Рис. 4.3.5.

60. Як зміниться ширина смуг в досліді Юнга, якщо одночасно зменшити в 2 рази відстань між щілинами і збільшити в 2 рази відстань до екрана?

- a) Збільшиться в 8 разів;
- b) Збільшиться в 2 рази;
- c) Збільшиться в 4 рази;
- d) Збільшиться в 16 разів;
- e) Не зміниться.

61. Інтерференцію на двох щілинах отримали пропусканням монохроматичного червоного світла. Як зміниться картина, якщо використати монохроматичне фіолетове світло?

- a) Період інтерференційних смуг зменшиться;
- b) Період інтерференційних смуг збільшиться;
- c) Період інтерференційних смуг не зміниться;
- d) Зменшиться кількість інтерференційних смуг;
- e) Збільшиться кількість інтерференційних смуг.

62. На що впливає немонохроматичність джерела при інтерференції на 2-х щілинах?

- a) Зменшується контрастність інтерференційних смуг в центрі екрана;
- b) Контрастність інтерференційних смуг зменшується в усіх точках екрана однаково;
- c) Контрастність інтерференційних смуг зменшується до нуля в деяких точках екрана;
- d) Кількість інтерференційних смуг зменшується;
- e) Немонохроматичність джерела впливає на ширину інтерференційних смуг.

63. На що впливає протяжність джерела при інтерференції на 2-х щілинах?

- a) На контрастність інтерференційних смуг в центрі екрана;
- b) На контрастність інтерференційних смуг в усіх точках екрана;
- c) На кількість інтерференційних смуг;
- d) На ширину інтерференційних смуг;
- e) На форму інтерференційних смуг.

64. Як зміниться інтенсивність світла в центрі екрана (в інтерференційному максимумі), якщо одну щілину замінити дифракційною ґраткою, що містить 10 таких щілин?

- a) Зменшиться в 10 разів;
- b) Збільшиться в 10 разів;
- c) Збільшиться в 100 разів;
- d) Зменшиться в 100 разів;
- e) Не зміниться.

65. В інтерференційному досліді Юнга щілини освітлюються неполяризованим світлом від монохроматичного джерела. Як зміниться інтерференційна картина на екрані, якщо щілини закрити двома пластинками $\lambda / 4$, орієнтованими перпендикулярно одна до одної і паралельно щілинам?

- a) Контрастність інтерференційних смуг зменшиться в 2 рази;
- b) Контрастність інтерференційних смуг збільшиться в 2 рази;
- c) Інтерференційні смуги зникнуть;
- d) Інтенсивність інтерференційних смуг зменшиться в 2 рази;
- e) Інтенсивність інтерференційних смуг збільшиться в 2 рази.

66. Поява кольорових масляних смуг на калюжах пов'язана з...

- a) Інтерференцією;
- b) Дифракцією;
- c) Дисперсією;
- d) Аберацією;
- e) Голографією.

4.4. Дифракція

67. На верхньому рис. 4.4.1 зображено розподіл інтенсивності монохроматичного світла на віддаленому екрані при його дифракції на 2-х щілинах в досліді Юнга. Яким буде розподіл інтенсивності світла, якщо одну щілину закрити (рис. 4.4.2)?

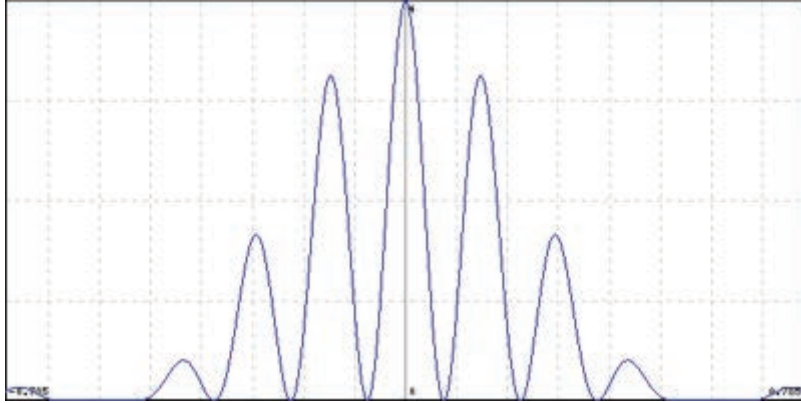


Рис. 4.4.1.

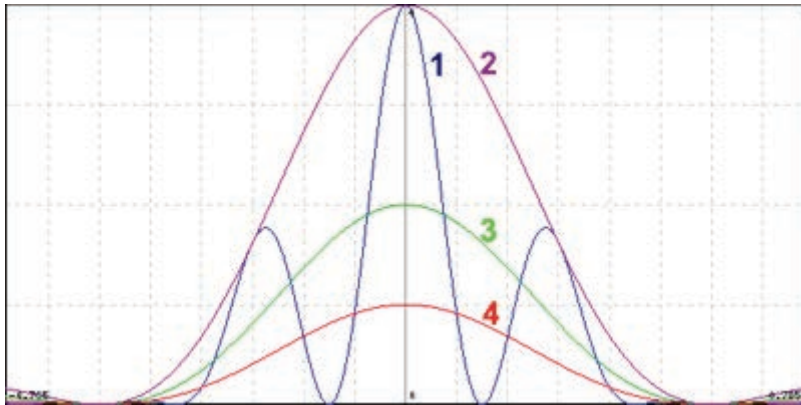


Рис. 4.4.2.

- а) Крива 1;
- б) Крива 2;
- в) Крива 3;
- г) Крива 4;
- е) Правильної відповіді немає.

68. Яке явище не спостерігається при проходженні світла через дифракційну ґратку?

- а) Розкладання білого світла в спектр;
- б) Зміна частоти світлової хвилі;
- в) Накладання спектрів різних кольорів;
- г) Перерозподіл енергії світлової хвилі.

69. Дифракційна ґратка освітлюється плоскою монохроматичною хвилею. Як зміниться інтенсивність світла в центрі екрана (в максимумі) якщо в 10 разів збільшити кількість щілин дифракційної ґратки на одиницю довжини, залишивши незмінним співвідношення періоду ґратки до ширини кожної щілини?

- a) Зменшиться в 10 разів;
- b) Збільшиться в 10 разів;
- c) Збільшиться в 100 разів;
- d) Зменшиться в 100 разів.
- e) Не зміниться.

70. При освітленні синусоїдальної амплітудної дифракційної ґратки плоскою монохроматичною хвилею на виході виникають:

- a) Дві плоскі хвилі;
- b) Три плоскі хвилі;
- c) Дві сферичні хвилі;
- d) Одна сферична і одна плоска хвиля;
- e) Кількість хвиль залежить від періоду ґратки.

71. Амплітудна і фазова синусоїдальні дифракційні ґратки з однаковим періодом освітлюють плоскою монохроматичною хвилею. Чим відрізняються спектри випромінювання на виході з ґраток?

- a) Довжиною хвиль;
- b) Кількістю хвиль;
- c) Фазою;
- d) Кутами поширення;
- e) Частотою.

4.5. Поляризація світла. Голографія

72. Якщо світло колової поляризації пропустити через тригранну пластинку $\lambda / 4$, то на виході буде світло:

- a) Колової поляризації ;
- b) Лінійної поляризації;
- c) Неполязоване;
- d) Світло повністю поглинеться;
- e) Частково поляризоване.

73. Щоб деполаризувати монохроматичне світло колової поляризації його потрібно:

- a) Пропустити через пластинку $\lambda / 4$;
- b) Пропустити через товстий двопротенезалюмлюючий кристал;
- c) Пропустити через поляризатор;
- d) Пропустити через матову пластинку;
- e) Пропустити через дифракційну ґратку.

74. В чому полягає недолік осової голограми Габора на відміну від голограми з боковою опорною хвилею?

- a) Спостерігаються два зображення предмета, які видні одночасно на фоні опорної хвилі;
 - b) Зображення предмета перевернуте;
 - c) Низька якість зображення;
 - d) Залежність розміру зображення від розміру голограми;
 - e) Низька чіткість зображення.
75. При відновленні осьової голограми Габора плоскою монохроматичною хвилею отримують:
- a) Дійсне зображення предмета;
 - b) Уявне зображення предмета;
 - c) Опорну хвилю;
 - d) Інтерференційну картину;
 - e) Дифракційну картину.

4.6. Оптичні прилади

76. Як зміниться інтенсивність світла в фокусі лінзи, якщо її діаметр збільшити в 2 рази?
- a) Збільшиться в 8 разів;
 - b) Збільшиться в 2 рази;
 - c) Збільшиться в 4 рази;
 - d) Збільшиться в 16 разів;
 - e) Не зміниться.
77. На рис. 4.6.1 показано положення головної оптичної осі лінзи, об'єкта AB і його зображення A_1B_1 . Яка це лінза і в якій із точок знаходиться її фокус?

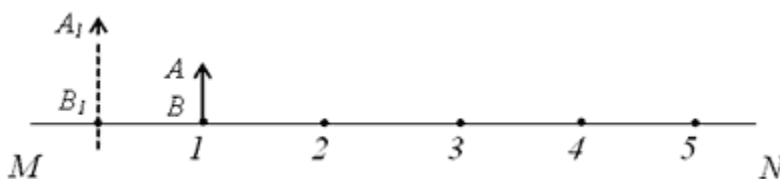
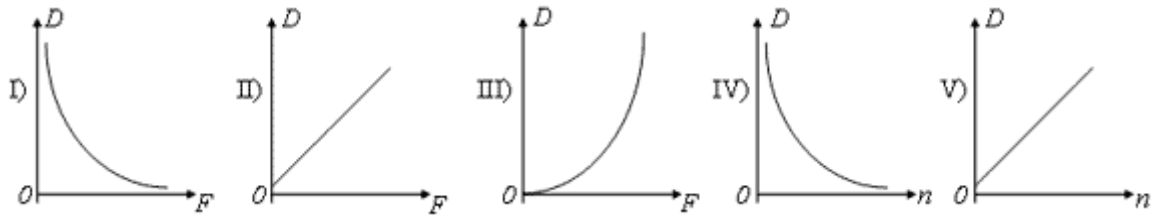


Рис. 4.6.1.

- a) Лінза розсіювальна, фокус в точці 4;
 - b) Лінза збиральна, фокус в точці 5;
 - c) Лінза розсіювальна, фокус в точці 1;
 - d) Лінза збиральна, фокус в точці 3;
 - e) Лінза збиральна, фокус в точці 2.
78. Який із графіків відображає залежність оптичної сили від фокусної відстані і від показника заломлення?



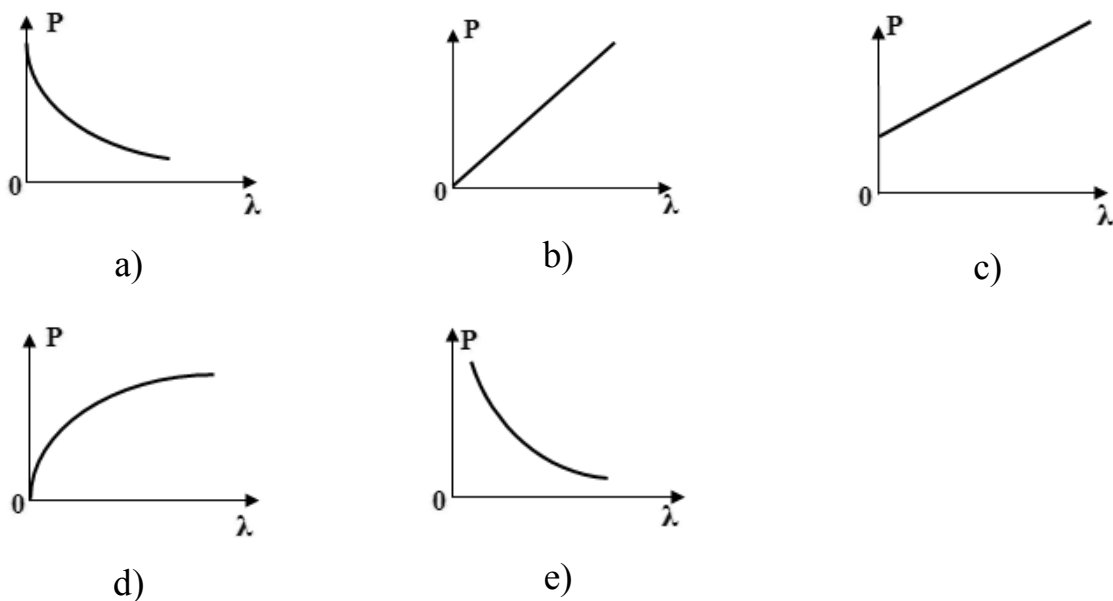
- a) I, IV;
- b) I, V;
- c) II, IV;
- d) II, V;
- e) III, V.

79. Які з тверджень правильні?

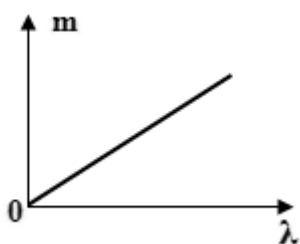
- a) Фокус лінзи - це точка в якій перетинаються після заломлення в лінзі промені або продовження цих променів, що падають на лінзу паралельно головній оптичній осі;
- b) Одиницею вимірювання фокусної відстані є діоптрія;
- c) Зображення предмета що знаходиться в подвійному фокусі збиральної лінзи (перпендикулярно головній оптичній осі) завжди симетричне щодо лінзи;
- d) Розсіювальна лінза завжди дає пряме, зменшене, уявне зображення;
- e) Збирає лінза за будь-яких розташуваннях предмета щодо лінзи завжди дає перевернуте зображення.

Фотон

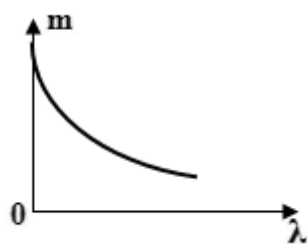
80. Який з нижченаведених графіків відповідає залежності імпульсу фотона від довжини хвилі випромінювання?



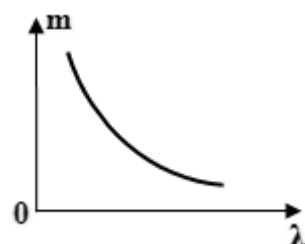
81. Який з нижченаведених графіків відповідає залежності маси фотона від довжини його хвилі?



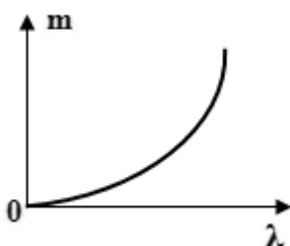
a)



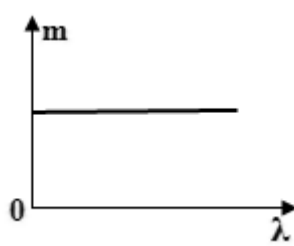
b)



c)



d)



e)

82. За якою з нижченаведених формул, можна розрахувати імпульс фотона (E – енергія фотона; c – швидкість світла)?

- a) Ec ;
- b) Ec^2 ;
- c) c/E ;
- d) c^2/E ;
- e) E/c .

83. Якій з нижченаведених величин відповідає величина $\frac{A \cdot S}{h a}$ (де A – робота виходу; S – переміщення; a – прискорення; h – стала Планка)?

- a) Енергії;
- b) Швидкості;
- c) Часу;
- d) Частоті;
- e) Масі.

84. Якій з наведених нижче фізичних величин відповідає вираз $\frac{h a n}{F c t}$ (де h – стала Планка, a – прискорення, n – абсолютний показник заломлення, F – сила, c – швидкість світла, t – час)?

- a) Імпульсу тіла;
- b) Енергії;
- c) Довжині хвилі;
- d) Імпульсу сили;
- e) Швидкості.

85. Якій з нижченаведених величин відповідає вираз $\frac{cmTat^3}{s}$ (де c – питома теплоємність; m – маса; T – температура; a – прискорення; t – час; s – площа)?

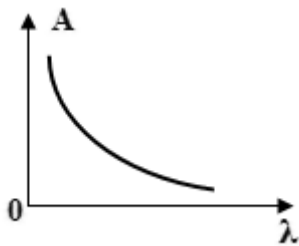
- a) Швидкість фотона;
- b) Довжина хвилі;
- c) Стала Планка;
- d) Замикаюча напруга;
- e) Частота випромінювання.

4.7. Фотоефект

86. Як зміниться робота виходу, при збільшенні довжини хвилі падаючого випромінювання на катод, в чотири рази?

- a) Збільшиться в чотири рази;
- b) Зменшиться в чотири рази;
- c) Збільшиться в два рази;
- d) Зменшиться в два рази;
- e) Не зміниться.

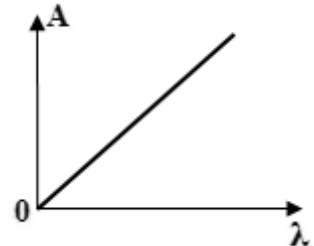
87. Який з нижченаведених графіків відповідає залежності роботи виходу даного металу від довжини хвилі падаючого випромінювання?



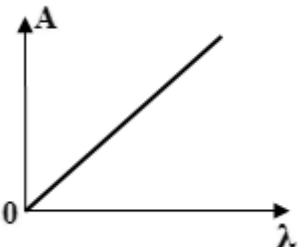
a)



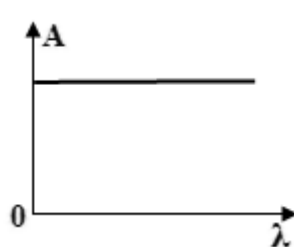
b)



c)



d)



e)

88. Які з нижченаведених тверджень справедливі?

- a) Робота виходу залежить від довжини хвилі падаючого випромінювання;
- b) «замикаюча» напруга залежить від роботи виходу;

с) Збільшення довжини хвилі падаючого випромінювання приводить до збільшення швидкості вилітають фотоелектронів;

д) Максимальна швидкість вильоту фотоелектронів, залежить тільки від роботи виходу;

е) Збільшення частоти падаючого випромінювання, призводить до збільшення швидкості фотоелектронів.

89. Пластина виготовлена з матеріалу, «червона межа» для якого потрапляє в блакитну область спектра. При освітленні якими променями цієї пластини спостерігається фотоэффект?

а) Інфрачервоні;

б) Ультрафіолетовими;

с) Жовтими;

д) Червоними;

е) Оранжевими.

90. Як зміниться швидкість фотоелектронів при збільшенні інтенсивності випромінювання в чотири рази?

а) Збільшиться в чотири рази;

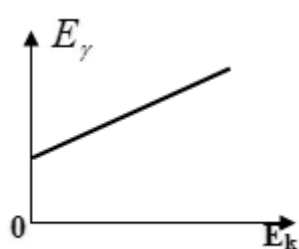
б) Не зміниться;

с) Збільшиться в два рази;

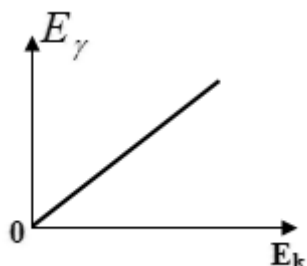
д) Зменшиться в два рази;

е) Зменшиться в чотири рази.

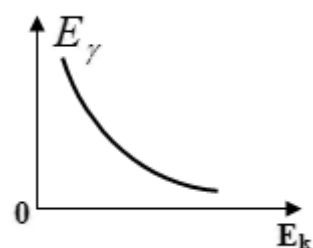
91. Який з нижченаведених графіків відображає залежність кінетичної енергії фотоелектронів для даної речовини від енергії падаючих фотонів?



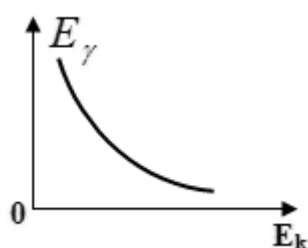
а)



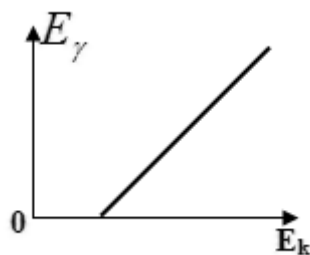
б)



с)



д)

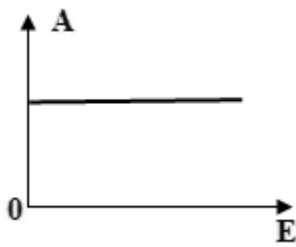


е)

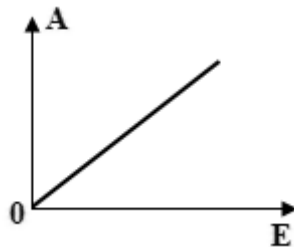
92. Які з нижченаведених тверджень справедливі? Кінетична енергія фотоелектронів залежить від:

- a) Від частоти падаючого випромінювання;
- b) Від температури металу;
- c) Від інтенсивності випромінювання;
- d) Від частоти та інтенсивності падаючого випромінювання;
- e) Від температури металу та інтенсивності випромінювання.

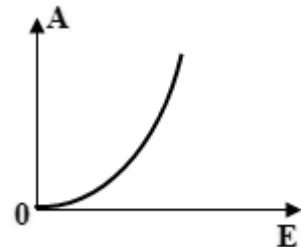
93. Який з нижченаведених графіків відображає залежність роботи виходу фотоелектронів від енергії поглиненого кванта?



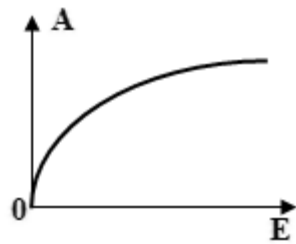
a)



b)



c)



d)



e)

94. Енергія падаючого на метал фотона в чотири рази більша від роботи виходу. У скільки разів кінетична енергія фотоелектронів відрізняється від роботи виходу?

- a) У 4 рази більше;
- b) В 4 рази менше;
- c) У 3 рази більше;
- d) У 3 рази менше;
- e) В 2 рази більше.

95. На рис. 4.7.1 приведена залежність запираючої напруги від частоти випромінювання. В якому з нижченаведених співвідношень, знаходяться між собою роботи виходу з цих катодів?

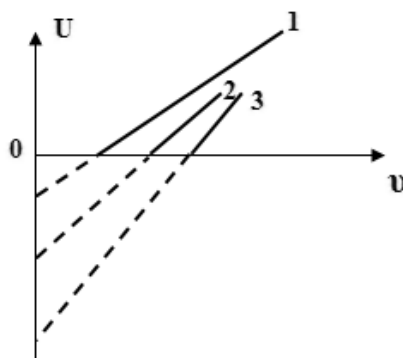


Рис. 4.7.1.

- a) $A_1 > A_2 > A_3$;
- b) $A_1 < A_2 < A_3$;
- c) $A_1 > A_3 > A_2$;
- d) $A_1 < A_3 < A_2$;
- e) Неможливо визначити.

96. На скільки відсотків змінилася кінетична енергія електронів, що вилетіли з даного металу при зменшенні частоти випромінювання в чотири рази?

- a) Зменшилася на 25 %;
- b) Зменшилася на 75 %;
- c) Збільшилася на 75 %;
- d) Збільшилася на 175 %;
- e) Зменшилася на 175 %.

97. З якого з наведених нижче виразів використовуючи графік залежності кінетичної енергії фотоелектронів від частоти випромінювання, можна визначити сталу Планка (E_k – кінетична енергія; ν_{min} – частота, відповідна «червоної межі» фотоефекту)?

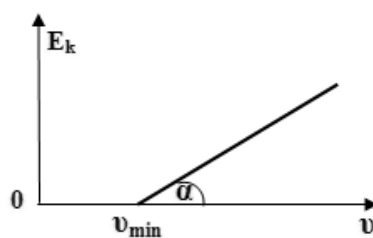


Рис. 4.7.2.

- a) $\frac{E_k}{\nu - \nu_{min}} \operatorname{ctg} \alpha$;
- b) $\frac{E_k}{\nu_{min} - \nu} \operatorname{tg} \alpha$;
- c) $\frac{E_k}{\nu - \nu_{min}}$;

d) $\frac{E_k}{v_{\min} - v}$;

e) $\frac{E_k}{v} \operatorname{tg} \alpha$.

98. На рис. 4.7.3 показані графіки залежності запірної напруги від довжини хвилі падаючого випромінювання для трьох різних металів. В якому з нижченаведених співвідношень знаходяться між собою роботи виходу електронів з даних речовин?

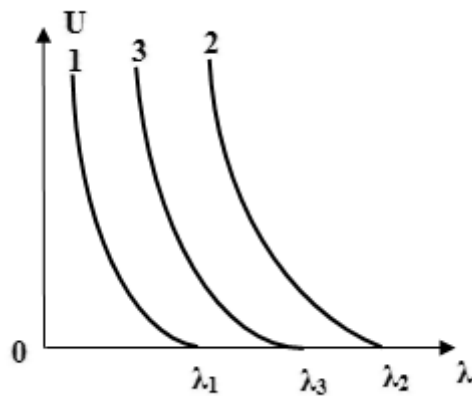


Рис. 4.7.3.

- a) $A_1 > A_2 > A_3$;
- b) $A_1 < A_2 < A_3$;
- c) $A_1 > A_3 > A_2$;
- d) $A_1 < A_3 < A_2$;
- e) $A_1 = A_2 = A_3$.

99. На рис. 4.7.4 показана вольт-амперна характеристика фотоефекту для деякого катода. Який з нижченаведених малюнків відповідає вольт-амперній характеристиці цього елемента, при збільшенні частоти падаючого випромінювання?

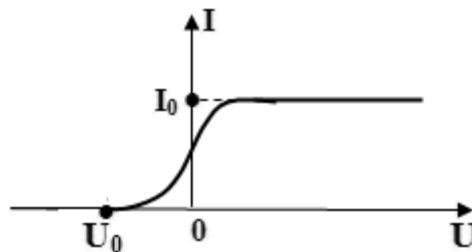
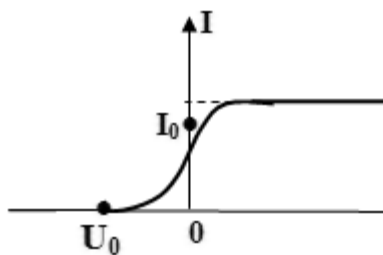
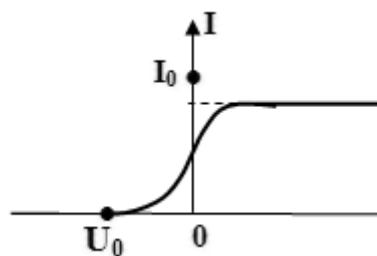


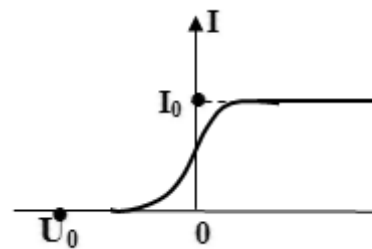
Рис. 4.7.4.



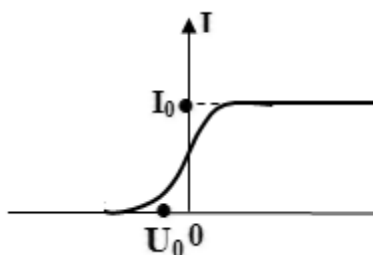
a)



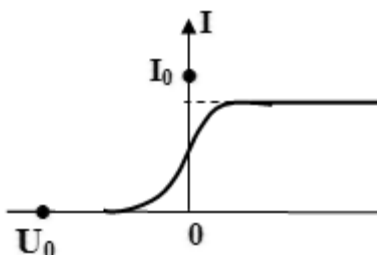
b)



c)



d)



e)

100. За якою з нижченаведених формул можна розрахувати роботу виходу фотоелектронів, які рухаються зі швидкістю $0,8c$ (c – швидкість світла) при опроміненні катода світлом з частотою ν (m – маса спокою електрона)?

- a) $h\nu - 0,64mc^2$;
- b) $h\nu - 2/3mc^2$;
- c) $h\nu + 0,64mc^2$;
- d) $h\nu + 2/3mc^2$;
- e) $h\nu - 0,32mc^2$.

СПИСОК РЕКОМЕНДОВАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ:

1. Аніщенко В.О. Електрика і магнетизм: навчально-методичний посібник / В.О. Аніщенко. – Ніжин: Ред. – вид. відділ НДПУ, 2001. – 148 с.
2. Атаманчук П.С., Криськов А.А., Мендерецький В.В. Збірник задач з фізики. Київ «Школяр» 1996. – 300 с.
3. Атаманчук П.С., Кух А.М. Управління процесом навчально-пізнавальної діяльності. Кам'янець-Подільський. 1997 р.
4. Бланк О.Я., Гречко Л.Г. Фізика. – Х.: Факт. 2002. – 344 с.
5. Бригінець В.П., Подласов С.О., Сергієнко В.П. Лекції з курсу загальної фізики. Механіка: Навчальний посібник для студентів вищих навчальних закладів / За редакцією професора В.П. Сергієнка. – К.: Видавництво НПУ імені М.П.Драгоманова, 2010. – 170 с.
6. Горбачук І.Т., Сергієнко В.П., Собко І.М. Підвищення ефективності контролю знань, умінь і навичок студентів з курсу загальної фізики на основі використання нової інформаційної технології – К.: УДПУ, 1994. – с. 24.
7. Горбачук І.Т., Сергієнко В.П., Шут М.І. Нова технологія навчання в курсі загальної фізики. Наук. - метод. зб. – К.: МО України, 1994. – с. 271–273.
8. Дідович М.М., Пастушенко С.М., Сергієнко В.П. Розв'язування задач з фізики. – К.: ДІАЛ, 2004. – 178 с.
9. Електрика і магнетизм: [навчально-методичний посібник / під ред. Шута М.І.]. – К.: НПУ ім. М.П. Драгоманова, 2004. – 215 с.
10. Загальна фізика. Лабораторний практикум: Навч. посібник за заг.ред. І.Т. Горбачука. – К.: Вища школа, 1992. – 509 с.
11. Загальний курс фізики: Електрика і магнетизм: навч. посіб. [для студ. вищ. техн. і пед. закл. освіти] / І.М. Кучерук, І.Т. Горбачук, П.П. Луцик; за ред. І.М. Кучерука. – К.: Техніка, 2001. – Т. 1-3. – 452 с.
12. Загальний курс фізики: Збірник задач / І.П. Гаркуша, І.Т. Горбачук, В.П. Курінний та ін./ За заг.ред. І.П. Гаркуші. – К.: Техніка., 2003.– 560 с.
13. Збаравська Л.Ю., Сергієнко В.П. та інші. Розв'язування задач з фізики: Навчальний посібник для студентів аграрно-технічних закладів освіти. – К.: НМУ аграрної політики, 2007. – 153 с.

14. Корсак К.В. Фізика: 25 повторювальних лекцій: Навч. посібник. - К.: Вища шк., 1994. - 431 с.
15. Курс фізики: Навч. посіб. для студентів комп'ютерних спеціальностей вищих навчальних закладів [Сергієнко В.П., Сліпухіна І.А., Войтович І.С.]; за ред. Сергієнко В.П. – К.: Видавництво НПУ, 2014. – 326 с.
16. Кучерук І.М, Горбачук І.Т., Луцик П.П. Загальний курс фізики, т. 2. – К.: Техніка, 2001. – 470 с.
17. Кучерук І.М., Горбачук І.Т. Загальний курс фізики, т. 3. – К.: Техніка, 1999. – 536 с.
18. Кучерук І.М., Горбачук І.Т., Луцик П.П. Загальний курс фізики, т. 1. – К.: Техніка, 1999. – 536 с.
19. Пастушенко С.М. Формули і закони загальної фізики: навч. посіб. [для студ. вищ. навч. закл.] / С.М. Пастушенко. – [2-е вид.]. – К. : Діал, 2005. – 268 с.
20. Пастушенко С.М., Пастушенко Т.С. Фізика. Означення, закони, приклади розв'язування задач: Навч. посібник. - К.: НАУ, Діал. Абетка, 2002. - 312 с.
21. Сергієнко В.П. Курс фізики: Навч. посібник для абітурієнтів. – К.: Майстер-клас, 2006. – 368 с.
22. Сергієнко В.П., Садовий М.І., Трифонова О.М.. Фізика: Підручник для слухачів підготовчих відділень вищих навчальних закладів. - Кіровоград: ПП «Ексклюзив – Систем», 2008. - 698 с.
23. Сергієнко В.П., Скубій Т.В. Розв'язування задач з електростатики: Посібник для студентів вищих навчальних закладів. – К.: Політехніка. 2005. – 132 с.
24. Сусь Б.А. Електростатика: навчальний посібник [для самостійної роботи студентів] / Б.А. Сусь. – Львів : Світ, 2002. – 68 с.
25. Фізика. Модуль 1. Механіка: Навч. посіб. / А.Г. Бовтрук, Ю.Т. Герасименко, Б.Ф. Лахін та ін.; За заг. ред. проф. А.П. Поліщука. – К. : Книжкове вид-во НАУ, 2007.– 232 с.
26. Фізика. Модуль 4. Коливання і хвилі : Навч. посіб./ Б.Ф. Лахін, К.К. Мартинчук, В.І. Оглобля та ін.; За заг. ред. проф. А.П. Поліщука. – 3-тє вид., стереотип.– К. : Книжкове вид-во НАУ, 2006.– 176 с.
27. Шут М.І., Сергієнко В.П. Науково-дослідна робота з фізики у середніх і вищих навчальних закладах. К.: Шкільний світ, 2004. – 128 с.

Навчальне видання

СЕРГІЄНКО В.П., СЛПУХІНА І.А., ВОЙТОВИЧ І.С.,
ЗБАРАВСЬКА Л.Ю., ЗАЗИМКО Н.М., МАЛЕЖИК П.М.,
МАЛЕЖИК М.П., КОЛУПАЄВ Б.Б., ЛЕВЧУК В.В.,
ЛЯШУК Т.Г.

Фізика для інформатиків.

Ч.3. Оптика та квантова фізика

Навчальний посібник

Формат 60x84 1/16. Папір офсет. Гарнітура «Times».
Ум. друк. арк. 10,46. Зам. 91.
Видавництво «Волинські обереги».
33028 м. Рівне, вул. 16 Липня, 38; тел./факс: (0362) 62-03-97;
e-mail: oberegi97@ukr.net
Свідоцтво про внесення до Державного реєстру суб'єкта
видавничої справи ДК № 270 від 07.12.2000 р.