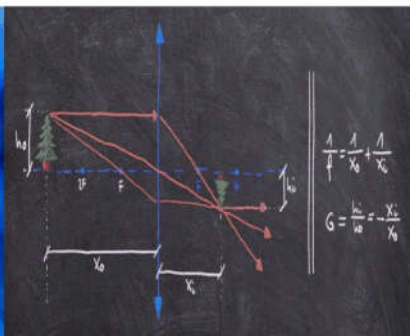
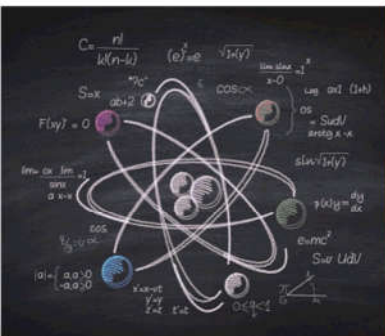


Ткачук А. В., Гула І. В.

ФІЗИКА

Оптика і квантово-оптичні явища



КУРС ЛЕКЦІЙ З ДИСЦИПЛІНИ ДЛЯ ЗДОБУВАЧІВ
ПЕРШОГО (БАКАЛАВРСЬКОГО) РІВНЯ ВИЩОЇ ОСВІТИ

Ткачук А.В., Гула І.В.



ФІЗИКА

Оптика і квантово-оптичні явища



Курс лекцій з дисципліни для здобувачів
першого (бакалаврського) рівня вищої освіти

Хмельницький 2022

УДК 53(075.8)
Т48

*Затверджено на засіданні
кафедри фізики і електротехніки
(протокол № 8 від 17.06.2022)*

Рецензент:

Качурик І. І. – д-р фіз.-мат. наук, проф.,
проф. кафедри фізики і електроніки
Хмельницького національного університету,
член Нью-Йоркської академії наук, відмінник освіти України

Т48 **Ткачук А. В., Гула І. В.**

Фізика. Оптика і квантово-оптичні явища : курс лекцій з дисципліни для здобувачів першого (бакалаврського) рівня вищої освіти / А. В. Ткачук, І. В. Гула. Хмельницький : ХНУ, 2022. 111 с.

Викладено основи оптики та квантово-оптичні явища. Наведені закони і теоретичні факти для засвоєння матеріалу, який зручно і чітко структурований, має посилання на інтерактивні симуляції фізичних процесів і відеофрагменти, що демонструють відомі фізичні експерименти.

Для студентів інженерно-технічних спеціальностей ЗВО, може бути корисним для дистанційного та заочного навчання.

УДК 53(075.8)

© Ткачук А. В., Гула І. В., 2022
© ХНУ, оригінал-макет, 2022

ВСТУП

Фізика – наука про матерію, її структуру і рух, фундаментальні закони, які лежать в основі будови оточуючого людину навколишнього середовища.

Фізичні закони є універсальними, точними і незмінними. Людство витратило не одне століття, намагаючись досягнути і визначити закони, що лежать в основі природних процесів і явищ. Отримані в результаті спостережень і кропіткої роботи знання передавались наступним поколінням, накопичувались і узагальнювались, наближаючись до фундаментальних законів, що лежать в основі всього оточуючого світу. Нагородою за ці зусилля є розвиток технологій, які докорінним чином змінили середовище існування людини, її життя і можливості, відкрили нові обрії для розвитку і впевненого поступу в майбутнє.

Сучасний спеціаліст, який має справу з природничими науками, технікою, виробництвом, обов'язково повинен мати уявлення про фізичні закони, які діють в різноманітних технологічних процесах, і має керувати перебігом цих процесів та прогнозувати їх результат. Дисципліну «Фізика» відносять до числа фундаментальних наук, які складають основу теоретичної і практичної підготовки фахівця і які є тією базою, без якої неможлива успішна діяльність інженера в будь-якій області сучасної техніки. Надзвичайно важливим є також знання фізики і для формування його світогляду.

Історично фізична наука розглядала явища природи об'єднуючи подібні явища в певні групи, які можна було пояснити відповідними законами. Так виникли розділи фізики, які будуть розглянуті в

цьому курсі: механіка; молекулярна фізика і термодинаміка; електростатика; магнетизм; коливання і хвилі; оптика та квантово-оптичні явища. Видання призначене для студентів денної та заочної форм навчання усіх спеціальностей, які вивчають фізику.

Курс лекцій розроблено для здобувачів (студентів) першого (бакалаврського) рівня вищої освіти.

Мета дисципліни: навчити студентів пояснювати природні процеси на основі вивчених законів фізики, вміло використовувати ці закони в практичній діяльності за вибраною спеціальністю.

Предмет дисципліни: властивості і характеристики найпростіших і, водночас, найзагальніших форм руху матерії.

Завдання дисципліни: надати студентам основи достатньо широкої підготовки з фізики, що дозволить їм орієнтуватись у потоці наукової та технічної інформації і забезпечить можливість використовувати фізичні закони і принципи в тих галузях, в яких вони спеціалізуюватимуться; сформулювати у студентів наукове технічне мислення; ознайомити з науковою літературою; сформувати вміння проведення експериментальних досліджень.

Після вивчення дисципліни студент повинен набути **компетентності** та отримати **програмні результати**, зокрема здатність: вчитися і оволодівати досягненнями сучасної фізичної науки; вміти застосовувати наукові знання із області фізики та фізичних явищ у практичних ситуаціях; розуміння фізичних явищ, фізичних законів та застосування отриманих знань в професійній діяльності; розв'язувати поставлені задачі та приймати відповідні рішення на основі отриманих знань про фізичні явища; ідентифікувати, класифікувати та описувати роботу програмно-технічних засобів, комп'ютерних систем та кіберфізичних систем, мереж та їхніх компонентів шляхом використання аналітичних методів і методів моделювання із застосуванням фізичних математичних моделей.

Програмні результати навчання: знати і розуміти закони сучасної фізичної науки, її наукові положення; мати навички проведення фізичних експериментів, збирання даних та моделювання фізичних процесів в комп'ютерних системах; вміти розв'язувати задачі аналізу і синтезу засобів, характерних для спеціальності, за допомогою використання і створення фізичних математичних моделей; виконувати експериментальні дослідження за професійною тематикою, застосовуючи методи спостереження, аналізу та фізичного експерименту; застосовувати знання з сучасної фізики, а також з моделювання систем при розв'язанні типових задач проектування та використання програмно-технічних засобів комп'ютерних систем та мереж.

Частина 6.

ОПТИКА. КВАНТОВО-ОПТИЧНІ ЯВИЩА

Лекція 29.

Вступ до оптики

- Вступ
- Закони геометричної оптики
- Природа світла
 - корпускулярна теорія Ньютона;
 - хвильова теорія Гюйгенса

29.1. Вступ

Оптика вивчає випромінювання, розповсюдження і взаємодію з речовиною електромагнітних хвиль від міліметрового діапазону $\lambda \approx 10^{-2} - 10^{-3}$ м до жорсткого γ -випромінювання $\lambda \approx 10^{-10}$ м (рис. 29.1). Історично свій розвиток оптика почала з дослідження властивостей видимого світла: $3,8 \cdot 10^{-7} \text{ м} \leq \lambda \leq 7,7 \cdot 10^{-7} \text{ м}$

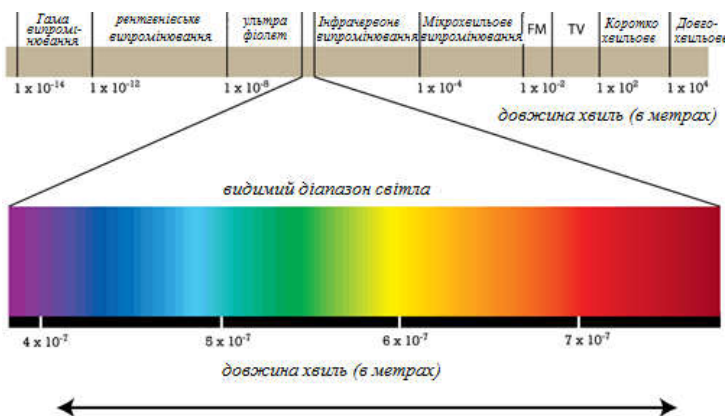


Рис. 29.1

Першими були сформульовані закони *геометричної оптики*. Так називається розділ оптики, де розглядають властивості світлових променів не враховуючи хвильову природу світла. В геометричній оптиці вважають, що промені рухаються тільки по прямій лінії, дають чітку границю світла і тіні, можуть мати як завгодно малу площу поперечного перетину, не можуть огинати предмети на своєму шляху.

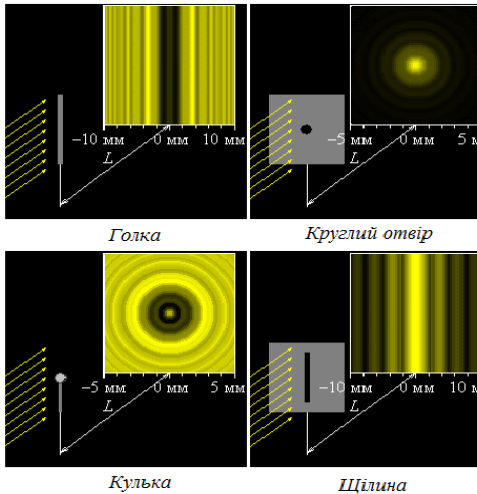


Рис. 29.2

Однак виявилось, що під час розповсюдження в просторі, світло являє собою електромагнітну хвилю і йому властиві такі хвильові явища як дифракція і інтерференція (рис. 29.2). При випромінюванні і поглинанні речовиною світло поводить себе як потік частинок, отже виявляє корпускулярну природу. Тобто світло – складне природне явище, яке має властивості які далеко виходять за межі простої моделі, що використовує геометрична оптика.

29.2. Закони геометричної оптики

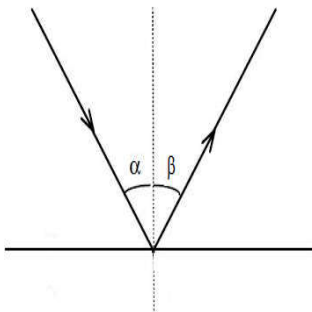


Рис. 29.3

1. **Закон прямолінійності розповсюдження світла:** в однорідному середовищі світло розповсюджується вздовж прямих ліній (предмет і тінь, їх подібність).

2. **Закони відбивання світла.**

Кутом падіння α називають кут між променем який падає на границю двох середовищ і перпендикуляром, проведеним до границі середовищ в точці падіння (рис. 29.3).

Відповідно кут β між перпендикуляром і відбитим променем називається **кутом відбивання**.

Площина, в якій лежить промінь падаючий на границю розподілу двох середовищ і перпендикуляр до цієї площини у точці падіння, називається *площиною падіння*.

Перший закон відбивання світла – відбитий промінь лежить в площині падіння.

Другий закон відбивання світла – кут падіння дорівнює куту відбивання:

$$\alpha = \beta.$$

3. Закони заломлення світла

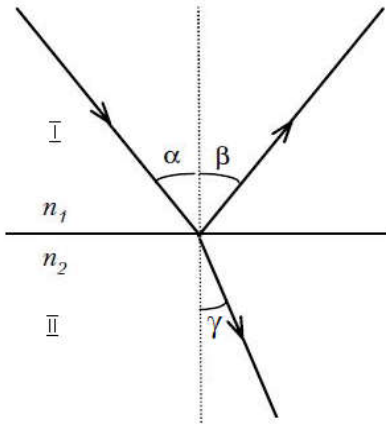


Рис. 29.4

Перший закон заломлення світла – падаючий промінь, перпендикуляр до границі двох середовищ у точці падіння і заломлений промінь лежать в одній площині (рис. 29.4).

Другий закон заломлення світла (закон Снелліуса–Декарта) – відношення синуса кута падіння α до синуса кута заломлення γ є величиною постійною для даних середовищ і дорівнює відносному показнику заломлення n_{21} другого середовища відносно першого:

$$n_{21} = \frac{\sin \alpha}{\sin \gamma}. \quad (29.1)$$

– *Абсолютним показником заломлення* називають показник заломлення середовища відносно вакууму.

Якщо *абсолютний показник* заломлення першого середовища n_1 а другого n_2 , то для *відносного показника заломлення другого середовища відносно першого* справедлива формула:

$$n_{21} = \frac{n_2}{n_1}. \quad (29.2)$$

Якщо кут заломлення менше кута падіння $\gamma < \alpha$, то друге середовище *оптично більш густе* ніж перше. Для оптично гущішого середовища абсолютний показник заломлення має більшу величину $n_2 > n_1$.

Абсолютний показник заломлення для повітря $n \approx 1$, для води $n \approx 1,33$, для скла $n \approx 1,35 - 1,55$. Завжди для будь якого середовища абсолютний показник заломлення $n \geq 1$.

Якщо світло розповсюджується в оптично більш густому середовищі і заломлюється на границі з оптично менш густим середовищем, то може спостерігатись явище повного внутрішнього відбивання. Наприклад, на рис. 29.5 промінь, що розповсюджується в склі заломлюється на межі скло-повітря. Скло оптично більш густе середовище ніж повітря, тому кут заломлення γ більший за кут падіння α :

а) якщо збільшувати кут падіння, то кут заломлення також буде збільшуватись, тому що відношення синусів кутів – відносний показник заломлення, має бути сталим. Оскільки кут заломлення більший за кут падіння, то при деякому граничному значенні кута падіння $\alpha_{гр}$ кут заломлення буде $\gamma = 90^\circ$;

б) заломлений промінь рухається вздовж поверхні розмежування двох середовищ. Якщо ще збільшувати кут падіння $\alpha \geq \alpha_{гр}$, то світло буде повністю відбиватись назад в більш густе середовище.

в) таке явище називають **повним внутрішнім відбиванням**.

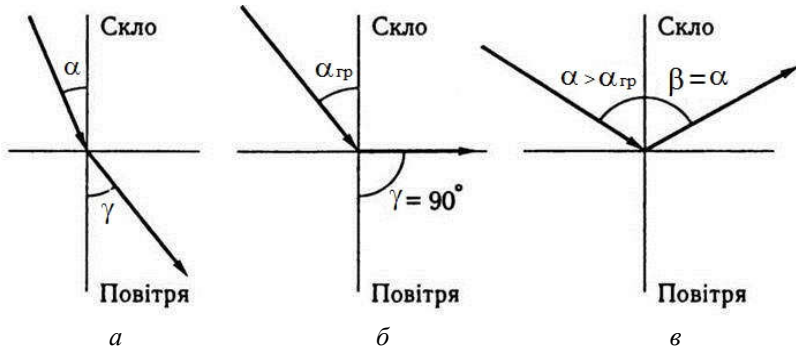


Рис. 29.5

Для граничного кута падіння $\alpha_{гр}$ кут заломлення $\gamma = 90^\circ$, тому з формули:

$$n_{21} = \frac{\sin \alpha}{\sin \gamma} = \frac{n_2}{n_1},$$

для граничного кута отримуємо:

$$\sin \alpha_{zp} = \frac{n_2}{n_1}. \quad (29.3)$$

На рис. 29.6 зображено повне внутрішнє відбиття лазерного променя на границі «вода – повітря». Вода оптично більш густе середовище ніж повітря, тому існує граничний кут падіння

$$\sin \alpha_{zp} = 1/1,33 \Rightarrow \alpha_{zp} \approx 49^\circ,$$

при перевищенні якого промінь повністю відбивається. Явище повного внутрішнього відбивання світла використовується у волоконній оптиці.

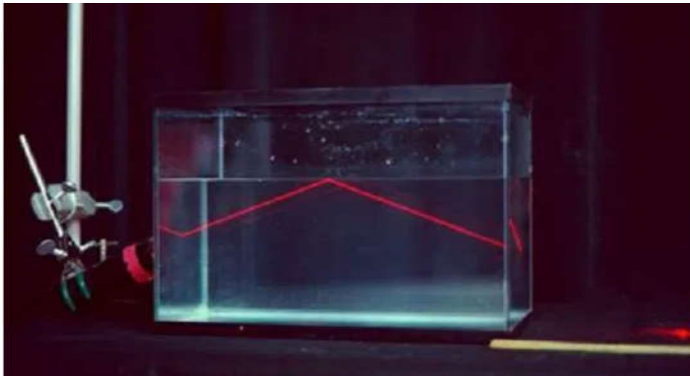


Рис. 29.6

Інтерактивна симуляція «Закони відбивання і заломлення світла»: <https://phet.colorado.edu/en/simulation/bending-light>

29.3. Природа світла

На початку XVII ст. були винайдені мікроскоп і зорова труба. Ці винаходи дали потужний поштовх розвитку оптики. Майже одночасно з'явилися дві теорії, які намагались пояснити природу світла. Це корпускулярна теорія Ньютона і хвильова теорія Гюйгенса.

29.3.1. Корпускулярна теорія Ньютона

1. Світло випромінюється тілами у вигляді дрібних частинок – *корпускул*.

2. Рух корпускул описується законами механіки (легко пояснюється прямолінійність поширення світлових променів, закони відбивання світла).

3. Для абсолютного показника заломлення середовища справедлива формула:

$$n = \frac{v}{c}, \quad (29.4)$$

де v – швидкість світла в середовищі; c – швидкість світла в вакуумі $c \approx 300000 \text{ км/с} = 3 \cdot 10^8 \text{ м/с}$.

Оскільки для будь якого середовища $n > 1$, то з теорії Ньютона випливало, що швидкість світла в середовищі завжди має перевищувати швидкість світла в вакуумі. Щоб отримати формулу (29.4) Ньютон використовував припущення, що корпускули відчувають притягання частинками речовини і прискорюються під час руху з вакууму до межі розділу.

29.3.2. Хвильова теорія Гюйгенса

1. Світло являє собою поздовжню хвилю у певному світлоносному середовищі – ефірі, який заповнює весь простір.

2. Для пояснення законів поширення світла Гюйгенс застосував принцип, який так і було названо – **принцип Гюйгенса**:

Δ – Принцип Гюйгенса: кожна точка простору, до якої доходить хвиля, являє собою джерело вторинних сферичних хвиль, а обвідна цих хвиль дає положення хвильового фронту в наступний момент часу.

На рис. 29.7 зображений фронт хвилі в момент часу t . Для того, щоб визначити положення фронту в момент часу $t + \Delta t$, потрібно в кожній точці фронту побудувати сферичні поверхні радіуса $r = c \cdot \Delta t$ ($c \approx 3 \cdot 10^8 \text{ м/с}$ – швидкість світла).

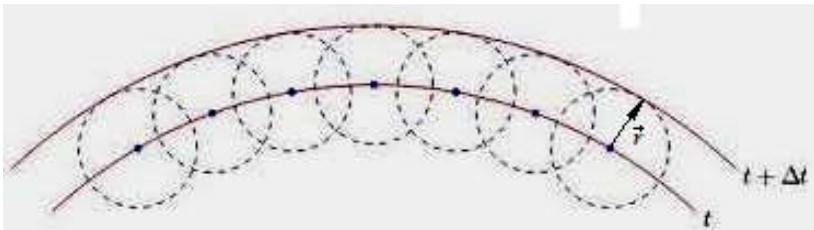


Рис. 29.7

Обвідна цих поверхонь дає положення хвильового фронту в момент часу $t + \Delta t$. За допомогою *принципу Гюйгенса* можна:

пояснити прямолінійність поширення світлового променя;

отримати закони відбивання і заломлення світла;

пояснити часткове проникнення світла в область геометричної тіні.

3. Розглянемо закон заломлення світла в хвильовій теорії Гюйгенса.

Нехай світло поширюється з середовища 1 (швидкість хвилі v_1 , показник заломлення n_1) в середовище 2 (швидкість хвилі v_2 , показник заломлення n_2). Кожну точку поверхні розмежування середовищ, до якої дійшов промінь 1 можна розглядати як вторинне джерело сферичних хвиль. Обвідна поверхня цих хвиль дасть положення фронту заломленої хвилі, тобто променя 2 (рис. 29.8).

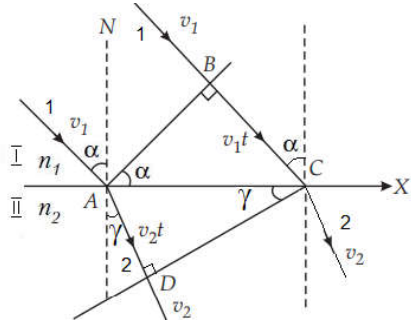
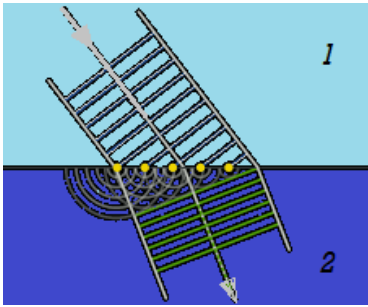


Рис. 29.8

В момент досягнення фронтом променя 1 точки A на межі розподілу середовищ, ця точка стає джерелом вторинних сферичних хвиль. За час t після цієї події, за який фронт досягне точки C , тобто

$t = \frac{BC}{v_1}$, вторинна хвиля від точки A розповсюдиться у другому середовищі на відстань $AD = v_2 \cdot t$. Як видно з рис. 29.8:

$$\sin \alpha = \frac{BC}{AC}, \quad \sin \gamma = \frac{AD}{AC},$$

тому:

$$n_{21} = \frac{\sin \alpha}{\sin \gamma} = \frac{BC}{AD} = \frac{v_1 t}{v_2 t} = \frac{v_1}{v_2}.$$

Отже, для **показника заломлення другого середовища відносно першого** справедлива формула:

$$n_{21} = \frac{v_1}{v_2}, \quad (29.5)$$

де v_1, v_2 – швидкість світла в першому і другому середовищі.

Якщо перше середовище – вакуум, то $v_1 = c$, для абсолютного коефіцієнта заломлення другого середовища отримуємо формулу:

$$n = \frac{c}{v}. \quad (29.6)$$

Як бачимо, вираз протилежний тому, що був отриманий з корпускулярної теорії Ньютона – формула (29.4). Оскільки завжди $n > 1$, то з **хвильової теорії випливає, що швидкість світла в будь якому середовищі має бути меншою за швидкість світла в вакуумі. Чим більший абсолютний показник заломлення (середовище оптично більш густе), тим менша швидкість світла в ньому.**

У 1851 р. Фуко виміряв швидкість світла у воді і вона виявилась меншою за швидкість світла в вакуумі, що підтверджувало теорію Гюйгенса. Але до цього часу в науці давно вже панувала хвильова теорія світла, бо вже були відкриті такі суто хвильові властивості світла як **інтерференція і дифракція**.

У 60-х роках XIX ст. Джеймс Клерк Максвел (1831–1879) встановив загальні закони електромагнітного поля. Він на основі цих рівнянь теоретично передбачив існування електромагнітних хвиль.

Рівняння будь якої хвилі є розв'язком диференціального рівняння, яке називають **хвильовим** («Коливання і хвилі», лекція 27). **Хвильове рівняння**, яке визначає поширення хвилі в однорідному ізоотропному середовищі має вигляд:

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \xi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \xi}{\partial z^2} = \frac{1}{v^2} \cdot \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2}, \quad (29.7)$$

де v – фазова швидкість.

Часто хвильове рівняння записують у вигляді:

$$\Delta \xi = \frac{1}{v^2} \cdot \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2},$$

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

Максвелл отримав для електромагнітної хвилі наступне хвильове рівняння:

$$\begin{cases} \Delta \vec{E} = \mu \cdot \mu_0 \cdot \varepsilon \cdot \varepsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \\ \Delta \vec{H} = \mu \cdot \mu_0 \cdot \varepsilon \cdot \varepsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} \end{cases}, \quad (29.8)$$

тут \vec{E} – напруженість електричного поля електромагнітної хвилі; \vec{H} – напруженість магнітного поля; μ – магнітна проникність середовища; $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м – магнітна стала; ε – діелектрична проникність середовища; $\varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ Кл²/(Н · м²) – електрична стала.

Якщо порівняти рівняння (29.7) і (29.8), то можна отримати для швидкості електромагнітної хвилі наступний вираз:

$$v^2 = \frac{1}{\mu \cdot \mu_0 \cdot \varepsilon \cdot \varepsilon_0}. \quad (29.9)$$

Для вакууму $\mu = \varepsilon = 1$, отже, для швидкості електромагнітної хвилі в вакуумі отримуємо:

$$c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \cdot \varepsilon_0}} = \frac{1}{\sqrt{4\pi \cdot 10^{-7} \cdot 8,85 \cdot 10^{-12}}} \approx 3 \cdot 10^8 \text{ м/с.}$$

Між 1879 і 1889 рр. Генріх Герц провів серію експериментів, які використовували електричні та магнітні поля для отримання хвиль, властивості яких можна було дослідити. Дослідження **електромагнітних хвиль**, проведені Герцом, показали, що ці **хвилі** підлягають тим самим законам, що й світлові. Цікаво, що Генріх Герц не вважав, що його експерименти з електромагнітним випромінюванням, особливо радіохвилями, мали яесь практичне значення. Його увага була зосереджена виключно на теоретичних експериментах.

Герц сконструював просту дипольну антену з іскровим зазором між елементами, і йому вдалося отримати за допомогою антени електромагнітні хвилі (радіохвилі). Він встановив, що швидкість хвиль така ж, як і швидкість світла, і вивчив характеристики полів, які він генерував, вимірюючи їх величину, поляризацію та відбиття.

Зрештою, його робота показала, що світло як і інші електромагнітні хвилі було формою електромагнітного випромінювання, яке можна було описати рівняннями Максвелла.

Оскільки $n = \frac{c}{v}$, то $n = \sqrt{\mu\epsilon}$.

Для неферомагнітних середовищ (тобто для більшості)

$$\mu \approx 1 \text{ і } n \approx \sqrt{\epsilon}.$$

За сучасними уявленнями електромагнітні хвилі – поперечні (не поздовжні, як вважав Гюйгенс). Площини коливань векторів напруженості електричного \vec{E} і магнітного \vec{H} полів є взаємно перпендикулярними і перпендикулярними до швидкості поширення хвилі (рис. 29.9, <https://commons.wikimedia.org/wiki/File:EM-Wave.gif>).

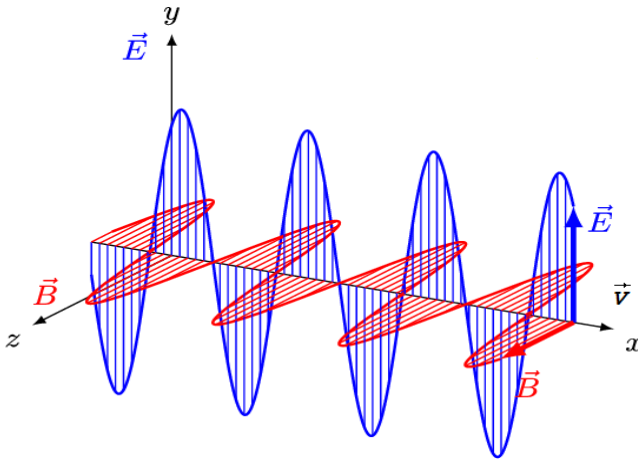


Рис. 29.9

Загальні розв'язки хвильового рівняння (29.8) мають вигляд:

$$\begin{cases} E = E_0 \cos(\omega t - kx) = E_0 \cos \omega \left(t - \frac{x}{v} \right) \\ H = H_0 \cos(\omega t - kx) = H_0 \cos \omega \left(t - \frac{x}{v} \right) \end{cases}, \quad (29.10)$$

тобто є гармонічними хвилями.

– **Електромагнітну хвилю, що описується синусоїдальною або косинусоїдальною залежністю називають монохроматичною хвилею.**

Слово «монохроматичний» означає одного кольору. В білому світлі присутні спектральні складові всіх частот видимих очом. Якщо розкласти біле світло в спектр, наприклад за допомогою скляної призми, то можна виділити окремі монохроматичні складові. На виході призми можна спостерігати спектр білого світла у вигляді веселки. Це явище є прикладом *дисперсії* світла. *Дисперсія* – залежність швидкості хвилі в середовищі від її частоти. Оскільки показник заломлення також залежить від швидкості, то різні монохроматичні складові будуть мати різні показники заломлення і вийдуть з призми під різними кутами ([https://www.vascak.cz/data/android/physicsatschool/tem-plate.php?s=opt / hranol&l=ua](https://www.vascak.cz/data/android/physicsatschool/tem-plate.php?s=opt/hranol&l=ua))

Густина потоку енергії \vec{S} , що переноситься хвилею в одиницю часу через одиницю площі перпендикулярну фронту хвилі, називається *вектором Умова–Пойтинга* і визначається формулою:

$$\vec{S} = [\vec{E} \times \vec{H}]. \quad (29.11)$$

Напрямок вектору співпадає з напрямком швидкості хвилі.

Об'єднавши електромагнетизм і оптику, Максвелл і Герц досягли історичного прориву в розвитку фізики і в розумінні оточуючого світу для всього людства.

Незважаючи на значні успіхи електромагнітної теорії світла, наприкінці XIX початку XX ст. було відкрито ряд явищ, які неможливо пояснити в її межах:

випромінювання абсолютно чорного тіла (пояснив М. Планк у 1900 р., це дало початок розвитку квантової фізики);

закони фотоефекту (пояснив А. Ейнштейн в 1905 р. на основі квантових уявлень);

ефект Комптона (розсіяння квантів світла на електронах).

Для того щоб пояснити закони випромінювання абсолютно чорного тіла Макс Планк запропонував гіпотезу, що світло випромінюється не безперервно, а певними порціями – *квантами*. При цьому енергія кванта ε пов'язана з його частотою ν наступною залежністю:

$$\varepsilon = h \cdot \nu, \quad (29.12)$$

де $h = 6,62 \cdot 10^{-34}$ Дж · с – стала Планка.

Крім того, часто використовують також зведену сталу Планка $\hbar = \frac{h}{2\pi} = 1,05 \cdot 10^{-34}$ Дж·с. Так знову відродились уявлення про світлові частинки, які також часто називають **фотонами**.

Із відомої з теорії відносності Ейнштейна залежності між енергією і масою:

$$\varepsilon = m \cdot c^2, \quad (29.13)$$

можна визначити масу фотона:

$$m_\phi = \frac{\varepsilon}{c^2} = \frac{h\nu}{c^2} = \frac{h}{c\lambda}.$$

Фотон також має імпульс:

$$p_\phi = m_\phi \cdot c = \frac{h}{\lambda},$$

і момент імпульсу:

$$\ell = \hbar.$$

Тобто, фотону як частинці притаманні енергія, імпульс і момент імпульсу.

При вивченні природи світла, наука вперше стикнулася з **корпускулярно-хвильовим дуалізмом**, який виявився притаманним всім мікрочастинкам. Причому під час поширення в просторі світло виявляє свої хвильові властивості, а під час взаємодії з речовиною (випромінювання і поглинання) – корпускулярні.

Контрольні питання

1. Які уявлення про природу світла лежать в основі геометричної оптики?
2. Які закони використовуються в геометричній оптиці для дослідження розповсюдження променів світла?
3. Що таке відносний і абсолютний показники заломлення світла?
4. За яких умов можна спостерігати повне внутрішнє відбивання?
5. Яке світло називають монохроматичним?
6. Які уявлення лежать в основі корпускулярної теорії Ньютона і хвильової теорії Гюйгенса? Сформулювати принцип Гюйгенса.
7. Які квантово-оптичні явища ви знаєте?

Література: [1, с. 328–343; 4, с. 204–208]

Лекція 30. Інтерференція світла (ч. 1)

- Явище інтерференції світла
- Методи отримання інтерференції світла

30.1. Явище інтерференції світла

– *Інтерференцією світла* називається накладання двох або кількох когерентних світлових хвиль в результаті якого відбувається перерозподіл інтенсивності світла в просторі.

– *Хвилі називають когерентними*, якщо в точці накладання вони мають однакову частоту і постійну різницю фаз.

Найкраще умовам *когерентності* відповідають *монохроматичні хвилі*, тобто гармонічні хвилі однієї строго визначеної частоти і сталої амплітуди. Крім того, *монохроматична хвиля* не має ні початку ні кінця, тобто є ідеалізацією. Реальне світло випромінюється атомами у вигляді короткочасних порцій – *цугів*.

– *Переривчасте випромінювання світла атомами у вигляді окремих короткочасних імпульсів називається хвильовим цугом*.

Час випромінювання *хвильового цугу* атомом малий – $\tau \approx 10^{-8}$ с. Середня тривалість одного цугу називається *часом когерентності* $\tau_{\text{ког}}$. За час, який дорівнює *часу когерентності* $\tau_{\text{ког}}$, хвиля пройде в середовищі відстань $l_{\text{ког}} = v \cdot \tau_{\text{ког}}$, що називається *довжиною когерентності*. Спостереження інтерференції світла можливе лише для оптичних різниць ходу променів менших за *довжину когерентності* світла. Якщо світло поширюється в вакуумі, то $v = c \approx 3 \cdot 10^8$ м/с. Для монохроматичної хвилі в вакуумі: $l_{\text{ког}} = v \cdot \tau_{\text{ког}} \approx 3 \cdot 10^8$ м/с $\cdot 10^{-8}$ с ≈ 3 м.

Нехай дві когерентні монохроматичні хвилі накладаються одна на одну в деякій точці простору. Перша хвиля зумовить в цій точці гармонічні коливання:

$$E_1 = E_{01} \cos(\omega t - kr_1 + \alpha_1),$$

а друга:

$$E_2 = E_{02} \cos(\omega t - kr_2 + \alpha_2).$$

Оскільки хвилі мають однакову частоту, то результуюче коливання в даній точці:

$$E = E_0 \cos(\omega t + \varphi),$$

також буде мати таку ж частоту, амплітуда визначатиметься формулою («Коливання і хвилі», лекція 26).

$$E_0^2 = E_{01}^2 + E_{02}^2 + 2E_{01}E_{02} \cos[k(r_2 - r_1) + (\alpha_2 - \alpha_1)], \quad (30.1)$$

а фаза:

$$\operatorname{tg}\varphi = \frac{E_{01} \sin \varphi_1 + E_{02} \sin \varphi_2}{E_{01} \cos \varphi_1 + E_{02} \cos \varphi_2}.$$

$$\text{де } \varphi_1 = -\frac{2\pi}{\lambda}r_1 + \alpha_1 \text{ та } \varphi_2 = -\frac{2\pi}{\lambda}r_2 + \alpha_2.$$

З рівняння (30.1) видно, що амплітуда результуючого коливання E_0 залежить не тільки від амплітуд складових коливань E_{01} та E_{02} , але також і від різниці фаз $\Delta\varphi$ між ними:

$$\Delta\varphi = k(r_2 - r_1) + (\alpha_2 - \alpha_1). \quad (30.2)$$

Оскільки інтенсивність світла пропорційна квадрату амплітуди світлової хвилі $I \sim E_0^2$, то формулу (30.1) можна переписати у вигляді:

$$I_0 = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 \cdot I_2} \cos \Delta\varphi, \quad (30.3)$$

де I_0 – інтенсивність результуючого коливання в точці накладання, I_1 та I_2 інтенсивності променів, що накладаються.

1. **Якщо різниця початкових фаз $\alpha_2 - \alpha_1$ міняється з часом**, то промені не когерентні, $\cos \Delta\varphi$ міняється в часі довільним випадковим чином, середнє значення $\langle \cos \Delta\varphi \rangle = 0$. Тому в цьому випадку інтерференція відсутня і інтенсивність світла в точці накладання дорівнює простій сумі інтенсивності складових коливань:

$$I_0 = I_1 + I_2.$$

Наприклад, якщо інтенсивності променів що накладаються однакові $I_1 = I_2 = I$, то інтенсивність результуючого коливання в даній точці буде просто:

$$I_0 = I_1 + I_2 = 2 \cdot I,$$

і не буде залежати від її положення в просторі (геометричної різниці ходу Δr).

2. Якщо різниця початкових фаз α_2 і α_1 не залежить від часу, то в цьому випадку в певній точці простору фаза $\Delta\varphi$ є сталою величиною, бо для цієї точки $\Delta r = r_2 - r_1$ також має певне визначене значення. Промені за цієї умови будуть когерентними і будуть інтерферувати між собою. Як видно з формули (30.3) результуюча інтенсивність залежатиме від величини $\Delta\varphi$ (різниця фаз визначається в свою чергу тільки положенням точки в просторі – геометричною різницею ходу $\Delta r = r_2 - r_1$). Якщо $\cos \Delta\varphi = 1$, то буде спостерігатись інтерференційний максимум, інтенсивність результуючого коливання в такій точці буде:

$$I_{\max} = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 \cdot I_2} = (\sqrt{I_1} + \sqrt{I_2})^2.$$

Наприклад, якщо інтенсивності променів що накладаються однакові $I_1 = I_2 = I$, то інтенсивність результуючого коливання в даній точці буде:

$$I_{\max} = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 \cdot I_2} = (\sqrt{I} + \sqrt{I})^2 = (2 \cdot \sqrt{I})^2 = 4 \cdot I.$$

Тобто інтенсивність світла в точках максимуму при накладанні променів що мають однакові амплітуди в 4 рази більша за інтенсивності самих променів, що інтерферують. Якщо ж $\cos \Delta\varphi = -1$, то інтенсивність результуючого коливання буде мінімальною:

$$I_{\min} = I_1 + I_2 - 2\sqrt{I_1 \cdot I_2} = (\sqrt{I_1} - \sqrt{I_2})^2.$$

І для променів однакової інтенсивності $I_1 = I_2 = I$, в точках інтерференційного мінімуму результуюча інтенсивність буде нульова:

$$I_{\min} = (\sqrt{I_1} - \sqrt{I_2})^2 = (\sqrt{I} - \sqrt{I})^2 = 0.$$

Знайдемо умови максимумів і мінімумів інтенсивності інтерференційної картини. Якщо різниця початкових фаз α_2 та α_1 не залежать від часу, то в цьому випадку для простоти будемо вважати що

$(\alpha_2 - \alpha_1) = 0$. Постійний доданок у формулі (30.2) у вигляді різниці $\alpha_2 - \alpha_1$ не впливає на вигляд інтерференційної картини, а тільки може зміщувати її як єдине ціле в просторі. Тому для когерентних променів різниця фаз у формулі (30.2) залежатиме тільки від геометричної різниці ходу:

$$\Delta\varphi = k(r_2 - r_1). \quad (30.4)$$

Якщо записати хвильове число $k = \frac{2\pi}{\lambda_0}$, де λ_0 – довжина світлової хвилі в вакуумі, то:

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda_0} \cdot \Delta r.$$

Отже, умова максимуму інтерференційної картини $\cos \Delta\varphi = 1$ зведеться до наступної умови:

$$\Delta\varphi = 2\pi m \quad m \in Z,$$

або

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda_0} \cdot \Delta r = 2\pi m,$$

звідки для геометричної різниці ходу променів до точки максимуму отримуємо:

$$\Delta r = m \cdot \lambda_0 \quad m \in Z.$$

– **Умова інтерференційного максимуму:** якщо світло поширюється у вакуумі, то як і для механічних хвиль умова максимуму інтерференційної картини така – геометрична різниця ходу променів $\Delta r = r_2 - r_1$ дорівнює парному числу півхвиль:

$$\text{Max: } r_2 - r_1 = 2m \frac{\lambda_0}{2}, \quad m \in Z, \quad (30.5)$$

де r_1 та r_2 – геометричні шляхи, що пройшли перший і другий когерентні промені від своїх джерел до точки накладання; λ_0 – довжина світлової хвилі в вакуумі.

Подібним чином, для мінімуму інтерференційної картини потрібно щоб $\cos \Delta\varphi = -1$. Це можливо, якщо

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda_0} \cdot \Delta r = \pi + 2\pi m = (2m + 1)\pi.$$

В цьому випадку:

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

– **Умова інтерференційного мінімуму:** якщо геометрична різниця ходу променів дорівнює непарному числу півхвиль, то буде спостерігатись мінімум інтерференційної картини:

$$\text{Min: } r_2 - r_1 = (2m + 1) \frac{\lambda_0}{2}, \quad m \in Z. \quad (30.6)$$

Умови для інтерференційного максимуму і мінімуму при накладання двох когерентних хвиль в деякій точці C показані на рис. 30.1:

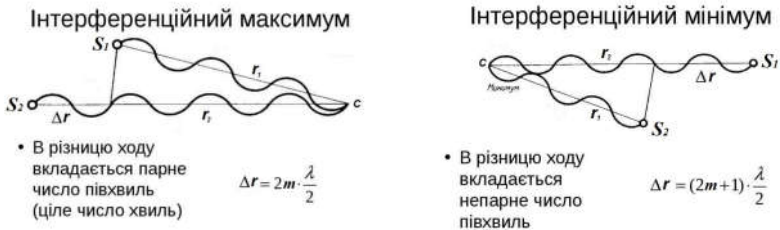


Рис. 30.1

Розглянемо випадок, коли промені до точки інтерференції поширюються не в вакуумі, а в певному середовищі з абсолютним показником заломлення n . Для максимуму інтерференційної картини необхідно щоб $\cos \Delta\varphi = 1$, де відповідно до формули (30.4):

$$\Delta\varphi = k(r_2 - r_1).$$

Хвильове число зручно в цьому випадку визначити через швидкість v хвилі в середовищі та її циклічну частоту ω : $k = \frac{\omega}{v}$.

Враховуючи, що $n = \frac{c}{v} \Rightarrow v = \frac{c}{n}$ для різниці фаз отримуємо:

$$\Delta\varphi = \frac{\omega}{v}(r_2 - r_1) = \frac{\omega}{c/n}(r_2 - r_1) = \frac{\omega}{c}(n \cdot r_2 - n \cdot r_1) = \frac{2\pi}{\lambda_0}(n \cdot r_2 - n \cdot r_1),$$

де λ_0 – довжина світлової хвилі в вакуумі; n – коефіцієнт заломлення середовища. Тому, умова максимуму інтерференційної картини

$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda_0} \cdot \Delta r = 2\pi m$ в цьому випадку зводиться до умови:

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda_0} \cdot \Delta L = 2\pi m, \text{ або } \Delta L = m\lambda_0 \quad m \in Z;$$

тут $L = n \cdot r$ – *оптичний шлях променя*.

– *Добуток геометричної довжини шляху r на показник заломлення середовища n називають оптичною довжиною шляху:*

$$L = n \cdot r. \quad (30.7)$$

Отже:

– *Умова інтерференційного максимуму: якщо світло поширюється в середовищі з абсолютним показником заломлення n , то максимум інтерференційної картини буде в точках оптична різниця ходу променів до яких $\Delta L = L_2 - L_1$ дорівнює парному числу півхвиль:*

$$\text{Max: } L_2 - L_1 = 2m \frac{\lambda_0}{2}, \quad m \in Z \quad (30.8)$$

де λ_0 – довжина світлової хвилі в вакуумі.

Аналогічно для мінімуму інтерференційної картини:

– *Умова інтерференційного мінімуму: якщо світло поширюється в середовищі з абсолютним показником заломлення n , то мінімум інтерференційної картини буде в точках оптична різниця ходу променів до яких $\Delta L = L_2 - L_1$ дорівнює непарному числу півхвиль:*

$$\text{Min: } L_2 - L_1 = (2m + 1) \frac{\lambda_0}{2}, \quad m \in Z. \quad (30.9)$$

Дослідити явище інтерференції хвиль, в тому числі і оптичних, можна за посиланням: <https://phet.colorado.edu/en/simulation/wave-interference>.

30.2. Методи отримання інтерференції світла

Для того, щоби отримати інтерференцію світла, потрібно отримати когерентні світлові промені. До появи лазерних джерел світла, випромінювання яких відрізняється високою монохроматичністю, інтерференцію світла від різних джерел спостерігати не вдалося. Тому, всі методи отримання когерентних променів і інтерференції зводились до поділу одного променя від одного джерела на дві частини, які проходять в точку накладання різні оптичні шляхи. В цьому випадку промені будуть когерентними і якщо виконуються деякі додаткові умови (наприклад різниця ходу менша за довжину когерентності $l_{\text{ког}}$ світла), то в точці накладання променів виникне інтерференційна картина.

Розрахунок інтерференційної картини від двох когерентних джерел (дослід Юнга). Хвильова теорія Крістіана Гюйгенса пояснювала прямолінійність поширення світла, закони відбивання і заломлення, існування різних кольорів. Принцип Гюйгенса працював і давав правильні результати відповідно до експериментальних спостережень. Але в науці довгий час панувала корпускулярна теорія світла І. Ньютона, не в останню чергу завдячуючи високому авторитету вченого.

В 1802 р. англійський вчений Томас Юнг провів дослід в якому спостерігав інтерференцію світлових променів. Цей експеримент зіграв головну роль в прийнятті хвильової теорії світла Гюйгенса.

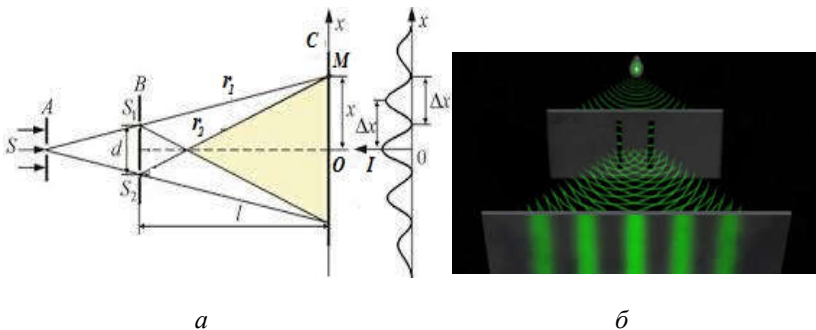


Рис. 30.2

Схема досліду представлена на рис. 30.2, *a*. За допомогою вузької щілини S в екрані А формувалася промінь світла, який потрапляв на другий екран В, в якому розділявся на два промені за допомогою щілин S_1 та S_2 . Ці щілини розташовані на відстані d одна від одної, величина якої порядку десятих частин міліметра, тому промені є частиною хвильової поверхні першого променя і когерентні між собою. Тобто щілини S_1 та S_2 відіграють роль когерентних джерел світла. В зоні накладання цих вторинних променів на третьому екрані C можна спостерігати інтерференційну картину. Ця картина складається з темних і світлих смуг паралельних щілинам в екрані. На рис. 30.2 *б* світлі лінії називають максимумами інтерференційної картини, а темні проміжки між ними – мінімумами. Походження цих ліній як і для будь-якої інтерференції визначається різницею ходу променів від щілин до точки накладання (рис. 30.3). Якщо промені приходять в точку екрану

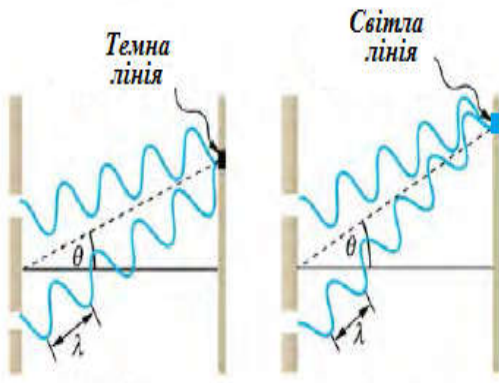


Рис. 30.3

в протифазі ($\Delta\varphi=180^\circ$), рис. 30.3 ліворуч, то в цій точці промені гасять один одного, на екрані буде видна темна смужка або мінімум. Якщо ж різниця ходу така, що промені приходять в точку накладання в фазі (рис. 30.3, праворуч), то на екрані спостерігатиметься світла смужка – максимум.

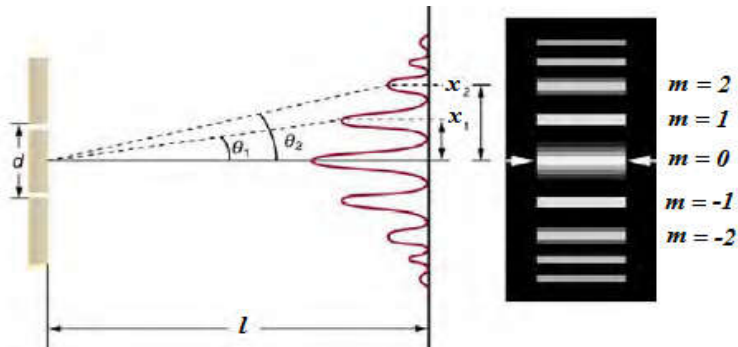


Рис. 30.4

Інтенсивність максимумів інтерференційної картини швидко зменшується від центру до країв рис. 30.4. В його центрі знаходиться найяскравіша смужка – максимум нульового порядку $m = 0$.

По боках від центральної смуги симетрично розташовані максимуми першого $m = 1$ і «мінус» першого $m = -1$ порядків, далі порядки максимумів зростають по мірі віддалення від центру, інтенсивність смужок швидко спадає.

Визначимо положення максимумів інтерференційної картини на екрані через їх координату x_m , що дорівнює відстані максимуму m -го порядку від центру картини (точка O , рис. 30.5).

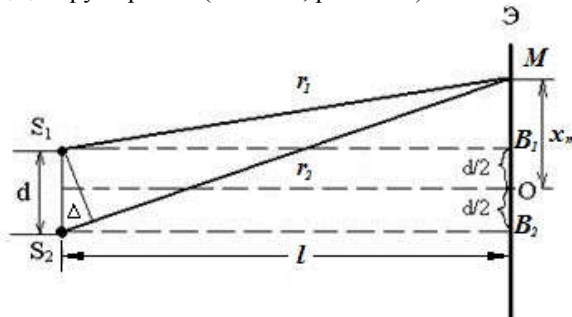


Рис. 30.5

Як і для будь-якої інтерференційної картини, максимум буде спостерігатись в точці накладання двох когерентних хвиль (точка M), якщо геометрична різниця ходу променів $\Delta = r_2 - r_1$ від щілин S_1 та S_2 дорівнює парному числу півхвиль:

$$\Delta = 2m \frac{\lambda_0}{2} \quad m \in Z. \quad (30.10)$$

У цій формулі λ_0 – довжина хвилі світла в вакуумі. Якщо промені поширюються в середовищі, то потрібно геометричну різницю ходу Δ замінити на оптичну ΔL . Знайдемо вираз для геометричної різниці ходу променів, якщо відомі відстань між щілинами S_1 та S_2 що дорівнює d , та відстань екрану з щілинами від екрану де спостерігається інтерференційна картина l .

З трикутника S_1MB_1 рис. 30.5 для r_1 можна записати:

$$r_1^2 = l^2 + \left(x_m - \frac{d}{2}\right)^2.$$

Аналогічно, з трикутника S_2MB_2 для r_2 можна записати:

$$r_2^2 = l^2 + \left(x_m + \frac{d}{2}\right)^2.$$

Отже: $r_2^2 - r_1^2 = (r_2 - r_1)(r_2 + r_1) \approx \Delta \cdot 2l$.

Тому що $d \ll l$ та $r_1 \approx r_2 \approx l$. З іншого боку:

$$r_2^2 - r_1^2 = \left(x_m + \frac{d}{2}\right)^2 - \left(x_m - \frac{d}{2}\right)^2 = d \cdot 2x_m.$$

Прирівнюючи два останні вирази, отримуємо:

$$\Delta \cdot 2l = d \cdot 2x_m.$$

Звідки для геометричної різниці ходу променів:

$$\Delta = \frac{x_m \cdot d}{l}.$$

Для того, щоб під час накладання виник максимум, необхідно щоб для різниці ходу була виконана умова – формула (30.10), тобто:

$$\Delta = \frac{x_m \cdot d}{l} = 2m \frac{\lambda_0}{2}.$$

Звідки для координати m -го максимуму інтерференційної картини в досліді Юнга:

$$x_m^{\max} = 2m \frac{\lambda_0}{2} \cdot \frac{l}{d}, \quad m \in Z. \quad (30.11)$$

Шириною інтерференційної смуги Δx називають відстань між двома сусідніми мінімумами. Як видно з рис. 30.2, а ця відстань дорівнює відстані між сусідніми максимумами. Отже, якщо взяти максимуми m - та $m+1$ -го порядків, то

$$\Delta x = x_{m+1}^{\max} - x_m^{\max} = [2(m+1) - 2m] \cdot \frac{\lambda_0}{2} \cdot \frac{l}{d} = \lambda_0 \cdot \frac{l}{d}.$$

Для ширини інтерференційної смуги в досліді Юнга:

$$\Delta x = \lambda_0 \cdot \frac{l}{d}, \quad m \in Z. \quad (30.12)$$

Формули (30.11) та (30.12) визначають основні властивості інтерференційної картини в досліді Юнга:

1. Якщо зменшувати відстань d між щілинами S_1 та S_2 , то ширина смуг Δx зростатиме.

2. Чим більша довжина хвилі світла λ_0 , тим далі від центру будуть максимуми x_m (формула (30.11)). Якщо для досліду використати сонячне світло, то інтерференційна картина буде складатись з кольорово забарвлених ліній, які утворюють спектри відповідних порядків. Тільки в центрі буде біла яскрава лінія – максимум нульового порядку.

3. Якщо виміряти величини Δx , l та d , то за формулою (30.12) можна визначити довжину світлової хвилі.

4. Розглянемо умову, за якої у монохроматичному світлі можна спостерігати інтерференційну картину в досліді Юнга. Нехай в падаючому світлі присутні хвилі з довжинами в межах від λ_0 до $\lambda_0 + \Delta\lambda$. Умовою нерозрізнимості (розмитості) інтерференційної картини є накладання максимуму $(m + 1)$ порядку для довжини хвилі λ_0 з максимумом m порядку для довжини хвилі $\lambda_0 + \Delta\lambda$, тобто:

$$2(m + 1) \frac{\lambda_0}{2} \cdot \frac{l}{d} = 2m \frac{(\lambda_0 + \Delta\lambda)}{2} \cdot \frac{l}{d}.$$

Звідки отримуємо для максимально можливої різниці довжин хвиль, що можуть бути в інтерферованих променях (дослід Юнга):

$$\Delta\lambda_{ep} \approx \frac{\lambda_0}{m}. \quad (30.13)$$

Інтерференційну картину з m максимумами можна спостерігати для монохроматичного світла, якщо ширина інтервалу довжин хвиль в промені не перевищує граничної величини: $\Delta\lambda \leq \Delta\lambda_{ep}$, що визначається формулою (30.13).

З дослідом Юнга можна докладно ознайомитись за допомогою інтерактивної симуляції: https://www.vascek.cz/data/android/physicsatschool/template.php?s=opt_interference&l=ua

Дослід Юнга увійшов в історію науки як експеримент, що наочно і переконливо демонструє хвильові властивості світла. Цей експеримент підтвердив основні положення хвильової теорії Гюйгенса. На рис. 30.6 ще раз демонструються основні результати досліду Юнга, що підтверджують хвильові властивості світла.

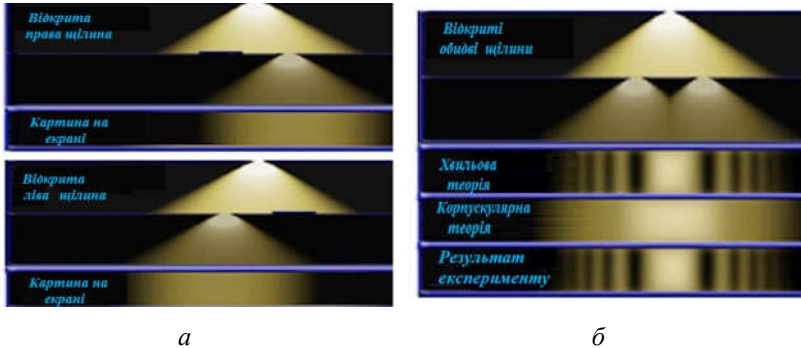


Рис. 30.6

Ліворуч, рис. 30.6, *a* зображені випадки, коли у другому екрані відкрита тільки одна щілина – зверху права і знизу – ліва. Під схематичним зображенням дослідів наведені отримані на третьому екрані розподілення інтенсивності світла. Видно, що коли промінь один, інтенсивність освітлення третього екрану змінюється від найбільшої яскравості напроти щілини і затухає на периферії. Але головне тут те, що інтенсивність змінюється безперервно. Такий результат можна пояснити не тільки в рамках хвильової теорії Гюйгенса, але і за допомогою корпускулярної теорії Ньютона. Розподілення інтенсивності на третьому екрані міняється докорінним чином, якщо одночасно відкриті дві щілини рис. 30.6, *б*. Під схематичним зображенням експерименту наведені результати такого накладання, яке дає хвильова теорія, корпускулярна теорія і результати дослідів. Корпускулярна теорія дає рівномірне розподілення з більшою шириною центральної яскравої зони (оскільки щілин дві) і поступовим безперервним зменшенням інтенсивності по краях. Таке розподілення дає би безперервний потік частинок що проходить через щілини відповідно до законів поступального руху. Хвильова теорія дає інший результат: інтенсивність світла на третьому екрані міняється не безперервно, а можна спостерігати як вона багато разів змінюється від максимуму до мінімуму. Така картина є наслідком інтерференції променів, яку можна пояснити в рамках хвильової теорії, і більше того, правильно розрахувати параметри такого розподілу. Результати теорії підтверджують експериментально отриманою інтерференційною картиною.

Відносно рис. 30.6 потрібно зробити два зауваження:

1. Якщо ширина щілин наближається до довжини світлової хвилі, то в цьому випадку і від одної щілини будуть спостерігатись численні максимуми і мінімуми інтенсивності які будуть зумовлені явищем **дифракції**. Це явище буде розглянуте в подальшому.

2. При певному розмірі щілин картину подібну до інтерференційної картини світлових променів можна спостерігати для мікрочастинок – електронів, протонів, нейтронів та інших. Якщо відкрита одна щілина, потік, наприклад електронів, дає рівномірний розподіл інтенсивності на третьому екрані. Але якщо відкрити другу щілину, картина відповідає тій, що спостерігається для інтерференційної картини світла (рис. 30.6, б), звичайно з іншими параметрами стосовно розмірів смужок. При чому відстань між щілинами може бути в тисячі раз більшими за лінійні розміри частинок.

Отже, можна зробити висновок: світло це складне природне явище. Наука вперше стикнулася з корпускулярно-хвильовим дуалізмом, вивчаючи властивості світла. Під час розповсюдження в просторі світло виявляє хвильові властивості. Під час взаємодії з речовиною (випромінювання чи поглинання) світло виявляє корпускулярні властивості. Існує цілий ряд явищ, які пояснюються тільки корпускулярними властивостями світла і не можуть бути пояснені в рамках хвильової теорії і навпаки, деякі явища пояснюються тільки хвильовою природою світла. В подальшому виявилось, що корпускулярно-хвильовий дуалізм притаманний всім мікрочастинкам. Тобто кожній частинці відповідає певна хвиля, і ці хвилі можуть інтерферувати, навіть самі з собою. Дослідження властивостей мікрочастинок, їх взаємодії і руху є предметом квантової механіки.

Корпускулярно-хвильовий дуалізм мікрочастинок можна дослідити за допомогою інтерактивної симуляції:

<https://www.joerg-enderlein.de/wave-or-particle>

https://commons.wikimedia.org/w/index.php?title=File%3AWave-particle_duality.svg

Контрольні питання

1. У чому полягає явище інтерференції світла?
2. Що таке когерентні хвилі?
3. Як визначаються умови максимумів і мінімумів інтерференційної картини?
4. Як розраховують оптичну довжину шляху?
5. У чому полягає дослід Юнга? Від яких параметрів досліду залежить ширина інтерференційної смуги в досліді Юнга?

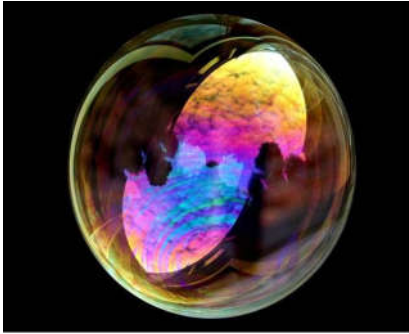
Література: [1, с. 328–343; 4, с. 204–217]

Лекція 31. Інтерференція світла (ч. 2)

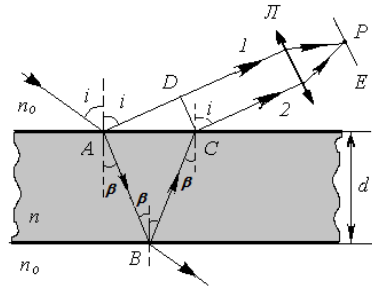
- Інтерференція світла у тонких плівках
- Кільця Ньютона
- Практичне використання інтерференції
- Інтерферометр Майкельсона

31.1. Інтерференція світла у тонких плівках

Прикладом цього типу інтерференції є райдужне забарвлення мильних плівок, тонких плівок масла на поверхні води, кольори мінливості на поверхні металевих виробів вкритих тонкими плівками окислів, забарвлення крил метеликів, птахів та інші рис. 31.1, *a*.



a



б

Рис. 31.1

Для тонких плівок інтерференція відбувається внаслідок накладання когерентних хвиль, що утворюються внаслідок відбивання променів від верхньої та нижньої поверхні плівки рис. 31.1, *б*. Нехай на плоскопаралельну прозору плівку з абсолютним показником заломлення n і товщиною d в точці поверхні A під кутом i падає монохроматичний промінь світла, який частково відбивається від поверхні – утворюючи промінь 1 , і частково заломлюється в плівку під кутом β . Заломлений промінь частково відбивається від нижньої поверхні плівки під тим самим кутом β і частково заломлюється і виходить з плівки назовні. Відбитий від нижньої поверхні в точці B промінь знову потрапляє на верхню поверхню плівки в точці C і частково заломлюється в оточуюче середовище і виходить з плівки – утворюючи промінь 2 . За законами геометричної оптики, промінь 2 вийде з плос-

кої плівки під тим самим кутом i , тобто паралельно променю l . Промені 1 та 2 когерентні, бо є частинками одного і того ж падаючого на плівку променя. Крім того, між ними існує певна оптична різниця ходу Δ , внаслідок чого промені 1 та 2 будуть інтерферувати між собою. Якщо на шляху променів розмістити збірну лінзу L , то в фокальній площині лінзи в точці накладання можна буде спостерігати інтерференційну картину. Роль лінзи може відігравати око людини, інтерференційна картина в цьому випадку буде спостерігатись на сітківці.

Розрахуємо оптичну різницю ходу Δ променів 1 і 2 . Оптична різниця ходу променів почала утворюватися в точці A , після поділу падаючого променя. Після виходу 2-го променя з плівки в точці C різниця ходу змінюватись не буде, промені почнуть розповсюджуватись паралельно один одному. Отже, до моменту виходу другого променя з плівки в точці C він пройшов оптичний шлях $(AB + BC) \cdot n$.

Перший промінь пройшов оптичний шлях $AD \cdot n_0$. Тут потрібно врахувати ще одну особливість. Під час відбивання хвилі від менш густого середовища фаза під час відбивання не міняється 31.2, а. Якщо ж хвиля відбивається від густішого середовища 31.2, б, хвиля міняє фазу на 180° що еквівалентно втраті шляху що дорівнює півхвилі $\lambda_0 / 2$. Це стосується променів, що відбиваються від поверхні поділу. Хвилі що проходить межу середовищ, в нашому випадку заломлені промені – завжди зберігають фазу падаючого променя. Подібне твердження справедливе для хвиль будь якої природи, не тільки електромагнітних.

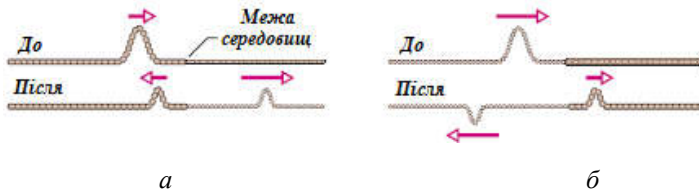


Рис. 31.2

Докладніше ознайомитись з відбиванням хвиль на межі середовищ можна за посиланням: <https://www.compadre.org/osp/EJSS/4437/231.htm>

Отже, оптична різниця ходу другого і першого променів буде:

$$\Delta = L_2 - L_1 = (AB + BC) \cdot n - AD \cdot n_0 \pm \frac{\lambda_0}{2}. \quad (31.1)$$

Якщо речовина плівки оптично більш густа ніж оточуюче середовище $n > n_0$, то пів хвилі втрачає промінь 1 під час відбивання від границі в точці A . Промінь 2 нічого не втрачає, бо в точці B відбивається від межі з менш густим середовищем, а під час заломлення фаза також зберігається. Отже, в цьому випадку в формулі (31.1) перед $\lambda_0/2$ потрібно взяти «мінус». Оптичний шлях променя 1 зростає на півхвилі.

Якщо речовина плівки оптично менш густа ніж оточуюче середовище $n < n_0$, то пів хвилі втрачає промінь 2 під час відбивання від нижньої границі в точці B , в цьому випадку в формулі (31.1) перед $\lambda_0/2$ потрібно взяти «плюс». Оптичний шлях променя 2 зростає на півхвилі.

Можна довести, що *оптична різниця ходу променів в плівці буде визначатись формулою:*

$$\Delta = 2d\sqrt{n^2 - n_0^2} \cdot \sin^2 i \pm \frac{\lambda_0}{2}, \quad (31.2)$$

тут якщо плівка оптично більш густіша за оточуюче середовище, то перед $\lambda_0/2$ потрібно взяти мінус.

Якщо світло падає на плівку з повітря, то $n_0 = 1$ і в цьому випадку $n > n_0$, оптична різниця ходу променів буде:

$$\Delta = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} - \frac{\lambda_0}{2}. \quad (31.3)$$

Умова інтерференційного максимуму:

$$\Delta = 2m \frac{\lambda_0}{2} \quad m \in Z. \quad (31.4)$$

Умова інтерференційного мінімуму:

$$\Delta = (2m + 1) \frac{\lambda_0}{2} \quad m \in Z. \quad (31.5)$$

31.2. Кільця Ньютона

Кільця Ньютона рис. 31.3, б утворюються на верхній плоскій поверхні лінзи внаслідок інтерференції променів, які набувають різницю ходу у повітряному шарі між плоско-опуклою лінзою і плоскою

скляною поверхнею, які дотикаються в деякій точці O рис. 31.3, *а* (вигляд збоку).

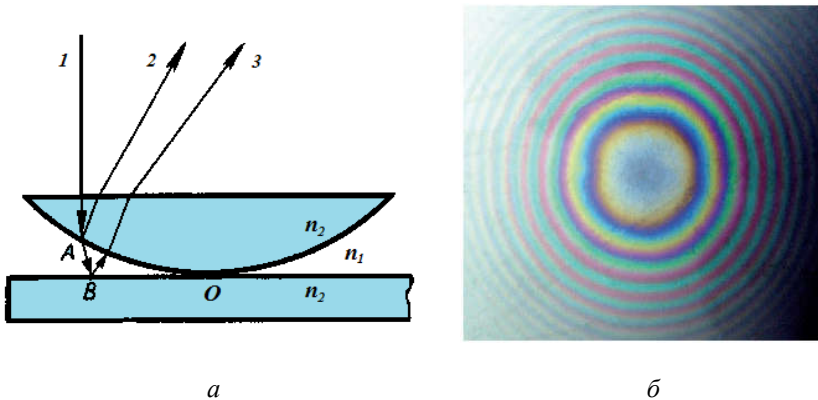


Рис. 31.3

В цьому випадку на плоску поверхню лінзи вертикально падають паралельні промені світла. Промені падають з середовища з абсолютним показником заломлення n_1 перпендикулярно до поверхні і заломлюються в лінзу з показником заломлення n_2 . В точці розділу середовищ A на нижній опуклій поверхні лінзи падаючий промінь частково відбивається, утворюючи промінь 2, і частково заломлюється в проміжок між лінзою і плоскою пластинною, тобто виходить з лінзи. Далі, цей промінь частково відбивається від пластини в точці B , заломлюється в лінзу і проходить її. Нас цікавить та частина цього променя, яка виходить з лінзи – промінь 3. Промені 2 і 3 є частинками одного падаючого променя 1, тому вони когерентні. Між ними існує певна різниця ходу, яку промінь 3 набуває двічі проходячи зазор між лінзою і пластинкою. Тому промені 2 і 3 після виходу з лінзи будуть інтерферувати між собою. Якщо дивитись зверху на лінзу, то можна побачити кольорові концентричні кільця. Ці кільця – це максимуми інтерференційної картини для когерентних хвиль різної довжини (див. рис. 31.3, *б*).

Для визначення залежностей, що описують інтерференційну картину кілець Ньютона, розрахуємо оптичну різницю ходу Δ променів 2 і 3. Як видно з рис. 31.4:

$$\Delta = 2d \cdot n_1 \pm \frac{\lambda_0}{2}. \quad (31.6)$$

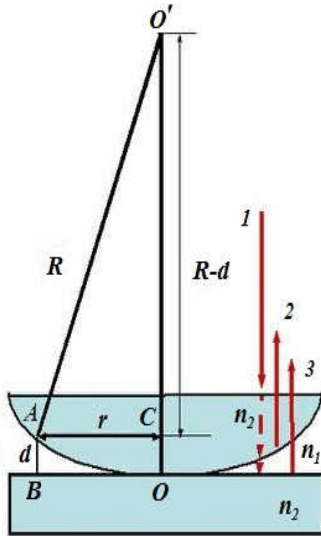


Рис. 31.4

Якщо n_1 – абсолютний показник заломлення середовища менший за показник заломлення матеріалу лінзи і пластини n_2 , то пів хвилі втрачає третій промінь під час відбивання від густішого середовища в точці B (промені можуть втратити пів хвилі лише під час відбивання від густішого середовища, під час заломлення фаза зберігається). Третій промінь пройшов 2 рази товщину зазору d між лінзою і підставкою в середовищі n_1 , тобто оптичний шлях $2d \cdot n_1$, і ще втратив пів хвилі під час відбивання від підставки.

Промінь 2 під час відбивання від нижньої поверхні лінзи в точці A нічого не втратив, бо $n_2 > n_1$. Отже, в цьому випадку у формулі (31.6) потрібно брати знак «плюс». Якщо ж у оточуючого середовища більший показник заломлення ніж у матеріалу лінзи і підставки $n_2 < n_1$, то пів хвилі втратить промінь 2, в формулі (31.6) потрібно брати знак «мінус». Якщо оточуюче середовище повітря, то $n_1 = 1$ і оптична різниця ходу визначається формулою:

$$\Delta = 2d \cdot n_1 + \frac{\lambda_0}{2}. \quad (31.7)$$

Визначимо величину повітряного зазору d через більш зручні для розрахунків величини – радіус кривизни лінзи $R = O'O = O'A$, і відстань точки інтерференції від центру лінзи r . З трикутника $O'AC$ випливає:

$$R^2 = (R-d)^2 + r^2,$$

або

$$R^2 = R^2 - 2Rd + d^2 + r^2.$$

Якщо $R \gg d$, то можна знехтувати невеликою величиною d^2 і записати останню формулу у вигляді $2Rd = r^2$, звідки для товщини повітряного зазору отримуємо:

$$d = \frac{r^2}{2R}.$$

Тоді оптична різниця ходу променів, згідно формули (31.6):

$$\Delta = \frac{r^2}{R} + \frac{\lambda_0}{2}.$$

Використовуючи умову інтерференційного максимуму, можна записати:

$$\Delta = \frac{r^2}{R} + \frac{\lambda_0}{2} = 2m \frac{\lambda_0}{2}.$$

Отже, **радіус m -го світлого кільця (інтерференційний максимум порядку m):**

$$r_m^{\max} = \sqrt{(2m-1) \frac{\lambda_0}{2} R}, \quad m = 1, 2, 3, \dots \quad (31.8)$$

Радіус m -го темного кільця (інтерференційний мінімум порядку m):

$$r_m^{\min} = \sqrt{m \lambda_0 R}, \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad (31.9)$$

Як і для інтерференції в тонких плівках, положення максимумів і мінімумів залежить від довжини хвилі. Для даного порядку максимуму, фіолетово-синя ділянка спектру буде мати менший радіус ніж червона.

Застосування даного типу інтерференції:

визначення довжини монохроматичної хвилі (якщо відомі R та r_m);

визначення радіусу кривизни лінзи R (якщо відомі λ_0 та r_m);
контроль якості виготовлення лінз (по формі кілець).

Для подальшого ознайомлення з кільцями Ньютона рекомендується переглянути інтерактивну симуляцію: http://physics.bu.edu/~duffy/HTML5/Newtons_rings.html

31.3. Практичне використання інтерференції

Явище інтерференції світла лежить в основі дії численних оптичних приладів, за допомогою яких:

з великою точністю визначають довжину світлових хвиль (спектрометрія);

вимірюють лінійні розміри різних предметів і її зміну під дією різних фізичних чинників (нагрів, електромагнітні поля та ін.) з точністю до $\Delta l = 10^{-7}$ м ;

визначають якість і точність шліфування і обробки різних поверхонь;

з великою точністю визначають показники заломлення різних речовин (з відносною похибкою $\varepsilon = \Delta n / n = 10^{-6}$);

застосовують для просвітлення оптики.

Розглянемо метод просвітлення оптики докладніше. Щоб елементи оптичних систем менше відбивали і більше пропускали світла їх покривають тонкими прозорими плівками речовин, показник заломлення яких спеціально підбирають і він менший ніж у скла. Крім того, товщина плівки також має велике значення і зазвичай розраховується щоб мати оптимальну величину для певної довжини хвилі світла в середині видимого діапазону (зелений колір). На рис. 31.5 зображений елемент лінзи з показником заломлення скла n_c . Лінза покрита тонкою плівкою товщиною d з показником заломлення $n_{пл}$. Промені світла падають на оптичну систему з оточуючого середовища з показником заломлення n_0 . Падаючий промінь частково відбивається від зовнішньої границі плівки, частина енергії світла не проходить в систему і утворює відбитий промінь 1. Просвітлення оптики за допомогою плівки являє і використовують для того, щоб зменшити інтенсивність цього променя. Після проходження плівки падаючий промінь потрапляє на межу плівка-скло, де знову частково відбивається втрачаючи енергію на утворення відбитого променя 2. Після часткового відбивання на двох поверхнях, залишок енергії світла потрапляє в оптичну систему. Ідея методу полягає в тому, щоб підібрати таку товщину плівки, що оптична різниця ходу між променями 1 і 2 була би такою, щоб ці промені біля зовнішньої поверхні плівки мали би протилежну фазу і гасили один одного внаслідок інтерференції (утворювали інтерференційний мінімум). В цьому випадку відбиті промені просто згаснуть, вся енергія пройде всередину лінзи. Отже, оптична різниця ходу променів 1 та 2 буде:

$$\Delta = 2d \cdot n_{пл},$$

(відбитий промінь 2 пройшов плівку двічі). Тут, ще потрібно врахувати втрату пів хвилі при відбиванні променів. Але оскільки коефіцієнт заломлення плівки вибирають так, щоб він був більший за коефіцієнт оточуючого середовища і менший за коефіцієнт заломлення

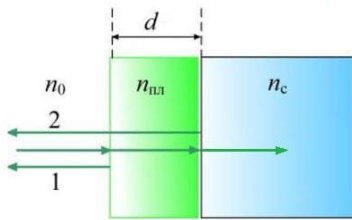


Рис. 31.5

кла $n_0 < n_{пл} < n_c$, то пів хвилі втрачає перший промінь і пів хвилі другий. Разом виходить різниця рівно в довжину хвилі, що не впливає на розрахунки інтерференційної картини.

Для того, щоб біля поверхні спостерігався інтерференційний мінімум, потрібно щоб оптична різниця ходу між променями була:

$$\Delta = (2m + 1) \frac{\lambda_0}{2}, \quad m \in Z.$$

Отже, порівнюючи вирази для оптичної різниці ходу отримуємо:

$$2d \cdot n_{пл} = (2m + 1) \frac{\lambda_0}{2}, \quad m \in Z.$$

Для того, щоб просвітлювати оптику, товщина плівки має відповідати умові:

$$d \cdot n_{пл} = (2m + 1) \frac{\lambda_0}{4}, \quad m \in Z. \quad (31.10)$$

або:

$$d \cdot n_{пл} = \frac{\lambda_0}{4}, \frac{3\lambda_0}{4}, \frac{5\lambda_0}{4}, \dots$$

Часто з цього ряду вибирають плівку мінімальної товщини таку, що:

$$d \cdot n_{пл} = \frac{\lambda_0}{4}. \quad (31.11)$$

Ще потрібно зробити наступне зауваження – промені 1 і 2 краще будуть гасити один одного, якщо крім протилежних фаз (фази зсунуті на 180°) вони мали би однакові амплітуди. Для того, щоб ця умова виконувалась, коефіцієнт заломлення плівки має не просто

задовольняти умові $n_0 < n_{пл} < n_c$, а його величина має дорівнювати

$$n_{пл} = \sqrt{n_c}.$$



Рис. 31.6

Як видно з формули (31.11), товщина плівки залежить від довжини хвилі. Тому, неможливо просвітити оптику однаково оптимально у всьому видимому діапазоні. Зазвичай товщина плівки оптимальна для середини спектру $\lambda_0 = 0,55\mu\text{м}$ що відповідає зеленому хвиллям. Червоні і сині промені також послаблюються, але все ж частково відбиваються. Тому просвітлена оптика має специфічний червоно-синій колір.

Відзначимо, що найбільш поширена речовина, що використовується для просвітлення оптики – фторид магнію. Таким чином, для однієї лінзи коефіцієнт відбиття за умови одношарового просвітлення можна знизити з 5 % (без просвітлення) до 1 %, у випадку ж багатошарового просвітлення в більш дорогих моделях біноклів – навіть до 0,25 %. При цьому слід враховувати, що в конструкції оптичного приладу використовується не одна лінза, а системи з 6-ти і більше оптичних елементів, а це, відповідно, 12 і більше поверхонь, що відбивають світло. Таким чином, для непросвітленої оптичної системи втрати світла будуть складати близько 40 %, в той час як для оптичного приладу з повним багатошаровим просвітленням – всього 2,5 % і менше.

Просвітлення оптики за допомогою тонких плівок можна дослідити самостійно за допомогою інтерактивної симуляції: <https://lo/ganms.github.io/ThinFilmInterferenceSimulation/>

31.4. Інтерферометр Майкельсона

На явищі інтерференції світла ґрунтується дія вимірювальних приладів, які називаються *інтерферометрами*. Вони дають змогу з високим ступенем точності визначати лінійні розміри тіл (до 10^{-7} м і точніше), довжини світлових хвиль, показники заломлення речовин (з відносною похибкою до 10^{-6}).

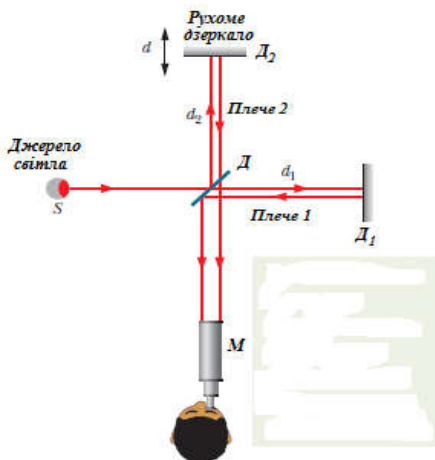


Рис. 31.7

Є багато різновидів цих приладів, але розглянемо конструкцію яка вперше була запропонована Майкельсоном у 1881 р. (рис. 31.7). Високомонохроматичний промінь світла, що випромінюється джерелом S , потрапляє на розщеплювач променів – напівпрозоре дзеркало D . Воно являє собою плоску скляну пластинку покриту тонким шаром срібла, який підбирають так, щоб половина світла відбивалась, а інша половина проходила через пластинку.

Для простоти будемо вважати, що пластинка має дуже малу товщину. Пропущений промінь рухається вздовж плеча 1 приладу до нерухомого дзеркала D_1 . Після відбиття від дзеркала цей промінь рухається в зворотну сторону і знову потрапляє на напівпрозоре дзеркало D . Частина цього променя що відбивається потрапляє в окуляр. Це перший з когерентних променів, що утворює інтерференційну картину.

Інша частина променя від джерела світла, що спочатку відбилась від дзеркала D і рухалась вздовж плеча 2 приладу до рухомого дзеркала D_2 , відбивається від дзеркала D_2 і рухається в зворотному напрямку до напівпрозорого дзеркала D . Та частка цього променя, що проходить через напівпрозоре дзеркало D потрапляє в окуляр. Це другий з когерентних променів, що утворює інтерференційну картину.

Отже, спостерігач в окулярі мікроскопа може бачити інтерференційну картину. Якщо рухоме дзеркало зміститься на відстань d , то різниця ходу між променями зміниться на $2d$. Умовою зміщення інтерференційної картини в окулярі на m смуг є:

$$2d = 2m \frac{\lambda_0}{2}, \quad m \in Z.$$

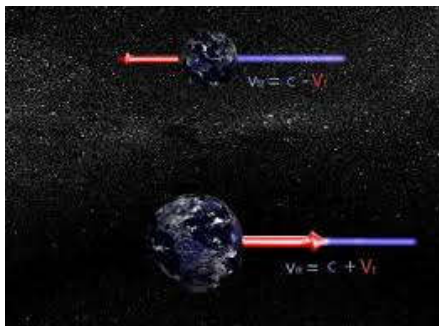
Якщо ж різниця ходу дорівнює непарному числу півхвиль:

$$2d = (2m + 1) \frac{\lambda_0}{2}, \quad m \in Z,$$

то світлі смуги займуть місце темних. Така інверсія інтерференційної картини відбудеться вже при зміщенні рухомого дзеркала D_2 на $d = \lambda_0 / 4$. Якщо згадати, що довжини хвиль видимого спектру знаходяться в діапазоні $3,8 \cdot 10^{-7} \text{ м} \leq \lambda \leq 7,7 \cdot 10^{-7} \text{ м}$, то можна оцінити точність таких вимірювань.

За допомогою такого інструменту довжини об'єктів можна виразити через довжини хвиль світла. З часів Майкельсона стандартний еталон довжини – метр – являв собою відстань між двома дрібними подряпинами на металевому брусі, що зберігався в Севрі, недалеко від Парижа. Майкельсон, використовуючи свій інтерферометр встановив, що стандартний метр еквівалентний 1 553 163,5 довжин хвиль певної монохроматичної червоної спектральної лінії, що випромінюється кадмієвим джерелом світла. За це ретельне вимірювання, Майкельсон отримав Нобелівську премію з фізики в 1907 р. Його робота створила підґрунтя для остаточної відмови (у 1961 р.) від механічного еталону довжини як стандарту для вимірювань. Метр був перевизначений через довжину хвилі певної спектральної лінії світла. У 1983 році навіть цей стандарт довжини хвилі був визнаний недостатньо точним, щоб відповідати зростаючим вимогам науки і техніки, і він був замінений новим стандартом на основі визначеного значення швидкості світла.

Ще один дуже важливий і фундаментальний дослід був проведений Майкельсоном на інтерферометрі в 1881 р. В ті часи вважалося, що світло розповсюджується в певному світлоносному ефірі, що пронизує весь простір. Цей процес подібний до поширення звукових хвиль. Подібно до того, що звукові хвилі потребують для свого поширення повітря чи інше матеріальне середовище, так і світло для свого руху потребує певне середовище – ефір. Вважалося, що тільки відносно системи відліку що знаходиться нерухомою в світлоносному



ефірі швидкість світла дорівнює c . Якщо ж система відліку рухається відносно ефіру із швидкістю v , то тоді і швидкість світла має бути різною в різних напрямках. Наприклад швидкість світла в напрямку руху буде $c - v$, а якщо направити промінь світла в протилежному руху системи напрямку, то $c + v$.

Рис. 31.8

Ідея Майкельсона була наступною: якщо світло рухається в ефірі, то він має пронизувати весь Всесвіт. Відомо, що Земля рухається в космічному просторі навколо Сонця з швидкістю $v \approx 30 \text{ км/с}$. Отже, вона рухається і в ефірі з такою швидкістю. Тому не всі напрямки в просторі рівнозначні для поширення світлових променів, якщо джерело світла знаходиться на Землі (див. рис. 31.8). Отже, якщо обертати інтерферометр в просторі, то таку анізотропію простору відносно поширення променів світла можна було би виявити.

Перші досліди не виявили помітної різниці в швидкості поширення променів в різних напрямках. Пізніше, у 1887 р. Майкельсон разом з Морлі провів більш точні вимірювання. Їхній прилад знаходився на плиті, яка плавала на спеціальній платформі у ванні з ртуттю (рис. 31.9, а). Це було зроблено для того, щоб можна було легко повертати прилад в просторі відносно напрямку руху Землі. В приладі використовувалось багато дзеркал, щоб збільшити оптичну різницю ходу променів в перпендикулярних плечах, а відтак і точність приладу (рис. 31.9, б). За розрахунками, під час повороту приладу на 90° мало відбутись зміщення інтерференційної картини на $\approx 0,4$ смуги. Вдосконалений інтерферометр міг розрізнити зміщення в $0,01$ смуги, але зміщення інтерференційної картини не було. Пізніше дослід проводили багаторазово в різні години доби, в різні пори року, щоб змінився напрям руху Землі відносно ефіру.

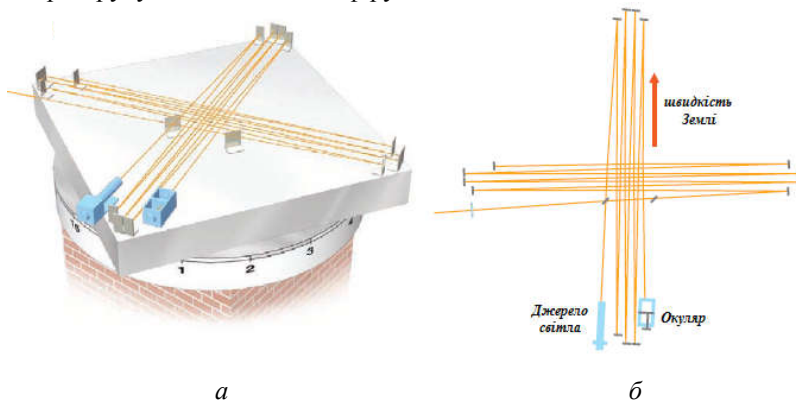


Рис. 31.9

Результат був один – швидкість світла не залежить від швидкості руху інерціальної системи відліку, в якій проводяться вимірювання. Відносно всіх інерціальних систем швидкість світла має певне одне й те саме значення. Космічного світлоносного ефіру не існує.

У 1905 р. Ейнштейном була створена спеціальна теорія відносності. Одним з постулатів цієї теорії є твердження про те, що всі закони фізики мають бути однаковими у всіх інерціальних системах відліку, тобто інваріантними відносно переходу від одної інерціальної системи відліку до іншої. Раніше цей факт поширювався на закони механіки і був відомий як принцип відносності Галілея. Але факт незалежності швидкості світла від швидкості інерціальної системи відліку навів на думку, що і електромагнітні закони також не змінюють форму і мають той самий вигляд в різних інерціальних системах.

Отже, факт незалежності швидкості світла від швидкості руху інерціальної системи і напрямку його поширення став тим фундаментом, на якому ґрунтується спеціальна теорія відносності Ейнштейна, яка докорінним чином змінила уявлення про простір і час.

Інтерферометр Майкельсона: https://www.vascak.cz/data/android/physicsatschool/template.php?s=str_michelson&l=ua

Контрольні питання

1. Що відбувається під час відбивання променя від оптично більш густого середовища і від менш густого?
2. Які промені інтерферують в тонких плівках?
3. Де набувають різницю ходу промені для утворення кілець Ньютонів?
4. Яка мінімальна товщина плівки має бути для просвітлення оптики?
5. Який фундаментальний висновок відносно швидкості світла був встановлений за допомогою інтерферометра Майкельсона?

Література: [1, с. 328–343; 4, с. 204–217]

Лекція 32.

Дифракція світла

- Явище дифракції. Дифракція світла на круглому отворі та щілині
- Принцип Гюйгенса–Френеля
- Метод зон Френеля
- Дифракція Френеля і Фраунгофера
 - дифракція Френеля на круглому отворі;
 - дифракція Френеля на диску

32.1. Явище дифракції.

Дифракція світла на круглому отворі та щілині

Світло – складне природне явище, що виявляє як корпускулярні, так і хвильові властивості. Корпускулярні властивості виявляються під час випромінювання і поглинання світла речовиною, хвильові – під час розповсюдження в просторі. Так, світлові промені за певних умов можуть інтерферувати між собою. Інтерференція – це типове хвильове явище. Також, ще одне хвильове явище, що спостерігається під час розповсюдження променів світла – це *дифракція*.

– *Дифракцією світла* називають явище зміни напрямку розповсюдження світлових променів і перерозподіл їх інтенсивності під час огинання об'єктів, або під час проходження через отвори лінійний розмір яких порівняний з довжиною хвилі.

Слід відмітити, що якщо строго давати визначення, то дифракція спостерігається на будь-якій неоднорідності середовища на шляху світлового променя. Але якщо такі неоднорідності набагато більші за довжину світлових хвиль (видимий діапазон $0,38 \text{ мкм} \leq \lambda \leq 0,77 \text{ мкм}$), то дифракційні ефекти майже непомітні, в цьому випадку виконуються закони геометричної оптики. Саме малою величиною довжин хвиль видимого світла пояснюється те, що в повсякденному житті ми можемо бачити чітку межу світла і тіні під час освітлення різних предметів.

Якщо ми будемо намагатись отримати вузький промінь світла за допомогою круглого отвору в екрані, то наші зусилля будуть виправдані тільки для порівняно великих діаметрів отвору ($d \geq 0,1 \text{ мм}$). Якщо отвір ще зменшувати, то промінь за отвором буде розширюватись. Крім того, всередині такого променя буде спостерігатись перерозподіл інтенсивності світла. На рис. 32.1 наведені зображення отвору (ліворуч) і розподіл інтенсивності відповідного променя на екрані за отвором(праворуч) отримані за допомогою інтерактивної симуляції: <https://phet.colorado.edu/en/simulation/wave-interference>.

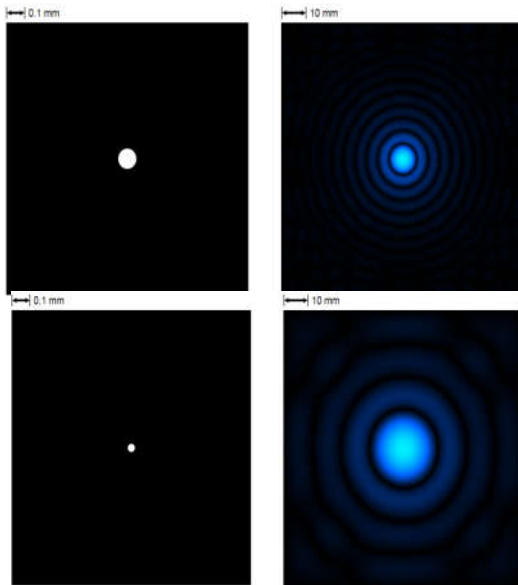
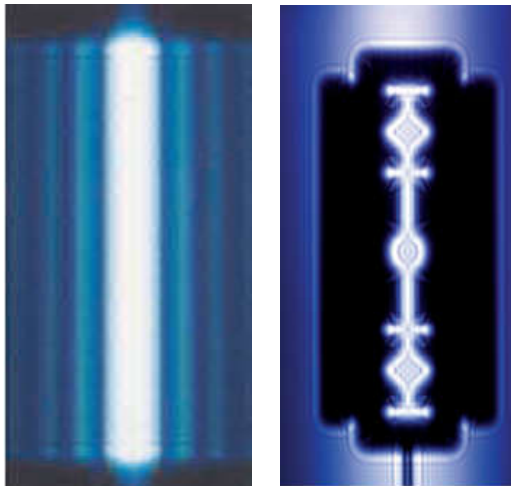


Рис. 32.1

Дифракційні явища спостерігаються також при проходженні світла через вузькі щілини (рис. 32.2, *a*). В цьому випадку, також можна отримати вузький промінь світла тільки до певної межі. Якщо щілину ще звужувати, то смужка світла на екрані за щілиною буде розширюватись і її інтенсивність буде виявляти просторову неоднорідність. Дифракцію світлових променів можна спостерігати на межі світла і тіні від будь-яких предметів.



a

б

Рис. 32.2

На рис. 32.2, *б* наведено зображення бритви. По краях помітні вузькі світлі і темні лінії, що повторюють її контури. Під час огинання дрібних перешкод, в зоні тіні від предмета також можна спостерігати дифракційну картину – чергування контурів світла і тіні різної інтенсивності. Внаслідок дифракції відбувається розсіювання світла на дрібних частинках пилу в повітрі.

Причому, найбільше розсіюються промені блакитного кольору, більш довгі хвилі червоного діапазону розсіюються менше.

Розсіювання світла відбувається і на таких неоднорідностях, як флуктуації густини і температури, що виникають внаслідок хаотичного теплового руху молекул повітря. Справедливий закон Релея – інтенсивність розсіяного світла обернено пропорційна четвертому степеню довжини хвилі $I \sim 1/\lambda^4$. Тому вдень в атмосфері швидше розсіюються саме сині промені, що зумовлює блакитний колір неба. Ввечері навпаки, під час проходження більш довгого шляху в атмосфері блакитна частина спектру майже втрачається, що зумовлює червоний колір сонця на заході. Флуктуації густини і інтенсивність розсіювання зростають із збільшенням температури. Тому, в ясний літній день колір неба більш насичений, ніж взимку. Слабшим розсіюванням більш довгих хвиль пояснюється жовтий колір світла протитуманних фар. В астрономії, якщо потрібно роздивитись, що відбувається всередині туманностей космічного пилу, використовують телескопи, що працюють в інфрачервоному діапазоні.

32.2. Принцип Гюйгенса–Френеля

Закони поширення хвиль можна отримати скориставшись **принципом Гюйгенса** (Християн Гюйгенс, нідерландський вчений-фізик; 1625–1695 рр.). Цей принцип справедливий для всіх видів хвиль – механічних і електричних, і був розглянутий в попередній лекції «Природа світла». Нагадаємо основні положення цього принципу:

Δ – Принцип Гюйгенса: кожна точка простору, до якої доходить хвиля, – це джерело вторинних сферичних хвиль, а обвідна цих хвиль дає положення хвильового фронту в певний момент часу.

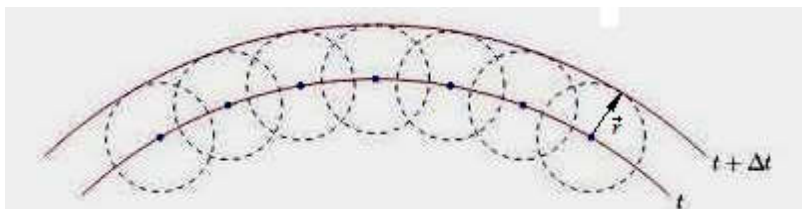


Рис. 32.3

На рис. 32.3 зображений фронт хвилі в момент часу t . Для того, щоб визначити положення фронту в момент часу $t + \Delta t$, потрібно в кожній точці фронту побудувати сферичні поверхні радіуса $r = c \cdot \Delta t$ ($c \approx 3 \cdot 10^8$ м/с – швидкість світла). Обвідна цих поверхонь дає поло-

ження хвильового фронту в момент часу $t + \Delta t$: https://www.vascak.cz/data/android/physicsatschool/template.php?s=kv_huygens&l=ua

За допомогою **принципу Гюйгенса** можна:

пояснити прямолінійність поширення світлового променя;

отримати закони відбивання і заломлення світла;

пояснити часткове проникнення світла в область геометричної тіні.

Принцип Гюйгенса дає змогу знаходити напрям поширення хвиль, але він не пояснює просторове розподілення інтенсивності світлових хвиль, яке можна спостерігати на дифракційних картинах.

У 1815 р. Огюстен Жан Френель доповнив принцип Гюйгенса твердженням про те, **що вторинні хвилі інтерферують між собою**, оскільки вторинні джерела когерентні. Поєднання принципу Гюйгенса і доповнення Френеля про інтерференцію вторинних хвиль, називається **принципом Гюйгенса-Френеля**. Визначаючи на його основі амплітуду світла в будь-якій точці простору як наслідок інтерференції вторинних хвиль, можна одержати розподіл інтенсивності при поширенні світлових хвиль, на шляху яких наявні перешкоди.

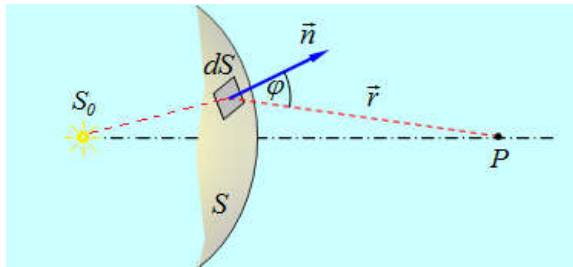


Рис. 32.4

Розглянемо монохроматичну світлову хвилю (рис. 32.4), що поширюється від точкового джерела S_0 в однорідному середовищі в деяку точку простору P . Для того, щоб визначити амплітуду світлової хвилі в точці P відповідно **принципу Гюйгенса-Френеля**, дію джерела S_0 потрібно замінити дією вторинних джерел dS , які знаходяться на деякому хвильовому фронті S в момент часу t . Кожне з таких вторинних джерел буде випромінювати сферичну світлову хвилю. Ці хвилі когерентні між собою, і щоб взяти амплітуду світлової хвилі в точці P , потрібно додати всі ці вторинні хвилі, що дійшли до P з урахуванням їх фаз і амплітуд. Так, вторинне джерело dS зумовить у точці P коливання з амплітудою:

$$dE_p = f(\varphi) \cdot \frac{a}{r} \cdot \cos(\omega t - kr + \varphi_0) \cdot dS. \quad (32.1)$$

Амплітуда цих коливань у точці P пропорційна площі вторинного джерела dS , залежить від кута φ між перпендикуляром \vec{n} до поверхні dS і напрямом на точку P , що враховує коефіцієнт нахилу $f(\varphi)$, який монотонно спадає від $f(\varphi) = 1$ якщо $\varphi = 0$ до $f(\varphi) = 0$ для $\varphi = \pi/2$. Величина a пропорційна до амплітуди первинних хвиль в точці вторинного джерела dS .

Урахування фаз і амплітуд всіх вторинних хвиль, що розповсюджуються від хвильової поверхні S до точки P дозволяє в кожному конкретному випадку знайти амплітуду світлової хвилі джерела S_0 в цій точці. Отже:

$$E_p = \int_S f(\varphi) \cdot \frac{a}{r} \cdot \cos(\omega t - kr + \varphi_0) \cdot dS. \quad (32.2)$$

Формула (32.2) є аналітичним виразом **принципу Гюйгенса–Френеля**. В загальному випадку розрахунок інтенсивності інтерференційної картини сферичних хвиль вторинних джерел за допомогою формули (32.2) досить складний і громіздкий, але ще Френель показав, що задача значно спрощується, якщо фронт має певну симетрію. Для цього він розробив метод, який називається **методом зон Френеля**.

32.3. Метод зон Френеля

Знайдемо в довільній точці P амплітуду сферичної світлової хвилі, що поширюється від точкового джерела S_0 (рис. 32.5). Згідно із

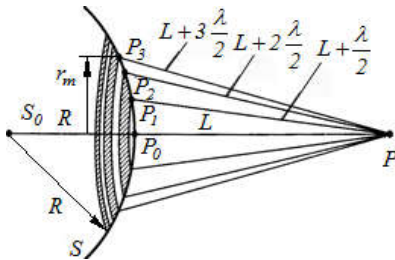


Рис. 32.5

тобто:

$$P_0P = L; \quad P_1P = L + \frac{\lambda}{2}; \quad P_mP = L + m \frac{\lambda}{2}.$$

принципом Гюйгенса–Френеля, замінимо дію джерела S_0 дією уявних джерел розміщених на сферичному хвильовому фронті S радіуса R . (Тут $R = S_0P_0$, $L = P_0P$).

Френель розбив хвильову поверхню S на кільцеві зони так, щоб відстань від країв зони до т. P відрізнялась на півхвилі $\lambda/2$,

Нехай амплітуда результуючого світлового коливання у точці P , яка створюється m -ю зоною, буде E_m . Оскільки коливання від сусідніх зон проходять до точки P відстані, які відрізняються на $\lambda / 2$, то в точку P вони приходять з протилежними фазами і гасять одна одну. Тому результуюче коливання в точці P буде:

$$E_P = E_1 - E_2 + E_3 - E_4 + \dots \quad (32.3)$$

В цьому виразі всі амплітуди непарних зон (світлі кільця на рисунку) записують із знаком «+», а парних «-». У випадку сферичного хвильового фронту S можна показати, що площа кожної зони Френеля не залежить від її номера m , тобто всі вони мають однакову площу, яка визначається формулою:

$$\sigma = \pi \frac{RL}{R + L} \lambda.$$

Крім того, можна показати, що для сферичного фронту радіус m -ї зони (рис. 32.5):

$$r_m = \sqrt{m \frac{RL}{R + L} \lambda}. \quad (32.4)$$

Якщо падаюча хвиля плоска, тобто $R \rightarrow \infty$, (джерело S_0 нескінченно віддалене), то, як випливає з формули (32.4):

$$r_m = \sqrt{mL\lambda}. \quad (32.5)$$

Оскільки площі зон однакові, то модулі амплітуд вторинних світлових хвиль в точці P також приблизно однакові, тобто

$$E_1 \approx E_2 \approx E_3 \approx \dots$$

Якщо оцінювати амплітуди більш точно, то кожна амплітуда з більшим номером буде по модулю меншою за попередню, бо знаходиться на сферичному фронті далі від точки P і кут φ між поверхнею і напрямом на точку P також більший. Тобто:

$$E_1 > E_2 > E_3 > \dots$$

Можна приблизно записати, що амплітуда від кожної зони приблизно дорівнює середньому арифметичному амплітуд сусідніх зон:

$$E_m = \frac{E_{m-1} + E_{m+1}}{2}.$$

З урахуванням цього, результуючу амплітуду в точці P формула (32.3) можна записати у вигляді:

$$\begin{aligned} E_P &= E_1 - E_2 + E_3 - E_4 + \dots = \\ &= \frac{E_1}{2} + \left(\frac{E_1}{2} - E_2 + \frac{E_3}{2} \right) + \left(\frac{E_3}{2} - E_4 + \frac{E_5}{2} \right) + \dots \approx \frac{E_1}{2}. \end{aligned}$$

тому що всі вирази у дужках приблизно дорівнюють нулю. Отже ми отримали результат, що **амплітуда, створена всією сферичною поверхнею в точці P дорівнює половині амплітуди, що створюється в цій точці першою центральною зоною Френеля.**

Дійсно, як підтверджує дослід, якщо перекрити всі зони Френеля непрозорим екраном залишивши в ньому отвір радіусом тільки першої зони, то амплітуда світлової хвилі в точці P зросте в 2 рази і стане E_1 , відповідно інтенсивність світла $I \sim E^2$ зросте в 4 рази. Такий дослід наведено у відео: <https://www.youtube.com/watch?v=MoUT/Q0D9gDQ> для електромагнітної хвилі довжиною $\lambda = 3$ см. Це зроблено для того, щоб зони Френеля мали більшу площу, ніж для світлової хвилі. Дійсно, якщо взяти $R = L = 10$ см і довжину світлової хвилі у видимому діапазоні $\lambda = 0,5$ мкм, то з формули (32.4) отримаємо радіус першої зони:

$$r_1 = \sqrt{1 \cdot \frac{0,1 \text{ м} \cdot 0,1 \text{ м}}{0,1 \text{ м} + 0,1 \text{ м}}} \cdot 0,5 \cdot 10^{-6} \text{ м} = 0,16 \cdot 10^{-3} \text{ м}.$$

Слід відмітити, що інтенсивність світла в точці P можна значно збільшити, якщо закрити всі парні або непарні зони Френеля за допомогою непрозорих кілець. Виготовлений таким чином екран називають зонною пластинкою. Такі пластинки були виготовлені і було дослідним шляхом доведено, що інтенсивність світла в точці P значно зростає під час проходження світла через таку пластинку. А це в свою чергу доводить справедливості методу зон Френеля.

32.4. Дифракція Френеля і Фраунгофера

Явища дифракції прийнято розрізняти залежно від відстані від перешкоди, встановленої на шляху поширення світла, до джерела чи екрана, на якому спостерігається дифракційна картина. Якщо ці від-

стані, чи одна з них не дуже великі, то дифракційні явища називають дифракцією Френеля. Іншими словами – **дифракція Френеля це дифракція у непаралельних променях світла.**

Дифракція Фраунгофера – це дифракція світла, що спостерігається у паралельних променях, тобто для плоских фронтів світлових хвиль.

Фронти можна вважати плоскими, якщо відстань між джерелом і перешкодою на шляху променю, так як і відстань між перешкодою і екраном дуже великі (кутові розміри оптичних перешкод на шляху променю менші за відношення довжини хвилі до лінійних розмірів перешкод).

Між дифракціями Френеля і Фраунгофера не існує принципової різниці і чіткої межі.

32.4.1. Дифракція Френеля на круглому отворі

Розглянемо випадок, коли сферична світлова хвиля з фронтом радіуса R , що поширюється в просторі від точкового джерела S_0 зустрічає на своєму шляху непрозорий екран E_1 з круглим отвором радіуса r (рис. 32.6, а). Дифракційну картину спостерігають на іншому екрані E_2 . Відстань між екранами L . Вигляд дифракційної картини буде подібний до наведеної на (рис. 32.6, б), або на рис. 32.1.

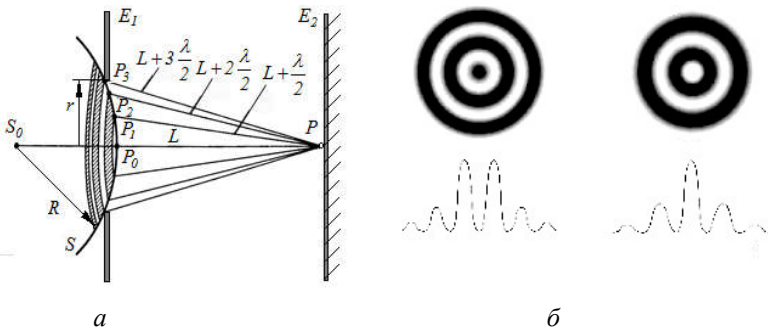


Рис. 32.6

У центрі дифракційної картини може бути темна рис. 32.6, б ліворуч, або світла пляма. Це залежить від кількості зон Френеля, які можна розмістити в отворі. Якщо кількість зон непарна, то в центрі буде спостерігатись світла пляма, якщо кількість зон парна – то темна. Якщо змінювати радіус отвору r в екрані E_1 , то дифракційна картина буде послідовно змінюватись від світлої плями в центрі до темної і навпаки.

Для того щоб взнати, що буде спостерігатись в центрі дифракційної картини, потрібно підставити в формулу (32.4) радіус отвору в екрані r і знайти число зон Френеля m , що розміщаються в отворі.

32.4.2. Дифракція Френеля на диску

Нехай сферична світлова хвиля, що поширюється від точкового джерела S_0 зустрічає на своєму шляху непрозорий диск (рис. 32.7). В цьому випадку, закрити диском ділянку світлового фронту потрібно виключити із розгляду і будувати зони Френеля починаючи з країв диску. В цьому випадку для інтенсивності світла в точці P отримуємо:

$$E_P = \frac{E_1}{2} + \left(\frac{E_1}{2} - E_2 + \frac{E_3}{2} \right) + \left(\frac{E_3}{2} - E_4 + \frac{E_5}{2} \right) + \dots \approx \frac{E_1}{2}.$$

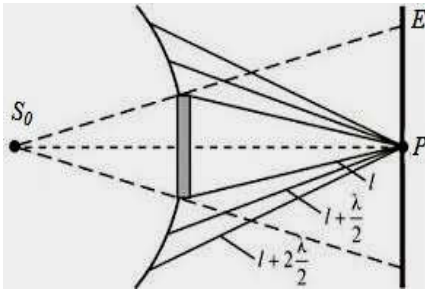
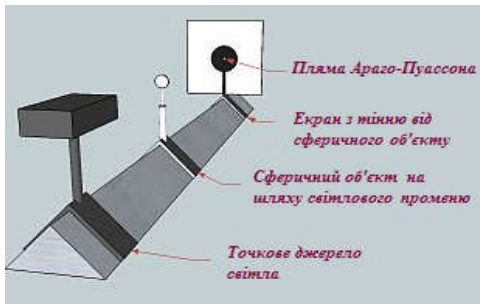


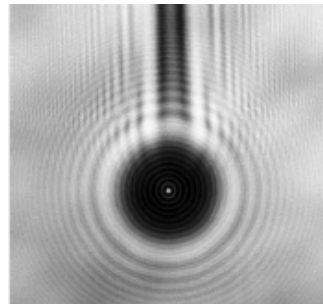
Рис. 32.7

У цьому випадку в центрі геометричної тіні завжди буде знаходитись світла пляма. До такого висновку дійшов у 1818 р. Пуассон, проте висновок йому здався абсурдним і навіть таким, що заперечує теорію Френеля. Пізніше, Араго експериментально довів існування світлої плями в центрі геометричної тіні.

На рис. 32.8, *а* наведено схему досліду, а на 32.8, *б* фотографію отриманої в процесі експерименту. Ця світла пляма отримала назву плями Араго–Пуассона. Для того, щоб її отримати, необхідно використовувати диск.



а



б

Рис. 32.8

Це може бути будь-яке тіло із правильним перерізом у вигляді кола, наприклад сфера. Також інтенсивність плями швидко спадає із збільшенням лінійних розмірів сферичного предмету, тінь якого розглядають.

Контрольні питання

1. Що таке дифракція світла?
2. Яке положення до принципу Гюйгенса додав Френель?
3. Як визначають зони Френеля для довільної хвильової поверхні?
4. В чому різниця між дифракцією Френеля і Фраунгофера?
5. Що таке пляма Араго–Пуассона?

Література: [1, с. 343–361; 4, с. 217–223]

Лекція 33. Дифракція Фраунгофера

- Дифракція Фраунгофера на одній щілині
- Дифракція Фраунгофера на ґратці

33.1. Дифракція Фраунгофера на одній щілині

Дифракція Фраунгофера спостерігається у паралельних променях світла, або коли джерело світла і точка спостереження (або екран) нескінченно віддалені від перешкоди, що викликає дифракцію.

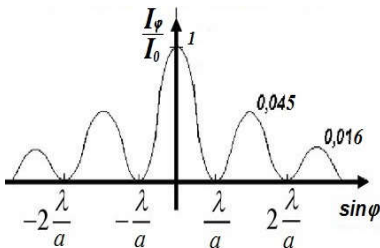
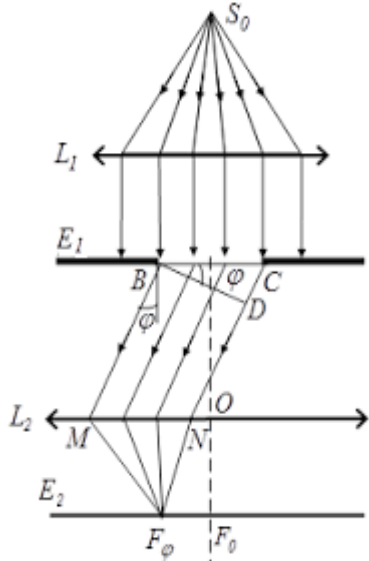


Рис. 33.1

Якщо джерело світла S_0 точкове (рис. 33.1), то його розміщують у фокусі збиральної лінзи (L_1). Після лінзи ми отримаємо паралельний пучок світла, який падає на перший екран E_1 в якому є прозора щілина BC . Під час проходження світла через щілину, буде відбуватись дифракція світла, тобто відхилення променів від попереднього напрямку поширення і перерозподіл інтенсивності світла за перешкодою. Дифракційну картину можна спостерігати на непрозорому екрані E_2 . Цей екран часто розташовують в фокальній площині іншої допоміжної лінзи L_2 , наявність якої необов'язкова. Ця лінза дозволяє міняти розмір установки (відстань до другого екрану) для більшої компактності. На рис. 33.1 зображений деякий пучок паралельних променів за щілиною, які допоміжна лінза сфокусує в додатковому фокусі F_φ в своїй фокальній площині. Слід відмітити, що такі пучки світла існують не для всіх кутів φ .

Для деяких кутів φ інтенсивність світла на екрані E_2 буде нульовою. Це схематично зображено на графіку залежності відносної інтенсивності I_φ / I_0 світла на екрані від $\sin \varphi$. Тут I_0 – інтенсивність світла для кута $\varphi = 0$, тобто інтенсивність центрального піку, I_φ – інтенсивність для деякого кута φ .

Іншими словами, на екрані E_2 буде спостерігатись дифракційна картина, що виглядає як набір світлих і темних смужок. В центрі знаходиться яскравий центральний пік, по бокам по черзі будуть розташовані темні і світлі смужки, інтенсивність яких буде швидко зменшуватись із збільшенням кута φ (рис. 33.2).

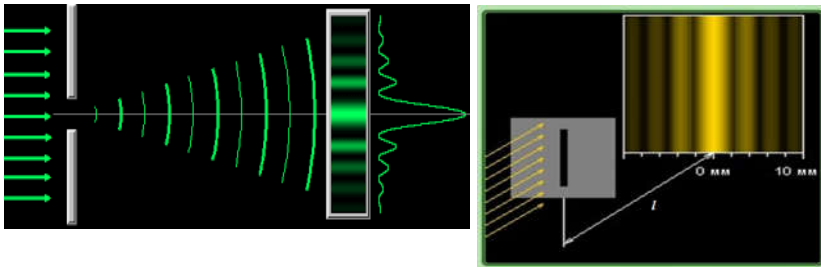


Рис. 33.2

Для більш докладного ознайомлення з дифракцією світла на щілині рекомендується переглянути наступні відеофрагменти:

дослід проведений в Масачусетському технологічному інституті(англійська): <https://www.youtube.com/watch?v=PgW7qaOZD0U>;

дослід проведений в Московському інженерно-фізичному інституті (російська): <https://www.youtube.com/watch?v=dQLxsTxd3PE>

Також можна переглянути інтерактивні симуляції:

https://www.walter-fendt.de/html5/phen/singleslit_en.htm

http://physics.bu.edu/~duffy/HTML5/double_slit.html

Отже, знайдемо математичні залежності, що визначають розподіл інтенсивності для дифракції світла на одній щілині як функцію кута φ . Нехай паралельний пучок монохроматичного світла падає перпендикулярно на непрозорий екран в якому є вузька щілина BC , ширина якої a (рис. 33.3). Будемо вважати, що довжина цієї щілини набагато більша за ширину. Згідно з принципом Гюйгенса–Френеля, точки щілини є вторинними джерелами когерентних хвиль, інтерференція яких і визначає розподіл інтенсивності світла за щілиною.

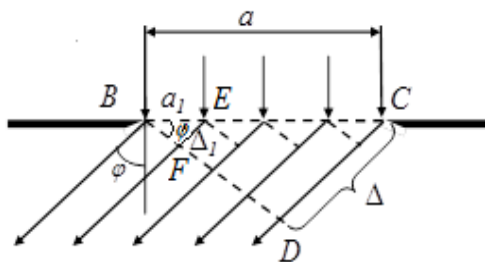


Рис. 33.3

Щілину BC можна розбити на зони Френеля, які мають вигляд смужок паралельних до бічних поверхонь щілини. Ширина кожної зони BE , позначена на рис. 33.3 як a_1 , визначається так, щоб різниця ходу від країв зони $\Delta_1 = EF$ дорівнювала би половині довжини падаючої монохроматичної хвилі:

$$\Delta_1 = \frac{\lambda}{2}. \quad (33.1)$$

З прямокутного трикутника BEF знаходимо ширину зони Френеля для певного кута φ :

$$a_1 = BE = \frac{EF}{\sin \varphi} = \frac{\Delta_1}{\sin \varphi}.$$

Ширина зон залежить від кута φ для якого ми визначасмо інтенсивність променів. Якщо кут $\varphi = 0$, то зона буде одна, шириною, що дорівнює ширині щілини. Якщо кут збільшувати, то ширина зон буде зменшуватись. Вторинні джерела, розташовані в сусідніх зонах будуть випромінювати з протилежними фазами для даного φ (тому що різниця ходу дорівнює $\lambda/2$) і будуть гасити інтенсивність променів в цьому напрямку. Всього на ширині щілини поміститься m зон Френеля:

$$m = \frac{a}{BE} = \frac{a \cdot \sin \varphi}{\Delta_1}. \quad (33.2)$$

Якщо m – парне число ($m = 2k$, $k = 1, 2, 3, \dots$), то для кута φ буде спостерігатись мінімум інтенсивності дифракційної картини. З формул (33.1) і (33.2) отримуємо **умови мінімуму дифракційної картини для однієї щілини**:

$$a \cdot \sin \varphi = \pm 2k \cdot \frac{\lambda}{2}, \quad k = 1, 2, 3, \dots \quad (33.3)$$

Знаки « \pm » у формулі (33.3) враховують той факт, що розташування мінімумів і максимумів інтенсивності дифракційної картини симетричне відносно центрального максимуму $\varphi = 0$ (рис. 33.1). Якщо для деякого кута φ число зон в щілині буде непарним ($m = 2k + 1$, $k = 1, 2, 3, \dots$), то в цьому напрямі буде спостерігатись максимум інтенсивності.

Умови максимуму дифракційної картини для однієї щілини:

$$a \cdot \sin \varphi = \pm(2k + 1) \cdot \frac{\lambda}{2}, \quad k = 1, 2, 3, \dots \quad (33.4)$$

Число k задає порядок максимуму. Для того, щоб визначити певну лінію в дифракційній картині, кажуть «максимум k -го порядку». Ще потрібно врахувати головний максимум, або максимум нульового порядку, що відповідає куту $\varphi = 0^\circ$.

Якщо для деякого кута число зон Френеля в щілині не буде цілим числом, то буде спостерігатись рівень інтенсивності менший, ніж для сусіднього максимуму розташованого ближче до центрального.

Отже, вигляд дифракційної картини залежить від довжини хвилі світла λ і ширини щілини a – формули (33.3) і (33.4). Ширина максимуму нульового порядку дорівнює відстані між двома мінімумами першого порядку (див. рис. 33.1). Кут, що визначає напрям на мінімум першого порядку визначається з формули (33.3) якщо $k = 1$, тобто:

$$\sin \varphi = \frac{\lambda}{a}. \quad (33.5)$$

Якщо відстань від щілини до екрану дорівнює l , то лінійний розмір головного максимуму на екрані Δx буде (множник 2 враховує симетрію відносно напрямі $\varphi = 0^\circ$):

$$\Delta x = 2l \cdot \sin \varphi = 2 \frac{\lambda}{a} l. \quad (33.6)$$

Як впливає з формули (33.6), **центральна яскрава дифракційна смужка буде шириною для більших довжин хвиль λ (для червоної ділянки спектру) і також ширина буде зростати із зменшенням ширини щілини a .**

Наприклад, нехай ширина щілини дорівнює довжині хвилі світла $a = \lambda$. Тоді, з формули (33.5):

$$\sin \varphi = \frac{\lambda}{a} = 1.$$

У цьому випадку $\varphi = 90^\circ$. Це означає, що головний максимум буде охоплювати весь простір за щілиною. Якщо збільшувати ширину щілини, то дифракційні смуги стануть вужчими і більш яскравими, на екрані з'являться максимуми вищих порядків. Якщо ширина щілини $a \gg \lambda$, то це буде випадок геометричної оптики. Дифракційні явища будуть спостерігатись лише на межі тіні і освітленої ділянки. Але ці явища дуже малопомітні, можна вважати, що є різка границя між освітленою ділянкою екрана і тінню.

Метод зон Френеля є наближеним. Точний розподіл інтенсивності дифракційної картини на екрані визначається формулою:

$$I_\varphi = I_0 \frac{\sin^2 \left(\frac{\pi a}{\lambda} \sin \varphi \right)}{\left(\frac{\pi a}{\lambda} \sin \varphi \right)^2}.$$

Якщо дослідити цю формулу на екстремуми, то для мінімумів інтенсивності отримаємо точно такий вираз, як і отриманий із зонної теорії Френеля – формула (33.3).

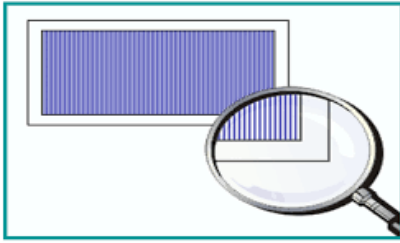
Положення максимумів буде незначно зміщеним відносно кутів, що визначаються формулою (33.4). Розбіжності дуже незначні, не перевищують кількох відсотків. Як впливає із точної формули, інтенсивність дифракційної картини швидко зменшується для максимумів більш високих порядків (із збільшенням кута φ), див. рис. 33.1:

$$I_0 : I_1 : I_2 : I_3 \rightarrow 1 : 0,045 : 0,016 : 0,0083.$$

33.2. Дифракція Фраунгофера на ґратці

Цей випадок дифракції світла найважливіший, бо його широко застосовують у методах спектрального аналізу.

Дифракційна ґратка – система з великої кількості однакових за шириною і паралельних одна одній щілин, що лежать в одній площині і відокремлених однаковими непрозорими проміжками (рис. 33.4, а).



a



б

Рис. 33.4

Дифракційна ґратка може також утворюватися і дзеркальними смужками, що відбивають світло. Наприклад, дифракція спостерігається під час відбивання світла від компакт-диску рис. 33.4, б. Видно, що під час відбивання денне світло розкладається в спектр. Номінальна відстань між доріжками для CD диску 1,6 мкм., що відповідає 625 доріжкам на 1 мм. Знайдемо математичні залежності, що визначають розподіл інтенсивності світла під час дифракції монохроматичного світла на ґратці (рис. 33.5).

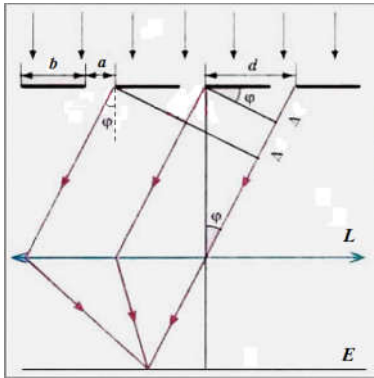


Рис. 33.5

Позначимо ширину щілини в ґратці літерою a , непрозорої ділянки між щілинами літерою b .

Величину $d = a + b$ називають **періодом дифракційної ґратки**.

Нехай на ґратку падає плоска монохроматична хвиля. Тоді на кожній із щілин ґратки буде відбуватися дифракція світла. Для тих напрямків, що відповідають мінімумам інтенсивності для однієї щілини буде спостерігатись мінімум і для всіх щілин ґратки (тому що щілини випромінюють когерентно і якщо для деякого кута φ світлові промені гасяться для однієї щілини, то це явище буде спостерігатись і для всіх щілин ґратки). Отже, ми знайшли **умову головних мінімумів дифракційної ґратки**:

$$a \cdot \sin \varphi = \pm k \lambda, \quad k = 1, 2, 3, \dots \quad (33.7)$$

Ця формула має точно такий вигляд, як і формула (33.3) для однієї щілини. В тих напрямках, де для однієї щілини спостерігались би максимуми, для дифракційної картини ґратки, що складається з N щілин картина буде складніша. Це зумовлено тим, що дифраговані від різних щілин когерентні промені світла будуть інтерферувати між собою. Різниця ходу променів, що йдуть від двох сусідніх щілин для певного напрямку, що задається кутом φ , буде однаковою для всіх щілин ґратки. Як видно з рис. 33.5: $\Delta = d \cdot \sin \varphi$.

В тих напрямках, для яких різниця ходу дорівнює цілому числу довжин хвиль, будуть спостерігатись інтерференційні максимуми. Отже, **умови головних максимумів дифракційної ґратки:**

$$d \cdot \sin \varphi = \pm m \lambda, \quad m = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (33.8)$$

Формула (33.8) схожа на (33.7), тільки у формулі для максимумів знаходиться період ґратки d , а в формулі для головних мінімумів – ширина щілини a . Оскільки завжди $d > a$, то кут між сусідніми головними максимумами завжди менший кута між сусідніми головними мінімумами. Число m задає порядок головного максимуму. Числу $m = 0$ відповідає кут $\varphi = 0$. В цьому напрямі знаходиться максимум нульового порядку або головний максимум. Причому його положення для всіх довжин хвиль однакове, на відміну від інших максимумів.

Між головними максимумами розташовані набагато слабші максимуми і мінімуми, які називають **вторинними або додатковими**. Так, **між сусідніми головними максимумами розташовуються $N - 1$ вторинних мінімумів, між якими знаходяться $N - 2$ вторинних максимумів. Умови для вторинних мінімумів:**

$$d \cdot \sin \varphi = \pm \left(m + \frac{p}{N} \right) \lambda, \quad p = 1, 2, 3, \dots, N - 1. \quad (33.9)$$

Вторинні максимуми знаходяться посередині між вторинними мінімумами.

Розглянемо, як розподіл інтенсивності дифракційної картини залежить від ширини щілини a , ширини непрозорої частини b і від кількості щілин в ґратці – N .

Вплив співвідношення розмірів прозорої і непрозорої ділянок дифракційної ґратки. Як уже було встановлено раніше, головні мінімуми для однієї щілини збережуть своє місцезнаходження на екрані і для ґратки, де ширина щілин така сама, але щілин багато.

На місці кожного максимуму для однієї щілини (крім головного) утвориться $(d/a) - 1$ максимум для ґратки. На місці головного максимуму для щілини утвориться $(2d/a) - 1$ головних максимумів для ґратки. Ці співвідношення можна дослідити за допомогою інтерактивної симуляції: http://physics.bu.edu/~duffy/HTML5/double_slit.html

На рис. 33.6 зображені дифракційні картини для ґратки, яка містить дві щілини (зелений колір). Ширина щілин однакова $a = 16$ мкм. Період ґратки ($d = a + b$) на рис. 33.6, а ($d = 32$ мкм) і на рис. 33.6, б ($d = 48$ мкм). Сірим кольором зображена інтенсивність дифракційної картини, яка спостерігалась би для однієї щілини. В першому випадку $d/a = 2$ видно, що на місці кожного головного максимуму для щілини утворився один максимум для ґратки.

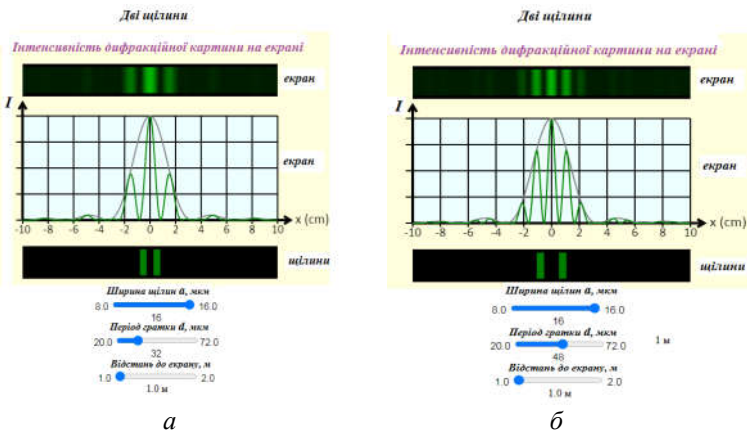


Рис. 33.6

На місці головного максимуму для щілини знаходиться 3 максимуми для ґратки. В другому випадку $d/a = 3$ видно, що на місці кожного головного максимуму для щілини утворилося два максимуми для ґратки. На місці головного максимуму для щілини знаходиться 5 максимумів для ґратки. Отже, можна зробити такий висновок: чим ширша непрозора ділянка між щілинами, тим ближче будуть розташовані головні максимуми, що відповідає формулі (33.8) для головних максимумів.

Вплив кількості щілин дифракційної ґратки N на вигляд дифракційної картини. Якщо коротко, то чим більше щілин, тим вузьчими стають головні максимуми дифракційної картини, тобто зростає роздільна здатність ґратки як спектрального інструмента. Крім того, їх інтенсивність зростає пропорційно квадрату кількості щілин $I \sim N^2$. На рис. 33.6 наведені нормовані на одиницю інтенсивності, насправді для двох щілин інтенсивність в 4 рази більша, ніж для однієї. Нижче наведені розподілення для однієї щілини і ґраток з співвідношенням $d/a = 3$ для двох, трьох і п'яти щілин (рис. 33.7):

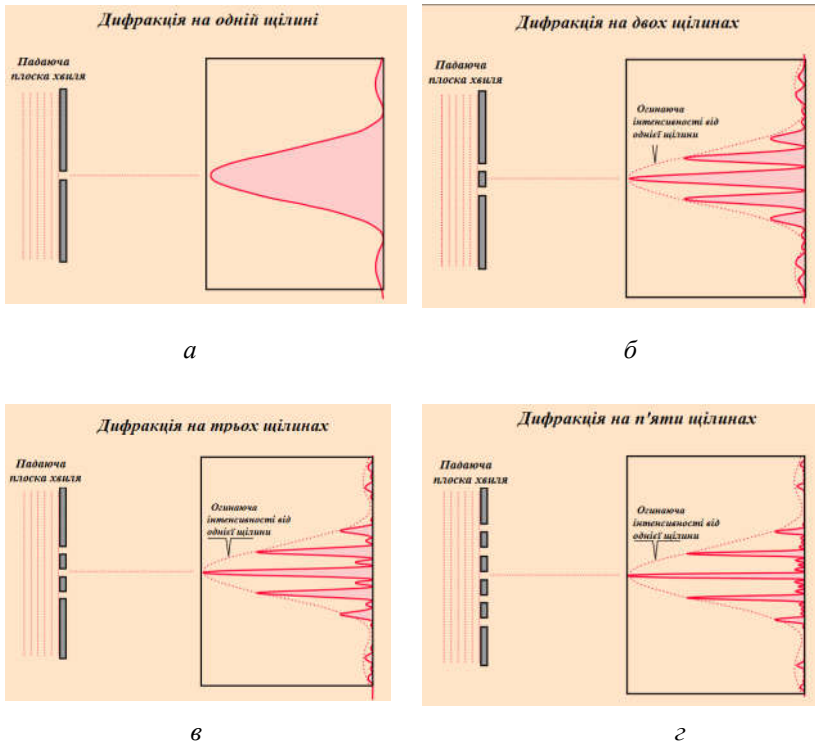


Рис. 33.7

Отже, для трьох щілин бачимо 2 вторинних мінімуми і один вторинний максимум, для ґратки з $N = 5$ вторинних мінімумів вже 4 і три вторинних максимуми. Видно, що головні максимуми стають більш вузькими для більшого числа щілин. Інтенсивність максимумів, як було вже встановлено, також зростає $I \sim N^2$ (рис. 33.8).

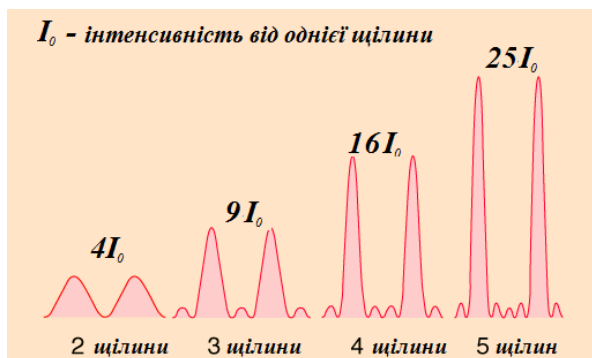


Рис. 33.8

Для докладнішого ознайомлення з дифракцією світла на ґратці рекомендується переглянути відеофрагмент:

<https://www.youtube.com/watch?v=xY3EFFZ3bjk>

Дифракцією на двох щілинах можна дослідити за допомогою інтерактивної симуляції (можна міняти довжину хвилі світла і відстань між щілинами): https://www.walter-fendt.de/html5/phen/doubleslit_en.htm

Гарна Java-симуляція знаходиться за посиланням: <https://www.compadre.org/OSP/document/ServeFile.cfm?ID=8331&DocID=919> (можна змінювати довжину хвилі, кількість щілин, їх ширину і відстань між ними).

Контрольні питання

1. Як визначити положення максимумів і мінімумів дифракційної картини для однієї щілини?
2. Як зміниться ширина центрального максимуму, якщо зменшити ширину щілини? Збільшити довжину хвилі падаючого світла?
3. Як визначити положення головних мінімумів, максимумів і вторинних мінімумів для дифракційної ґратки?
4. Якщо збільшити число щілин в ґратці на одиницю ширини, як зміняться дифракційні максимуми?
5. Як зміниться дифракційна картина від ґратки, якщо збільшувати ширину непрозорої ділянки між щілинами (ширина прозорої ділянки незмінна)?

Література: [1, с. 343–361; 4, с. 223–230]

Лекція 34.

Дифракційна ґратка.

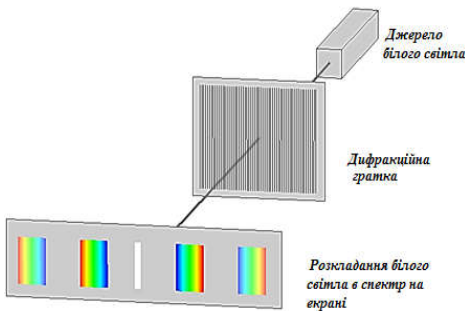
Дифракція рентгенівських хвиль

- Спектральні властивості ґраток
- Дифракція рентгенівських променів

34.1. Спектральні властивості ґраток

Дифракційні ґратки часто використовуються в якості спектральних приладів. Якщо направити на ґратку пучок білого світла, то отримаємо розкладання пучка в спектр (рис. 34.1).

Вигляд отриманих спектрів залежить від параметрів ґратки і характеризується такими величинами як *кутова дисперсія* D і *роздільна здатність* R .



Розглянемо формулу (33.8): для дифракційних максимумів:

$$d \cdot \sin \varphi = \pm m \lambda \dots$$

$$m = 0, 1, 2, 3 \dots,$$

де d – період ґратки; m – порядок максимуму, φ – кут відхилення світлових променів з довжиною хвилі λ .

Рис. 34.1

Для синуса кута відхилення отримуємо: *дифракційної ґратки*.

$$\sin \varphi = \pm \frac{m \lambda}{d} \dots m = 0, 1, 2, 3 \dots \quad (34.1)$$

Отже, в центрі дифракційної картини знаходиться максимум нульового порядку $m = 0$. Центральному максимуму відповідає кут $\varphi = 0$. Положення цього максимуму не залежить від довжини світлової хвилі λ , тому хвилі всіх довжин в центрі накладаються одна на одну і в результаті утворюють білу смужку (рис. 34.2).

Праворуч і ліворуч від центрального максимуму симетрично розташовані спектри першого порядку $m = \pm 1$.

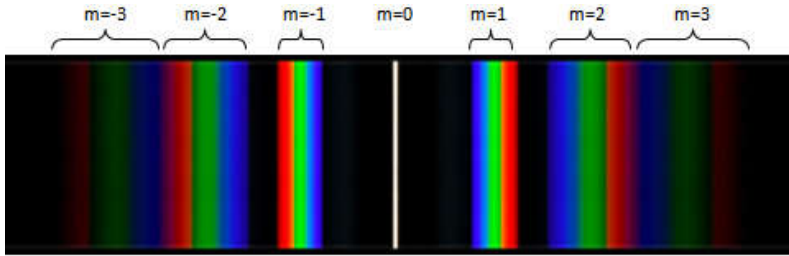


Рис. 34.2

Як видно з формули (34.1), в цьому випадку синус кута відхилення залежить від довжини падаючої на ґратку світлової хвилі. Оскільки довжина хвиль фіолетового і синього кольору найменша, то і кут відхилення таких променів ґраткою буде найменшим (фіолетовий колір має довжину хвилі $\lambda \approx 380$ нм, а червоному кольору відповідає довжина $\lambda \approx 770$ нм). Сильніше всього ґратка відхилятиме червоний діапазон хвиль. Ще далі від центру будуть знаходитись спектри другого порядку $m = \pm 2$. Як видно з рис. 34.2, для малих кутів φ ширина спектру 2 порядку приблизно вдвічі більша ніж першого. Це видно з формули (34.1), для $m = \pm 2$ кут відхилення для різних довжин світлової хвилі λ також збільшиться приблизно вдвічі. Слід відмітити, що інтенсивність спектрів вищого порядку швидко зменшується по мірі віддалення від центру. Також можлива ситуація, коли для спектрів вищого порядку внаслідок їх більшої ширини, можливе перекривання червоної ділянки спектру меншого порядку з синьою ділянкою спектру вищого порядку.

Як відбувається формування спектрів ґраткою і вплив на вигляд спектрів періоду ґратки d і довжини світлової хвилі λ за формулою (34.1), можна ознайомитись за допомогою інтерактивної симуляції: http://physics.bu.edu/~duffy/HTML5/diffraction_grating.html

Можна зробити висновок, чим більший порядок спектру, тим більша кутова відстань $\Delta\varphi$ між світловими хвилями, що відповідають однаковій різниці довжин хвиль $\Delta\lambda$. Також кутова відстань $\Delta\varphi$ між компонентами спектру зростає із зменшенням періоду ґратки d (тобто збільшенням числа штрихів N на одиницю ширини ґратки l : $d=l/N$).

Дифракційні ґратки використовують в основному як спектральні прилади для дослідження різних речовин. Кожен хімічний елемент має свій лінійчатий спектр, який визначається внутрішньою будовою атомів, а саме конфігурацією його електронних оболонок.

Під час переходу атомів із збудженого стану в основний, електрони переходять з вищих енергетичних рівнів на вільні рівні з меншою енергією. Під час таких переходів випромінюються кванти світла строго визначеної частоти і енергії. Утворюється тонька смужка в спектрі такого елемента, яку можна побачити за допомогою спектрального приладу, наприклад – дифракційної ґратки. Кожен хімічний елемент має строго визначений набір таких спектральних ліній, тому за допомогою спектрального аналізу можна визначити склад речовини, що випромінює світло. Ще слід відмітити, що хімічні елементи мають не тільки строго визначені спектри випромінювання, але і відповідні їм спектри поглинання. Тобто на якій частоті елемент випромінює, на тій самій частоті буде відбуватись і поглинання зовнішніх світлових квантів.

Для прикладу на рис. 34.3, б наведені спектри випромінювання і поглинання водню. Вгорі наведено суцільний спектр, що відповідає білому світлу (рис. 34.3, а). Очевидно, чому спектри хімічних елементів називають лінійчатими. Спектр випромінювання водню можна отримати, якщо направити в спектральний прилад випромінювання збуджених атомів газу. Це можна здійснити наприклад, нагріваючи газ в посудині або пропускаючи через нього електричний струм. Спектр поглинання можна отримати, якщо розглядати біле світло, що пройшло через посудину з воднем.

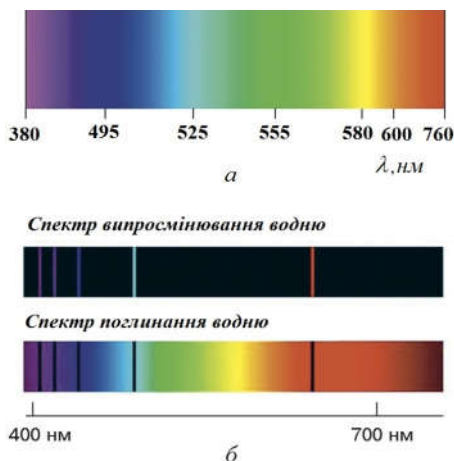


Рис. 34.3

Для ознайомлення із спектрами деяких хімічних елементів рекомендується переглянути інтерактивну симуляцію:

http://physics.bu.edu/~duffy/HTML5/emission_spectra.html

Більш докладна інтерактивна симуляція спектрів елементів отриманих за допомогою дифракційної ґратки – за посиланням:

<https://www.thephysicsaviary.com/Physics/Programs/Labs/EmissionSpectra/>

Першу найпростішу дифракційну ґратку виготовив Д. Ріттенхаус у 1785 р. Але в той час його відкриття залишилось не поміченим. В 1814 р. німецький фізик Йозеф Фраунгофер за допомогою саморобної дифракційної ґратки, виготовленої з тоненьких паралельних дротин із зазорами між ними, почав досліджувати спектр Сонця. Виявилось, що спектр Сонця не суцільний, а містить безліч темних ліній. Ці лінії отримали назву фраунгоферових (рис. 34.4).

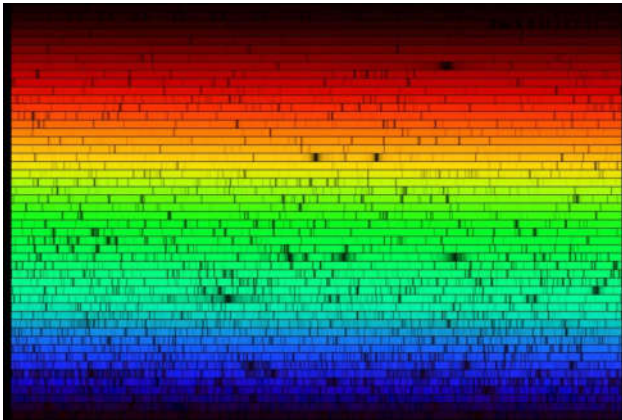


Рис. 34.4

Ці лінії в спектрі Сонця утворюються внаслідок поглинання квантів світла, що випромінюються поверхнею, під час проходження ними холодніших зовнішніх шарів атмосфери. Якщо порівнювати ці лінії з лініями випромінювання відомих хімічних елементів, то можна визначити хімічний склад Сонця. Фраунгофер виділив і описав близько 570 таких ліній. Пізніше, такі ж лінії виявились в світлі, що дійшло до нас від інших зірок. Появилась можливість за допомогою спектрального аналізу визначити хімічний склад цих небесних тіл. Так, було встановлено, що Сонце складається переважно з водню 73 % маси. Були виявлені також лінії кисню, літію, натрію, в невеликій кількості заліза (все разом 2 % маси). Решта 25 % маси припадає на гелій. Цікава історія відкриття цього елемента, тому що він вперше був виявлений на Сонці за допомогою спектроскопу. Були відкриті лінії, які не могли належати жодному відомому в той час елементу на Землі.

Французький вчений П'єр Жансен, перебуваючи під час повного сонячного затемнення в індійському місті Гунтур 18 серпня 1868 р., вперше досліджував хромосферу Сонця. Йому вдалося налаштувати спектроскоп таким чином, щоб спектр корони Сонця можна було спостерігати не тільки під час затемнення, а й у звичайні дні. На наступний же день спектроскопія сонячних протуберанців поряд з лініями водню – синьою, зелено-блакитною і червоною – виявила дуже яскраву жовту лінію, спочатку прийняту Жансеном та іншими астрономами, що спостерігали її за лінію D натрію. Жансен негайно написав про це до Французької Академії наук. Згодом було встановлено, що яскраво-жовта лінія в сонячному спектрі не збігається з лінією натрію і не належить жодному з раніше відомих хімічних елементів.

Через два місяці, 20 жовтня, англійський астроном Норман Лок'єр, не знаючи про досліди французького колеги, також провів дослідження сонячного спектру. Виявивши невідому жовту лінію з довжиною хвилі 588 нм (більш точно 587,56 нм), він позначив її D^3 , оскільки вона була дуже близько розташована дофраунгоферових ліній D^1 (589,59 нм) і D^2 (588,99 нм) натрію. Через два роки Лок'єр пояснив її походження присутністю на Сонці нового елемента та спільно з англійським хіміком Едвардом Франкландом, у співпраці з яким він працював, запропонував дати новому елементу назву «гелій» (від давньогрец. γήλιος – «сонце»).

Зрозуміло, що якщо за допомогою ґратки вивчають певні спектральні лінії, то роздивитись окремо дві лінії легше, якщо кутова відстань між ними більша. Властивість ґратки розділяти спектральні лінії характеризують *кутовою дисперсією* D :

– *Кутною дисперсією ґратки називають величину:*

$$D = \frac{d\varphi}{d\lambda}, \quad (34.2)$$

де $d\varphi$ – кутова відстань між двома спектральними лініями, яким відповідають довжини хвиль λ та $\lambda + d\lambda$.

Взагалі, дисперсія (лат. dispersio – розсіювання) може означати залежність якогось параметра середовища на шляху хвилі від її довжини (частоти). Наприклад, це може бути залежність діелектричної проникності від частоти, коефіцієнту заломлення середовища (відповідно і швидкості поширення хвилі) від частоти (наприклад, цим пояснюється утворення спектру в скляній призмі). В даному випадку, дисперсія пов'язана з залежністю кута дифракції від довжини падаючої на ґратку хвилі.

Для визначення дисперсії дифракційної ґратки диференціюємо вираз для головних максимумів:

$$d \cdot \sin \varphi = m\lambda,$$

диференціал функції однієї змінної $f(x)$ дорівнює похідній функції помноженій на dx – диференціал аргументу: $df(x) = f'(x) \cdot dx$). Отже:

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

Якщо кут дифракції φ близький до нуля, то $\cos \varphi \approx 1$, і можна записати:

$$D = \frac{d\varphi}{d\lambda} = \frac{m}{d}. \quad (34.3)$$

Якщо врахувати, що період ґратки d , який дорівнює сумі ширини щілини a і непрозорої ділянки між щілинами b , дорівнює $d = a + b = l / N$, де l – ширині ґратки і N число щілин, то отримуємо ще одну формулу для **дисперсії ґратки**:

$$D = \frac{d\varphi}{d\lambda} = \frac{mN}{l}. \quad (34.4)$$

Проте велика дисперсія ґратки ще не означає, що дві спектральні лінії з близькими довжинами хвиль λ і $\lambda + d\lambda$ можна буде спостерігати окремо. На рис. 34.5 наведено розподіл інтенсивності $I(\varphi)$ для двох однакових спектральних ліній на ґратках з однаковою кутковою дисперсією, але різним числом щілин N :

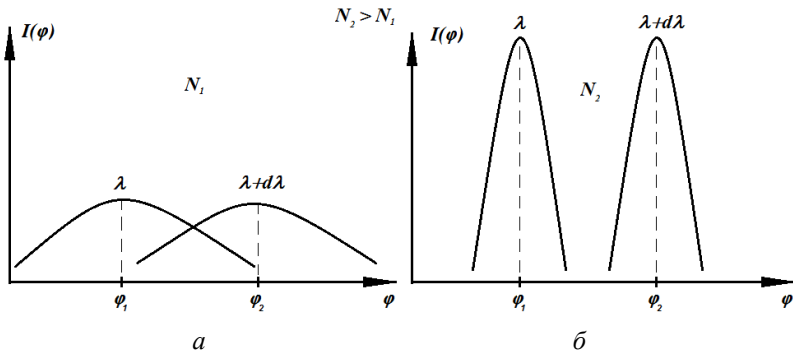


Рис. 34.5

Видно, що кутова відстань $\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1$ між спектральними максимумами для довжин хвиль λ та $\lambda + d\lambda$ однакова. Але у випадку *a* максимуми розмиті і сильно накладаються один на інший. Це перекриття може значно ускладнити розрізнення цих ліній. В цьому випадку **роздільна здатність** ґратки *a* є нижчою, чим в ґратки *b*.

– **Спектральною роздільною здатністю ґратки** називають найменшу різницю довжин хвиль двох спектральних ліній $\delta\lambda$, за якої спектральний прилад розрізняє їх як окремі.

– **Роздільною здатністю ґратки** називають відношення довжини хвилі до спектральної роздільної здатності:

$$R = \frac{\lambda}{\delta\lambda}. \quad (34.5)$$

Для того, щоб була визначеність в питанні розрізнення окремих спектральних ліній і знаходження величини **спектральної роздільної здатності** $\delta\lambda$, Релей запропонував наступний критерій:

– **Критерій Релея:** спектральні лінії з довжинами хвиль λ та $\lambda + \delta\lambda$ вважаються розділеними, якщо головний максимум дифракційної ґратки для хвилі $\lambda + \delta\lambda$ співпадає з першим вторинним мінімумом того самого порядку для хвилі λ (рис. 34.6).

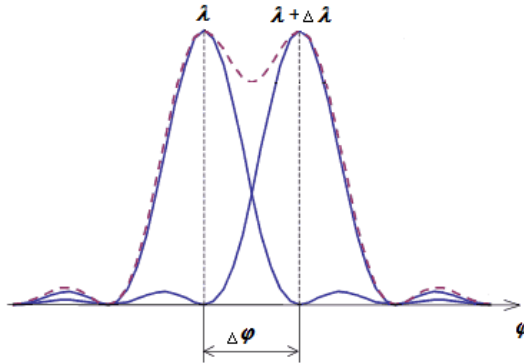


Рис. 34.6

Як впливає з формули (34.5) для головного максимуму порядку m для світлової хвилі з довжиною $\lambda + \delta\lambda$:

$$d \cdot \sin \varphi = m \cdot (\lambda + \delta\lambda).$$

Цей максимум співпадає за кутом дифракції φ з першим вторинним мінімумом того самого порядку m для хвилі з довжиною λ (рис. 34.6). Як впливає з формули (51), перший вторинний мінімум порядку m для хвилі з довжиною λ знаходиться в напрямку кута φ , який визначається виразом:

$$d \cdot \sin \varphi = \left(m + \frac{p}{N} \right) \lambda,$$

де p – номер вторинного мінімуму, в даному випадку $p = 1$). Отже, прирівнюючи праві частини цих формул, отримуємо:

$$m \cdot (\lambda + \delta\lambda) = \left(m + \frac{1}{N} \right) \lambda.$$

Звідки для **спектральної роздільної здатності**:

$$\delta\lambda = \frac{\lambda}{mN}. \quad (34.6)$$

Для **роздільної здатності ґратки** отримуємо:

$$R = \frac{\lambda}{\delta\lambda} = m \cdot N. \quad (34.7)$$

Отже, роздільна здатність зростає із збільшенням порядку спектру m (але при цьому швидко зменшується інтенсивність спектральних ліній), і зростає із збільшенням кількості щілин N .

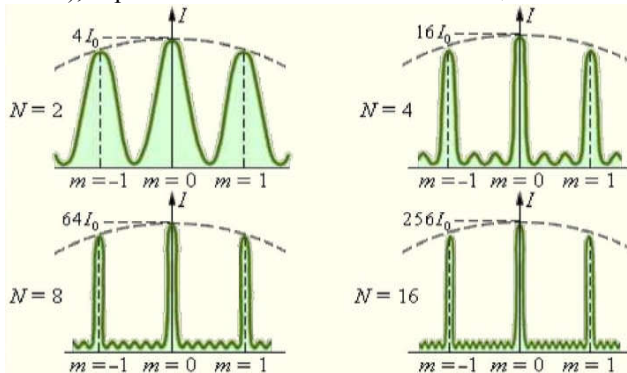


Рис. 34.7

Якщо збільшувати кількість щілин, то інтенсивність спектральних ліній буде зростати пропорційно квадрату їх числа – $I \sim N^2$. Так, на рис. 34.7 зображені залежності інтенсивності дифракційних ліній для деякої монохроматичної зеленої світлової хвилі від числа щілин в ґратці. Тут I_0 – інтенсивність для однієї щілини. Інтенсивність ліній для ґратки з 16 щілин в 256 раз більша і лінії набагато вужчі.

Перші ґратки, що були виготовлені Фраунгофером, мали 136 щілин на 1 см. Сучасні ґратки мають до 2400 штрихів на 1 мм. Роздільна здатність таких ґраток має величину порядку 100–400 тис. і більше. Для того, щоб розрізнити знаменитий дублет натрію D^1 (589,59 нм) і D^2 (588,99 нм) потрібна роздільна здатність:

$$R \approx \frac{\lambda}{\delta\lambda} = \frac{D^1}{D^2 - D^1} = \frac{588,99}{589,59 - 588,99} \approx 1000.$$

34.2. Дифракція рентгенівських променів

Рентгенівське випромінювання – електромагнітні хвилі з довжиною $10^{-10} \text{ м} \leq \lambda \leq 8 \cdot 10^{-8} \text{ м}$ (видимий спектр відповідає діапазону $3,8 \cdot 10^{-7} \text{ м} \leq \lambda \leq 7,6 \cdot 10^{-7} \text{ м}$).

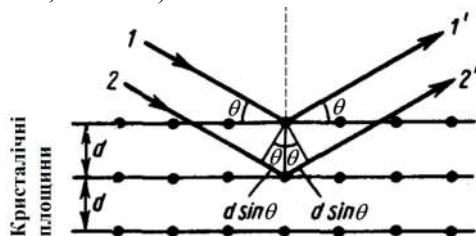


Рис. 34.8

Для того, щоб розкласти рентгенівське випромінювання в спектр, потрібні дифракційні ґратки з періодом порядку довжини рентгенівської хвилі, тобто порядку атомних розмірів. Такими періодичними просторовими структурами можуть слугувати кристали. Атоми в кристалах утворюють певні площини, розташовані періодично в просторі на відстанях порядку довжини рентгенівських хвиль. Тому, відбиваючись від цих площин, рентгенівські промені можуть утворювати дифракційні картини.

Розглянемо промінь рентгенівського випромінювання 1–2, що падає на кристал під кутом θ (рис. 34.8). Відбиваючись від крист-

талічних площин, промені $1' - 2'$ набувають певної різниці ходу на виході з кристалу, інтерферують між собою і створюють дифракційну картину на екрані. Тут розглядають кут між падаючим пучком і поверхнею кристала θ , а не між пучком і перпендикуляром до поверхні, як в законах заломлення. Тому кут θ називають кутом ковзання. Якщо d – відстань між кристалічними площинами, то як видно з рис. 34.8 різниця ходу між променями $1'$ і $2'$ на виході буде: $\Delta = 2d \sin \theta$.

Якщо $\Delta = 2m \frac{\lambda}{2}$ де $m = 1, 2, 3, \dots$, то на екрані, на який падають промені $1' - 2'$ буде спостерігатись максимум інтерференційної картини. Отже, в цьому найпростішому випадку, умову максимуму для кута ковзання θ можна записати у вигляді:

$$2d \sin \theta = m\lambda \quad m = 1, 2, 3, \dots \quad (34.8)$$

Цю формулу називають **формулою Вульфа–Брегга**.

Отже, якщо опромінювати кристал рентгенівськими променями і повертати його в різних напрямках, то для деяких кутів ковзання будуть спостерігатись дифракційні максимуми. Ці напрями несуть інформацію про розташування атомних площин в кристалі і про відстані між ними. Дифракція рентгенівського випромінювання виявилась важливим інструментом для визначення внутрішньої будови не тільки кристалів, а також рідин, аморфних тіл і навіть таких складних структур як органічні молекули. Розділ фізики, що вивчає мікроскопічну будову тіл на основі дифракції рентгенівських хвиль, називається **рентгеноструктурним аналізом**.

Докладніше можна дослідити дифракцію променів на різних мікроструктурах і отримати відповідні дифракційні картини за допомогою інтерактивних симуляцій:

2D model: <https://www.compadre.org/osp/EJSS/4656/305.htm>

3D model: <https://www.compadre.org/osp/EJSS/4655/304.htm>

Контрольні питання

1. Що таке кутова дисперсія ґратки? Як її визначити?
2. Роздільна здатність ґратки. Від яких параметрів вона залежить?
3. Як формулюється критерій Релея розрізнення сусідніх дифракційних максимумів?
4. Чому для дифракції на кристалах використовують рентгенівське випромінювання?

Література: [1, с. 343–361; 4, с. 223–230]

Лекція 35. Поляризація світла

- Явище поляризації світла
- Поляризація світла при відбиванні. Формула Брюстера
- Приклади використання явища поляризації

35.1. Явище поляризації світла

У 1861 р. Джеймс Клерк Максвелл узагальнив експериментальні роботи своїх попередників і опублікував свої знамениті 4 рівняння, що описували електромагнітні явища. Він опирався на встановлені в той час закон Кулона, що визначав силову взаємодію між зарядами, закон Ампера, що визначав силову взаємодію між струмами, також на закон електромагнітної індукції Фарадея, який стверджував, що змінні магнітні поля породжують перпендикулярні до них вихрові електричні поля. Максвелл прийшов до висновку, що змінне електричне поле також створює навколо себе вихрове магнітне поле, яке перпендикулярне до ліній напруженості електричного. Взаємно породжуючи один одного, вони утворюють єдине змінне електромагнітне поле, точніше електромагнітну хвилю, що поширюється в просторі із швидкістю світла $c \approx 300\,000$ км/с.

Передбачені теоретично Максвелом електромагнітні хвилі у 1888 р. вперше зміг отримати і дослідити німецький фізик Генріх Герц. Досліджуючи властивості цих хвиль, він все більше впевнювався в тому, що світло також являє собою електромагнітну хвилю.

Із законів Максвелла випливає, що *електромагнітна хвиля поперечна*. *Вектори напруженості електричного поля \vec{E} і індукції магнітного поля \vec{B} коливаються в перпендикулярних площинах і перпендикулярно до напрямку (або швидкості) поширення хвилі* (рис. 35.1):

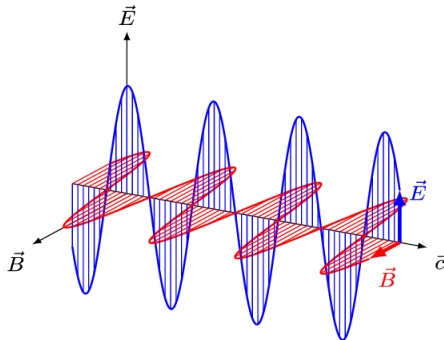


Рис. 35.1

Докладно можна ознайомитись за посиланням:

<https://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/archive/9/99/20170601183128%21EM-Wave.gif>

Особливе значення має напрям коливань вектору напруженості електричного поля \vec{E} . Як показали досліди, саме цей вектор зумовлює більшість наслідків під час взаємодії світла з речовиною. Тому вектор напруженості електричного поля \vec{E} часто називають **світловим вектором**. Світлові хвилі випромінюються атомами речовини хаотично. Тому в природньому світлі присутні коливання з усіма можливими напрямками орієнтації **світлових векторів** \vec{E} (рис. 35.2).

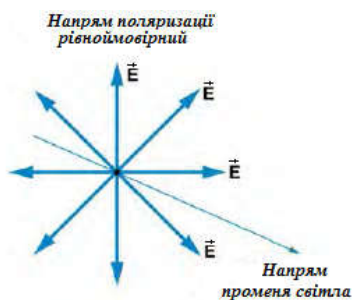


Рис. 35.2

– Світло, в якому напрям коливань вектору напруженості електричного поля \vec{E} якимось чином впорядкований, називають **поляризованим**.

Наприклад, якщо коливання вектора \vec{E} відбуваються в одній незмінній площині, то таке світло називають **лінійно (або плоскою) поляризованим**.

Якщо **поляризація еліптична**, то вектор напруженості \vec{E} описує еліпс в площині перпендикулярній напрямку розповсюдження променя світла. можна отримати додавши два лінійно поляризованих променів світла, площини поляризації яких перпендикулярні і між якими є відмінний від нуля зсув фаз. (Якщо такий зсув відсутній, або кратний π , то отримаємо лінійну поляризацію). Якщо амплітуди цих лінійно поляризованих в перпендикулярних площинах променів однакові, то отримаємо **колову поляризацію**.

На рис. 35.3 показано процес утворення еліптичної або колової поляризації з двох лінійно поляризованих променів.

Світлові вектори рухаються в хвилі по спіралі навколо напрямку поширення. Коло чи еліпс ці вектори описують якщо дивитися вздовж променя (див. рис. 35.4).

Лінійну поляризацію світла можна отримати за допомогою спеціальних пристроїв, які називають **поляризаторами**. Їх виготовляють з різних природних кристалів, які мають певну анізотропію (залежність від напрямку) своїх оптичних властивостей. Якщо точніше, то всі прозорі кристали (крім кристалів кубічної системи, які оптично ізотропні) є оптично анізотропними. Їх відносна діелектрична

проникність ϵ і показник заломлення $n \sim \sqrt{\epsilon}$ залежать від напрямку електричного вектору \vec{E} світлової хвилі.

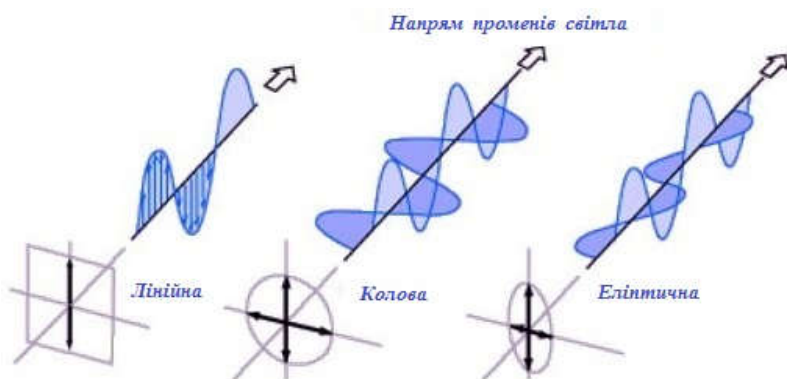


Рис. 35.3

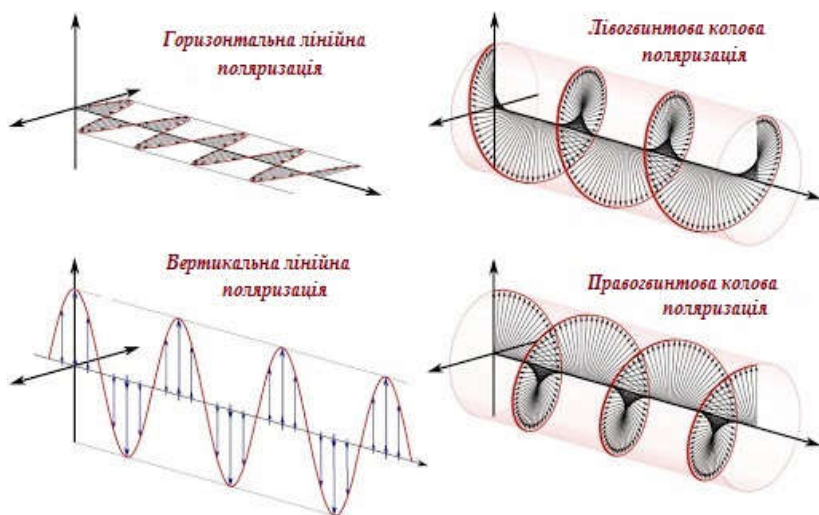


Рис. 35.4

З кристалів виготовляють призми, які мають різні властивості по відношенню до променів різної орієнтації світлового вектору \vec{E} . Найпростіші подібні прилади пропускають через себе промені тільки з світловими векторами \vec{E} паралельними деякій осі OO' , яку часто

називають **віссю поляризатора**. Якщо напрям світлового вектору перпендикулярний цій осі, то такий промінь через поляризатор не пройде.

Візьмемо один такий поляризатор і пропустимо через нього промінь природнього світла (рис. 35.5). В природньому світлі орієнтація світлового вектору \vec{E}_0 відносно напрямку поширення – рівномірна. Після проходження поляризатора на виході отримаємо плоскополяризовану хвилю з напрямком світлового вектору \vec{E}_p паралельним осі поляризатора.

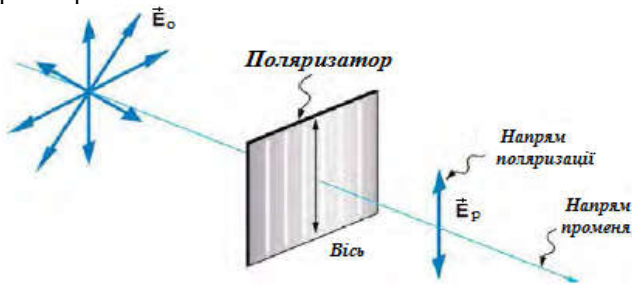


Рис. 35.5

Якщо розглядати через поляризатор оточуючий світ, то буде помітна деяка втрата інтенсивності (яскравості) отриманої картини. Якщо повертати поляризатор навколо променя світла, то інтенсивність мінятись не буде. Звичайно, площина поляризації отриманої плоскополяризованої хвилі також буде змінюватись, але око людини не розрізняє напрямку поляризації. Якщо ж додати ще один поляризатор вже на шляху плоскополяризованого променя, то картина буде інша. Такий додатковий поляризатор часто називають **аналізатором**, бо за його допомогою вивчають плоскополяризоване світло. Аналізатор і поляризатор нічим не відрізняються і їх можна міняти місцями без будь-яких наслідків по відношенню до отриманої картини. Якщо осі поляризатора і аналізатора паралельні (рис. 35.6, а), то поляризований промінь пройде через аналізатор без затримки. Якщо дивитись крізь таку систему на оточуючі предмети, то як і для простого поляризатора, можна побачити оточуючий світ, правда інтенсивність картини буде трохи меншою. Якщо вісь аналізатора і вісь поляризатора перпендикулярні (рис. 35.6, в), то світло через таку систему зовсім не пройде, система стане непрозорою. Якщо осі утворюють певний кут θ , як на (рис. 35.6, б) то тільки частка поляризованого променя, а саме компонента $\vec{E}_p \cdot \cos\theta$ паралельна осі аналізатора пройде на вихід системи. Прозорість повністю не втратиться, але інтенсивність світла на

виході значно зменшиться. Таким чином, отримана система нагадує оптичний кран, від повороту аналізатора буде залежати прозорість.

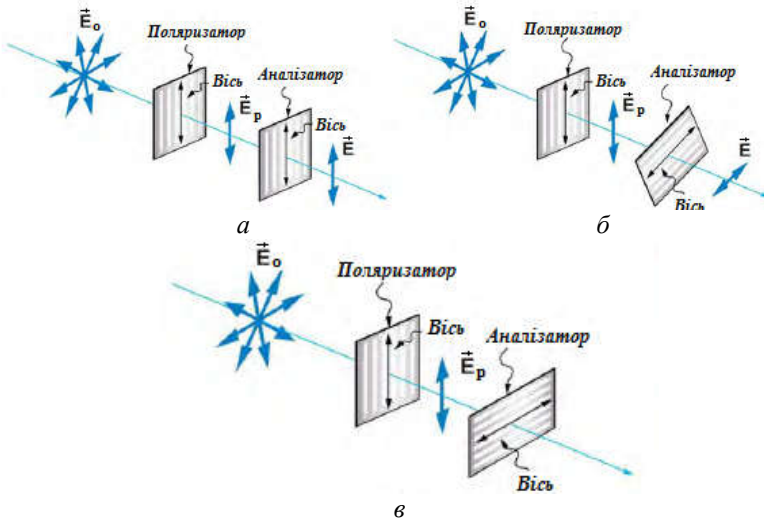


Рис. 35.6

Знайдемо математичні формули, що визначають інтенсивність світла, що пройшло через оптичну систему яка складається з поляризатора і аналізатора. Розглянемо спочатку проходження лінійно поляризованого променя через аналізатор (рис. 35.7). Якщо між площиною поляризації падаючого променя \vec{E}_p і віссю аналізатора існує деякий кут θ , то через аналізатор пройде лише паралельна осі складова цього вектора:

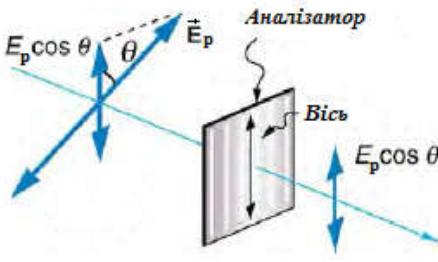


Рис. 35.7

$$E_{\parallel} = E_p \cos \theta. \quad (35.1)$$

Оскільки інтенсивність світла це енергія, що переноситься променем через одиницю площі перпендикулярної поверхні в одиницю часу, а густина електричної енергії пропорційна *поляризації через аналізатор* квадрату напруженості електричного поля:

$$\omega = \frac{W}{V} = \frac{1}{2} \epsilon \epsilon_0 E^2,$$

то інтенсивність світлової хвилі, також буде пропорційною квадрату напруженості електричного поля $I \sim E^2$. В свою чергу, напруженість хвилі що пройшла через аналізатор відрізняється від напруженості поля до аналізатора множителем $\cos \theta$, формула (35.1), отже для інтенсивності світла, що пройшло через аналізатор можна записати:

$$I = I_p \cdot \cos^2 \theta, \quad (35.2)$$

де I_p – інтенсивність плоскополяризованої хвилі до аналізатора. Ця формула виражає собою **закон Малюса**:

– **Інтенсивність світла, що пройшла через аналізатор I , прямо пропорційна інтенсивності плоскополяризованого світла до аналізатора I_p , помноженій на квадрат косинуса кута θ між площиною поляризації і оптичною віссю аналізатора.**

Якщо кристал аналізатора не абсолютно прозорий, то це потрібно врахувати за допомогою **коефіцієнта пропускання аналізатора k_a** . Цей коефіцієнт показує яка частка енергії променя проходить через кристал. Він змінюється від нуля (для непрозорого кристалу) до одиниці (для абсолютно прозорого). Отже, формулу (35.2) з урахуванням прозорості кристалу аналізатора, можна переписати у вигляді:

$$I = k_a \cdot I_p \cdot \cos^2 \theta. \quad (35.3)$$

Розглянемо тепер проходження природнього світла через поляризатор (рис. 35.5). Оскільки в природньому світлі всі напрямки поляризації (значення кута θ) рівноймовірні, то для інтенсивності плоскополяризованої хвилі можна записати:

$$I_p = \langle I_0 \cdot \cos^2 \theta \rangle = I_0 \cdot \langle \cos^2 \theta \rangle,$$

де $\langle \cos^2 \theta \rangle$ – середнє значення квадрата косинуса кута між площиною поляризації і віссю поляризатора:

$$\begin{aligned} \langle \cos^2 \theta \rangle &= \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \cos^2 \theta \cdot d\theta = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \cos 2\theta \right) \cdot d\theta = \\ &= \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{1}{2} \cdot \int_0^{2\pi} d\theta + \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{1}{2} \cdot \int_0^{2\pi} \cos 2\theta \cdot d\theta, \\ \langle \cos^2 \theta \rangle &= \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{1}{2} \cdot \theta \Big|_0^{2\pi} + \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{1}{4} \sin 2\theta \Big|_0^{2\pi} = \frac{1}{2}. \end{aligned}$$

Отже, *інтенсивність плоскополяризованої хвилі дорівнює половині інтенсивності природнього світла до поляризатора:*

$$I_p = \frac{1}{2} \cdot I_0. \quad (35.4)$$

Якщо кристал поляризатора не абсолютно прозорий, то це потрібно врахувати за допомогою *коефіцієнта пропускання поляризатора* k_p .

$$I_p = \frac{1}{2} \cdot k_p \cdot I_0. \quad (35.5)$$

Якщо тепер підставити отриманий вираз (35.5) для інтенсивності плоскополяризованої хвилі в рівняння (35.3), то отримаємо формулу для інтенсивності світла, що пройшло через оптичну систему поляризатор-аналізатор (рис. 35.6):

$$I = \frac{1}{2} \cdot k_p \cdot k_a \cdot I_0 \cdot \cos^2 \theta. \quad (35.6)$$

Системи з двох поляризаторів можна дослідити за посиланнями:

http://physics.bu.edu/~duffy/HTML5/polarized_light_onepolarizer.html

https://www.vascek.cz/data/android/physicsatschool/template.php?s=opt_polarizacefiltr&l=en

35.2. Поляризація світла при відбиванні. Формула Брюстера

Якщо природнє світло падає на границю поділу двох діелектриків (наприклад повітря і скла), то відбитий і заломлений промені виявляться частково поляризованими.

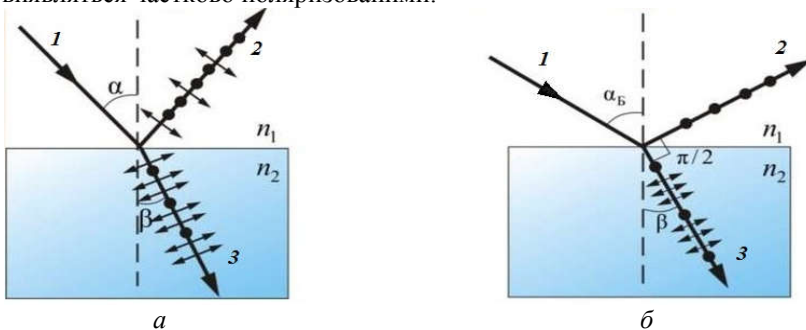


Рис. 35.8

У відбитому промені переважають коливання світлового вектора \vec{E} перпендикулярні до площини падіння (позначимо їх \bullet), а в заломленому – паралельні площині падіння (позначимо їх \uparrow), рис. 35.8, а:

– **Закон Брюстера:** при куті падіння променя на межу поділу двох середовищ, що дорівнює куту Брюстера α_B , відбитий промінь є повністю плоскополяризованим. Кут Брюстера задовольняє умові:

$$\boxed{\operatorname{tg} \alpha_B = n_{21} = \frac{n_2}{n_1}}, \quad (35.7)$$

тобто тангенс **кута Брюстера** дорівнює відносному показнику заломлення середовищ n_{21} . Вираз (35.7) називають **формулою Брюстера**.

Ступінь поляризації заломленого променя під час падіння світла на межу середовищ під **кутом Брюстера** α_B досягає максимального значення, проте не на 100 %, його поляризація залишається частковою (рис. 35.8, б), – промінь 3.

Можна довести, що якщо промінь світла падає на межу середовищ під **кутом Брюстера**, то заломлений (3) і відбитий (2) промені мають між собою прямиий кут – 90° (рис. 35.8, б). Дійсно:

$$\operatorname{tg} \alpha_B = \frac{\sin \alpha_B}{\cos \alpha_B}, \quad n_{21} = \frac{\sin \alpha_B}{\sin \beta}.$$

Отже, з наведених формул і **формули Брюстера** (35.7) випливає, що $\cos \alpha_B = \sin \beta$. Якщо $\beta = \pi / 2 - \alpha_B$ це можливо, або $\beta + \alpha_B = \pi / 2$. Якщо врахувати, що кут відбивання дорівнює куту падіння і що розгорнутий кут дорівнює 180° , то з рис. 35.8, б відразу випливає, що кут між заломленим (3) і відбитим (2) променями прямиий.

35.3. Приклади використання явища поляризації

Поляризоване світло можна отримати не тільки за допомогою призм, але і тонких плівок з кристалів. В цьому випадку використовують **явище дихроїзму**. В анізотропних кристалах падаючий промінь розділяється на **звичайний** і **незвичайний промені**. Незвичайний промінь є плоскополяризованим. Коефіцієнт пропускання (прозорості) в цих кристалах різний для **звичайного** і **незвичайного променів**. Це і є **явище дихроїзму**.

Пластинка *турмаліну* завтовшки в 1 мм. практично повністю поглинає звичайний промінь, і світло, що проходить через неї, буде плоскополяризованим. Плівка завтовшки 0,1 мм, на яку нанесено кристалики *генатиту*, повністю поглинає звичайний промінь видимої області спектру. Поляризатори, для створення яких використано явище *дихроїзму* називають *поляроїдами*.



Рис. 35.9

Поляроїди використовують для виготовлення світлофільтрів і окулярів. Наприклад, на рис. 35.9 зображені дві фотографії струмка. Точка зйомки однакова. Фотографія ліворуч отримана з використанням поляризаційного світлофільтра, а праворуч – без нього. Відбитий від поверхні води промінь завжди частково поляризований, а для кута Брюстера, що визначається співвідношенням:

$$\operatorname{tg}\alpha_B = \frac{n_2}{n_1} \approx \frac{1,33}{1} = 1,33,$$

(абсолютний показник заломлення води $n_2 \approx 1,33$ а повітря $n_1 \approx 1$) відбитий промінь буде повністю плоскополяризованим. *Кут Брюстера* для води $\alpha_B \approx \operatorname{arctg}(1,33) \approx 53^\circ$.



Рис. 35.10

Тобто для повної поляризації відбитого променя від поверхні води Сонце має бути над обрієм на висоті приблизно $\varphi = 90^\circ - \alpha_B \approx 37^\circ$. Як видно з рис. 35.9, поляризаційний світлофільтр дозволяє значно послабити відблиски відбитих променів.

Крім світлофільтрів поляроїди використовують також для виготовлення окулярів. Такі окуляри гасять яскравість відбитих від різних поверхонь яскравих відблисків світла. Якщо нанести поляроїдну плівку на фари і використовувати окуляри з перпендикулярним розташуванням осі плівки поляроїда, то можна значно послабити яскравість фар зустрічного транспорту (рис. 35.10).

Окуляри з перпендикулярним для кожного ока напрямком осі поляризації використовувались також в перших 3D-фільмах. Зображення на екрані формувалось за допомогою двох проекторів, які використовували лінійно поляризоване світло з взаємно перпендикулярними площинами поляризації. Якщо подивитись на таке зображення без окулярів, то можна було побачити нерізьку розмиту картину. Окуляри пропускали тільки хвилі з певною площиною поляризації, формуючи свою картину для кожного ока. Таким чином зображення починало набувати об'єм і глибини. Поляризаційні властивості світла використовуються також під час розробки рідкокристалічних моніторів.

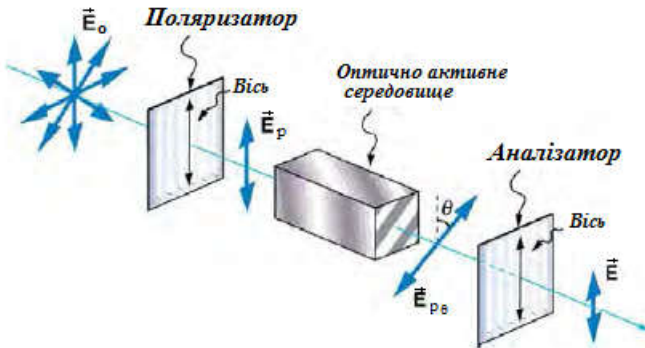


Рис. 35.11

Ще одне застосування поляризації світла пов'язане з визначенням концентрації *оптично активних речовин* (рис. 35.11).

– *Оптично активними* називають речовини, що мають здатність повертати площину поляризації світлових хвиль під час проходження через них променів.

Вперше оптична активність була виявлена на кристалах кварцу. Але оптично активними можуть бути також і розчини (наприклад цукру,

винної кислоти та ін.) Зазвичай оптичну активність виявляють речовини, структура молекул яких має певну асиметрію, наприклад молекули форма яких подібна до спіральної. У 1831 р. Ж. Біо встановив, що кут повороту площини поляризації лінійно поляризованого променя θ прямо пропорційний товщині шару речовини l , яку подолав промінь світла, і концентрації оптично активної речовини C :

$$\theta = k \cdot C \cdot l, \quad (35.8)$$

де k – коефіцієнт пропорційності, який називається **питомим обертанням розчину**. Цей коефіцієнт залежить від багатьох факторів – природи активної речовини, природи розчинника, температури, також Біо встановив, що $k \sim 1/\lambda^2$, де λ – довжина хвилі світла.

Оптична активність розчинів дає змогу визначити їх концентрацію. Прилади, за допомогою яких проводять подібні вимірювання називаються **поляриметрами**.

Подібні вимірювання широко застосовують в лабораторіях для визначення концентрації цукру. На рис. 35.11 наведено схему такого приладу – пробірка з оптично активною речовиною розміщується на шляху лінійно поляризованого променя між поляризатором і аналізатором. Якщо забрати пробірку з розчином з приладу, то максимум інтенсивності променя світла буде спостерігатись коли вісь аналізатора паралельна осі поляризатора. Якщо на шляху променя помістити пробірку з оптично активною речовиною, то під час проходження через речовину площина коливань вектору \vec{E}_p повернеться на деякий

кут θ і буде визначатись напрямком коливань $\vec{E}_{p\theta}$. Тепер, як видно з рис. 35.11, щоб збільшити інтенсивність світла на виході, потрібно повернути аналізатор на кут θ . Таким чином, можна визначити цей кут. А він, в свою чергу, пропорційний концентрації оптично активної речовини C – формула (35.8). Якщо тепер помістити в прилад пробірку з еталонною концентрацією речовини, щоб виключити залежність **питомого обертання** k від температури, довжини хвилі світла, то можна з простої пропорції взяти невідому концентрацію C оптично активної речовини.

Це лише невелика частина застосувань поляризованого світла. Анізотропія структури кристалів може виникнути внаслідок механічної деформації. В цьому випадку кристал стає оптично активним в напружених ділянках. Застосовуючи поляризатор і аналізатор можна побачити зони з найбільшим механічним навантаженням. Якщо виготовити зменшену модель якоїсь конструкції (наприклад мосту) з такої

прозорої речовини, то можна візуалізувати розподіл напружень в конструкції. Відомі також *ефекти Керра* – виникнення анізотропії кристалів чи розчинів в сильному електричному полі, і *ефект Коттона–Мутона* – набута анізотропія в магнітному полі. *Ефект Керра* майже безінерційний, застосовується для створення швидкодіючих оптичних діафрагм, наприклад, у системах дистанційного наведення ракет.

Поляризація світла підтверджує той факт, що електромагнітна хвиля поперечна. Поляризація світла, як і інших електромагнітних хвиль, знаходить широке застосування в науці і техніці.

Відеофрагмент (поляризація і дисперсія 13 хв):

<https://www.youtube.com/watch?v=uyaPIKDtHPI>

Звернути увагу на будову призми Ніколя (7 хв 30 с).

Контрольні питання

1. Яке світло називають поляризованим?
2. Які види поляризації ви знаєте?
3. Як формулюється закон Малюса?
4. Як формулюється закон Брюстера?
5. Що таке кут Брюстера і чому він дорівнює? Чому дорівнює кут між відбитим і заломленим променями, якщо падаючий промінь потрапляє на межу середовищ під кутом Брюстера?
6. Які речовини називають оптично активними?

Література: [1, с. 361–376; 4, с. 238–253]

Лекція 36.

Закони теплового випромінювання

- Абсолютно чорне тіло
- Розподіл енергії в спектрі випромінювання абсолютно чорного тіла. Закон Стефана–Больцмана. Закони Віна
- Теорія Планка

36.1. Абсолютно чорне тіло

Випромінювання тіл зумовлене їх нагріванням і яке здійснюється за рахунок теплового руху атомів і молекул речовини, називається *тепловим випромінюванням*. Якщо розподіл енергії випромінювання нагрітого тіла залишається незмінним для всіх довжин хвиль, то таке випромінювання називають *рівноважним*.

– *Інтегральною випромінювальною здатністю* r_T називають кількість енергії, що випромінюється одиницею площі поверхні тіла за одиницю часу по всіх довжинах хвиль:

$$r_T = \frac{dE}{dS \cdot dt} \quad (36.1)$$

Індекс «Т» вказує на те, що *інтегральна випромінювальна здатність* r_T є функцією тільки температури тіла. В системі СІ:

$$[r_T] = \text{Вт/м}^2.$$

Як показують досліди, енергія теплового випромінювання розподілена по всім довжинам хвиль нерівномірно. Щоб характеризувати це розподілення, вводять поняття *спектральної випромінювальної здатності*:

– *Спектральною випромінювальною здатністю тіла* $r_{\lambda,T}$ називають енергію, яка випромінюється одиницею площі поверхні тіла за одиницю часу в інтервалі довжин хвиль від λ до $\lambda + d\lambda$:

$$r_{\lambda,T} = \frac{dE_{\lambda,\lambda+d\lambda}}{dS \cdot dt \cdot d\lambda} \quad (36.2)$$

де $E_{\lambda,\lambda+d\lambda}$ – енергія теплового випромінювання в діапазоні довжин хвиль від λ до $\lambda + d\lambda$.

Зустрічаються визначення з діапазоном частот $r_{\nu,T} = \frac{dE_{\nu,\nu+d\nu}}{dS \cdot dt \cdot d\nu}$.

В системі СІ: $[r_{\lambda,T}] = \text{Вт/м}^3$.

Між *інтегральною випромінювальною здатністю* і *спектральною випромінювальною здатністю* існує зв'язок, що визначається формулою:

$$r_T = \int_0^{\infty} r_{\lambda,T} \cdot d\lambda. \quad (36.3)$$

– *Інтегральною поглинальною здатністю* a_T називається відношення енергії поглинутої тілом по всім довжинам хвиль до енергії падаючого на тіло випромінювання при заданій температурі:

$$a_T = \frac{dE^n}{dE}, \quad (36.4)$$

де dE^n – поглинута тілом частка падаючої енергії dE .

– *Спектральна поглинальна здатність* $a_{\lambda,T}$ визначає яку частку падаючого випромінювання в діапазоні довжин хвиль від λ до $\lambda + d\lambda$ тіло поглинає при заданій температурі:

$$a_{\lambda,T} = \frac{dE^n_{\lambda,\lambda+d\lambda}}{dE_{\lambda,\lambda+d\lambda}}. \quad (36.5)$$

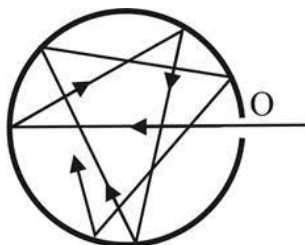


Рис. 36.1

Тіла, які здатні повністю поглинати падаюче на них випромінювання всіх довжин хвиль при будь-яких температурах, називають *абсолютно чорними*. Для таких тіл *поглинальна здатність*:

$$a_T = a_{\lambda,T} = 1.$$

Абсолютно чорних тіл (АЧТ) в природі не існує. Найкращим наближенням до абсолютно чорного тіла є сажа, або замкнена порожнина в матеріалі з великою поглинальною здатністю і з невеликим вхідним отвором (рис. 36.1) або за посиланням: https://www.vascak.cz/data/android/physicsatschool/template.php?f=opt_model&l=ua.

Промінь заходить всередину порожнини, а для того щоб вийти, він має здійснити велику кількість відбиттів від стінок, кожне з яких веде до поглинання енергії. Тому назад через отвір майже нічого не виходить, отвір в порожнину виглядає чорним.

Незважаючи на індивідуальні особливості випромінювання різних тіл, існують певні фізичні закони, які справедливі для випромінювання будь яких тіл. Одним із таких фундаментальних законів теорії теплового випромінювання є закон встановлений Кірхгофом у 1859 р. і названий його ім'ям.

– **Закон Кірхгофа:** відношення спектральної випромінювальної здатності тіла $I_{\lambda,T}$ до спектральної поглинальної здатності $a_{\lambda,T}$ не залежить від природи тіла, і являє собою універсальну функцію довжини хвилі і температури, яка дорівнює спектральній випромінювальній здатності абсолютно чорного тіла для тієї ж довжини хвилі і температури $R_{\lambda,T}$:

$$\frac{I_{\lambda,T}}{a_{\lambda,T}} = R_{\lambda,T}. \quad (36.6)$$

Тут для абсолютно чорного тіла використовується велика літера $R_{\lambda,T}$, щоб підкреслити і відокремити від всіх інших тіл цей важливий випадок. Слід відмітити, що **закон Кірхгофа** справедливий також і для інтегральних характеристик випромінювання і в цьому випадку має вигляд:

$$\frac{I_T}{a_T} = R_T. \quad (36.7)$$

Після встановлення **закону Кірхгофа** першочергове завдання теорії теплового випромінювання полягало у визначенні виду функції для спектральної випромінювальної здатності абсолютно чорного тіла $R_{\lambda,T}$.

36.2. Розподіл енергії в спектрі випромінювання абсолютно чорного тіла. Закон Стефана–Больцмана. Закони Віна

Спочатку вигляд функціональної залежності $R_{\lambda,T}$ як функції довжини хвилі випромінювання λ і абсолютної температури T був встановлений експериментально. Для цього вимірювали енергію, яка випромінюється абсолютно чорним тілом при різних температурах.

Для того, щоб визначити розподілення енергії по різних довжинам хвиль, використовували спектральний прилад, наприклад – призму. Далі за допомогою **болометра** (прилад для вимірювання енергії випромінювання) вимірювали енергію певної ділянки спектру(рис. 36.2).

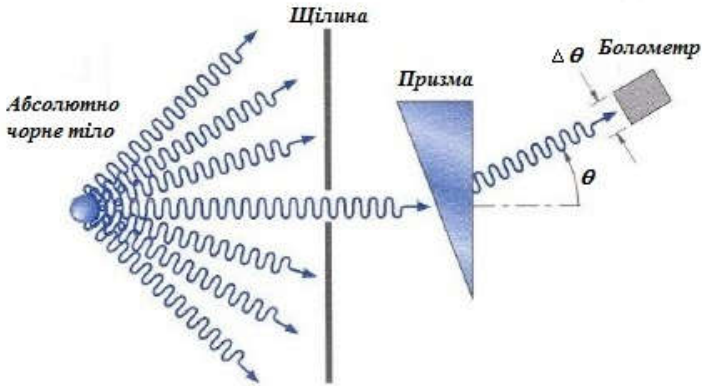


Рис. 36.2

Результати цих експериментальних досліджень наведені на рис. 36.3. З наведених кривих видно, що енергія випромінювання розподілена в спектрі нерівномірно. Спектральна випромінювальна здатність має максимум.

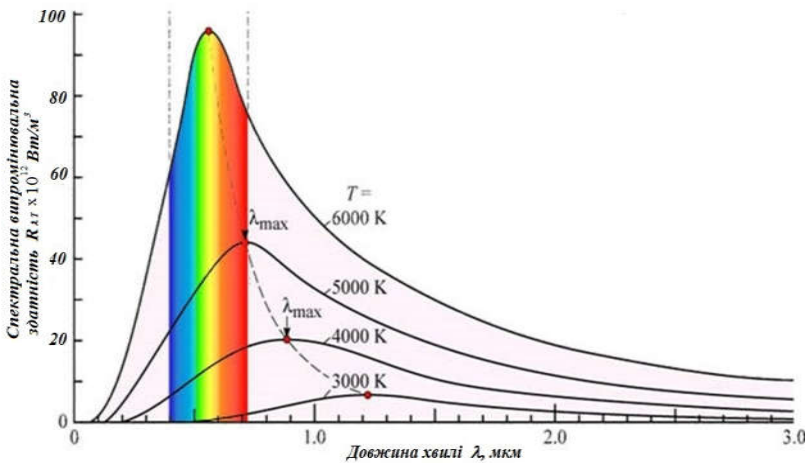


Рис. 36.3

Для кожної температури цей максимум припадає на свою певну довжину хвилі λ_{\max} . Як видно з рис. 36.3, при нагріванні цей максимум зміщується в сторону коротших довжин хвиль (фіолетової ділянки спектру). Крім того, для вищих температур і криві проходять вище. Це зрозуміло, тому що нагріте тіло випромінює більше енергії.

Також на рисунку наведено ділянку видимого спектру $0,4 \text{ мкм} \leq \lambda \leq 0,75 \text{ мкм}$ у вигляді вертикальних кольорових смужок. Праворуч знаходиться невидима інфрачервона ділянка спектру, а ліворуч, в сторону менших довжин хвиль, знаходиться невидима ультрафіолетова ділянка. Цікаво, що видима ділянка спектру розташована в центрі кривої для температури $T = 6000^\circ \text{K}$. Приблизно таку температуру має поверхня Сонця, тобто наші очі пристосовані до ділянки спектру, де випромінювання нашої зірки максимальне.

Інтегральну випромінювальну здатність R_T можна визначити відповідно за формулою, яка для абсолютно чорного тіла набуває вигляду:

$$R_T = \int_0^{\infty} R_{\lambda,T} \cdot d\lambda.$$

Можна стверджувати, що **інтегральна випромінювальна здатність** R_T дорівнює площі під кривою для спектральної випромінювальної здатності $R_{\lambda,T}$, саме цю площу і визначає наведений інтеграл.

Для подальшого ознайомлення з випромінюванням абсолютно чорного тіла рекомендується переглянути інтерактивну симуляцію:

<https://phet.colorado.edu/en/simulation/blackbody-spectrum>

https://www.vasack.cz/data/android/physicsatschool/template.php?s=opt_certeleso&l=ua

У математичному вигляді спочатку експериментально була встановлена залежність **інтегральної випромінювальної здатності абсолютно чорного тіла** R_T від температури (1879 р.).

– **Закон Стефана–Больцмана**: інтегральна випромінювальна здатність абсолютно чорного тіла пропорційна четвертому степеню його абсолютної температури.

$$R_T = \sigma T^4. \quad (36.8)$$

Коефіцієнт пропорційності $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{K}^4)$ називають **сталю Стефана–Больцмана**.

З формули (36.8) можна отримати вираз для енергії, яку випромінює нагріте до температури T абсолютно чорне тіло у всьому спектрі довжин хвиль за час t :

$$E = R_T \cdot S \cdot t = \sigma T^4 \cdot S \cdot t. \quad (36.9)$$

Якщо тіло не абсолютно чорне, то за **законом Кірхгофа**:

$$E = a_T \cdot R_T \cdot S \cdot t = a_T \cdot \sigma T^4 \cdot S \cdot t. \quad (36.10)$$

Якщо нагріте тіло знаходиться в просторі з рівноважним тепловим випромінюванням при температурі T_0 , то потрібно також врахувати поглинання енергії тілом від оточуючого середовища:

$$E = a_T \cdot \sigma \cdot (T^4 - T_0^4) \cdot S \cdot t. \quad (36.11)$$

Часто також використовують також такі поняття, як **потужність випромінювання** P або **потік енергії випромінювання** Φ – ці величини дорівнюють енергії що випромінюється з поверхні площею S або перетинає її в одиницю часу:

$$P = \Phi = \frac{E}{t} = R_T S. \quad (36.12)$$

В 1893 р. В. Він експериментально встановив характер залежності довжини хвилі λ_{\max} , на яку припадає максимум **спектральної випромінювальної здатності** $R_{\lambda, T}$ від температури.

– **Перший закон Віна**: довжина хвилі, на яку припадає максимум спектральної випромінювальної здатності абсолютно чорного тіла, обернено пропорційна його абсолютній температурі:

$$\lambda_{\max} = \frac{b}{T}, \quad (36.13)$$

де $b = 2,83 \cdot 10^{-3} \text{ м} \cdot \text{°К}$ – **стала Віна**.

Закон Віна пояснює зміну кольору тіла залежно від його температури. Так, відомо, що розпечений шматок заліза тільки здобутий з вогню світиться жовтим кольором. З часом остигаючи, колір випромінювання зміщується в червону ділянку а потім в невидиму оком інфрачервону (<https://www.sciencephoto.com/media/407439/view/blackbody-radiation>)



Рис. 36.4

На рис 36.4 показано Сузір'я Оріона (ліворуч), Сузір'я Оріона (праворуч) – ботанічний сад ХНУ, січень 2021 р.

Виявилось, що закон Віна визначає також колір випромінювання зірок. В зимовому небі вечорами в наших широтах можна спостерігати сузір'я Оріона. Три близько розташовані зірки утворюють пояс. Над ними знаходиться яскрава зірка червоного кольору. Це надгігант Бетельгейзе, плече Оріона. Температура поверхні приблизно дорівнює 3600 °К. Радіус приблизно 764 сонячних. Нижче поясу розташована яскрава зірка блакитного кольору – Рігель. Ценога Оріона. Температура поверхні дорівнює 11200 °К. Радіус цієї зірки в 60 раз більший сонячного, але світність за рахунок високої температури в 60000 раз більша.

Розподілення зірок за класами світності відповідно до їх температури (діаграма Герцшпрунга – Рассела): https://www.vasck.cz/data/android/physicsatschool/template.php?s=astro_hr&l=ua

Також залежність кольору випромінювання від температури використовується в *пірометрах* – це прилади для дистанційного безконтактного вимірювання температури дуже нагрітих тіл. Нагріте тіло розглядають через об'єктив приладу.

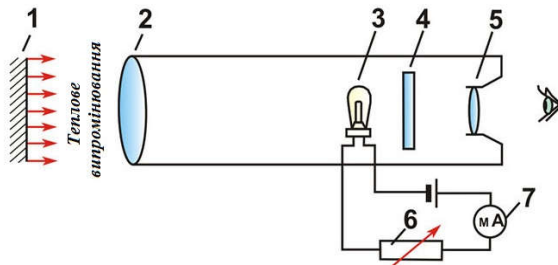


Рис. 36.5

На фоні нагрітого тіла можна бачити нитку розжарення, яка знаходиться всередині об'єктиву. Якщо змінювати струм через нитку, то можна добитись однакового кольору нитки і розігрітого тіла. Тобто відповідно до **закону Віна**, температури нитки і тіла в цей момент будуть однаковими. Схема **пірометра** наведена на рис. 36.5. Розжарене тіло 1 є джерелом теплового випромінювання певного кольору, яке потрапляє в оптичну систему приладу 2. Це випромінювання можна спостерігати в об'єктиві 5. Якщо випромінювання дуже яскраве, можна застосувати відповідний світлофільтр 4. На фоні нагрітого тіла можна бачити спіраль лампочки розжарювання 3.

Температуру нитки можна регулювати за допомогою реостату 6. Коли нитка буде однакового кольору з нагрітим тілом, температуру зчитують по показникам міліамперметра 7, який градуйовано в градусах.

В. Він встановив ще один закон для випромінювання абсолютно чорного тіла:

– **Другий закон Віна**: максимальне значення спектральної випромінювальної здатності абсолютно чорного тіла при збільшенні температури зростає прямо пропорційно п'ятому степеню абсолютної температури:

$$R_{\lambda, T}^{\max} = C \cdot T^5, \quad (36.14)$$

де $C = 1,3 \cdot 10^{-5} \text{ Вт} / (\text{м}^3 \cdot \text{°К}^5)$ – друга стала Віна.

36.3. Теорія Планка

Незважаючи на те, що були встановлені деякі закони теплового випромінювання, не була встановлена формула, що визначає залежність **спектральної випромінювальної здатності** $R_{\lambda, T}$ від довжини хвилі випромінювання λ (або частоти ν) і температури T . Так,

у 1893 р. Він експериментально встановив, що така математична залежність має мати вигляд:

$$R_{\nu,T} = \nu^3 \cdot f\left(\frac{\nu}{T}\right), \quad (36.15)$$

де f – деяка невідома функція від аргументу ν/T .

У цій формулі використовується частота світлової хвилі ν а не її довжина λ . Але, оскільки між цими величинами існує однозначний зв'язок, то записи в будь якій формі однаково вірні:

$$\boxed{\nu = \frac{c}{\lambda}}, \quad (36.16)$$

де $c = 300\,000$ км/с – швидкість світла.

Наступна спроба належить англійським фізикам Релею і Джинсу. Використовуючи методи статистичної фізики і модель абсолютно чорного тіла як набір атомних осциляторів (**осцилятор** – це фізична система, що може здійснювати гармонічні коливання), вони отримали наступну залежність:

$$R_{\nu,T} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \langle \varepsilon \rangle. \quad (36.17)$$

де $\langle \varepsilon \rangle$ – це середня енергія атомного осцилятора.

Оскільки для осцилятора середня кінетична енергія дорівнює середній потенціальній енергії і вони дорівнюють $\langle \varepsilon_k \rangle = \langle \varepsilon_p \rangle = \frac{1}{2}kT$, то повна середня енергія буде $\langle \varepsilon \rangle = \langle \varepsilon_k \rangle + \langle \varepsilon_p \rangle = kT$ ($k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/°К – стала Больцмана). Отже, формулу (36.17) можна записати у вигляді:

$$R_{\nu,T} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} kT. \quad (36.18)$$

Цей вираз узгоджується з експериментальними даними тільки в області малих частот (великих довжин хвиль) і для високих температур (рис. 36.6).

Крім того, для інтегральної випромінювальної здатності (площа під кривою Релея–Джинса) виходило, що випромінювана енергія в ультрафіолетовій ділянці мала наближатись до нескінченності, що неможливо:

$$R_T = \int_0^{\infty} R_{\nu,T} \cdot d\nu = \frac{2\pi kT}{c^2} \int_0^{\infty} \nu^2 \cdot d\nu = \infty,$$

(експериментально встановлено, що $R_T = \sigma \cdot T^4$ – закон *Стефана-Больцмана*). Цей результат отримав назву «ультрафіолетової катастрофи».

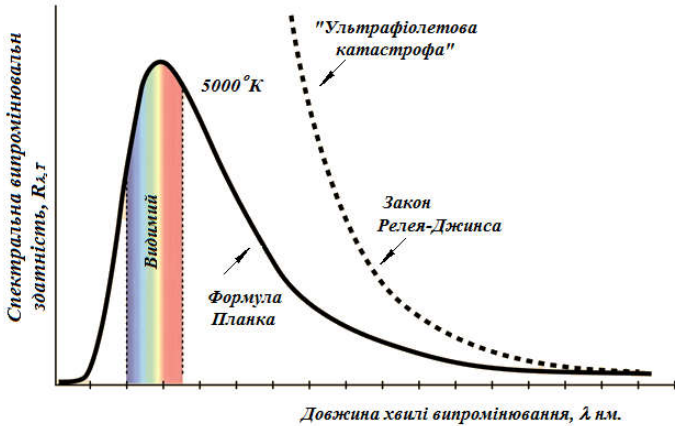


Рис. 36.6

Правильний вираз для середньої енергії осцилятора $\langle \varepsilon \rangle$ вдалось знайти Планку шляхом введення *квантової гіпотези*. Основна його ідея полягала в тому, що на відміну від класичної фізики, де енергія будь якої системи змінюється безперервно, у квантовій фізиці енергія квантових осциляторів змінюється окремими порціями – *квантами*.

Отже, *квантова теорія Планка побудована на наступних основних принципах:*

1. *Випромінювання абсолютно чорного тіла є результатом коливання атомних осциляторів;*
2. *Осцилятор випромінює енергію не безперервно, а певними порціями – квантами, енергія осцилятора може набувати тільки певних дискретних значень.*
3. *Енергія кванта, що випромінюється осцилятором, пропорційна частоті коливання, тобто:*

$$\boxed{\varepsilon = h \cdot \nu.} \quad (36.19)$$

У цій формулі, ε – енергія *кванта світла* або *фотона*;
 $h = 6,626 \cdot 10^{-34}$ Дж · с – *стала Планка*; ν – частота світла

Часто в фізиці використовують також *зведену сталу Планка*

$$\hbar = \frac{h}{2\pi} = 1,05 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}.$$

Вираз для середньої енергії осцилятора Планк отримав в наступному вигляді:

$$\langle \varepsilon \rangle = \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}. \quad (36.20)$$

Отже, *формула Планка для спектральної випромінювальної здатності абсолютно чорного тіла має вигляд:*

$$R_{\nu,T} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}. \quad (36.21)$$

Або, якщо виразити спектральну випромінювальну здатність через довжину хвилі:

$$R_{\lambda,T} = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1}. \quad (36.22)$$

Ця формула точно визначає спектральну випромінювальну здатність абсолютно чорного тіла для всіх довжин хвиль і температур. Графік цієї функції абсолютно точно співпадає з отриманими експериментально результатами (рис. 36.6). Крім того, з цих формул можна отримати залежність інтегральної випромінювальної здатності від температури і також значення сталих Стефана–Больцмана і Віна.

Теоретичний вивід своєї формули Планк доповів 14 грудня 1900 р. на засіданні Німецької фізичної спілки. Цей день вважається днем народження *квантової фізики*. Згідно з сучасними уявленнями, світло проявляє певний дуалізм. Під час розповсюдження в просторі виявляються хвильові властивості, такі як інтерференція і дифракція. Під час взаємодії з речовиною або теплового випромінювання світло веде себе як потік частинок – квантів світла або фотонів, які мають енергію, імпульс і момент імпульсу. Пізніше було встановлено, що подібним чином поведуть себе всі мікрочастинки. Рух і взаємодія мікро-

частинок не визначаються законами класичної фізики. Подібні явища є предметом дослідження *квантової фізики*, яка виникла під час спроб теоретичного пояснення випромінювання абсолютно чорного тіла.

Контрольні питання

1. Як визначаються інтегральна і спектральна випромінювальні здатності? Який між ними зв'язок?
2. Як визначаються інтегральна і спектральна поглинальні здатності?
3. Як формулюється закон Кірхгофа?
4. Як формулюється закон Стефана–Больцмана?
5. Як формулюється перший закон Віна?
6. Які основні положення використав Планк в своїй теорії випромінювання абсолютно чорного тіла?

Література: [1, с. 403–423; 4, с. 253–264]

Лекція 37.

Фотоелектричний ефект. Ефект Комптона

- Закони фотоелектру
- Ефект Комптона

37.1. Закони фотоелектру

Випромінювання абсолютно чорного тіла незважаючи на всі зусилля вчених не могло бути пояснено методами класичної фізики. Макс Планку вдалося зробити це в 1900 р. висунувши ряд нових гіпотез, які лягли в фундамент нової фізичної теорії – *квантової фізики*.

Ще одним явищем, яке було успішно пояснено А. Ейнштейному 1905 р. за допомогою квантової теорії став *фотоелектр*. У 1887 р. Генріх Герц проводив досліди намагаючись отримати електромагнітну хвилю. Для цього він використовував потужний іскровий розряд між двома зарядженими кулями. Герц помітив, що якщо освітити негативно заряджену кулю ультрафіолетовим світлом, то це сприяє виникненню іскри між електродами. Освітлення позитивно зарядженої кулі такого ефекту не давало.

Суть явища, яке виявив Герц, полягає в тому, що під час опромінення металів ультрафіолетовим світлом вони починали втрачати електрони. Оскільки на негативно зарядженому електроді був надлишок електронів, то і процес виривання електронів з поверхні ультрафіолетовим світлом не вимагав великих енергетичних затрат. У випадку з позитивно зарядженим електродом втрата електронів була ускладнена тим, що потрібно було додатково долати кулонівські сили притягання.

– Явище звільнення електронів з речовини під час освітлення її світлом називається *зовнішнім фотоелектричним ефектом*.

Під час освітлення речовини може також виникнути *внутрішній фотоелектр*. В цьому випадку відбувається внутрішній перерозподіл електронів за енергетичними станами, електрична нейтральність освітленого тіла не порушується.

Зовнішній фотоелектр вперше докладно дослідив О. Столетов у 1888 р. Схема його установки наведена на рис. 37.1. Падаюче випромінювання через віконце потрапляло в вакуумний балон, і освітлювало катод, який був покритий досліджуваним металом. Взагалі, *катодом* зазвичай називають від'ємний електрод, а *анодом* – позитивний. В цій установці за допомогою змінного резистора R – *потенціометра*, можна міняти напругу на електродах не тільки за величиною,

але і за полярністю. Світло вибиває електрони з *катоду* – це і є *зовнішній фотоелектр.* Електрони попадають в вакуум і рухаються в різних напрямках. Деякі з них потрапляють на анод. Оскільки катод втрачає електрони, на ньому утворюється невеликий позитивний заряд, електрони з аноду починають рухатись назад на катод по зовнішньому електричному колу, створюючи при цьому струм I_0 .

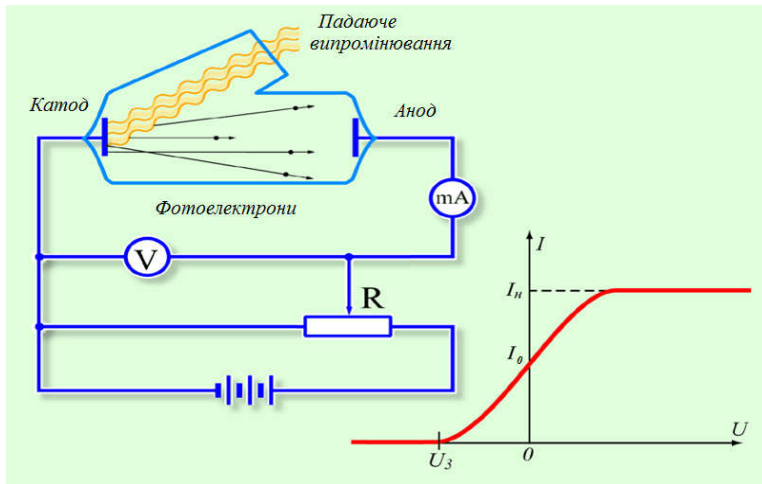


Рис. 37.1

Для кращого розуміння процесів, що відбуваються під час фотоелектру, рекомендується провести віртуальні досліди на установці для фотоелектру за допомогою інтерактивної симуляції і самостійно перевірити результати, отримані Столетовим (будуть наведені в лекції далі): <https://phet.colorado.edu/en/simulation/legacy/photoelectric>,

https://www.vascak.cz/data/android/physicsatschool/template.php?s=opt_fotoefekt&l=ru

Отже, струм в колі буде існувати навіть за нульової зовнішньої напруги між анодом і катодом за умови освітлення останнього світлом з відповідними довжинами хвиль. На рис. 37.2 наведена *вольт-амперна характеристика*, тобто залежність струму фотоелектронів I від напруги U між електродами. Якщо випромінювання не буде потрапляти на катод, струм одразу припиниться, тому що між катодом і анодом вакуум – тобто розрив електричного кола. Зовнішнє опромінювання вибиває електрони в вакуум, створюючи в ньому вільні носії заряду які можуть створювати впорядкований потік – струм. Якщо почати збіль-

шувати напругу на аноді, тобто збільшити позитивний потенціал аноду по відношенню до катоду, то фотострум також почне зростати. Пояснюється це тим, що все більше електронів зможуть подолати проміжок між електродами рухаючись в вакуумі між ними. Крім того, на анод почнуть потрапляти навіть ті електрони, які рухались не в бік аноду. Струм буде зростати до певної межі, а саме до величини струму насичення I_n . Подальше збільшення напруги майже не міняє струм в приладі, тому що всі фотоелектрони вибиті квантами світла з поверхні металу потрапляють на анод. Інші носії струму відсутні, тому струм не може зростати. За величиною фотоструму насичення можна визначити кількість електронів вибитих з катода випромінюванням в одиницю часу:

$$N = \frac{I_n}{e}, \quad (37.1)$$

де e – заряд електрону.

Ще одна особливість **вольт-амперної характеристики** полягає в тому, що фотострум буде відмінним від нуля навіть якщо подати на анод від'ємний по відношенню до катода потенціал. В цьому випадку електрони вибиті квантами світла долають гальмуючу кулонівську силу, що виникає між електродами. Струм починає зменшуватись із зростанням від'ємної напруги між електродами. І при деякій **затримуючій напрузі** U_3 струм припиняється. Пояснюється це тим, що за такої гальмуючої для електронів напруги, навіть найшвидші з них (з максимальною кінетичною енергією) не можуть подолати проміжок між електродами і повертаються на катод. Отже, **гальмуюча робота поля має дорівнювати максимальній кінетичній енергії фотоелектронів:**

$$\frac{m \cdot v_{\max}^2}{2} = e \cdot U_3, \quad (37.2)$$

де m – маса електрону. (Робота поля по переміщенню в ньому заряду q з точки 1 в точку 2 дорівнює $A_{1 \rightarrow 2} = -q(\phi_1 - \phi_2)$. Різниця потенціалів – це напруга, отже для модуля роботи поля в нашому випадку отримуємо $A = e \cdot U_3$).

Якщо збільшувати потік енергії випромінювання Φ (тієї ж довжини хвилі), то кількість квантів світла, що потраплять на катод зросте. Відповідно зросте і кількість вибитих фотоелектронів. Це призведе до зростання струму насичення. На рис. 37.2 наведені вольт-амперні характеристики для різних потоків зовнішнього випроміню-

вання Φ . Потік Φ дорівнює енергії, що переноситься світлом через поверхню в одиницю часу.

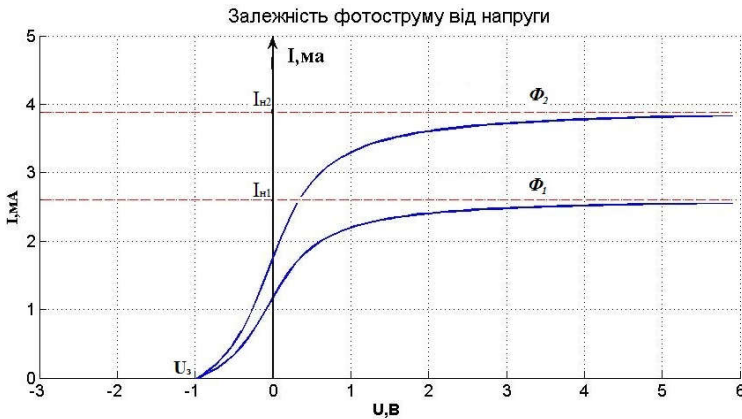


Рис. 37.2

Із наведених характеристик видно, що **фотострум насичення збільшується із зростанням падаючого на катод потоку світлової енергії**. Але є і інший момент, який класична теорія пояснити не може. Це те, що затримуюча напруга U_z , а отже і максимальна кінетична енергія електронів, від інтенсивності світла не залежить. З класичної хвильової теорії світла випливає, що якщо збільшується енергія хвилі, то мала би збільшуватись і кінетична енергія вибитих електронів. Але експериментальні дані свідчать про те, що електрони поглинають енергію порціями. Тобто світловий потік квантується.

Експериментально було встановлено також наступне: **затримуюча напруга U_z залежить від частоти падаючого на катод світла**. Точніше, прямо пропорційна цій частоті. Чим вища частота квантів світла, тим більше енергії вони віддають фотоелектронам (енергія кванта світла $\varepsilon = h \cdot \nu$), тим більшу кінетичну енергію вони мають на виході з металу і більшу гальмуючу напругу вони можуть подолати. Тобто, якщо використовувати світло з більшою частотою (зміщуватись в сторону синього – ультрафіолетового світла), то затримуюча напруга буде зростати (рис. 37.3, а). На рисунку наведена залежність максимальної кінетичної енергії від частоти, але відповідно $U_z = E_{\text{max}} / e$). Крім того було встановлено, що існує певна частота світла, нижня межа, або **червона границя ν_c** така, що для випромінювання з частотою

тами меншими за червону границю фотоефект спостерігатись не буде навіть при дуже великих значеннях світлового потоку. Червона границя існує для кожного металу і має своє певне значення рис. 37.3.

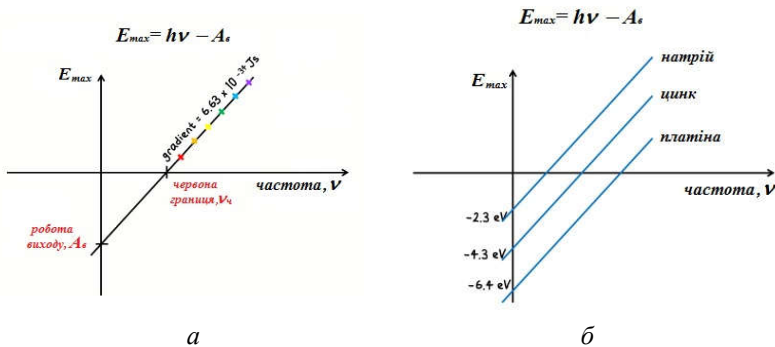


Рис. 37.3

Потрібно зауважити, що це не обов'язково випромінювання червоного кольору. Так склалось історично, що перші метали які використовували для покриття катоду мали границю в цьому діапазоні. Але смисл **червоної границі** в тому, що якщо зміщуватись від неї в сторону ультрафіолетових ділянок спектру, то фотоефект раптово з'являється, а для нижчих частот фотоефект не спостерігається. Це був ще один експериментальний факт, що не міг бути пояснений методами класичної фізики.

Червону границю фотоефекту можна дослідити за посиланням: https://javalab.org/en/photoelectric_effect/en/

Отже, **дослідним шляхом були встановлені наступні закони фотоефекту:**

величина фотоструму насичення пропорційна інтенсивності падаючого на метал випромінювання;

максимальна кінетична енергія фотоелектронів визначається частотою падаючого світлового потоку, і не залежить від його інтенсивності;

фотоефект не виникає, якщо частота світла менша від деякої характерної для кожного металу величини ν_0 . Така частота отримала назву червоної границі фотоефекту.

Пояснити на основі класичних уявлень вдалось тільки перший закон. Другий і третій закони суперечили уявленням класичної фізики. Теоретичне обґрунтування фотоефекту було отримано в 1905 р. Альбертом Ейнштейном на основі квантової теорії Планка для випро-

мінювання. За свої дослідження в 1921 р. А. Ейнштейн отримав найвищу наукову нагороду – Нобелівську премію.

Згідно з теорією Ейнштейна, світло не тільки випромінюється але і поглинається речовиною окремими порціями – квантами, енергія яких $\varepsilon = h \cdot \nu$. Ці кванти рухаються із швидкістю світла і отримали також назву фотонів. Енергія поглинутого металом фотона може витрачатись на збільшення кінетичної енергії електрона, внаслідок чого електрон може вирватися за межі металу. Фотоелектрон буде мати максимальну енергію, якщо отримана ним енергія не розсіювалась на зіткнення в процесі виходу. Але в будь якому випадку частина енергії електрона буде потрачена на **роботу виходу** з металу A_g .

Метали містять в собі велику кількість вільних електронів, які знаходяться в безперервному хаотичному тепловому русі. Саме цей електронний газ зумовлює такі властивості, як висока електропровідність і теплопровідність металів. Звичайно, деякі з них вилітають за межі кристалічної ґратки назовні. Але втрата електронів призводить до того, що метал втрачає електронейтральність і набуває позитивного заряду. Поблизу поверхні металу утворюється електричне поле, яке починає гальмувати електрони і повертати їх назад в метал (рис. 37.4).

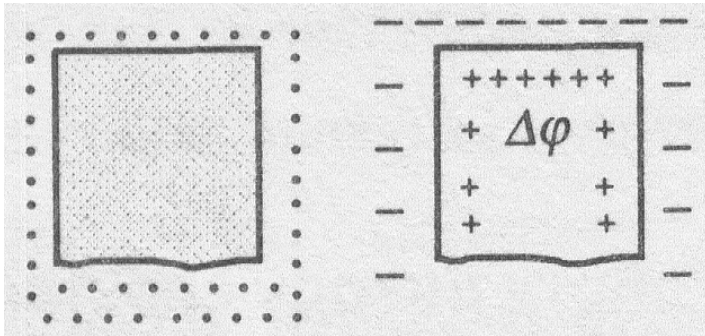


Рис. 37.4

Навколо поверхні утворюється електронна хмарка, яка несе негативний заряд, а сам метал набуває позитивного заряду. Між поверхнею і електронною хмаркою утворюється гальмуюча електрони **поверхнева різниця потенціалів** $\Delta\varphi$, для подолання якої електрону потрібно виконати **роботу виходу**: $A_g = e \cdot \Delta\varphi$.

Кожен метал має свої особливості структури кристалічної ґратки, свою певну концентрацію вільних електронів. Тому і роботи виходу з різних металів мають різне значення (рис. 37.5).

Робота виходу електронів із поверхні деяких металів
(1 eB=1,6·10⁻¹⁹ Дж)

Метал	A _{вих} , eB
Вольфрам	4,5
Золото	4,3
Калій	2,2
Нагрій	2,3
Літій	2,4
Мідь	4,7
Нікель	4,5
Платина	6,35
Срібло	4,3
Хром	4,6
Цезій	1,8
Цинк	4,2

Рис. 37.5

Отже, максимальна кінетична енергія фотоелектрону буде визначатись **формулою Ейнштейна**:

$$\frac{m \cdot v_{\max}^2}{2} = h \cdot \nu - A_g. \quad (37.3)$$

З цього рівняння випливає, що максимальна кінетична енергія, а отже і затримуюча напруга U_z , лінійно залежать від частоти випромінювання ν , а не від його інтенсивності (рис. 37.3). Це пояснює другий закон фотоефекту. Якщо ж енергія фотонів $h \cdot \nu \leq A_g$, то вибиті світлом електрони не можуть подолати потенціальний бар'єр під час виходу і повертаються назад в метал. Цим пояснюється наявність **червоної границі фотоефекту** ν_c , або третього закону. Оскільки енергії кванту світла не вистачає для подолання **роботи виходу**, то випромінювання будь якої інтенсивності але меншої за граничну частоти, не зможе вибити електрон назовні. Гранична енергія фотона і робота виходу пов'язані співвідношенням:

$$h \cdot \nu_c = A_g. \quad (37.4)$$

Якщо врахувати зв'язок максимальної кінетичної енергії фотоелектрону і затримуючої напруги – формула (37.2), то **формулу Ейнштейна** (37.2) можна записати також наступним чином:

$$e \cdot U_3 = h \cdot (\nu - \nu_0). \quad (37.5)$$

37.2. Ефект Комптона

Ще один прояв квантових властивостей випромінювання був відкритий американським фізиком Комптоном в 1923 р. Він вивчав розсіювання монохроматичних рентгенівських променів речовинами з легкими атомами (бор, парафін).

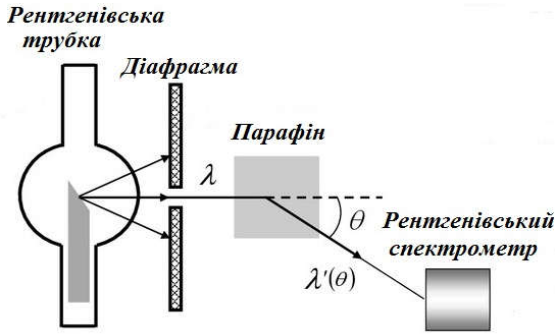


Рис. 37.6

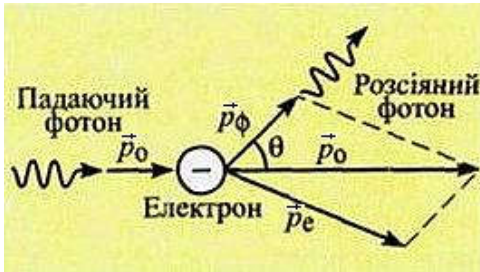
Він помітив, що якщо опромінювати речовину хвилею з довжиною λ , то в розсіяному випромінюванні з'являються хвилі, довжина яких $\lambda' \geq \lambda$. При цьому було встановлено, що збільшення довжини хвилі $\Delta\lambda = \lambda' - \lambda$ не залежить від довжини падаючої хвилі λ і від природи речовини, а залежить від кута θ між напрямом падаючого променя і напрямом розсіяння (рис. 37.6). Експериментально було встановлено, що залежність збільшення довжини хвилі від кута розсіяння θ має вигляд:

$$\Delta\lambda = 2\lambda_k \cdot \sin^2 \frac{\theta}{2}, \quad (37.6)$$

де $\lambda_k = \frac{h}{m_0 c} = 2,42 \cdot 10^{-12} \text{ м}$ – комптонівська довжина хвилі,

m_0 – маса спокою електрону.

В рамках класичної теорії процес розсіяння світла не може призвести до зміни довжини хвилі випромінювання. Ефект Комптона можна пояснити тільки на основі уявлень про корпускулярну природу випромінювання. Тобто розглянувши розсіяння світла як пружне зіткнення двох частинок – рентгенівського кванта і електрона (рис. 37.7). До розсіяння сумарний імпульс системи цих частинок дорівнював



імпульсу фотона \vec{p}_0 , де

$$p_0 = \frac{h\nu}{c},$$

після розсіяння частинка імпульсу передавалась електрону $\vec{p}_e = m \cdot \vec{v}$, інша частинка залишилась у розсіяного фотона \vec{p}_ϕ .

Рис. 37.7

Отже, можемо написати закон збереження імпульсу:

$$\vec{p}_0 = \vec{p}_\phi + \vec{p}_e. \quad (37.7)$$

Також можна записати закон збереження енергії для фотона і електрона як для звичайних частинок:

$$h\nu + m_0c^2 = h\nu' + mc^2, \quad (37.8)$$

тут потрібно врахувати зв'язок маси спокою електрона і його маси після розсіювання:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}.$$

Розв'язуючи систему рівнянь (37.7) та (37.8) можна отримати формулу (37.6).

Також **формулу для кінетичної енергії електрону після зіткнення:**

$$E_k = h\nu \frac{2\lambda_k \sin^2 \frac{\theta}{2}}{\lambda + 2\lambda_k \sin^2 \frac{\theta}{2}} = h\nu \frac{\Delta\lambda}{\lambda + \Delta\lambda}, \quad (37.9)$$

а також *формулу для величини імпульсу електрону віддачі*:

$$p_e = \frac{h}{c} \sqrt{v^2 + v'^2 - 2vv' \cos \theta}. \quad (37.10)$$

З *ефектом Комптона* можна також ознайомитись за допомогою інтерактивної симуляції:

https://www.vascak.cz/data/android/physicsatschool/template.php?s=atom_compton&l=ru

Контрольні питання

1. У чому полягає явище зовнішнього фотоефекту?
2. Як формулюються три основних закони фотоефекту?
3. Як пов'язані між собою червона границя фотоефекту і робота виходу металу?
4. Чи залежить затримуюча напруга від частоти падаючого випромінювання? Від інтенсивності випромінювання?
5. Що таке ефект Комптона? Чи змінюється довжина хвилі розсіяного випромінювання від кута розсіяння?

Література: [1, с. 413–423; 4, с. 259–270]

ПІСЛЯМОВА

Фізику часто називають фундаментальною природничою наукою. Ця фундаментальність проявляється не тільки у тому факті, що всі сучасні технології ґрунтуються на фізичних законах. Так, це дуже важливий аспект цієї науки, недарма вона є невід'ємною частиною освіти спеціалістів в різних галузях техніки, інженерних наук і новітніх технологій. Фундаментальність фізики має ще один аспект – це предмет досліджень цієї науки – фундаментальні закони природи. Сучасна цивілізація пройшла складний і тривалий шлях від накопичення даних до осмислення результатів спостережень, до розробки гіпотез, експериментальної перевірки цих гіпотез, передбачення нових невідомих результатів. І останній крок, встановлення меж застосування отриманих знань. Людство рухається вперед тільки наближаючись у своєму розумінні до законів, що лежать в основі будови і функціонування Всесвіту. Деякі факти ми знаємо точно. Так, Земля не є центром Всесвіту, вона рухається навколо Сонця, яке в свою чергу є однією з мільярдів зірок Чумацького Шляху. В свою чергу, у Всесвіті існують мільярди інших галактик. Але незважаючи на скромність нашого положення і малу тривалість розвитку цивілізації, відкриті закони фізики справедливі не тільки на Землі, але і у всьому доступному для спостережень просторі. Ці закони були задовго до людей і будуть справедливі в далекому майбутньому. Це і зумовлює їх фундаментальність. Фізика не є чимось сталим і незмінним, наука розвивається і вдосконалюється, народжуються численні нові галузі досліджень, які просувають людство вперед в розвитку уявлень про будову навколишнього світу. Відкриті закони є рушійною силою новітніх технологій і розвитку людської цивілізації.

Запропонований курс лекцій є збіркою самих основних фізичних законів. Матеріал викладено відповідно до історичного розвитку цієї науки. Викладені основні факти, які необхідно знати не тільки сучасному спеціалісту, але й будь-якій освіченій людині.

Новітні технології надають нові можливості в методичному забезпеченні навчального матеріалу. Курс лекцій є електронним, що

надало змогу авторам використовувати інтерактивні симуляції фізичних дослідів. Студенти можуть не тільки читати про перебіг фізичного процесу, а мають можливість самим проводити дослідження, спостерігати процеси у розвитку, змінювати важливі параметри і спостерігати результати. Крім того, курс містить багато посилань на доступні в інтернеті відеоматеріали, де докладно задокументовані відомі досліді. Сучасні тенденції розвитку інтернет-технологій не обмежуються симуляціями. В останній час з'явилась можливість студентам проводити досліді в реальній лабораторії що знаходиться в іншій країні, вони мають можливість керувати перебігом фізичного процесу за допомогою цифрових інтерфейсів і спостерігати за результатами online.

Видання не претендуючи на вичерпність і докладність викладених матеріалів, як у відомих друкованих курсах, є спробою застосувати новітні технології до методичного забезпечення навчального матеріалу. Це є особливо важливим в умовах дистанційного навчання і за таким підходом майбутнє.

Автори сподіваються, що цей курс лекцій зацікавить сучасну молодь яскравим оформленням і великою кількістю посилань на різноманітні вебресурси, зробить предмет живим і цікавим, надасть поштовху для подальшого (або паралельного) поглибленого ознайомлення за допомогою класичних підручників.

ЛІТЕРАТУРА

1. Голоджка В. М. Фізика. Курс лекцій / В. М. Голоджка, В. Б. Дроздовський, Г. І. Костишина. – Хмельницький : ХНУ, 2012. – 531 с.
2. Кучерук І. М. Загальний курс фізики / І. М. Кучерук, І. Т. Горбачук, П. П. Луцик. – Київ : Техніка, 2001. – Т. 2.
3. Кучерук І. М. Загальний курс фізики / І. М. Кучерук, І. Т. Горбачук, П. П. Луцик. – Київ : Техніка, 2004. – Т. 3.
4. Лопатинський І. Є. Фізика : підручник / І. Р. Зачек, Г. А. Личук, Б. М. Романишин. – Львів : Афіша, 2005. – 394 с.
5. Чертіщева Т. В. Фізика: Схеми і таблиці / Т. В. Чертіщева. – Харків : ФОРМ Співак В.Л., 2010. – 416 с.
6. Чолпан П. П. Фізика : підручник / П. П. Чолпан. – Київ : Вища школа, 2004. – 567 с.
7. Збірник задач з фізики : навч. посіб. / І. Є. Лопатинський, І. Р. Зачек, В. М. Серета [та ін.]. – Львів : НУ «Львівська політехніка», 2003. – 124 с.
8. Голоджка В. М. Фізика. Збірник задач для контрольних робіт та колоквиумів / В. М. Голоджка, В. Б. Дроздовський. – Хмельницький : ГУП, 2002. – 50 с.
9. Яворський Б. М. Довідник з фізики для інженерів та студентів вищих навчальних закладів / А. А. Детлаф, А. К. Лебедєв ; пер. з 8-го вид., перероб. і випр., рос. – Тернопіль : Навчальна книга – Богдан, 2007. – 1040 с.

ЗМІСТ

Вступ	3
-------------	---

6. Оптика. Квантово-оптичні явища

Лекція 29. Вступ до оптики

29.1. Вступ.....	5
29.2. Закони геометричної оптики.....	6
29.3. Природа світла	8
29.3.1. Корпускулярна теорія Ньютона	9
29.3.2. Хвильова теорія Гюйгенса	10

Лекція 30. Інтерференція світла (ч. 1)

30.1. Явище інтерференції світла	17
30.2. Методи отримання інтерференції світла	23

Лекція 31. Інтерференція світла (ч. 2)

31.1. Інтерференція світла у тонких плівках	30
31.2. Кільця Ньютона	32
31.3. Практичне використання інтерференції	36
31.4. Інтерферометр Майкельсона	38

Лекція 32. Дифракція світла

32.1. Явище дифракції. Дифракція світла на круглomu отворі та щілині ...	43
32.2. Принцип Гюйгенса-Френеля	45
32.3. Метод зон Френеля	47
32.4. Дифракція Френеля і Фраунгофера.....	49
32.4.1. Дифракція Френеля на круглomu отворі	50
32.4.2. Дифракція Френеля на диску.....	51

Лекція 33. Дифракція Фраунгофера

33.1. Дифракція Фраунгофера на одній щілині.....	53
33.2. Дифракція Фраунгофера на ґратці	57

Лекція 34. Дифракційна ґратка. Дифракція рентгенівських хвиль

34.1. Спектральні властивості ґраток.....	63
34.2. Дифракція рентгенівських променів.....	71

<i>Лекція 35. Поляризація світла</i>	
35.1. Явище поляризації світла.....	73
35.2. Поляризація світла при відбиванні. Формула Брюстера.....	79
35.3. Приклади використання явища поляризації.....	80
<i>Лекція 36. Закони теплового випромінювання</i>	
36.1. Абсолютно чорне тіло.....	85
36.2. Розподіл енергії в спектрі випромінювання абсолютно чорного тіла. Закон Стефана–Больцмана. Закони Віна.....	87
36.3. Теорія Планка.....	92
<i>Лекція 37. Фотоелектричний ефект. Ефект Комптона</i>	
37.1. Закони фотоефекту.....	97
37.2. Ефект Комптона.....	104
Післямова	107
Література	109

Навчальне видання

*Ткачук Андрій Васильович,
Гула Ігор Володимирович*

ФІЗИКА

ОПТИКА І КВАНТОВО-ОПТИЧНІ ЯВИЩА

Курс лекцій з дисципліни для здобувачів
першого (бакалаврського) рівня вищої освіти

Відповідальний за випуск: **В. С. Яремчук**

Технічне редагування і верстка: **О. В. Чопенко**

Оформлення обкладинки: **О. В. Бобровський**

Підписано до випуску 14.07.2022.

Ум. друк. арк. – 6,53. Обл.-вид. арк. – 5,02.

Зам. № 46е/22