

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ «ЗАПОРІЗЬКА ПОЛІТЕХНІКА»
КАФЕДРА ФІЗИКИ

ЛЕКЦІЇ
ПО КУРСУ ЗАГАЛЬНОЇ ФІЗИКИ

Розділ IV
Частина I. Хвильова оптика

доц. каф фізики ЗНТУ

ПРАВДА М.І.

ЗАПОРІЖЖЯ

2021

Лекція 29

Тема: Предмет оптики. Корпускулярно хвильовий дуалізм світла.

Питання:

1. Предмет оптики.
2. Електромагнітна природа світла.
3. Корпускулярно хвильовий дуалізм світла.
4. Шкала електромагнітних хвиль.
5. Закони геометричної оптики. Принцип Ферма.

1. Предмет оптики. Оптичні прилади.

Оптика це є розділ фізики, який досліджує фізичну природу світла, а також закони взаємодії світла із речовиною. При цьому під світлом розуміють не тільки його видимий діапазон, але й широкі області інфрачервоного та ультрафіолетового випромінювання, що межують із видимим діапазоном.

Існує думка про те, що більш ніж 90 % інформації, яка надходить до людини через її органи почуттів припадає на зір. Тобто левову частину інформації про навколишній світ людина отримує саме через зір. Враховуючі ці міркування, стає зрозумілим факт існування такого різноманіття саме оптичних приладів, починаючи із звичайних окулярів і закінчуючи лазером.

Практичне застосування оптики

№	Побутові прилади	№	Наукові прилади	№	Військові прилади
1	Лінза	1	Мікроскоп	1	Прилад нічного бачення
2	Лупа	2	Телескоп	2	Тепловізор
3	Окуляри	3	Спектроскоп	3	Артилерійська бусоль
4	Фотоапарат	4	Інтерферометр	4	Оптичний приціл
5	Кіно\ відео камера	5	Дифрактометр	5	Коліматорний приціл
6	Оптичний рівень	6	Поляриметр	6	Перископ
7	Оптичний термометр	7	Лазер		

2. Електромагнітна природа світла

Одним із надзвичайно важливих наслідків системи рівнянь Максвелла було існування принципово нового явища, яке теоретично відкрив сам Максвелл: **існування електромагнітних хвиль**. Справа в тому, що змінні електричне та магнітне поля, створюючи одне одне не лишаються локалізованими у просторі, а навпаки (як це передбачають рівняння Максвелла) розповсюджуються у просторі із певною швидкістю. Аналіз показує, що швидкість розповсюдження електромагнітної хвилі у просторі – c , пов'язана із електричною - ϵ_0 та магнітною - μ_0 сталими співвідношенням:

$$\epsilon_0 \cdot \mu_0 = \frac{1}{c^2}, \quad (29.1)$$

звідки для швидкості розповсюдження електромагнітної хвилі маємо:

$$c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}}. \quad (29.2)$$

Розрахунок показує:

$$c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} = \frac{1}{\sqrt{8.85 \cdot 10^{-12} \cdot 4\pi \cdot 10^{-7}}} \approx 3 \cdot 10^8 \text{ м/с}.$$

Отриманий результат співпадає із швидкістю розповсюдження світла у вакуумі, яку було отримано раніше зокрема із астрономічних спостережень.

У 1888 р. (приблизно через 10 років після смерті Максвелла) Г. Герц експериментально підтвердив існування електромагнітних хвиль. А на межі XIX – XX століть завдяки працям

Г. Марконі, Н. Тесла, О. Попова за допомогою електромагнітних хвиль почали передавати повідомлення. Так з'явилась радіотехніка. Крім того явище електромагнітних хвиль є фізичною основою телебачення (середина ХХ століття) та мобільного зв'язку (межа ХХ – ХХІ століть).

Відкриття Максвелла виявилось надзвичайно важливим із гносеологічної точки зору. А саме було розв'язано тисячолітню загадку природи світла. Виявилось, що **світло це є електромагнітна хвиля** в якій у взаємно перпендикулярних площинах відбуваються коливання векторів напруженості електричного - \vec{E} та магнітного поля - \vec{H} , а сама хвиля розповсюджується і з швидкістю світла \vec{c} у напрямку перпендикулярному до напрямків коливань векторів \vec{E} та \vec{H} (рис. 29.1).

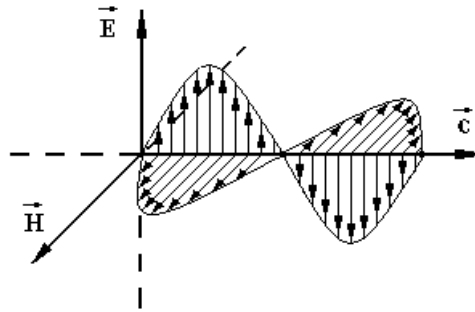


Рисунок 29.1
Електромагнітна хвиля

3. Корпускулярно хвильовий дуалізм світла.

Розвиток оптики та фізики в цілому довів, що ряд оптичних явищ можна пояснити лише із хвильової точки зору на природу світла. Проте інший ряд явищ для свого пояснення потребує квантових (корпускулярних) уявлень щодо фізичної природи світла. Основні явища, які з одного боку свідчать про хвильову, а з іншого боку про квантову природу світла приведені в таблиці.

№	Хвилі	№	Кванти
1	Інтерференція	1	Фотоефект
2	Дифракції	2	Ефект Комптона
3	Поляризація	3	Хімічна дія світла
4	Дисперсія	4	Закони випромінювання та поглинання світла речовиною

Таким чином явища розповсюдження світла у просторі добре пояснюються за допомогою хвиль, а для пояснення явищ взаємодії світла із речовиною необхідно залучати квантові уявлення.

Тому говорять, що **сучасна теорія світла є корпускулярно-хвильовою.**

4. Шкала електромагнітних хвиль.

Головними величинами, які характеризують як хвильові так і квантові властивості світла є довжина хвилі λ та частота ν . Необхідно зауважити, що хвильові та квантові закономірності є загальними для будь-якого електромагнітного випромінювання. Але в залежності від величини λ (або ν) на перший план виступають різні явища. Так для рентгенівського та γ - випромінювання на перший план виступають квантові явища, а для радіо-хвиль на перший план виступають хвильові явища.

За звичай електромагнітний спектр прийнято ділити на наступні діапазони:

- Радіо хвилі;
- Інфрачервоні хвилі;
- Видиме світло;
- Ультрафіолетове випромінювання;
- Рентгенівські промені (*x-rays*);
- γ - випромінювання (Рис.2).

Ці ділянки спектра відрізняються одна від одної не своєю фізичною природою, а способами генерації та реєстрації. Між цими діапазонами немає різких границь, вони перекриваються і межі між ними мають умовний характер.

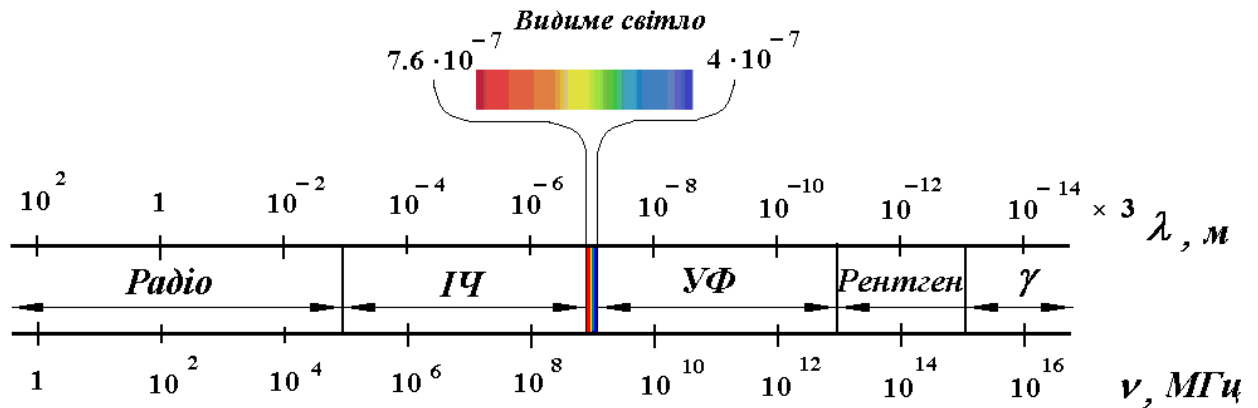


Рисунок 29.2
Шкала електромагнітних хвиль

Кожна пара значень λ та ν на шкалі електромагнітних хвиль (рис.29.2) пов'язана між собою співвідношенням:

$$c = \lambda \cdot \nu, \quad (29.3)$$

де c - швидкість світла в вакуумі. Наприклад для рентгенівських променів із довжиною хвилі $\lambda = 3 \cdot 10^{-12} \text{ м}$ та частотою $\nu = 10^{20} \text{ Гц}$ згідно формули (29.3) маємо: $c = 3 \cdot 10^{-12} \cdot 10^{20} \approx 3 \cdot 10^8 \text{ м/с}$.

Особливе значення для людини має той діапазон електромагнітного випромінювання, який безпосередньо сприймається її оком – видиме світло. Як видно із рисунка 29.2 видимий діапазон займає на шкалі електромагнітного випромінювання дуже вузький спектральний інтервал із довжиною хвилі від приблизно $7.6 \cdot 10^{-7} \text{ м}$ (червоне світло) до приблизно $4 \cdot 10^{-7} \text{ м}$ (фіолетове світло). Довжину хвилі світла зазвичай вимірюють в нанометрах

($1 \text{ нм} = 10^{-9} \text{ м}$) або в ангстремах ($1 \text{ \AA} = 10^{-10} \text{ м}$).



Рисунок 29.3
Видима частина спектру

Традиційно видима частина спектру розділяється на наступні кольори: червоний, помаранчевий, жовтий, зелений, блакитний, синій, фіолетовий. Частоти та довжини хвиль кольорів приведені в наступній таблиці.

Видиме Світло		
Довжина хвилі	$(4 - 7.6) \cdot 10^{-7}$	<i>м</i>
	400 – 760	<i>нм</i>
	4000 – 7600	Å
Частота	$(3.8 - 7.5) \cdot 10^{14}$	<i>Гц</i>

Спектральні кольори та їх характеристики		
Колір світла	$\nu, \text{ТГц}$	$\lambda, \text{нм}$ (у вакуумі)
Червоний	400 - 480	760 - 625
Помаранчевий	480 - 510	625 - 590
Жовтий	510 - 530	590 - 565
Зелений	530 - 600	565 - 500
Блакитний	600 - 620	500 - 485
Синій	620 - 680	485 - 440
Фіолетовий	680 - 690	440 - 380

5. Закони геометричної оптики. Принцип Ферма.

Для видимого діапазону електромагнітного випромінювання довжина хвилі є дуже мала величина (має порядок 10^{-7} м). Тому для низки явищ, які спостерігаються у звичайних оптичних приладах можна вважати, що $\lambda \rightarrow 0$ і сформулювати закони розповсюдження світла у просторі геометрично.

Введемо поняття світлового пучка та світлового променя.

Світловий пучок - просторово обмежений у напрямку, перпендикулярному до розповсюдження, потік світла; сукупність світлових променів, які випромінюються елементом поверхні джерела у межах малого тілесного кута.

Світловий промінь - лінія, вздовж якої відбувається перенесення світлової енергії; світловий пучок, поперечним перерізом якого можна знехтувати.

Вже на ранніх етапах оптичних досліджень дослідним шляхом були встановлені чотири основні закони оптичних явищ:

1. Закон прямолінійного розповсюдження світла.

В однорідному ізотропному прозорому середовищі світло розповсюджується найкоротшим шляхом: по прямій лінії.

2. Закон незалежності світлових пучків.

Світловий потік можна розділити на окремі світлові пучки, дія кожного із яких не залежить від дії решти.

3. Закон відбивання світла.

При відбиванні світла від дзеркальної поверхні кут падіння дорівнює куту відбивання ($\alpha = \beta$), притому промені падаючий та відбитий лежать в одній площині із перпендикуляром, встановленим в точку падіння (рис.29.4).

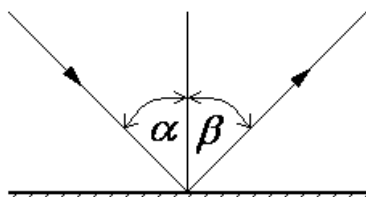


Рисунок 29.4
Відбивання світла

4. Закон заломлення світла.

(Закон було відкрито у 1621 році голландським математиком В. Снеліусом).

Дослід показує, що при переході світлового променя із вакууму у певне прозоре середовище швидкість його розповсюдження зменшується у певну кількість разів. Величина яка дорівнює відношенню:

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

де c - швидкість світла у вакуумі; v - швидкість світла у даному середовищі. Величина n називається *абсолютним показником заломлення* даного середовища. Таким чином фізичний зміст абсолютного показника заломлення полягає в тому, що він показує у скільки разів зменшується швидкість світла при його переході із вакууму у дане середовище. Крім того при такому переході в n разів зменшується також і довжина хвилі світла, тобто виконується умова:

$$n = \frac{\lambda_0}{\lambda}, \quad (29.5)$$

де λ_0 - довжина хвилі у вакуумі, а λ - довжина хвилі у даному середовищі. Притому частота світла ν від властивостей середовища не залежить.

Нехай тепер світловий промінь переходить через границю розділу двох середовищ із абсолютними показниками заломлення n_1 та n_2 відповідно, притому $n_2 > n_1$. Для швидкостей розповсюдження світла в цих двох середовищах відповідно маємо: $v_1 > v_2$. Дослід показує, що в цьому випадку відбувається заломлення променя до перпендикуляра, встановленого в точку падіння (рис. 29.5), притому промені падаючий та заломлений лежать в одній площині із перпендикуляром, встановленим в точку падіння і при цьому виконується умова:

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{n_2}{n_1} = n_{21}, \quad (29.6)$$

де α - кут падіння; β - кут заломлення; n_{21} - відносний показник заломлення двох середовищ. Співвідношення (29.6) називається законом Снеліуса.

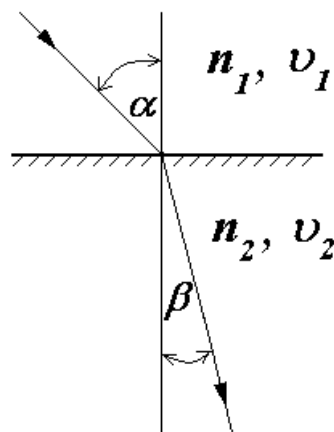


Рисунок 29.5
Заломлення світла

Закони прямолінійного розповсюдження, відбивання та заломлення світла можуть бути узагальнені одним принципом, який називається *принцип Ферма* (1662 р. Пьер Ферма, фр. математик).

Згідно цього принципу **при розповсюдженні світла із однієї точки простору в іншу світло рухається тим шляхом, проходження по якому потребує мінімального часу.**

Лекція 30
Тема: Інтерференція світла.

Питання:

1. Явище інтерференції. Когерентність.
2. Інтерференційна картина від двох джерел.
3. Інтерференція на тонких плівках. Просвітлення оптики.
4. Інтерферометри. Інтерферометр Майкельсона.

1. Явище інтерференції. Когерентність.

Одним із законів геометричної оптики є закон незалежності світлових пучків, згідно якого світловий потік можна розділити на окремі світлові пучки, дія кожного із яких не залежить від дії решти. На перший погляд цей закон протирічить хвильовим уявленням на природу світла. Дійсно, нехай дві світлові хвилі однакової частоти в одно час перетинають одну і ту саму область простору і накладаються одна на одну. У першому наближенні цей процес можна уявити у якості додавання двох гармонічних коливань x_1 та x_2 . Нехай:

$$x_1 = A_1 \sin(\omega t + \phi_1), \quad x_2 = A_2 \sin(\omega t + \phi_2) . \quad (30.1)$$

Результатом такого додавання також буде гармонічне коливання тієї ж частоти:

$$x = x_1 + x_2 = A \sin(\omega t + \phi) , \quad (30.2)$$

притому амплітуда результуючого коливання A задовольнятиме умові:

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos(\phi_1 - \phi_2) . \quad (30.3)$$

Останній доданок у рівнянні (30.3) називається *інтерференційний член*, в якому величина $(\phi_1 - \phi_2)$ є різниця фаз коливань, що додаються. В залежності від значення цієї різниці фаз може змінюватись амплітуда результуючого коливання. Дійсно:

- при $\phi_1 - \phi_2 = \pi$ рівняння (30.3) перетворюється на вигляд: $A^2 = (A_1 - A_2)^2$, зокрема, коли $A_1 = A_2$ амплітуда результуючого коливання $A = 0$;
- при $\phi_1 - \phi_2 = 0$ рівняння (30.3) перетворюється на вигляд: $A^2 = (A_1 + A_2)^2$.

Оскільки відомо, що енергія коливання пропорційна квадрату його амплітуди ($E \propto A^2$), то можна стверджувати, що *енергія результуючого коливання не дорівнює сумі енергій коливань, що додаються*.

Таким чином у випадку, що розглядається інтенсивність світла I (його енергія, що пропорційна квадрату амплітуди $I \propto A^2$), яка утворюється в результаті накладання одне на одне двох світлових коливань залежить від різниці їх фаз - $(\phi_1 - \phi_2)$. Нехай I - інтенсивність результуючого коливання, а I_1 та I_2 - інтенсивності коливань, що додаються, тоді:

- коли $\cos(\phi_1 - \phi_2) > 0$, $I > I_1 + I_2$, тобто енергія результуючого коливання більша за суму енергій коливань, що додаються;
- коли $\cos(\phi_1 - \phi_2) < 0$, $I < I_1 + I_2$, тобто енергія результуючого коливання менша за суму енергій коливань, що додаються.

Така залежність інтенсивності результуючого коливання від різниці фаз коливань, що додаються спостерігається тільки в тому випадку, коли коливання, що додаються узгоджені між собою.

Когерентними (узгодженими) називають хвилі однакової частоти, які в даній точці простору мають фіксовану різницю фаз (просторова когерентність) або якщо різниця фаз хвиль синхронно змінюється із часом (часова когерентність).

При накладанні когерентних хвиль відбувається *перерозподіл світлового потоку у просторі*, в наслідок чого в одних областях простору утворюються максимуми, а інших

областях простору мінімуми інтенсивності світла. Це явище називається **інтерференція світла**.

Чому явище інтерференції не спостерігається із світлом, яке ми спостерігаємо по всяк час, адже на наших очах безліч світлових хвиль в одно час перетинають одні й ті самі точки простору і ніяк не впливають одна на одну? Справа в тому, у звичайних умовах ми практично ніколи не маємо справу із когерентними хвилями, тобто із коливаннями однакової частоти, які довго тривають із сталою амплітудою. За звичай коливання час від часу припиняються, виникають знову із іншою фазою, яка змінюється хаотично і т. і. Такі хвилі не є когерентними. У випадку некогерентних хвиль різниця фаз коливань, що накладаються одна на одну ($\phi_1 - \phi_2$) змінюється хаотично, приймаючи із рівною ймовірністю довільні значення. Тому середнє значення $\cos(\phi_1 - \phi_2)$, а також і інтерференційного члена в цілому $2A_1A_2 \cos(\phi_1 - \phi_2)$ дорівнює нулю. Тому при накладанні не когерентних хвиль інтерференційний член зникає і із рівняння (30.3) відповідно одержуємо:

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2, \quad (30.4)$$

або

$$I = I_1 + I_2. \quad (30.5)$$

2. Інтерференційна картина від двох точкових джерел.

Явище інтерференції полягає у перерозподілі світлового потоку у просторі при накладанні когерентних хвиль. Розглянемо накладання хвиль від двох точкових джерел S_1 та S_2 , які випромінюють монохроматичне світло однакової частоти (рис.30.1). Зафіксуємо у просторі довільну точку спостереження – $m.P$. Для того щоб потрапити у $m.P$.

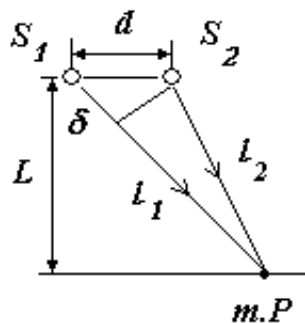


Рисунок 30.1

Утворення інтерференційної картини від двох точкових джерел

світло від джерела S_1 проходить шлях l_1 , а від джерела S_2 - шлях l_2 . Величина:

$$\delta = l_2 - l_1 \quad (30.6)$$

називається різницею ходу променів, а величина

$$\Delta = n \cdot \delta = n \cdot (l_2 - l_1) \quad (30.7)$$

називається **оптична різниця ходу**, де n - абсолютний показник заломлення середовища, в якому розповсюджується світло.

Якщо на оптичній різниці ходу Δ вміститься ціла кількість довжин хвиль, тобто якщо буде виконуватись умова

$$\Delta = k \cdot \lambda, \quad (30.8)$$

де $k = 0, 1, 2, 3, \dots$, то в довільну точку спостереження - $m.P$ хвилі від джерел S_1 та S_2 прийдуть в одній фазі і при накладанні посилять одна одну, так що в $m.P$ виникне максимум інтенсивності світла. Умова (30.8) називається **умова інтерференційного максимуму**.

Якщо на оптичній різниці ходу Δ вміститься навпіл ціла кількість довжин хвиль, тобто якщо буде виконуватись умова

$$\Delta = \left(k + \frac{1}{2}\right) \cdot \lambda, \quad (30.9)$$

де $k = 0, 1, 2, 3, \dots$, то в довільну точку спостереження - $m.P$ хвилі від джерел S_1 та S_2 придуть у протилежних фазах і при накладанні послаблять одна одну, так що в $m.P$ виникне мінімум інтенсивності світла. Умова (30.9) називається **умова інтерференційного мінімуму**.

Розглянемо наступний експеримент. Направимо промінь лазера I на дві близько розташовані одна від одної щілини 2.

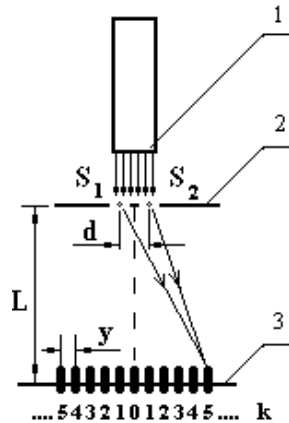


Рисунок 30.2

Експериментальне спостереження явища інтерференції

Ширина кожної щілини та відстань між ними дорівнюють приблизно 0,1 мм. Щілини освітлені лазером в такий спосіб являють собою два когерентних джерела світла S_1 та S_2 . Світлові промені, які розповсюджуються від джерел S_1 та S_2 взаємодіють між собою і в результаті у просторі за щілинами утворюється сталий перерозподіл інтенсивності світла. Якщо за щілинам розмістити екран 3, то на ньому утвориться інтерференційна картина максимумів та мінімумів інтенсивності світла, які чергуються. Аналіз показує, що ширина інтерференційного максимуму та мінімуму інтенсивності однакова і називається **ширина інтерференційної смуги**.

Для ширини інтерференційної смуги із геометрії задачі отримуємо формулу:

$$y = \frac{\lambda \cdot L}{d}, \quad (30.10)$$

де y - теоретичне значення ширини інтерференційної смуги; λ - довжина хвилі; L - відстань між щілинами та екраном; d - відстань між щілинами.

3. Інтерференція на тонких плівках. Просвітлення оптики.

При освітлюванні тонкої прозорої плівки відбувається накладання хвиль від одного джерела, які відбиваються від передньої та задньої поверхонь плівки. При цьому при виконанні умов когерентності може спостерігатись явище інтерференції. Такий різновид інтерференції спостерігається зокрема:

- на стінках мильних бульбашок;
- на плівках масла або нафти на поверхні води;
- на оксидних плівках, що виникають на поверхні металів після їх загартування (т. з. кольори мінливості).

Розглянемо плоско паралельну пластину товщиною d і показником заломлення n . Нехай від точкового джерела S розповсюджуються два промені 1 та 2 і відбиваються від задньої та передньої поверхонь плівки товщиною d . У певній точці спостереження P ці

промені накладаються друг на друга (рис.30.3). Із рисунку видно, що оптична різниця ходу для цих променів становить $\Delta = 2nd \cos \beta$.

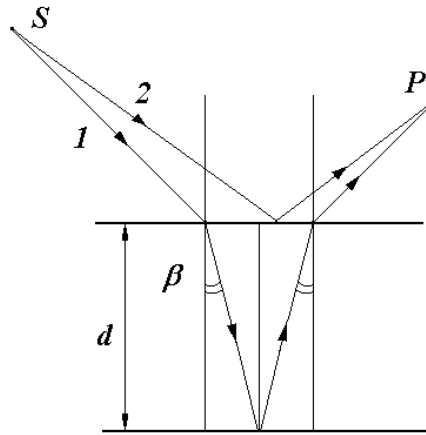


Рисунок 30.3
Інтерференція на тонкій плівці

Для того щоб при інтерференції промені гасили друг друга їх фази повинні бути протилежні. Тому умова інтерференційного мінімуму в цьому випадку матиме вигляд:

$$\Delta = 2nd \cos \beta + \lambda / 2 . \quad (30.11)$$

Інтерференція при відбиванні від тонких плівок лежить в основі *просвітлення оптики*. Проходження світла через кожен заломлюючу поверхню лінзи супроводжується відбиванням $\approx 4\%$ падаючого світла. В складних оптичних системах такі відбивання відбуваються багаторазово, тому сумарні втрати світлового потоку можуть бути значними. В *просвітленій оптиці* для усунення відбитого світла на кожен вільну поверхню лінзи наносять тонку плівку прозорої речовини з іншим показником заломлення. Товщина плівки підбирається так, щоб хвилі відбиті від обох її поверхонь погасили друг друга.

4. Інтерферометри. Інтерферометр Майкельсона.

Оптичні вимірювальні прилади, принцип дії яких засновано на явищі інтерференції світла називаються *інтерферометрами*. За допомогою інтерферометрів із високим ступенем точності вимірюються лінійні та кутові розміри об'єктів, малі різниці показників заломлення середовищ, досліджується структура спектральних ліній тощо.

Зокрема за допомогою інтерферометра Майкельсона було вперше виконано ряд тонких експериментів, серед яких знаменитий дослід Майкельсона-Морлі (Альберт Майкельсон, США, Едвард Морлі США. 1887р.). Метою цього дослідження була реєстрація руху Землі відносно *ефіру* – гіпотетичного середовища, в якому згідно уявлень того часу розповсюджувались електромагнітні хвилі.

Схема інтерферометра Майкельсона представлена на рис.30.4. Світло від джерела S проходить через скляну плоско паралельну пластину P_1 , одна із поверхонь якої вкрита тонким напівпрозорим шаром срібла. В точці A відбувається розділення початкового світлового променя на два променя 1 та 2, які йдуть до дзеркал M_1 та M_2 відповідно. Тотожна пластині P_1 , пластина P_2 призначена для компенсації різниці ходу між променями 1 та 2. Інтерференційна картина, що утворюється при накладанні променів 1 та 2 друг на друга, спостерігається за допомогою мікроскопа M.

Всі пристрої зображені на рис. 4 монтувались на важкій горизонтальній плиті, яка мала можливість обертатись навколо вертикальної осі. Згідно думки Майкельсона, оскільки при такому обертанні інтерферометра напрямок руху променів 1 та 2 змінюється відносно напрямку руху Землі під час її обертання навколо Сонця, то це повинно призводити до зсувів інтерференційної картини, обумовлених так званим *ефірним вітром*.

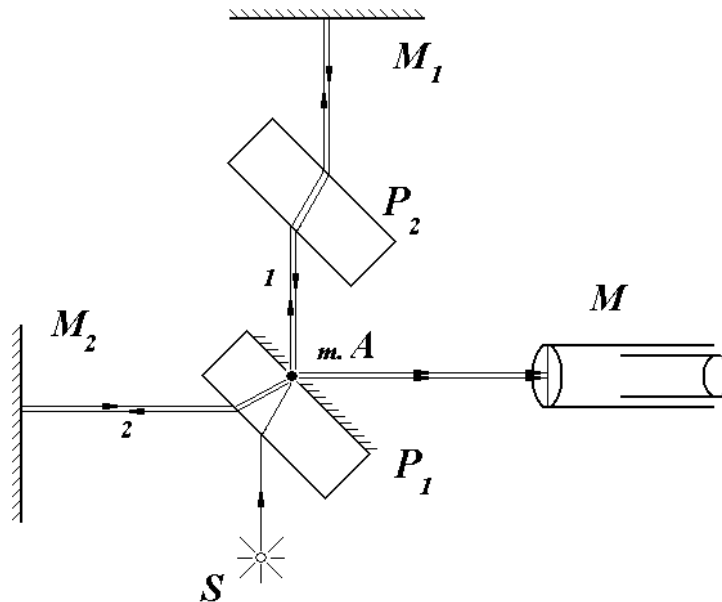


Рисунок 30.4
Інтерферометр Майкельсона

Однак будь-яких змін інтерференційної картини в залежності від орієнтації інтерферометра відносно напрямку руху Землі зафіксовано не було. Цей результат означав, що ніякого ефірного вітру, а значить і ефіру, як певного універсального середовища, в яке нібито занурені всі тіла в природі, не існує.

Негативний результат досліду Майкельсона-Морлі призвів на межі XIX – XX ст. до важливих змін у фізичному світогляді і послужив однією із передумов створення А. Ейнштейном теорії відносності.

Лекція 31

Тема: Дифракція світла.

Питання:

1. Дифракція. Принцип Гюйгенса-Френеля.
2. Метод зон Френеля. Властивості зон Френеля.
3. Дифракція Фраунгофера на щілині.
4. Дифракція на дифракційній решітці.
5. Дифракція рентгенівських променів.

1. Дифракція. Принцип Гюйгенса-Френеля.

В початковому вузькому сенсі **дифракція це є огинання хвилями перешкод**. У сучасному, більш широкому сенсі **дифракція це є будь-яке відхилення від законів геометричної оптики при розповсюдженні хвиль**.

Дифракція спостерігається при розповсюдженні світла в середовищі з різкими неоднорідностями, такими як маленький круглий отвір, вузька щілина, дифракційна решітка тощо. В звичайних умовах дифракцію світла спостерігають у вигляді нерізкої розмитої границі тіні освітленого предмета.

Між явищами інтерференції та дифракції немає принципової фізичної різниці. Обидва ці явища полягають у перерозподілі світлового потоку у просторі при суперпозиції (накладанні) когерентних хвиль. Але при суперпозиції когерентних хвиль від точкових джерел говорять про інтерференцію, а при суперпозиції когерентних хвиль від джерел, які мають певні кінцеві розміри говорять про дифракцію.

Явища дифракції зазвичай класифікують в залежності від відстаней між джерелом і точкою спостереження (екраном) та перешкодою, що розташована на шляху світла. Якщо ці відстані великі (нескінченно великі) то говорять про дифракцію в паралельних променях – дифракцію Фраунгофера. У протилежному випадку говорять про дифракцію в непаралельних променях – дифракцію Френеля.

Визначимо поняття хвильового фронту та хвильової поверхні.

Хвильовий фронт – поверхня, до якої дійшов хвильовий процес на даний момент часу.

Хвильова поверхня – геометричне місце точок, які коливаються в одній фазі.

Проникнення світлових хвиль у область геометричної тіні можна пояснити за допомогою **принципу Гюйгенса**, який полягає в наступному: **кожна точка хвильового фронту є джерелом вторинних хвиль**. Але явище дифракції світла принцип Гюйгенса пояснити не в змозі. Френель доповнив принцип Гюйгенса уявленнями про інтерференцію вторинних хвиль. Розвинутий в такий спосіб принцип Гюйгенса отримав назву **принципу Гюйгенса-Френеля**, який полягає в наступному: **кожна точка хвильового фронту є джерелом вторинних хвиль, притому інтенсивність світла у довільній точці простору можна розглядати як результат інтерференції вторинних хвиль, які випромінюються нескінченно малими ділянками хвильової поверхні**.

2. Метод зон Френеля. Властивості зон Френеля.

Нехай сферична хвиля розповсюджується в однорідному ізотропному середовищі від точкового джерела S , так що на певний момент часу хвильовий фронт досяг точки O (рис. 31.1). Відстань b_n від зовнішнього краю n -ї зони до точки спостереження – m . P визначається формулою:

$$b_n = b + n \frac{\lambda}{2}, \quad (31.1)$$

де n номер зони, а λ - довжина хвилі.

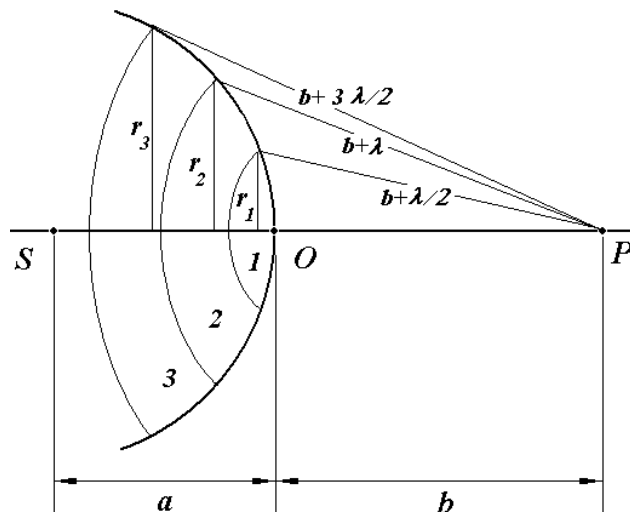


Рисунок 31.1 Зони Френеля.

Із геометрії задачі отримуємо формулу для радіусу n -ї зони Френеля:

$$r_n = \sqrt{\frac{ab}{a+b} n \lambda}. \quad (31.2)$$

Згідно формули (31.2) оцінимо по порядку величини радіус 1 -ї зони Френеля для випадку, коли $a = b = 1\text{ м}$, а $\lambda = 500\text{ нм}$ (блакитне світло). Розрахунок показує, що $r_1 \approx 0.5\text{ мм}$.

Властивості зон Френеля

1. При невеликих значеннях n площі зон Френеля приблизно однакові.
2. Амплітуди коливань, які збуджуються зонами Френеля в m . P утворюють послідовність, що монотонно зменшується:

$$A_1 > A_2 > A_3 \dots \quad (32.3)$$

3. Фази коливань, які утворюються сусідніми зонами відрізняються одна від одної на π , тому амплітуди від парних та непарних зон мають різні знаки, результуюча амплітуда визначається співвідношенням:

$$A = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + \dots \quad (32.4)$$

4. Оскільки A_n зменшується монотонно, то для неї можна записати:

$$A_n = \frac{A_{n-1} + A_{n+1}}{2} \quad (32.5)$$

Враховуючи (32.5), формулу (32.4) можна записати у вигляді:

$$A = \frac{A_1}{2} + \left(\frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2}\right) + \left(\frac{A_3}{2} - A_4 + \frac{A_5}{2}\right) + \dots \quad (32.6)$$

У формулі (32.6) кожен із виразів у дужках наближається до нуля, тому для результуючої амплітуди від хвильової поверхні в цілому отримуємо: $A = \frac{A_1}{2}$.

3. Дифракція Фраунгофера на щілині.

Простим для розрахунку та практично важливим випадком дифракції є дифракція на довгій прямокутній щілині. Світлове поле за щілиною знайдеться за принципом Гюйгенса-Френеля. При застосуванні принципу Гюйгенса-Френеля на випадок довгої прямокутної щілини, будемо розглядати інтенсивність світла у довільній точці спостереження як результат інтерференції когерентних вторинних хвиль, що випромінюються різними ділянками хвильового фронту на щілині.

Нехай на щілину шириною b нормально падає плоска монохроматична хвиля довжиною λ . Розглянемо інтерференційну картину на екрані, який розташований на відстані $L \gg b$ від щілини – ця умова є умовою дифракції Фраунгофера (рис.31.2).

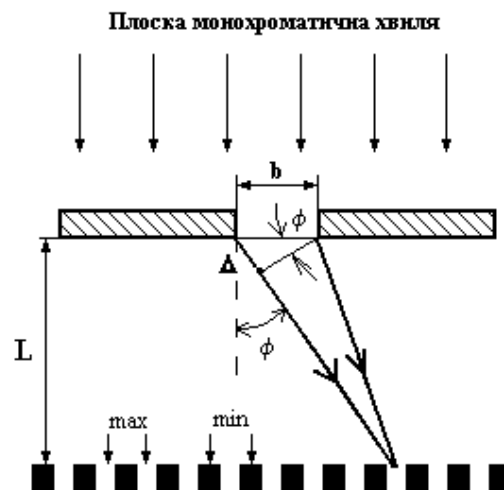


Рисунок 31.2 Дифракція на щілині.

Інтерференційна картина буде являти собою чергування на екрані світлих (max), та темних (min) смуг. Умова дифракційного мінімуму в цьому випадку має вигляд

$$b \cdot \sin \phi = k \lambda, \quad (32.7)$$

де ϕ - кут дифракції; k - порядок дифракційного мінімуму; $k = 1, 2, \dots$

Умова (32.7) означає, що оптична різниця ходу Δ між хвилями, що випромінюються крайніми точками щілини, повинна містити ціле число довжин хвиль:

$$\Delta = k \cdot \lambda, \quad (32.8)$$

В той же час з геометрії задачі маємо:

$$\Delta = b \cdot \sin \phi. \quad (32.9)$$

Одержаний результат легко пояснити без будь-яких розрахунків. Припустимо, з початку, що $k = 1$ і формула (32.7) приймає вигляд

$$b \cdot \sin \phi = \lambda. \quad (32.10)$$

Розділимо щілину на дві рівні частини – дві зони Френеля. Тоді хвилі від цих зон прийдуть в певну точку спостереження, для якої виконується умова $L \gg b$, в протилежних фазах і погасять одна одну при інтерференції – утвориться *мін* інтенсивності 1-го порядку. Якщо ж виконується умова (32.7) для довільного значення $k \geq 2$, то щілину треба розділити на $2k$ ділянок однакової ширини - $2k$ зон Френеля. Хвилі від зон з непарними номерами прийдуть в певну точку спостереження в фазах, протилежних фазам хвиль, що прийшли від зон з парними номерами, погасять одна одну при інтерференції – утвориться *мін* інтенсивності k -го порядку.

4. Дифракція на дифракційній решітці.

Важливою для практичного застосування є дифракція на дифракційній решітці – оптичному приладі, який являє собою періодичну структуру, яка складається з великої кількості регулярно розташованих елементів, наприклад паралельних штрихів, які знаходяться на однаковій відстані один від одного (рис.31.3). Дифракційні решітки, що застосовуються для роботи в різних областях спектру, відрізняються розмірами, формою, матеріалом поверхні, профілем штрихів та їх частотою (від 6000 *штрихів / мм* для рентгенівських променів до 0,25 *штрихів / мм* для інфрачервоного діапазону).

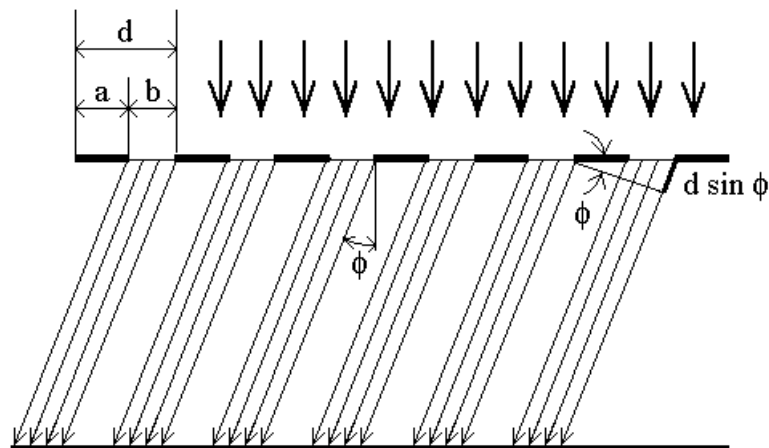


Рисунок 31.2 Дифракція на дифракційній решітці.

На дифракційній решітці здійснюється багатопроменева інтерференція когерентних пучків дифрагovanого світла, які випромінюються щілинами решітки при її освітленні.

Нехай на дифракційну решітку нормально до її поверхні падає плоска монохроматична хвиля. Різниця ходу між вторинними хвилями, що випромінюються сусідніми щілинами решітки буде дорівнювати:

$$\delta = d \sin \varphi, \quad (32.11)$$

де d – період дифракційної решітки (сума довжин прозорого та непрозорого проміжків решітки: $d = a + b$), а φ - кут дифракції. У напрямках, що визначаються формулою:

$$d \sin \varphi = m \lambda, \quad (32.12)$$

де $m = 0, 1, 2, \dots$ утворюються максимуми інтенсивності, які в N^2 разів перевершують інтенсивності хвилі від однієї щілини в тому самому напрямку. Ці максимуми називаються головними максимумами. Ціле число m називається порядком головного максимуму, або порядком спектру.

Із формули (32.12) видно, що кут дифракції ϕ залежить від довжини хвилі світла λ , яким освітлюється решітка, притому чим менша довжина хвилі, тим меншому значенню кута ϕ відповідатиме положення максимуму. Звідки випливає головна властивість дифракційної решітки – її здатність розкладувати складне світло по довжинам хвиль, притому біле світло розкладається у спектр так, що його зовнішній край забарвлений у фіолетовий колір, а внутрішній - у червоний. Тому дифракційна решітка застосовується у якості диспергуючого елемента в спектральних приладах.

5. Дифракція рентгенівських променів.

Явище дифракції також спостерігається на тривимірних структурах - просторових утвореннях, які мають періодичність по трьом напрямкам, що не лежать в одній площині.

Такими структурами є всі кристалічні тіла, однак їх період занадто малий ($\approx 10^{-10} \text{ м} = 1 \text{ \AA}$), для того щоб дифракцію можна було спостерігати у видимому світлі. Для виникнення дифракційних максимумів необхідно, щоб виконувалась умова: $d \geq \lambda$ тобто щоб період структури був набагато більшим за довжину хвилі. У випадку кристалів така умова виконується тільки для рентгенівських променів.

Розрахунок дифракційної картини від кристалічної решітки в загальному випадку досить складний, але його можна спростити за допомогою способу, запропонованого Вульфом (рос. Г. В. Вульф 1863 -1925) та Бреггом (англ. *Sir William Lawrence Bragg* 1890 - 1971). Цей спосіб полягає в наступному. Проведемо через вузли кристалічної решітки паралельні площини, що знаходяться на однаковій відстані одна від одної та назвемо їх *атомними шарами*. Відбивання від атомного шару плоскої хвилі можна розглядати згідно звичайного закону відбивання (рис. 31.3).

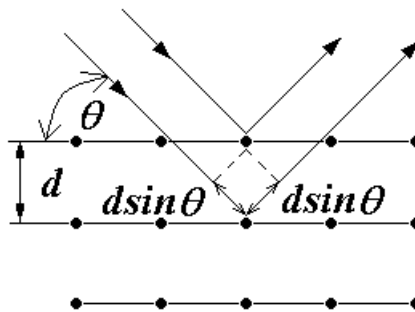


Рисунок 31.2 Відбивання рентгенівських променів від атомних шарів

Плоскі вторинні хвилі, що відбиваються від атомних площин, когерентні і інтерферують між собою подібно хвилям, які надсилаються у даному напрямку різними щілинами дифракційної решітки. Притому, як і у випадку із решіткою, вторинні хвилі будуть практично погашати одна одну у всіх напрямках, за винятком тих напрямків, для яких різниця ходу кратна λ . Із рис. 31.2 видно, що положення дифракційних максимумів визначиться умовою:

$$2d \sin \theta = \pm m \lambda . \quad (32.13)$$

Формула (32.13) називається формулою Вульфа-Брегга.

Дифракція рентгенівських променів широко використовується у двох напрямках:

1. Дослідження спектру (складу) рентгенівського випромінювання – *рентгенівська спектроскопія*.
2. Дослідження структури кристалів – *рентгеноструктурний аналіз*.

Лекція 32

Тема: Поляризація світла. Дисперсія світла. Поглинання та розсіювання світла.

Питання:

1. Природне та поляризоване світло.
2. Закон Малюса.
3. Поляризація світла при відбиванні та заломленні. Закон Брюстера.
4. Обертання площини поляризації.
5. Дисперсія світла.
6. Поглинання та розсіювання світла.

1. Природне та поляризоване світло.

При дослідженні явищ інтерференції та дифракції питання про те чи є світлові хвилі поздовжні або поперечні мало другорядний характер. Із електромагнітної теорії світла прямо витікає, що *світлові хвилі є поперечними хвилями*. Зміна із часом вектору напруженості електричного поля \vec{E} супроводжується створенням змінного магнітного поля із напруженістю \vec{H} . В свою чергу магнітне поле створює електричне поле і т. д. Таке змінне електромагнітне поле не лишається локалізованим у просторі, а розповсюджується із швидкістю світла, притому вектор швидкості \vec{c} в одно час перпендикулярний обом векторам \vec{E} та \vec{H} . Таким чином, в електромагнітній хвилі, у взаємно перпендикулярних площинах відбуваються коливання векторів напруженості електричного та магнітного полів – векторів \vec{E} та \vec{H} , притому вектори $\vec{E}, \vec{H}, \vec{c}$ складають правобічну трійку векторів. Тобто розповсюдження електромагнітної хвилі відбувається у напрямку, перпендикулярному площинам, в яких коливаються вектори \vec{E} та \vec{H} . Власне це і означає, що електромагнітна хвиля поперечна. (рис.32.1). Перехрестя векторів \vec{E} та \vec{H} може бути зорієнтоване у просторі як завгодно відносно напрямку розповсюдження променя – вектору \vec{c} . В природному світлі ця орієнтація змінюється хаотично (осьова симетрія). Площина в якій водночас знаходяться вектори \vec{E} та \vec{c} називається *площиною коливань*, або *площиною поляризації*. Явище поляризації характерно саме для поперечних хвиль.

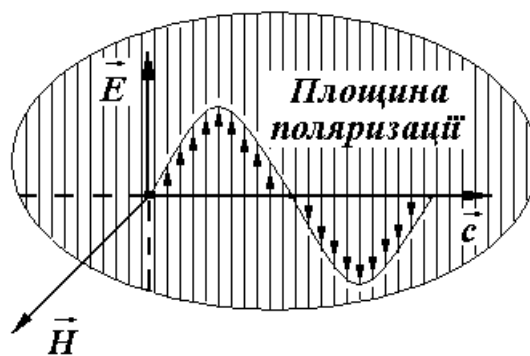


Рисунок 32.1 Площина поляризації

У площині поляризації відбуваються коливання вектору \vec{E} і у природному світлі ці коливання відбуваються рівно ймовірно по всіх напрямках (рис.32.2a). Світло, в якому площина коливань не змінюється хаотично, а має певну орієнтацію у просторі називається поляризованим. В ідеальному випадку в такому світлі вектор \vec{E} коливається в одній фіксованій площині (рис.32.2b). На практиці ми за звичай маємо справу із певною переважною поляризацією світла, наприклад із еліптичною поляризацією (рис.32.2c).

Якщо світло являє собою суміш природного та поляризованого світла, то таке світло називається *частково поляризованим*.

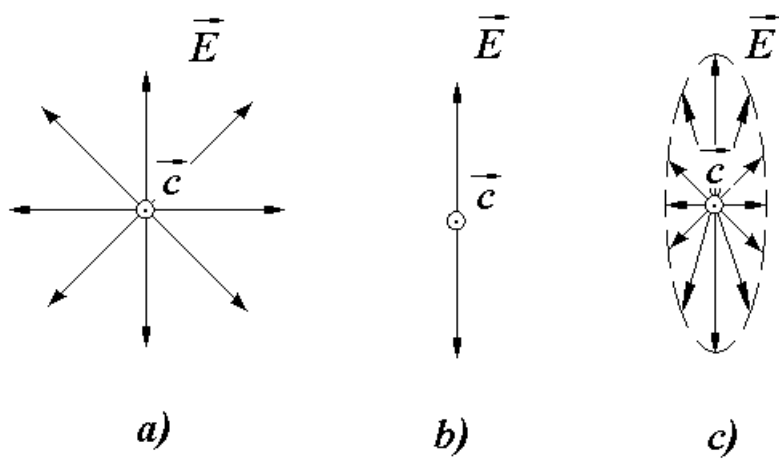


Рисунок 32.2
Природне та поляризоване світло

Таке світло можна одержати, якщо природне світло пропустити через деякі природні кристали, які поглинають світлові промені у котрих електричний вектор перпендикулярний до їх оптичної осі. Промені ж, у яких електричний вектор паралельний до оптичної осі кристала, проходять через нього практично без поглинання. Таку ж саму властивість мають штучно виготовлені поляроїди. Тобто після проходження через поляроїд природне світло перетворюється на поляризоване. Поляроїд, який використовується для одержання поляризованого світла називається поляризатор, а поляроїд, який використовується для дослідження поляризованого світла називається аналізатор.

2. Закон Малюса.

Поставимо на шляху природного світла два поляроїди – 1 і 2 (рис.3.3а). Після проходження через поляроїд 1 природне світло 3 перетворюється на поляризоване 4. Позначимо через \vec{E}_0, I_0 електричний вектор та інтенсивність світлової хвилі, що після проходження через поляризатор 1 падає на аналізатор 2, а через \vec{E}, I - електричний вектор та інтенсивність світлової хвилі, яка пройшла через два поляроїда.

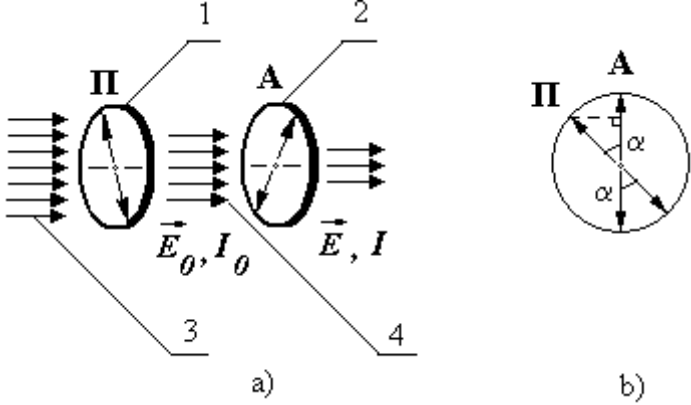


Рисунок 32.3
Отримання поляризованого світла

Коливання вектору \vec{E}_0 відбуваються у оптичній площині поляризатора, а коливання вектору \vec{E} - у оптичній площині аналізатора, тому, як видно з рис.32.3b між величинами E та E_0 повинно існувати співвідношення:

$$E = E_0 \cdot \cos \alpha , \quad (32.1)$$

де α - це кут між площиною поляризації падаючого світла та оптичною площиною аналізатора. Оскільки інтенсивність I пропорційна квадрату амплітуди E^2 , то для інтенсивності світла I одержуємо:

$$I = I_0 \cdot \cos^2 \alpha . \quad (32.2)$$

Співвідношення (32.2) називається *законом Малюса*.

3. Поляризація світла при відбиванні та заломленні. Закон Брюстера.

Дослід показує, що коли кут падіння світлового променя на границю розділу двох діелектриків відрізняється від нуля, то відбитий та заломлений промені виявляються частково поляризованими. Ступінь поляризації залежить від кута падіння. При куті падіння, який дорівнює так званому *куту Брюстера* θ_{Br} відбитий промінь повністю поляризований. При цьому виконується співвідношення:

$$\operatorname{tg} \theta_{Br} = n , \quad (32.3)$$

де n - відносний показник заломлення двох середовищ. Співвідношення (32.3) називається *законом Брюстера*. При виконанні співвідношення (32.3) ступінь поляризації заломленого променя також найбільша, але його поляризація часткова (рис. 32.4).

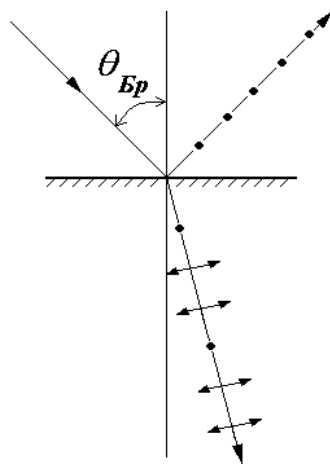


Рисунок 32.4
Поляризація при відбиванні та заломленні світла

4. Обертання площини поляризації.

Деякі речовини, які називають оптично активними, при проходженні через них поляризованого світла здатні обертати площину його поляризації на деякий кут. До таких речовин належать зокрема кварц, скипидар, розчин цукру у воді та ін. Для твердих тіл кут оберту площини поляризації при проходженні через них світла визначається формулою:

$$\phi = \alpha \cdot l , \quad (32.4)$$

де α - стала обертання, яка залежить від роду речовини, а l - довжина шляху світла в речовині. Для розчинів кут оберту площини поляризації при проходженні через них світла визначається формулою:

$$\phi = \alpha_0 \cdot c \cdot l , \quad (32.5)$$

де α_0 - питома стала обертання, яка залежить від роду речовини; c - концентрація; l - довжина шляху світла в речовині.

Оптично неактивні речовини отримують здатність обертати площину поляризації при вміщенні їх в магнітне поле. Це явище називається *ефектом Фарадея*. Кут оберту площини поляризації в цьому випадку визначається формулою:

$$\phi = V \cdot l \cdot H , \quad (32.6)$$

де V - стала Верде, що залежить від роду матеріалу; l - довжина шляху світла в речовині; H - напруженість зовнішнього магнітного поля. Магнітне обертання площини поляризації світла обумовлене прецесією електронних орбіт електронів речовини.

Слід зауважити, що константи V , α , α_0 залежать від довжини хвилі λ падаючого світла.

5. Дисперсія світла.

Дисперсією світла називається залежність показника заломлення від довжини хвилі (частоти). Всім середовищам (за виключенням абсолютного вакууму) властива дисперсія – певна функціональна залежність:

$$n = f(\lambda) \quad \text{або} \quad n = f(\nu), \quad (32.7)$$

де n - показник заломлення середовища; λ - довжина хвилі; ν - частота.

Дисперсія світла виникає в результаті вимушених коливань заряджених частинок (електронів та іонів) речовини під впливом змінного поля електромагнітної хвилі.

Найпростішим та найвідомішим видом дисперсії є дисперсія Ньютона – розкладання білого світла у спектр за допомогою скляної призми. Ньютон пропустив через скляну призму промінь білого світла і отримав на екрані, розташованому за призмою, кольоровий спектр (рис. 32.5).

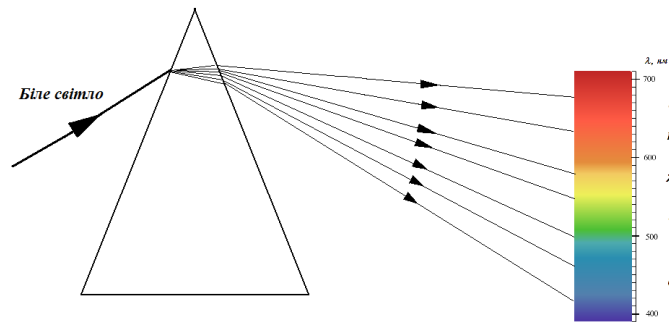


Рисунок 32.5
Дисперсія Ньютона

Цей та низка схожих дослідів дозволив Ньютону зробити наступні висновки:

1. Світлові промені, що відрізняються за кольором відрізняються також і ступенем заломленості.
2. Кольори присутні в білому світлі, а призма лише їх розділяє.

Для речовин прозорих в даній області спектру відрізняють *нормальну* та *аномальну* дисперсії:

Дисперсія називається *нормальною*, якщо показник заломлення n зростає із зростанням частоти ν (зменшенням довжини хвилі λ).

Дисперсія називається *аномальною*, якщо показник заломлення n зменшується із зростанням частоти ν (зменшенням довжини хвилі λ).

Згідно електромагнітної теорії світла показник заломлення n пов'язаний із діелектричною проникністю ϵ та магнітною проникністю середовища μ співвідношенням:

$$n = \sqrt{\epsilon \cdot \mu}. \quad (32.8)$$

В оптичній області спектру для більшості речовин магнітна проникність $\mu \approx 1$. Таким чином із формули (32.8) маємо:

$$n = \sqrt{\epsilon}. \quad (32.9)$$

Тобто дисперсія світла пояснюється залежністю діелектричної проникності середовища n від частоти ν .

6. Поглинання та розсіювання світла.

При проходженні світлової хвилі через речовину частина її енергії переходить у внутрішню енергію речовини – поглинається. Дослід показує, що інтенсивність світла при його проходженні через речовину зменшується по закону:

$$I = I_0 \cdot e^{-\kappa l}, \quad (32.10)$$

де I та I_0 - початкова та кінцева інтенсивності світла відповідно; κ - коефіцієнт поглинання; l - довжина шляху світла в речовині. Співвідношення (32.10) називається *законом Бугера*.

Дослід показує, що коефіцієнт поглинання κ залежить від довжини хвилі λ . У речовин, атоми яких практично не взаємодіють між собою (наприклад у газів) коефіцієнт поглинання $\kappa \rightarrow 0$ для більшості довжин хвиль і тільки в дуже вузьких спектральних інтервалах має різкі максимуми (рис.32.6).

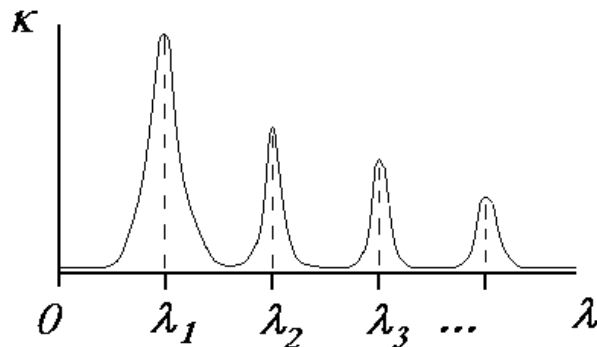


Рисунок 32.6

Залежність показника поглинання від довжини хвилі

Кожен із таких максимумів відповідає одній із власних частот коливань електронів в середині атомів. Із зростанням тиску газу максимумами розширюються завдяки взаємодії атомів між собою. Рідина та тверді тіла мають широкі полоси поглинання. По порядку величини коефіцієнт поглинання коливається в широких межах в залежності від роду речовини. Так для металів завдяки наявності в них вільних електронів коефіцієнт поглинання має порядок: $\kappa \approx 10^6 \text{ м}^{-1}$, в той час як для скла $\kappa \approx 1 \text{ м}^{-1}$.

При проходженні світла через середовище, що містить в собі велику кількість дрібних частинок, наприклад дим (маленькі тверді частинки), туман (маленькі крапельки рідини), суспензія (суміш рідини із твердими частинками) на цих частинках відбувається дифракція світла. Такий різновид дифракції називається *розсіюванням*.

Дослід показує, що коли розміри частинок Δx , на яких відбувається розсіювання, малі у порівнянні із довжиною хвилі λ , тобто якщо виконується умова: $\Delta x \approx 0.1\lambda$, то виявляється, що інтенсивність розсіяного світла пропорційна четвертому ступеню частоти ν (довжини хвилі λ):

$$I \approx \nu^4 \approx \frac{1}{\lambda^4}. \quad (32.11)$$

Співвідношення (32.11) називається *законом Релея*. Зокрема цим законом пояснюють блакитний колір неба, який виникає завдяки розсіюванню світла на атмосферних флуктуаціях густини повітря.