Розділ 1
ІНТЕРФЕРЕНЦІЯ СВІТЛА

1.1. ОСОБЛИВОСТІ СВІТЛОВИХ ХВИЛЬ. КОГЕРЕНТНІСТЬ

***Інтерференцією** називають накладання когерентних хвиль, за якого вони стабільно підсилюються або послаблюються. **Когерентні хвилі** — це хвилі однакової частоти, стабільної різниці фаз (у точці додавання) та однакового напрямку коливань відповідних векторів.*

Інтерференція світла є наслідком виявлення його хвильових властивостей. Світло — це електромагнітні хвилі дуже малої довжини. В електромагнітній хвилі у двох взаємно перпендикулярних напрямках періодично змінюються вектор напруженості електричного поля $\vec{E}$ і вектор напруженості магнітного поля $\vec{H}$. Проте дія світла на речовину визначається переважно впливом його електричного поля. Пояснюють це тим, що атоми і молекули речовини складаються з електрично заряджених ядер, іонів і електронів; останні зазнають зміщень внаслідок дії електричного поля світлової хвилі. Магнітне поле світлової хвилі може істотно виявлятися лише тоді, коли атом або молекула мають значний магнітний момент. Вектор напруженості електричного поля хвилі називають *світловим вектором*. Рівняння плоскої світлової хвилі, що поширюється вздовж осі X, можна записати у вигляді

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \sin 2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda}\right), \tag{1.1}$$

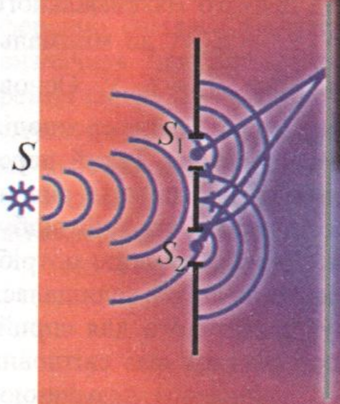
де $\vec{E}_0$ — амплітуда значення вектора напруженості електричного поля хвилі.

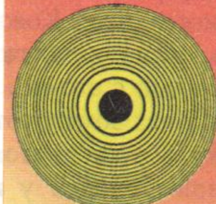
Для світлових хвиль справджується принцип суперпозиції, тобто принцип незалежності хвиль у разі одночасного поширення в даному середовищі. З принципу суперпозиції випливає, що результуючий світловий вектор двох світлових хвиль у даній точці дорівнює векторній сумі світлових векторів кожної хвилі окремо. Тому накладання світлових хвиль дає аналогічні результати, як і накладання механічних хвиль.

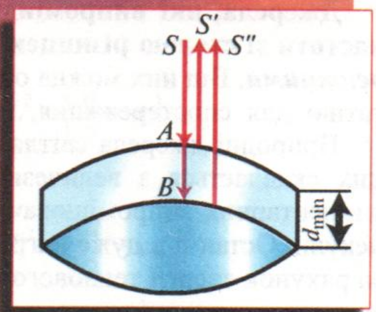
Припустимо, що в певній точці середовища накладаються дві плоскі світлові хвилі однакової частоти і з однаковими напрямками коливань світлових векторів, які задані рівняннями:

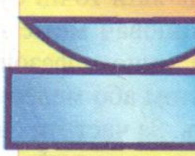
$$\vec{E}_1 = \vec{E}_{01} \sin(\omega t - \alpha_1);$$

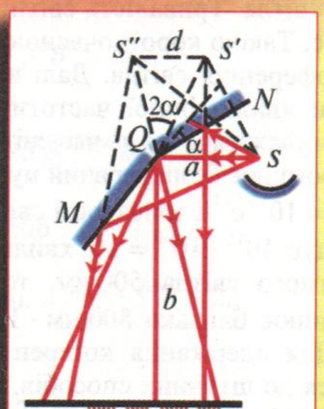
$$\vec{E}_2 = \vec{E}_{02} \sin(\omega t - \alpha_2). \tag{1.2}$$











При цьому утворюється результуюча хвиля такої самої частоти коливань:

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 = \vec{E}_0 \sin(\omega t - \alpha). \qquad (1.3)$$

Амплітуду і зміщення фази хвилі визначають за такими виразами:

$$E_0^2 = E_{01}^2 + E_{02}^2 + 2E_{01}E_{02}\cos(\alpha_1 - \alpha_2); \qquad (1.4)$$

$$\mathrm{tg}\alpha = \frac{E_{01}\sin\alpha_1 + E_{02}\sin\alpha_2}{E_{01}\cos\alpha_1 + E_{02}\cos\alpha_2}. \qquad (1.5)$$

Знаючи, що енергія пропорційна квадрату амплітуди коливання, за виразом (1.4) знайдемо, що енергія результуючого коливання не дорівнює сумі енергій складових коливань, а залежить від різниці фаз складових коливань $(\alpha_1 - \alpha_2)$. Вона може набувати будь-яких значень від деякого максимального за $(\alpha_1 - \alpha_2) = 0$, коли $E_0^2 = (E_{01} + E_{02})^2$, до мінімального за $(\alpha_1 - \alpha_2) = \pi$, коли $E_0^2 = (E_{01} - E_{02})^2$. Основною ознакою інтерференції хвиль є перерозподіл їхньої енергії в хвильовому просторі. Такий перерозподіл у явищах інтерференції світла легко виявити за різною освітленістю поверхні, на якій відбувається накладання хвиль. Для цього лише потрібно, щоб інтерференційна картина світла залишалася незмінною впродовж часу, достатнього для сприймання, інакше кажучи, щоб різниця фаз світлових коливань у різних точках залишалася незмінною.

Джерела, які випромінюють хвилі однакової частоти зі сталою різницею фаз, називають *когерентними*. Від них можна одержати стабільну, достатню для спостереження, інтерференцію хвиль.

Природні джерела світла некогерентні. Кожне з них складається з величезного числа незалежних елементарних випромінювачів, якими є атоми і молекули. Останні в дуже нагрітих тілах збуджуються за рахунок енергії теплового руху. Збуджені атоми і молекули випромінюють надлишок енергії у вигляді світла. Тривалість світіння атома або молекули 10^{-8} с. Такою короткочасною в будь-якій точці буде інтерференція світла. Далі випромінювач може послати хвилю іншої частоти або з іншою фазою.

Зауважимо, що за час світіння атом або молекула випромінює безперервний цуг хвиль. За частоти світла $\nu = 10^{15}$ с$^{-1}$ і тривалості світіння джерела 10^{-8} с цуг вміщує $10^{15} \cdot 10^{-8} = 10^7$ хвиль. Якщо довжина хвилі видимого світла 500 нм, то довжина цугу світла дорівнює близько 500 нм $\cdot 10^7 = 5$ м.

Для одержання когерентних хвиль світла вдаються до штучних способів, а саме: від одного джерела світла хвилю роздвоюють і спрямовують по двох різних шляхах, після досягання ними одних і тих самих точок вони інтерферують. Для роздвоєння світлової хвилі широко використовують явища відбивання і заломлення світла.

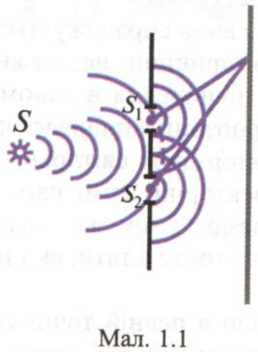
Не важко зрозуміти, що в точці роздвоєння обидві хвилі мають однакові фази коливань, а в будь-якій точці інтерференції різниця їхніх фаз залежатиме від різниці пройдених шляхів $\Delta l = l_1 - l_2$:

$$\varphi_2 - \varphi_1 = 2\pi\frac{\Delta l}{\lambda}. \qquad (1.6)$$

Треба застерегти, що інтерференція світла, здійснювана таким способом, можлива за умови, що різниця ходів хвиль не перевищує довжину цугу світлових хвиль. Інакше «голова» цугу, що прямує по довшому шляху, дійде до точки сходження шляхів пізніше, ніж його «хвіст», що йшов по коротшому шляху, і накладання цих когерентних хвиль не відбувається.

Все сказане стосується звичайних джерел світла, в яких простежуються спонтанні випромінювання атомів або молекул. Проте є випадки резонансного та індуктивного випромінювання, де властивості когерентності інші: резонансне випромінювання когерентне зі збуджувальним, а індуктивне — зі змушувальним випромінюванням (про це йтиметься окремо).

1.2. СПОСОБИ ЗДІЙСНЕННЯ ІНТЕРФЕРЕНЦІЇ СВІТЛА. ДЗЕРКАЛА ФРЕНЕЛЯ



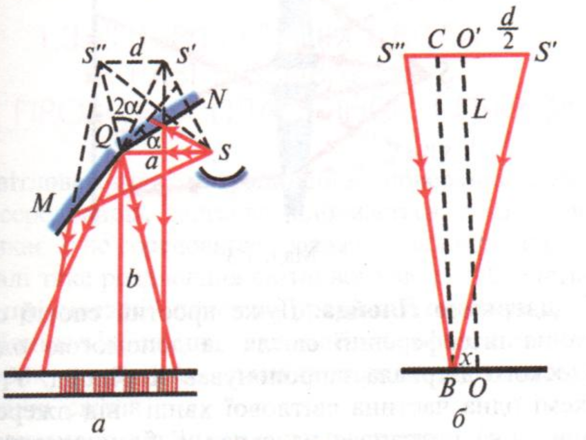
Мал. 1.1

Спосіб Юнга. У 1807 р. Т. Юнг (1773—1829) отримав два когерентні джерела світла у вигляді невеличких отворів в екрані, освітленому вузьким пучком світла (мал. 1.1). За принципом Гюйгенса—Френеля отвори S_1 і S_2 можна вважати вторинними джерелами світла, утвореними джерелом S. Не важко помітити, що будь-яка зміна фази коливання джерела світла S викликатиме таку саму зміну фаз джерел S_1 і S_2, але різниця їхніх фаз залишатиметься незмінною; джерела S_1 і S_2 є когерентними.

Здійснивши інтерференцію, Т. Юнг експериментально довів існування світлових хвиль, що мало велике наукове значення.

Недоліком цього способу є те, що явище інтерференції супроводжується явищем дифракції світла від вузьких отворів.

Дзеркала Френеля. Французький фізик О. Френель (1788—1827) домігся інтерференції світла в чистому вигляді за допомогою двох дзеркал, розміщених під кутом близько 180° (мал. 1.2, *а*).



Мал. 1.2

За цим способом одна частина кожної світлової хвилі, випромінюваної точковим джерелом S, відбившись від дзеркала QN, а друга — від дзеркала QM, змінюють свої напрямки поширення так, що далі сходяться на екрані й інтерферують. Щоб світло від джерела S не потрапляло на екран безпосередньо, джерело екранують.

Когерентні хвилі, що утворюються способом відбиття від двох дзеркал, немовби випромінюються джерелами S' і S'', які є уявними зображеннями в дзеркалах джерела S. Точки S' і S'' можна розглядати як два когерентні джерела світла, оскільки будь-яка зміна фази коливання в джерелі S такою самою мірою повторюватиметься в його зображеннях S' і S'', але різниця фаз між ними залишатиметься сталою. Результат інтерференції світла в заданій точці на екрані залежатиме від різниці ходів хвиль від джерел S' і S'' до даної точки.

Очевидно, в тих точках інтерференційної картини, в яких різниця ходів хвиль дорівнює цілому числу довжин хвиль, дістанемо максимум світла певної довжини хвилі:

$$\Delta l = k\lambda, \qquad (1.7)$$

де $k = 0, 1, 2, 3, \ldots$. Вираз (1.7) є умовою максимумів в інтерференції світла.

Якщо ж різниця ходів хвиль дорівнюватиме непарному числу півхвиль, то матимемо мінімум інтенсивності світла:

$$\Delta l = (2k+1)\frac{\lambda}{2}, \qquad (1.8)$$

де $k = 0, 1, 2, 3, \ldots$. Вираз (1.8) є умовою мінімумів в інтерференції світла.

Виразимо умову максимумів інтерференції світла у схемі Френеля, врахувавши взаємне розміщення когерентних джерел, екрана та положення на ньому точки, що розглядається.

Припустимо, що когерентні джерела S' і S'' випромінюють світло однієї довжини хвилі λ, тобто монохроматичне світло. Нехай відстань між цими джерелами дорівнює d, а відстань від джерел до екрана — L, причому $d \ll L$ (див. мал. 1.2, *б*).

Зрозуміло, що в точці O на екрані, рівновіддаленій від джерел S' і S'', матимемо максимум інтерференції світла. Сукупність таких точок на екрані визначить центральну смугу максимуму інтерференції світла. На якій же відстані x від центральної смуги на екрані розміщуватимуться інші максимуми інтерференції світла?

Нехай точка B на екрані відповідає максимуму інтерференції світла.

Тоді за умовою (1.7)

$$\Delta l = S'B - S''B = k\lambda. \qquad (1.9)$$

З прямокутних трикутників $S'BC$ і $S''BC$ отримаємо:

$$S'B^2 = L^2 + \left(\frac{d}{2} + x\right)^2$$

$$S''B^2 = L^2 + \left(\frac{d}{2} - x\right)^2,$$

звідки

$$S'B^2 - S''B^2 = 2xd,$$

або

$$(S'B - S''B)(S'B + S''B) = 2xd.$$

Взявши до уваги, що

$$S'B - S''B = \Delta l, \text{ а } S'B + S''B \approx 2L,$$

дістанемо

$$\Delta l \cdot 2L = 2xd,$$

звідки

$$\Delta l = \frac{xd}{L}. \quad (1.10)$$

Зіставивши вирази (1.9) і (1.10), знайдемо, що максимуми інтерференції світла розміщуватимуться від центрального максимуму на відстанях

$$x = k\lambda \frac{L}{d}; \quad (1.11)$$

положення мінімумів знайдемо на відстанях

$$x = (2k+1)\frac{\lambda}{2}\frac{L}{d}. \quad (1.12)$$

Максимуми і мінімуми на екрані спостерігаються у вигляді світлих і темних смуг, паралельних одна одній. Не важко визначити, що відстань між двома сусідніми максимумами

$$\Delta x = \lambda \frac{L}{d}. \quad (1.13)$$

З виразу (1.13) випливає практична порада: максимуми добре різнитимуться, якщо відстань між джерелами світла буде якомога меншою.

Не важко довести, що в дзеркалах Френеля відстань між джерелами

$$d = 2a\alpha, \quad (1.14)$$

де a — відстань справжнього джерела світла S від лінії перетину дзеркал; α — доповнювальний кут між дзеркалами; тут малої відстані між джерелами досягають внаслідок малого доповнювального кута ($\alpha < 1°$).

Знайдемо відстань від джерел світла у дзеркалах Френеля до екрана. Для цього досить виміряти відстань від джерела до лінії перетину дзеркал a та відстань від цієї лінії до екрана b:

$$L = a + b. \quad (1.15)$$

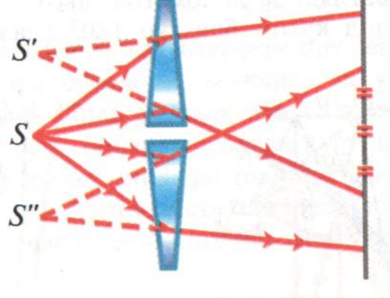
Для дзеркала Френеля положення максимумів визначають за формулою

$$x = k\lambda\frac{a+b}{2a\alpha}. \quad (1.16)$$

З формули (1.16) випливає, що максимуми для світла різної довжини хвилі λ займатимуть різні положення на екрані: для довших хвиль максимуми зміщені далі від центра. Якщо в схемі Френеля використовувати джерело білого світла, то на екрані дістанемо інтерференційні спектри світла першого, другого і так далі порядку, відповідно до значень $k = 1, 2, 3,...$; центральна смуга буде білою.

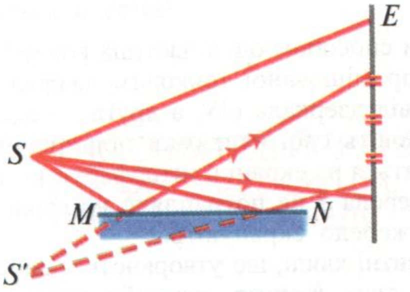
У дослідах із дзеркалами О. Френель не тільки домігся інтерференції світла, а й визначив довжину світлової хвилі.

Біпризми Френеля. Аналогічно досліду з дзеркалами О. Френель здійснив інтерференцію світла за допомогою двох призм (мал. 1.3). Світлову хвилю, випромінювану джерелом S, за допомогою біпризми роздвоюють. Після заломлення в призмах світлові хвилі відхиляються в протилежні боки, тому перекриваються й інтерферують.



Мал. 1.3

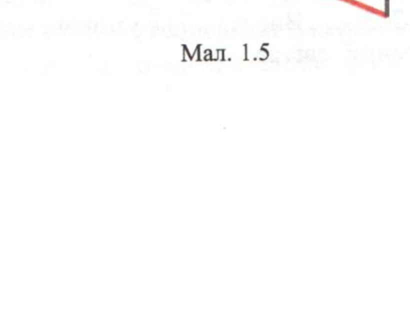
Дзеркало Ллойда. Дуже простий спосіб одержання інтерференції світла за допомогою одного плоского дзеркала запропонував Х. Ллойд. У його схемі одна частина світлової хвилі від джерела S (мал. 1.4) потрапляє на екран E безпосередньо, а



Мал. 1.4

друга — після відбивання від плоского дзеркала MN. На екрані обидві частини хвилі накладаються й інтерферують.

Спосіб Лінника. Дослід, в якому когерентні джерела S і S' (мал. 1.5) розміщені на прямій, вздовж якої



Мал. 1.5

поширюється світло, вперше здійснив радянський фізик В. П. Лінник у 1935 р.

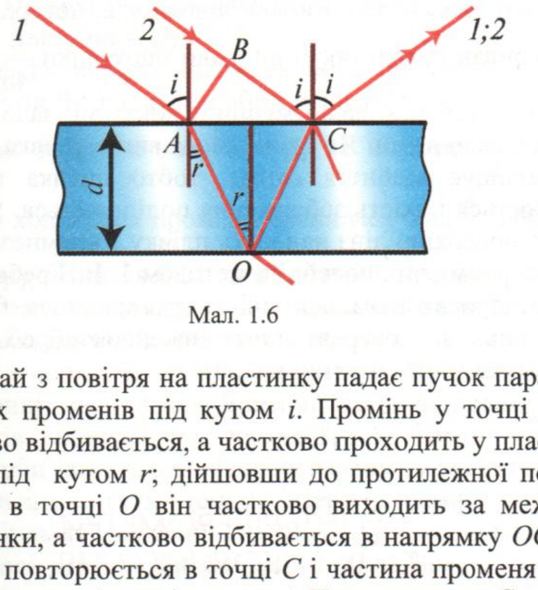
Світлова хвиля AB від точкового джерела S спочатку проходить крізь напівпрозору пластинку P, частково ослаблюється в ній, а далі потрапляє на екран E. В пластинці є невеликій отвір S', який, за принципом Гюйгенса—Френеля, є джерелом вторинної світлової хвилі $A'B'$. Хвилі AB і $A'B'$ когерентні й утворюють на екрані інтерференційні смуги у вигляді кілець.

1.3. ІНТЕРФЕРЕНЦІЯ СВІТЛА В РАЗІ ВІДБИВАННЯ ВІД ПРОЗОРИХ ПЛАСТИНОК І ПЛІВОК

Світлова хвиля, потрапивши на поверхню прозорого середовища, частково відбивається, а частково проникає у це середовище, зазнаючи заломлення.

Далі таке роздвоєння світлової хвилі відбувається на протилежній поверхні прозорого середовища і т. д. Явища відбивання і заломлення світла в тонких прозорих пластинках і плівках спричинюють інтерференцію світла.

Розглянемо детальніше інтерференцію світла від прозорої плоскопаралельної пластинки завтовшки d з показником заломлення $n > 1$ (мал. 1.6).



Мал. 1.6

Нехай з повітря на пластинку падає пучок паралельних променів під кутом i. Промінь у точці A частково відбивається, а частково проходить у пластинку під кутом r; дійшовши до протилежної поверхні, в точці O він частково виходить за межі пластинки, а частково відбивається в напрямку OC; далі це повторюється в точці C і частина променя 1 виходить у повітря під кутом i. Проте в точку C падає і частково відбивається під тим самим кутом і промінь 2. Тому в цій точці виникає інтерференція світла.

Для визначення результату інтерференції світла знайдемо різницю ходів променів. Проведемо фронт хвилі AB (див. мал. 1.6); на фронті обидва промені мали однакову фразу, а далі промінь 1 пройшов шлях $AO + OC$, а промінь 2 — шлях BC. Для визначення різниці фаз треба врахувати, що шлях $AO + OC$ хвиля проходить всередині пластинки ($n > 1$), а шлях BC — в повітрі ($n \approx 1$); внаслідок переходу в пластинку швидкість світла, а отже, й довжина хвилі зменшується в n разів. Якщо виразити довжину хвилі в повітрі,

$$\lambda = \frac{c}{\nu}, \qquad (1.17)$$

де c — швидкість світла в повітрі; ν — частота коливань, то довжина хвилі в пластинці

$$\lambda_1 = \frac{\frac{c}{n}}{\nu} = \frac{c}{\nu n} = \frac{\lambda}{n}. \qquad (1.18)$$

Щоб виразити різницю ходів числом хвиль, потрібно шлях $AO + OC$ поділити на λ_1, а шлях BC — на λ. Крім того, як засвідчують теоретичні й експериментальні дані, промінь BC, відбившись у точці C від оптично густішого середовища, змінює фазу на протилежну ($\Delta\varphi = \pi$), що еквівалентно зміні його шляху на півхвилі. З урахуванням сказаного умову максимуму інтерференції світла в точці C можна записати у такому вигляді:

$$\frac{AO + OC}{\lambda_1} - \frac{BC - \frac{\lambda}{2}}{\lambda} = k; \qquad (1.19)$$

інакше кажучи,

$$\frac{AO + OC}{\frac{\lambda}{n}} - \frac{BC - \frac{\lambda}{2}}{\lambda} = k,$$

або

$$(AO + OC)n - (BC - \frac{\lambda}{2}) = k\lambda. \qquad (1.20)$$

Добуток $(AO + OC)n$ називають *оптичним ходом хвилі*.

Виразимо рівняння (1.20) через товщину пластинки d і кут падіння променів i.

З ΔAOC знайдемо:

$$AO = OC = \frac{d}{\cos r},$$

з ΔABC і ΔAOC —

$$BC = AC \sin i = 2d \operatorname{tg} r \sin i.$$

Підставивши знайдені вирази в рівняння (1.20) і взявши до уваги закон заломлення світла $\left(\frac{\sin i}{\sin r} = n\right)$, дістанемо

$$\frac{2dn}{\cos r} - \frac{2dn}{\cos r}\sin^2 r + \frac{\lambda}{2} = k\lambda,$$

або

$$2dn\cos r + \frac{\lambda}{2} = k\lambda.$$

Проте

$$\cos r = \frac{1}{n}\sqrt{n^2 - \sin^2 i},$$

тому остаточно матимемо

$$2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} = (2k-1)\frac{\lambda}{2}. \quad (1.21)$$

Це рівняння виражає умову максимуму інтерференції світла від тонкої прозорої пластинки або плівки.

Не важко зрозуміти, що коли товщина d пластинки і кут падіння i світла скрізь однакові, то в усіх точках на поверхні пластинки може виникати максимум інтерференції для світла якоїсь однієї довжини хвилі λ, інакше кажучи, в разі освітлення пластинки білим світлом вона виглядатиме однобарвною.

Можливі й інші випадки. Наприклад, коли кут падіння i скрізь однаковий, а товщина пластинки різна, то максимум інтерференції світла з довжиною хвилі λ_1 буде в точках, що відповідають товщині пластинки d_1, а з довжиною хвилі λ_2 — у точках, які відповідають товщині пластинки d_2, і т. д. В результаті інтерференції на пластинці утворяться кольорові смуги, які позначатимуть місця однакової товщини пластинки або плівки; їх називають *смугами однакової товщини*. Такі кольорові смуги можна спостерігати на шляхах після дощу, де було розлито мастило чи пальне, на плоскій мильній плівці тощо. Може статися, що кут падіння i в різних точках набуватиме різних значень (наприклад, у разі освітлення пластинки точковим джерелом світла), а товщина пластинки d при цьому залишатиметься незмінною. Тоді максимум для хвиль λ_1 виникатиме в точках, де кут падіння i_1, а для хвиль λ_2 — де кут падіння i_2 і т. д. Внаслідок інтерференції на пластинці утворяться кольорові смуги, які позначатимуть місця однакового кута нахилу світлових променів; їх називають *смугами однакового нахилу*.

Вартий уваги випадок, коли під плівкою міститься середовище, оптично густіше від плівки. В цьому разі обидва промені зазнаватимуть зміни у фазі на π: промінь *1* у точці O, а промінь *2* — у точці C (див. мал. 1.6). Отже, оптична різниця їх ходів матиме вигляд

$$\Delta l = \left[(AO + OC)n - \frac{\lambda}{2}\right] - \left(BC - \frac{\lambda}{2}\right) =$$

$$= (AO + OC)n - BC. \quad (1.22)$$

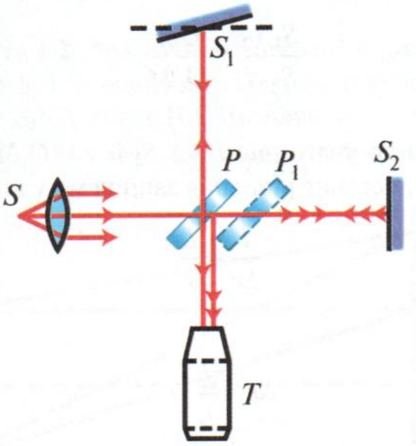
З цього рівняння випливає, що коли кути падіння світла малі ($\sin i = 0$, $BC = 0$), то за товщини плівки $d = \frac{\lambda}{4n}$ практично для всіх променів різниця ходів дорівнюватиме $\frac{\lambda}{2}$, а тому існуватиме мінімум інтерференції світла. Інакше кажучи, від такої плівки світло практично не відбивається і повністю проходить в оптично густіше середовище під плівкою. Саме цей випадок інтерференції світла широко використовують у практиці для так званого *просвітлення* оптики.

Щоб усунути значне відбивання світла в оптичних приладах, яке призводить до зменшення яскравості зображення і появи відблисків, поверхню лінз вкривають прозорою плівкою завтовшки $\frac{\lambda}{4n}$ з речовини, що має дещо менший показник заломлення, ніж скло лінзи. Як зазначалося вище, плівка істотно зменшує відбиття світла, тобто оптика просвітлюється і якість зображення поліпшується. Частіше на поверхню лінз наносять плівку з кремнезему або фторовмісних солей. За методом І. В. Гребєнщикова, просвітлювальна плівка утворюється безпосередньо на поверхні лінзи внаслідок оброблення її поверхні розчинами кислот.

1.4. ІНТЕРФЕРОМЕТРИ ТА ЇХ ВИКОРИСТАННЯ

Прилади, в яких явище інтерференції використовують для визначення довжини світлової хвилі, показника заломлення речовини, точних вимірювань довжини, контролю якості обробки поверхні тощо, називають *інтерферометрами*. Опишемо деякі з цих приладів.

Інтерферометр Майкельсона. Схему будови цього приладу наведено на мал. 1.7. Паралельний пучок світла від джерела S падає під кутом 45° на



Мал. 1.7

скляну пластинку P; задня поверхня пластинки вкрита напівпрозорим шаром срібла. Цей шар розділяє промінь на дві частини: перший — відбитий промінь — спрямовує на плоске дзеркало S_1, а другий проходить крізь шар срібла і потрапляє на дзеркало S_2. Відбившись від дзеркал, обидва промені зводяться, інтерферують і надходять у зорову трубу Т. Оскільки перший промінь до накладання на другий проходить товщину пластинки P тричі, а другий промінь — один раз, то для компенсації цієї різниці на шляху другого променя розміщують таку саму скляну пластинку P_1.

Залежно від різниці ходів обох променів поле зору труби буде світлим або темним. Очевидно, коли б ми змістили дзеркало S_2 на відстань $\frac{\lambda}{4}$, то різниця ходів обох променів змінилася б на $\frac{\lambda}{2}$, а фон поля зору змінився б на протилежний. Для точнішої оцінки зміщень дзеркала S_2 нерухоме дзеркало S_1 дещо нахиляють до падаючих променів, унаслідок чого хід променів до різних точок цього дзеркала стає різним: не однакові й різниці ходів відповідних променів, відбитих від дзеркал S_1 і S_2. Тому в полі зору труби замість однобарвного фону буде система паралельних світлих і темних інтерференційних смуг. Тепер будь-яке зміщення дзеркала S_2 зумовлюватиме в полі зору труби зміщення смуг: його можна виміряти з великою точністю, а за ним — знайти зміщення дзеркала S_2. Таким способом вперше порівняли міжнародний еталон метра з довжиною хвилі червоної спектральної лінії кадмію. Тепер метр визначають за довжиною хвилі оранжевої лінії випромінювання криптону-86 у вакуумі, а саме: 1 м = 1 650 763,73 λ_0.

Для вимірювання коефіцієнта заломлення зразок досліджуваної речовини розміщують на шляху променів до дзеркала S_2. Якщо товщина зразка l, а показник заломлення n, то внесення його дасть додаткову різницю ходів променів

$$\Delta l' = l(n - n_0),$$

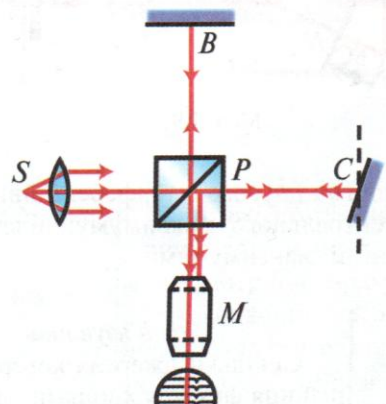
де n_0 — показник заломлення повітря.

Якщо ця різниця ходів $\Delta l' = k\lambda$, то вся інтерференційна картина зміститься на k смуг. Знайшовши за спостереженнями в полі зору трубки k (це може бути і дробове число), за відомої товщини зразка l можна з великою точністю визначити $(n - n_0)$:

$$n - n_0 = \frac{k\lambda}{l}. \tag{1.23}$$

Так, зокрема, вимірюють коефіцієнт заломлення газів, що мало відрізняється від одиниці. Для цього на шляху обох променів вміщують однакові кювети з плоскопаралельними віконцями; одну з них наповнюють досліджуваним газом, а з другої викачують повітря (дістають $n_0 = 1$). За рівнянням (1.23) $n = \frac{k\lambda}{l} + 1$, де l — довжина кювети.

Інтерферометр Лінника. Для контролю чистоти обробки високого ступеня металевих і різних оптичних поверхонь користуються мікроінтерферометром В. П. Лінника, що поєднує в собі інтерферометр із мікроскопом (мал. 1.8).



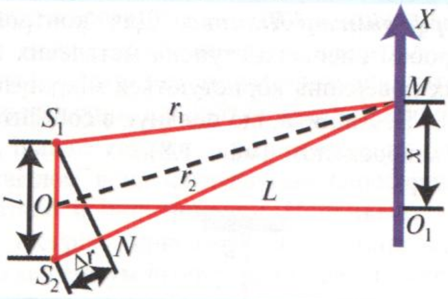
Мал. 1.8

У ньому пучок монохроматичного світла від джерела S падає на розрізний складний кубик, у діагональному перерізі якого міститься напівпрозорий шар срібла P. Внаслідок цього пучок світла роздвоюється: частина світлового пучка, що відбивається від шару P, падає на досліджувану поверхню B, а частина пучка, яка проходить крізь шар P, потрапляє на дзеркало S. Далі, відбившись від поверхонь B і C, обидві частини світлового пучка зводяться й інтерферують у полі зору мікроскопа M.

Оскільки дзеркало C дещо нахилене відносно променів, то в полі зору мікроскопа видно систему світлих і темних інтерференційних смуг. Якщо досліджувана поверхня ідеально рівна, то інтерференційні смуги будуть прямолінійними. Якщо ж на поверхні будуть нерівності, то хід променів, що відбивалися в цьому місці, зміниться, а це призведе до зміщення (викривлення) інтерференційних смуг у полі зору мікроскопа. За зміщенням смуг можна оцінити чистоту обробки поверхні з точністю до $0{,}1\lambda$.

ПРИКЛАДИ РОЗВ'ЯЗУВАННЯ ЗАДАЧ

Задача 1.1. Екран освітлюється двома точковими когерентними джерелами світла, які розміщені на відстані $l = 0{,}5$ мм одне від одного. Джерела випромінюють монохроматичне світло з довжиною хвилі $\lambda = 0{,}5$ мкм. Відстань від площини джерел світла до екрана $L = 1{,}5$ м (мал. 1.9). Визначити відстані першого і другого інтерференційних максимумів від центрального максимуму; відстань між двома сусідніми максимумами.



Мал. 1.9

$l = 0{,}5$ мм $= 5 \cdot 10^{-4}$ м
$\lambda = 0{,}5$ мкм $= 5 \cdot 10^{-7}$ м
$L = 1{,}5$ м

x_1 — ? x_2 — ?
Δx — ?

Розв'язування

Оскільки джерела когерентні, то різниця фаз між хвилями, які приходять у будь-яку точку екрана, визначатиметься лише різницею ходу променів r_1 і r_2 від джерел світла S_1 і S_2 до довільної точки екрана M:

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda}(r_2 - r_1) = \frac{2\pi}{\lambda}\Delta r. \qquad (a)$$

Знайдемо різницю ходу Δr, з якою хвилі приходять у точку екрана, що знаходиться на відстані x від його середини O_1. З подібності трикутників ΔOO_1M і ΔS_2NS_1 випливає:

$$\frac{S_1S_2}{S_2N} = \frac{OM}{O_1M}.$$

Взявши до уваги, що $l = S_1S_2$ й $x = O_1M$ значно менші за L, останнє рівняння запишемо у вигляді

$$\frac{l}{\Delta r} = \frac{L}{x},$$

звідки

$$\Delta r = \frac{l}{L}x. \qquad (б)$$

Знаючи різницю ходу хвиль, можна записати вираз для визначення умови одержання інтерференційних максимумів:

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda}\Delta r = \frac{2\pi}{\lambda}\frac{l}{L}x_{\max} = \pm 2k\pi, \qquad (в)$$

звідки

$$x_{\max} = \pm k\frac{\lambda L}{l}, \qquad (г)$$

де $k = 0, 1, 2, \ldots$

Центральний інтерференційний максимум буде за $k = 0$, тобто він проходить через точку O_1.

Для визначення відстаней першого і другого інтерференційних максимумів від центрального у вираз для $x_{\max}$ (г) слід підставити значення k, що дорівнюють відповідно 1 і 2, тобто:

$$x_1 = \pm\frac{\lambda L}{l} = \pm\frac{5 \cdot 10^{-7} \cdot 1{,}5}{5 \cdot 10^{-4}} = \pm 1{,}5 \cdot 10^{-3} \text{ (м)};$$

$$x_2 = \pm\frac{2\lambda L}{l} = \pm 3 \cdot 10^{-7} \text{ (м)}.$$

Відстань між двома сусідніми інтерференційними максимумами знайдемо з умови

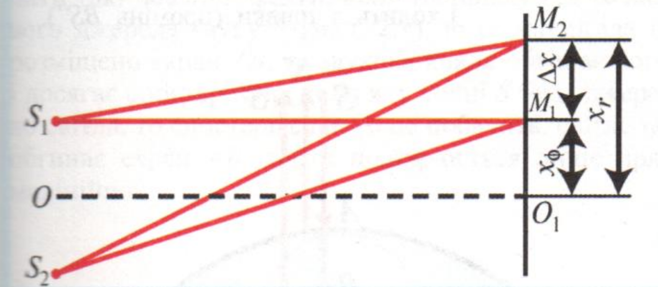
$$\Delta x = |\, x_{k+1} - x_k \,| = \left|\, \pm(k+1)\frac{\lambda L}{l} - \left(\pm k\frac{\lambda L}{l}\right) \right| =$$

$$= \frac{\lambda L}{l} = 1{,}5 \cdot 10^{-3} \text{ (м)}.$$

Отже, відстань між двома інтерференційними максимумами не залежить від порядку максимуму й інтерференційна картина має вигляд світлих і темних смуг однакових завширшки.

Відповідь: $x_1 = \pm 1{,}5 \cdot 10^{-3}$ м; $x_2 = \pm 3 \cdot 10^{-5}$ м; $\Delta x = 1{,}5 \cdot 10^{-3}$ м.

Задача 1.2. Два точкові когерентні джерела білого світла S_1 і S_2 освітлюють екран, площа якого паралельна S_1S_2 (мал. 1.10). Визначити ширину максимуму, якщо відстань між джерелами світла 3 мм, а



Мал. 1.10

їх відстань від екрана 5 м. Як розміщені відносно центрального максимуму максимуми червоного ($\lambda_1 = 0{,}76$ мкм) і фіолетового ($\lambda_2 = 0{,}40$ мкм) світла?

$l = 3$ мм $= 3 \cdot 10^{-3}$ м
$L = 5$ м
$\lambda_1 = 0{,}76$ мкм $= 7{,}6 \cdot 10^{-7}$ м
$\lambda_2 = 0{,}40$ мкм $= 4 \cdot 10^{-7}$ м

Δx — ?

Розв'язування

До точок екрана M_1 і M_2 від когерентних джерел білого світла надходять хвилі всіх випромінюваних довжин. Однак інтерференційний максимум спостерігатиметься тільки для тих довжин хвиль, для яких різниця фаз кратна парному числу π (або різниця ходу хвиль кратна λ).

Внаслідок цього на екрані утворюються різнокольорові інтерференційні максимуми (для видимого випромінювання — від червоного до фіолетового). Умова максимумів така (див. задачу 1.1):

$$x_{\max} = \pm \frac{k\lambda L}{l}.$$

Визначимо положення на екрані першого максимуму червоного світла:

$$x_\text{ч} = \pm \frac{\lambda_1 L}{l} = \pm \frac{7{,}6 \cdot 10^{-7} \cdot 5}{3 \cdot 10^{-3}} = \pm 1{,}3 \cdot 10^{-3} \text{ (м)};$$

і першого максимуму фіолетового світла:

$$x_\text{ф} = \pm \frac{\lambda_2 L}{l} = \pm 0{,}7 \cdot 10^{-3} \text{ (м)}.$$

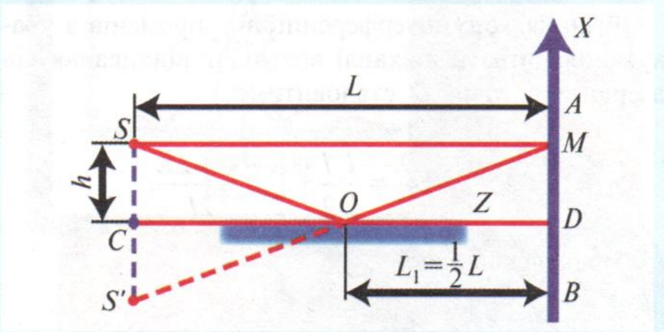
Оскільки довжина хвиль видимого випромінювання λ знаходиться в інтервалі $\lambda_1 \geq \lambda \geq \lambda_2$, то всі інші максимуми видимого випромінювання будуть розміщені між максимумами червоного і фіолетового світла. Тому ширина першого максимуму (спектра першого порядку) дорівнює відстані між першими максимумами червоного і фіолетового світла, тобто

$$\Delta x = |x_\text{ч} - x_\text{ф}| = |\pm 1{,}3 \cdot 10^{-3} - (\pm 0{,}7 \cdot 10^{-3})| = 0{,}6 \cdot 10^{-3} \text{ (м)}.$$

Чим більша довжина хвилі λ, тим далі від центрального (нульового) максимуму знаходитиметься максимум, що відповідає даній довжині хвилі. Отже, максимум червоного світла розміщений далі, а максимум фіолетового — ближче від центрального максимуму.

Відповідь: $\Delta x = 0{,}6 \cdot 10^{-3}$ м.

Задача 1.3. Над плоским дзеркалом Z (мал. 1.11) розміщене монохроматичне точкове джерело світла S ($\lambda = 0{,}43$ мкм). На екран AB, перпендикулярний до площини дзеркала, в точку M падають два промені: промінь SM, паралельний площині дзеркала, — безпосередньо і промінь SOM, відбитий від дзеркала в точці O. Що спостерігатиметься в точці M — посилення чи послаблення світла? Джерело світла S знаходиться на відстані $h = 1$ мм від дзеркала і $L = 3$ м від екрана, а точка O — на відстані $L_1 = 1{,}5$ м від екрана.



Мал. 1.11

$h = 1$ мм $= 10^{-3}$ м
$L = 3$ м
$L_1 = 1{,}5$ м
$\lambda = 0{,}43$ мкм $= 4{,}3 \cdot 10^{-7}$ м

M — ?

Розв'язування

Під час визначення оптичної різниці ходу інтерферуючих променів потрібно врахувати, що в разі відбивання світла від оптично більш густого середовища фаза коливань змінюється на π.

Різниця ходу променів Δ дорівнює геометричній різниці ходу променів SOM та SM і додатковій різниці ходу $\lambda/2$, зумовленій зміною фази коливань внаслідок відбивання променя SO від поверхні дзеркала в точці O, тобто

$$\Delta = SO + OM - SM + \frac{\lambda}{2}.$$

Врахувавши, що $SO = OM$ (як гіпотенузи рівних прямокутних трикутників ΔSCO і ΔMDO), перетворимо вираз для Δ:

$$\Delta = 2SO - SM + \frac{\lambda}{2}.$$

Щоб знайти Δ, побудуємо точку S', симетричну точці S відносно площини дзеркала, тобто знайдемо положення уявного зображення джерела світла S. З мал. 1.11 видно, що $\angle SOC = \angle S'OC = \angle MOD$. Отже, $\angle MOD = \angle S'OC$. Оскільки ці кути мають спільну сторону CD, то вони вертикальні, й отже, точки S', O і M лежать на одній прямій. Оскільки $OS = OM$ і $SO = S'O$, то $OM = OS'$. Тому $S'M = 2OS'$. Звідси випливає, що під час розрахунку інтерференційної картини можна розглядати точку S та її уявне зображення S' як когерентні джерела світла. Такий прийом значно спрощує знаходження інтерференційної картини, тому його широко використовують для розв'язування задач.

З урахуванням сказаного геометричну різницю променів можна визначити за формулою

$$\Delta' = \frac{l}{L}x.$$

Різниця ходу інтерференційних променів з урахуванням втрати півхвилі внаслідок відбивання від дзеркала в точці O становитиме

$$\Delta = \Delta' + \frac{\lambda}{2} = \frac{l}{L}\frac{l}{2} + \frac{\lambda}{2} = \frac{l^2 + L\lambda}{2L}.$$

Врахувавши, що

$$l = 2h = 2x = 2 \cdot 10^{-3} \text{ м},$$

$$\Delta = 0{,}88 \cdot 10^{-6} \text{ м},$$

обчислимо, скільки півхвиль вміщується в цій різниці ходу променів:

$$k = \frac{\Delta}{\lambda/2} = \frac{2\Delta}{\lambda} = \frac{2 \cdot 0{,}88 \cdot 10^{-6}}{4{,}3 \cdot 10^{-7}} = 4.$$

Оскільки різниця ходу променів дорівнює парному числу півхвиль, то в точці M спостерігатиметься інтерференційний максимум.

Відповідь: у точці M буде максимум.

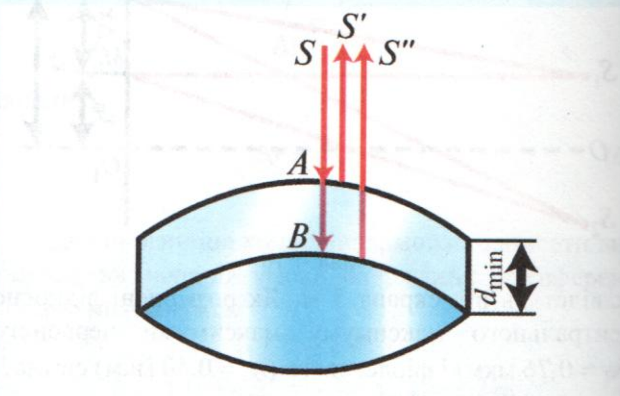
Задача 1.4. На поверхню скляного об'єктива ($n_1 = 1{,}6$) нанесено тонку плівку, показник заломлення якої $n_2 = 1{,}26$ (просвітлювана плівка). За якої найменшої товщини цієї плівки спостерігатиметься максимальне ослаблення фіолетового світла ($\lambda = 0{,}38$ мкм), яке падає на плівку перпендикулярно?

$n_1 = 1{,}6$
$n_2 = 1{,}26$
$\lambda = 0{,}38$ мкм $= 3{,}8 \cdot 10^{-7}$ м

$d_{\min}$ — ?

Розв'язування

Падаючий промінь SA (мал. 1.12) частково відбивається на межі повітря—плівка (промінь AS'), частково проникає у плівку, відбивається на межі плівка—скло і виходить з плівки (промінь BS'').



Мал. 1.12

Відбиті промені когерентні. Вони інтерферують між собою і за певної товщини плівки $d_{\min}$ можуть практично повністю «гаситися», тобто максимально ослаблювати один одного.

Найменшу товщину плівки $d_{\min}$, за якої відбудеться це явище, визначимо з умови для інтерференційних мінімумів $\Delta = (2k+1)\frac{\lambda}{2}$ за $k = 0$. Отже, оптична різниця ходу променів AS' і BS'' дорівнює

$$\Delta = \frac{\lambda}{2}.$$

Оскільки світло в обох випадках відбивається від межі з оптично більш густим середовищем ($n_{пов} < n_1$ і $n_2 < n_1$), то втрачається півхвилі як у разі відбивання в точці A, так і в точці B, тому оптична різниця ходу променів AS' і BS'' дорівнює $\Delta = 2dn_2$. Взявши до уваги, що Δ має дорівнювати $\frac{\lambda}{2}$, знайдемо

$$2d_{\min} n_2 = \frac{\lambda}{2},$$

звідки

$$d_{\min} = \frac{\lambda}{4n_2} = \frac{0{,}38}{4 \cdot 1{,}26} = 0{,}075 \text{ (мкм)}.$$

Відповідь: $d_{\min} = 0{,}075$ мкм.