

26 ІНТЕРФЕРЕНЦІЯ СВІТЛА

§ 26.1. Додавання світлових хвиль

В основі додавання світлових хвиль лежить принцип суперпозиції, який формулюється так: **результуюча дія двох або більше світлових хвиль дорівнює сумі їх дій, кожної зокрема. Або: результуюча напруженість електричного поля декількох світлових хвиль дорівнює векторній сумі напруженостей кожної із них.** Тобто

$$\vec{E}_{\text{рез}} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 + \vec{E}_3 + \dots + \vec{E}_k = \sum_{i=1}^k \vec{E}_i, \quad (26.1)$$

де \vec{E}_i – напруженість електричного поля i -ої світлової хвилі. Справедливість принципу суперпозиції підтверджена експериментально і виключень із нього не спостерігалось.

Для розрахунку результату при додаванні світлових хвиль застосовують три різні методи, які умовно можна назвати алгебраїчним (тригонометричним), векторним і комплексним. В кожному окремому випадку вибір методу визначається математичною зручністю і простотою його використання. Кожен метод при правильному застосуванні повинен привести до одного і того ж результату. Ми скористаємось алгебраїчним методом.

Нехай в деякій точці простору накладаються дві монохроматичні, лінійно поляризовані світлові хвилі однакової частоти, з різними початковими фазами, різними амплітудами і паралельні одна одній. В точці додавання ці коливання визначаються рівняннями

$$\left. \begin{aligned} E_1 &= E_{01} \sin(\omega t + \varphi_1), \\ E_2 &= E_{02} \sin(\omega t + \varphi_2), \end{aligned} \right\} \quad (26.2)$$

де E_1 і E_2 – миттєві значення проекцій напруженостей електричних полів на спільну вісь коливань в кожній із хвиль, E_{01} і E_{02} – амплітудні значення напруженостей електричних полів, ω – циклічна частота, φ_1 і φ_2 – початкові фази. Згідно принципу суперпозиції напруженість результуючого коливання в точці P визначається як алгебраїчна сума коливань, що накладаються, тобто

$$E = E_1 + E_2 = E_{01} \sin(\omega t + \varphi_1) + E_{02} \sin(\omega t + \varphi_2). \quad (26.3)$$

Результуюче коливання буде здійснюватися з амплітудою E_0 і початковою фазою φ . Тобто

$$E = E_0 \sin(\omega t + \varphi). \quad (26.4)$$

Враховуючи (26.4), рівність (26.3) перепишемо так:

$$E_0 \sin(\omega t + \varphi) = E_{01} \sin(\omega t + \varphi_1) + E_{02} \sin(\omega t + \varphi_2). \quad (26.5)$$

Далі останній вираз перетворимо, використавши формулу для синуса суми двох кутів:

$$E_0(\sin \omega t \cos \varphi + \cos \omega t \sin \varphi) = E_{01}(\sin \omega t \cos \varphi_1 + \cos \omega t \sin \varphi_1) + E_{02}(\sin \omega t \cos \varphi_2 + \cos \omega t \sin \varphi_2). \quad (26.6)$$

Рівність (26.6) буде справедливою лише тоді, якщо по одинці будуть рівні члени, які містять відповідно $\sin \omega t$ і $\cos \omega t$ в лівій і правій частинах рівності. Тобто

$$\left. \begin{aligned} E_0 \cos \omega t \sin \varphi &= \cos \omega t (E_{01} \sin \varphi_1 + E_{02} \sin \varphi_2), \\ E_0 \sin \omega t \cos \varphi &= \sin \omega t (E_{01} \cos \varphi_1 + E_{02} \cos \varphi_2). \end{aligned} \right\} \quad (26.7)$$

Розділивши перший вираз на другий, отримаємо:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{E_{01} \sin \varphi_1 + E_{02} \sin \varphi_2}{E_{01} \cos \varphi_1 + E_{02} \cos \varphi_2}. \quad (26.8)$$

Формула (26.8) дає можливість знайти початкову фазу результуючого коливання.

Якщо праві і ліві частини рівностей (26.7) піднести до квадрату і почленно їх додати, то отримаємо:

$$E_0^2 = E_{01}^2 + E_{02}^2 + 2E_{01}E_{02} \cos(\varphi_2 - \varphi_1). \quad (26.9)$$

Формула (26.9) виражає амплітуду результуючого коливання через амплітуди його складових.

Якщо накладаються кілька таких коливань, то послідовним додаванням їх напружень можна показати, що результуюче коливання в якійсь точці простору будь-якого числа гармонічних коливань однакової частоти і одного напрямку є гармонічне коливання тієї самої частоти.

З енергетичної точки зору світло характеризується інтенсивністю I , яка визначається густиною потоку енергії і пропорційна квадрату амплітуди електричного поля світлової хвилі

$$I = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\varepsilon_0 \varepsilon}{\mu_0 \mu}} E_0^2,$$

де ε_0 і μ_0 – відповідно електрична і магнітна сталі, ε і μ – діелектрична і магнітна проникності речовини відповідно, E_0 – амплітуда світлової хвилі. Тому, для знаходження результуючої інтенсивності світла в точці накладання необхідно лише вираз (26.9) зліва і справа

помножити на $\frac{1}{2} \sqrt{\frac{\varepsilon_0 \varepsilon}{\mu_0 \mu}}$. Тоді

$$I_{\text{рез}} = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\varphi_2 - \varphi_1), \quad (26.10)$$

де I_1 і I_2 – відповідно інтенсивності світлових коливань, які накладаються, $I_{\text{рез}}$ – результуюча інтенсивність.

Як видно із (26.10), результуюча інтенсивність світла не дорівнює сумі інтенсивностей складових коливань. Інтенсивність результуючого коливання залежить від різниці фаз $\delta = |\varphi_2 - \varphi_1|$ і може набувати будь-якого значення: від **максимального**, коли $\delta = 2k\pi$, де $k = 0, 1, 2, \dots$ (при цьому $\cos \delta = 1$, $I_{\text{рез}} = I_{\text{max}} = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2}$), до **мінімального** значення, коли $\delta = (2k + 1)\pi$ (при цьому $\cos \delta = -1$, $I_{\text{рез}} = I_{\text{min}} = I_1 + I_2 - 2\sqrt{I_1 I_2}$). При проміжних значеннях δ результуюча інтенсивність матиме проміжне значення ($I_{\text{min}} < I_{\text{рез}} < I_{\text{max}}$).

Основною ознакою інтерференції хвиль є перерозподіл їхньої енергії в хвильовому просторі. Однак, для того, щоб інтерференційна картина залишалася протягом часу, достатнього для сприймання, незмінною, необхідно, щоб різниця фаз світлових коливань в різних точках простору залишалася сталою. **Коливання, які задовольняють умовам, за яких різниця фаз залишається сталою, називаються когерентними.** Однак, умова сталості різниці фаз інтерферуючих хвиль є лише необхідною умовою виникнення інтерференції. Щоб ця умова перетворилася в достатню, необхідно, щоб частоти інтерферуючих світлових хвиль були рівними ($\omega_1 = \omega_2$), а вектори \vec{E}_1 і \vec{E}_2 не були взаємно перпендикулярними ($\vec{E}_1 \parallel \vec{E}_2$).

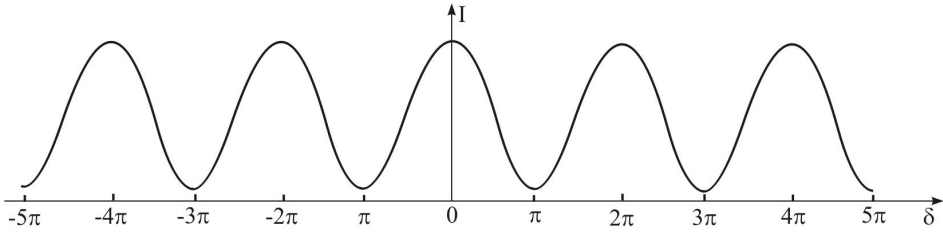


Рис. 26.1

При хаотичних змінах різниці фаз двох коливань, коли вона протягом деякого часу τ набуває випадкових значень від 0 до 2π , $\cos \delta = 0$, а $I_{\text{рез}} = I_1 + I_2$.

Таким чином, при хаотичній зміні різниці фаз відбувається просте додавання інтенсивностей, тобто явище інтерференції не спостерігається. Подібні коливання називаються некогерентними.

Накладання когерентних світлових хвиль, при якому результуюча інтенсивність залежить від різниці фаз і відрізняється від суми інтенсивностей окремих коливань, називається інтерференцією світлових хвиль. Із формули (26.10) видно, що явище інтерференції обумовлюється її третім доданком $\sqrt{I_1 I_2} \cos(\varphi_2 - \varphi_1)$, у зв'язку з чим він отримав назву **інтерференційного члена**. Оскільки різниця фаз залежить від координат точки спостереження, інтерференційна картина характеризується чергуванням у просторі стійких максимумів і мінімумів освітленості (рис. 26.1).

Для кількісної оцінки контрасту інтерференційної картини вводиться **параметр видимості V**, запропонований Максвеллом. Іноді його називають просто **контрастом**. Параметр видимості визначається так:

$$V = \frac{I_{\text{max}} - I_{\text{min}}}{I_{\text{max}} + I_{\text{min}}}, \quad (26.11)$$

де I_{max} і I_{min} – максимальна і мінімальна інтенсивності інтерференційних смуг. Для знаходження функції видимості необхідно виміряти I_{max} і I_{min} , а потім за формулою (26.11) знайти V.

У випадку некогерентних джерел світла інтерференційна картина не спостерігається.

При використанні когерентних джерел світла і за умови, що $E_{01} = E_{02}^*$, контрастність буде максимальною, оскільки при $\delta = \varphi_2 - \varphi_1 = (2k + 1)\pi$, $I_{\text{min}} = 0$.

Якщо інтерференційна картина утворюється частково когерентними світловими хвилями, то контрастність її буде погана.

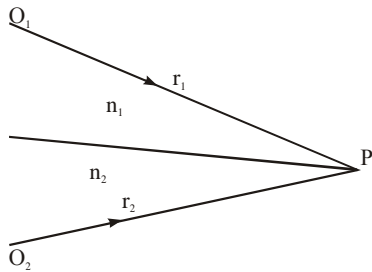
Виникнення інтерференційних максимумів і мінімумів у світловому полі не супере-

* За умови, що $E_{01} = E_{02}$, формула (26.10) набуде такого вигляду $I_{\text{рез}} = 2I_0(1 + \cos \delta)$. Тут $I_1 = I_2 = I_0$.

чить закону збереження і перетворення енергії. У випадку інтерференції відбувається просторовий перерозподіл світлової енергії, в результаті чого в одних місцях простору густина енергії збільшується (максимуми), в інших – зменшується (мінімуми), а загальний запас енергії в просторі залишається незмінним.

§ 26.2. Оптична різниця ходу

Нехай з точок O_1 і O_2 виходять дві когерентні плоскі хвилі з однаковими напрямками коливань і початковими фазами (рис. 26.2). До точки P перша хвиля проходить у середовищі з показником заломлення n_1 шлях r_1 , а друга – в середовищі з показником заломлення n_2 шлях r_2 . Тоді в точці спостереження P коливання описуватимуться рівняннями:



$$\left. \begin{aligned} E_1 &= E_{01} \sin \omega(t - \frac{r_1}{v_1}), \\ E_2 &= E_{02} \sin \omega(t - \frac{r_2}{v_2}), \end{aligned} \right\} \quad (26.12)$$

Рис. 26.2

де $v_1 = c/n_1$ і $v_2 = c/n_2$ – швидкості поширення першої і другої хвиль. Різниця фаз δ коливань в точці P дорівнює

$$\delta = \omega(t - \frac{r_1}{v_1}) - \omega(t - \frac{r_2}{v_2}) = \omega(\frac{r_2}{v_2} - \frac{r_1}{v_1}) = \frac{2\pi}{\lambda_0}(n_2 r_2 - n_1 r_1) = \frac{2\pi}{\lambda_0}(L_2 - L_1),$$

де λ_0 – довжина світлової хвилі у вакуумі.

Величина $L = nr$ називається **оптичним шляхом**, а $\Delta = L_2 - L_1$ – **оптичною різницею ходу**. Якщо $n_2 = n_1 = 1$, то $\Delta = r_2 - r_1$ буде не що інше, як геометрична різниця ходу.

Враховуючи вище сказане, різницю фаз двох когерентних хвиль можна записати так:

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta. \quad (26.14)$$

Формула (26.14) зв'язує різницю фаз з різницею ходу.

Із врахуванням (26.14) формула (26.10) для результуючої інтенсивності прийме такий вигляд:

$$I_{\text{рез}} = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta, \quad (26.15)$$

де $\varphi_2 - \varphi_1 = \delta = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta$ – різниця фаз.

Приклад 26.1. Різниці ходу двох інтерферуючих хвиль у вакуумі рівні: а) 0; б) $0,2\lambda$; в) $0,5\lambda$; г) λ ; д) $1,2\lambda$. Визначити відповідні різниці фаз.

Розв'язок. Різниця ходу Δ і різниця фаз δ двох світлових хвиль зв'язані співвідношенням (26.14):

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

Тоді: а) $\delta = \frac{2\pi}{\lambda} 0 = 0$; б) $\delta = \frac{2\pi}{\lambda} 0,2\lambda = 0,4\pi$; в) $\delta = \frac{2\pi}{\lambda} 0,5\lambda = \pi$;

г) $\delta = \frac{2\pi}{\lambda} \lambda = 2\pi$; д) $\delta = \frac{2\pi}{\lambda} 1,2\lambda = 2,4\pi$.

Приклад 26.2. Різниці фаз двох інтерферуючих хвиль рівні: а) 0; б) $\pi/3$; в) $\pi/2$; г) π ; д) 2π ; е) 3π . Скільки довжин хвиль будуть відповідати оптичні різниці ходу цих хвиль?

Розв'язок. Скористаємось знову співвідношенням (26.14):

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

Тоді

а) $\frac{2\pi}{\lambda} \Delta = 0 \Rightarrow \Delta = 0$; б) $\frac{2\pi}{\lambda} \Delta = \frac{\pi}{3} \Rightarrow \Delta = \frac{\lambda}{6}$; в) $\frac{2\pi}{\lambda} \Delta = \frac{\pi}{2} \Rightarrow \Delta = \frac{\lambda}{4}$;

г) $\frac{2\pi}{\lambda} \Delta = \pi \Rightarrow \Delta = \frac{\lambda}{2}$; д) $\frac{2\pi}{\lambda} \Delta = 2\pi \Rightarrow \Delta = \lambda$; е) $\frac{2\pi}{\lambda} \Delta = 3\pi \Rightarrow \Delta = \frac{3}{2}\lambda$.

§ 26.3. Інтерференція від двох когерентних джерел

Нехай два когерентні джерела світла S_1 і S_2 (наприклад, паралельні вузькі світні щілини) випромінюють монохроматичне світло, тобто світло однієї довжини хвилі. Відстань між цими джерелами нехай дорівнює t , а відстань від джерел до екрана L , причому $t \ll L$ (рис. 26.3). Очевидно, що на екрані спостерігатиметься інтерференційна картина у вигляді паралельних світлих і темних смуг, положення яких на екрані залежить від різниці ходу хвиль Δ .

Визначимо різницю ходу Δ , з якою приходять світлові хвилі в точку C , яка знаходиться на відстані l від центра екрана. За умови, що t і l набагато менші за L , наближено маємо:

$$\frac{\Delta}{t} = \frac{l}{L},$$

$$\Delta = \frac{l}{L} t. \quad (26.16)$$

Для знаходження умов, за яких в точці C буде підсилення (максимуми) або послаблення (мінімуми) світла, скористаємось форму-

лою (26.15) для результуючої інтенсивності. Щоб результуюча інтенсивність в точці C була максимальною, необхідно, щоб різниця фаз була рівна $2k\pi$. Тобто

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta = 2k\pi, \quad k = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$$

(тут і нижче λ_0 позначено через λ), звідки маємо

$$\Delta = 2k \frac{\lambda}{2} = k\lambda. \quad (26.17)$$

Щоб результуюча інтенсивність в точці C була мінімальною, різниця фаз повинна бути

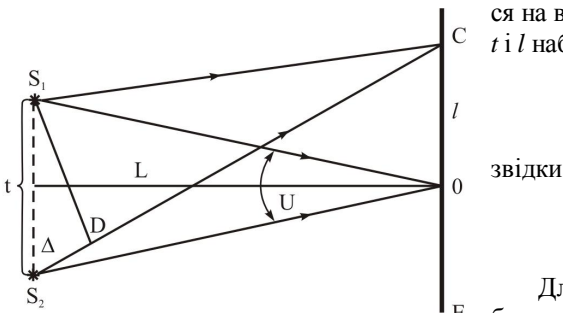


Рис. 26.3

звідки

Е

Для знаходження умов, за яких в точці C буде підсилення (максимуми) або послаблення (мінімуми) світла, скористаємось форму-

лою (26.15) для результуючої інтенсивності. Щоб результуюча інтенсивність в точці C була максимальною, необхідно, щоб різниця фаз була рівна $2k\pi$. Тобто

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta = 2k\pi, \quad k = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$$

(тут і нижче λ_0 позначено через λ), звідки маємо

$$\Delta = 2k \frac{\lambda}{2} = k\lambda. \quad (26.17)$$

Щоб результуюча інтенсивність в точці C була мінімальною, різниця фаз повинна бути

рівна $(2k + 1)\pi$, тобто:

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta = (2k + 1)\pi, \quad k = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots,$$

звідки

$$\Delta = (2k + 1) \frac{\lambda}{2}. \quad (26.18)$$

Таким чином, максимуми виникають там, де оптична різниця ходу хвиль Δ дорівнює цілому числу хвиль або парному числу півхвиль (26.17), мінімуми – де оптична різниця ходу хвиль Δ дорівнює непарному числу півхвиль (26.18).

Якщо в формулу (26.15) підставити значення Δ із (26.16), то отримаємо залежність освітленості екрану (розподілу інтенсивності на екрані) від l – відстані від точки O (осі симетрії) (рис. 26.3):

$$I_{\text{рез}} = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \frac{2\pi l t}{L \lambda}. \quad (26.19)$$

Якщо припустити, що в точку C приходять хвилі однакових інтенсивностей ($I_1 = I_2 = I_0$), то формула (26.19) прийме більш компактний вигляд:

$$I_{\text{рез}} = 2I_0 \left(1 + \cos \frac{2\pi l t}{L \lambda} \right), \quad (26.20)$$

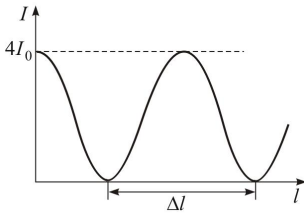


Рис. 26.4

де I_0 – інтенсивність падаючих світлових хвиль, t – відстань між джерелами, l – відстань від точки симетрії (т. O) до точки спостереження, L – відстань від джерел до екрана спостереження, λ – довжина хвилі. За виконання вказаної вище умови $I_{\text{max}} = 4I_0$, $I_{\text{min}} = 0$, тобто на екрані буде спостерігатися періодична зміна світлих і темних смуг (рис. 26.4).

Використовуючи співвідношення (26.16) та умови максимумів (26.17) і мінімумів (26.18), знайдемо відстані, на яких розмістяться максимуми l_{max} і мінімуми l_{min} , тобто

$$\frac{t}{L} l = k \lambda \quad \Rightarrow \quad l_{\text{max}}(k) = k \frac{\lambda}{t} L, \quad (26.21)$$

$$\frac{t}{L} l = (2k + 1) \frac{\lambda}{2} \quad \Rightarrow \quad l_{\text{min}}(k) = (2k + 1) \frac{\lambda}{2t} L. \quad (26.22)$$

Ширина світлої смуги (відстань між двома темними смугами)

$$\Delta l = l_{\text{min}}(k + 1) - l_{\text{min}}(k) = \frac{\lambda}{t} L. \quad (26.23)$$

Ширина темної смуги (відстань між двома сусідніми світлими смугами) визначається також формулою (26.23).

Із формули (26.23) видно, що відстань Δl між інтерференційними смугами зростає при зменшенні відстані t між джерелами S_1 і S_2 . Тому зрозуміло, що для отримання якісної (розбірливої) інтерференційної картини відстань t між джерелами повинна бути дуже малою.

Приклад 26.3. Дві щілини знаходяться на відстані $t = 0,10$ мм одна від одної і на від-

стані $L = 1,2$ м від екрана. Щілини освітлюються світлом з довжиною хвилі $\lambda = 0,5$ мкм. Визначити: а) відстань від центра екрана до n -тої світлової смуги; б) ширину світлої смуги.

Розв'язок. а) Відстань від центра екрана до k -го максимуму визначається формулою (26.21). Тому

$$l(k) = l_5 = k \frac{\lambda}{t} L = 5 \frac{(5 \cdot 10^{-7} \text{ м})(1,2 \text{ м})}{10^{-4} \text{ м}} = 0,03 \text{ м} = 30 \text{ мм.}$$

б) Ширину світлої смуги визначимо за формулою (26.23):

$$\Delta l = \frac{\lambda}{t} L = \frac{(5 \cdot 10^{-7} \text{ м})(1,2 \text{ м})}{10^{-4} \text{ м}} = 6 \cdot 10^{-3} \text{ м} = 6 \text{ мм.}$$

Приклад 26.4. Дві вузькі щілини розміщені настільки близько, що виміряти відстань між ними прямим шляхом виявляється дуже важко. При освітленні цих щілин світлом ($\lambda = 5 \cdot 10^{-7}$ м) виявлено, що на екрані, віддаленого від щілин на відстань $L = 4$ м, сусідні світлі інтерференційні лінії розділені відстанню $\Delta l = 2$ см. Визначити відстань між щілинами.

Розв'язок. Для цієї мети скористаємось формулою (26.23):

$$\Delta l = \frac{\lambda}{t} L, \quad \Rightarrow \quad t = \frac{\lambda}{\Delta l} L = \frac{(5 \cdot 10^{-7} \text{ м})}{2 \cdot 10^{-2} \text{ м}} (4 \text{ м}) = 10^{-4} \text{ м} = 0,1 \text{ мм.}$$

§ 26.4. Методи здійснення інтерференції

Як відзначалось вище, інтерферувати можуть тільки когерентні світлові хвилі. Природні джерела світла некогерентні. Це пов'язане з тим, що елементарним природним випромінювачем світла є атоми або молекули, з яких складається будь-яке світне тіло. Процес випромінювання кожного атома триває $\sim 10^{-8}$ с і припиняється внаслідок втрати ним енергії на випромінювання і взаємодію з іншими атомами. Повторне випромінювання атомом може здійснитися тільки після його збудження. Однак ця хвиля вже буде іншої поляризації, з іншою початковою фазою. Тому очевидно, що різниця фаз між такими хвилями не може бути сталою, а буде змінюватися через дуже короткі проміжки часу. Зрозуміло, що такі джерела дають некогерентне світло, яке інтерферувати не може.

Для отримання когерентних світлових хвиль вдаються до штучних способів, а саме: **світлову хвилю від одного джерела роздвоюють і спрямовують різними шляхами, після чого, досягаючи одних і тих самих точок, вони інтерферують.**

В оптиці відомо два принципово різні шляхи одержання когерентних світлових пучків з одного.

Перший – це спосіб поділу фронту хвиль. В цьому випадку пучок світла, що випромінюється джерелом, поділяється на два і здійснюється подальше зведення їх в одне місце після проходження ними різних оптичних шляхів. Виділені пучки подібні до самостійних джерел, пов'язані фазами, бо утворені вони з одного і того ж фронту хвилі. Отже, такі хвилі є когерентні, а, значить, при накладанні вони будуть інтерферувати. Цей метод придатний для достатньо малих джерел світла, які наближено можна вважати точковими.

Другий спосіб утворення когерентних хвиль – спосіб поділу амплітуди. За допомогою певних пристосувань (наприклад, напівпрозорих пластинок) розділяють енергію коливань однієї ділянки фронту хвилі на дві частини, які знов-таки можна спрямувати на екран різними оптичними шляхами. Даний спосіб придатний як для точкових джерел, так і для джерел світла скінчених розмірів і здатний забезпечити значно більшу інтенсивність інтерференційних смуг, ніж при першому методі.

І перший, і другий методи дають змогу здійснити інтерференцію як для двох, так і більшої кількості пучків. Така інтерференція називається відповідно двопроменевою і багатопроменевою.

Метод поділу фронту хвиль. Дослід Юнга (1801 р.).



Юнг Томас (1773 – 1829) – англійський фізик, один із творців хвильової теорії світла. Народився в Мілвертоні. Вчився в Лондонському, Едінбурзькому і Геттінгенському університетах.

Наукові праці з фізики присвячені оптиці, акустиці, теплоті, механіці. В 1800 р. виступив на захист хвильової теорії світла, перший пояснив явище інтерференції світла (1801р.) і ввів термін інтерференція, пояснив кільця Ньютона, виконав перший демонстраційний експеримент по спостереженню інтерференції світла, розробив теорію кольорового зору. В 1807р. ввів характеристику пружності – модуль Юнга.

Це була перша експериментальна установка, яка давала можливість отримати дві когерентні хвилі, спостерігати інтерференцію світла на екрані. Яскравий пучок світла, наприклад, від Сонця, падає на екран E_1 , з малим отвором або вузькою щілиною (рис. 26.5). Відповідно до принципу Гюйгенса, ця щілина (отвір) стає новим джерелом напівсферичних

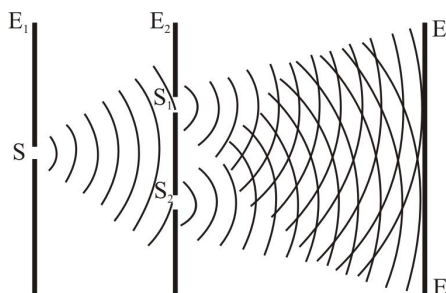


Рис. 26.5

хвиль. Ці хвилі падають на другий екран E_2 з невеликими отворами або щілинами, які в свою чергу також стають джерелами хвиль. Оскільки останні викликаються однією і тією ж падаючою на щілини (отвори) хвилею, то вони здійснюють свої коливання в однаковій фазі і з однаковими амплітудами, тобто вони є когерентними. Хвилі, які виходять із щілин (отворів) S_1 і S_2 , сходяться в різних точках простору (в тому числі і точках екрана E) з різницею ходу, яка визначається пройденими ними оптичними шляхами. В залежності від різниці ходу вони або підсилюють, або послаблюють одна

одну в тій чи іншій точці екрана. Таким чином, на екрані спостерігається чергування світлих і темних смуг.

Для визначення положення інтерференційних смуг і їх ширини користуються формулами (26.21) – (26.23). Вимірявши експериментально ширину світлої смуги Δl за формулою (26.23), можна знайти довжину світлової хвилі:

$$\lambda = \frac{\Delta l t}{L}. \quad (26.24)$$

Приклад 26.5. Як і в скільки разів зміниться відстань між інтерференційними смугами в досліді Юнга, якщо зелений світлофільтр ($\lambda_z = 5,0 \cdot 10^{-7}$ м) замінити червоним ($\lambda_{\text{ч}} = 6,5 \cdot 10^{-7}$ м)?

Розв'язок. Відстань між сусідніми інтерференційними світлими смугами визначається формулою (26.23):

$$\Delta l = \frac{\lambda}{t} L.$$

Величини t і L залишаються сталими, змінюється лише довжина світлової хвилі. Оскільки Δl прямо пропорційне λ , то заміна зеленого світлофільтра червоним призведе до збільшення відстані між світлими смугами, бо $\lambda_{\text{ч}} > \lambda_{\text{з}}$. Далі знайдемо, що

$$\frac{\Delta l_{\text{ч}}}{\Delta l_{\text{з}}} = \frac{\lambda_{\text{ч}}}{\lambda_{\text{з}}} = \frac{6,5 \cdot 10^{-7} \text{ м}}{5,0 \cdot 10^{-7} \text{ м}} = 1,3.$$

Отже, при заміні зеленого світлофільтра червоним відстань між інтерференційними смугами збільшиться в 1,3 рази.

Приклад 26.5. Як і в скільки разів зміниться відстань між сусідніми інтерференційними смугами на екрані в досліді Юнга (рис. 26.5), якщо всю установку помістити у воду?

Розв'язок. Якщо інтерферуючі промені поширюються в одному і тому ж середовищі, в даному випадку у воді, то різниця ходу між ними виразиться так (див. § 26.2):

$$\Delta = (r_2 - r_1) n_{\text{в}}, \quad (1)$$

де r_1 і r_2 – геометричні шляхи променів у воді, $n_{\text{в}}$ – показник заломлення води. Оскільки формула для різниці ходу інтерферуючих променів (26.16) отримана для повітря ($n_{\text{пов}} = 1$), то її потрібно помножити на $n_{\text{в}}$, тобто

$$\Delta = \frac{t}{L} n_{\text{в}} l, \quad (2)$$

а отриману на основі (26.16) формулу (26.23) для відстані між інтерференційними смугами поділити на $n_{\text{в}}$, тобто

$$\Delta l = \frac{\lambda L}{t n_{\text{в}}}. \quad (3)$$

Оскільки $n_{\text{в}} = 1,33$, то із (3) видно, що після занурення установки Юнга у воду, відстань між інтерференційними смугами зменшиться в 1,33 рази в порівнянні з відстанню між ними, отриманих в повітрі.

Дзеркала Френеля.



Френель Огюстен Жан (1788 – 1827) – французький фізик. Народився в місті Брольї. Закінчив політехнічну школу (1806 р.) та Школу мостів та доріг (1809 р.).

Наукові праці присвячені фізичній оптиці. В 1815 р. перевірив принцип інтерференції, доповнив відомий принцип Гюйгенса і на основі цих двох принципів у 1818 р. розробив теорію дифракції світла. Довів поперечність світлових хвиль, відкрив еліптичну і колову поляризації світла, пояснив повертання площини поляризації світла, подвійне променезаломлення, створив ряд інтерференційних приладів. Він разом з Юнгом є творцем хвильової теорії світла.

Френель у 1816 р. запропонував в якості когерентних джерел світла скористатися двома уявними зображеннями одного і того ж джерела світла у двох плоских дзеркалах. Схема досліду Френеля наведена на рис. 26.6.

Світло від вузької, яскраво освітленої щілини S , падає на два плоскі дзеркала Z_1 і Z_2 , розміщених одне відносно одного під кутом, близьким до 180° . Щілина S встановлюється

паралельно лінії (ребра) сполучення площин дзеркал. При відбиванні від дзеркал падаю-

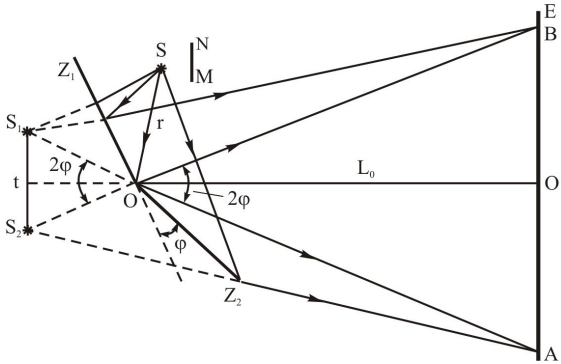


Рис. 26.6

чий пучок поділяється на два когерентні пучки, що нібито виходять із джерел S_1 і S_2 , які є уявними зображеннями щілини S в дзеркалах. Щоб світло від джерела S не потрапляло на екран спостереження, джерело екранують. На екран спостережень попадають тільки відбиті від дзеркал когерентні пучки. В області AB на екрані спостерігаються світлі і темні смуги.

Неважко показати, що відстань t між уявними джерелами дорівнює:

$$t = 2\varphi r, \quad (26.25)$$

де φ – доповнювальний кут між дзеркалами, r – відстань від джерела S до лінії (ребра) сполучення дзеркал (рис. 26.6).

Ширину інтерференційних смуг визначають, користуючись формулою (26.23):

$$\Delta l = \frac{\lambda}{t} L = \frac{(L_0 + r)\lambda}{2\varphi r}, \quad (26.26)$$

де $L = L_0 + r$, а $t = 2\varphi r$.

Ширина інтерференційної картини (ширина перекриття) $AB = 2L_0\varphi$, а максимальне число смуг, які можна спостерігати на екрані,

$$N = \frac{AB}{\Delta l} = \frac{4\varphi^2 r L_0}{(L_0 + r)\lambda}. \quad (26.27)$$

Якщо експериментально виміряти ширину світлої смуги Δl , то із (26.26) можна знайти довжину світлової хвилі

$$\lambda = \frac{2\varphi r \Delta l}{L_0 + r}. \quad (26.28)$$

Приклад 26.7. При освітленні дзеркал Френеля монохроматичним світлом з довжиною хвилі $\lambda = 486$ нм на екрані, який знаходиться на відстані $L_0 = 1$ м від лінії перетину дзеркал, спостерігають інтерференційні смуги, ширина яких $\Delta l = 1$ мм. Джерело світла знаходиться на відстані $r = 10$ см від лінії перетину дзеркал. Визначити кут між дзеркалами (рис. 26.6).

Розв’язок. Кут між дзеркалами Френеля виразимо із формули (26.26):

$$\varphi = \frac{(L_0 + r)\lambda}{2\Delta l r} = \frac{(1 \text{ м} + 0,1 \text{ м})(4,86 \cdot 10^{-7} \text{ м})}{2 \cdot (0,1 \text{ м})(10^{-3} \text{ м})} = 2,67310^{-3} \text{ рад} = 9'10''.$$

Біпризма Френеля. Аналогічно досліді із дзеркалами, Френель здійснив інтерференцію світла з двома призмами (рис. 26.7) з малими заломними кутами, склеєними основами одна до одної. Світлова хвиля, випромінювана джерелом S , за допомогою біпризми роздовжується. Після заломлення в призмах світлові хвилі відхиляються, внаслідок чого перекриваються і інтерферують.

Із рис. 26.7 легко можна знайти, що відстань між уявними зображеннями S_1 і S_2 джерела S

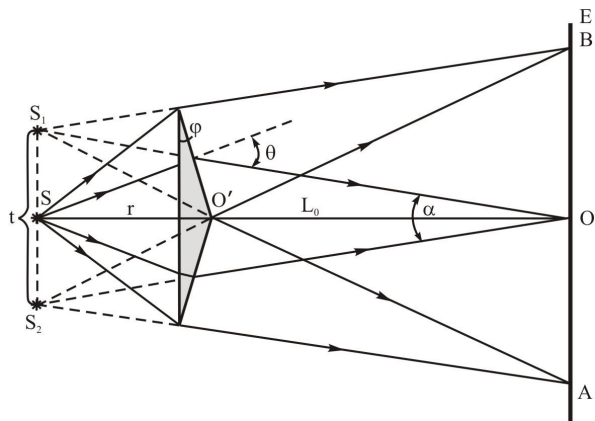


Рис. 26.7

$$t = 2\varphi r(n-1), \quad (26.29)$$

де φ – заломний кут біпризми, n – показник заломлення речовини біпризми. Ширина інтерференційних смуг

$$\Delta l = \frac{\lambda}{t} L = \frac{(L_0 + r)}{2\varphi r(n-1)} \lambda, \quad (26.30)$$

де $L = L_0 + r$ – відстань від зображень S_1 і S_2 до екрана спостереження.

Ширина інтерференційної картини

$$AB = 2L_0(n-1)\varphi, \quad (26.31)$$

а максимальне число смуг, які спостерігаються на екрані,

$$N = \frac{AB}{\Delta l} = \frac{4\varphi^2 r L_0 (n-1)^2}{(L_0 + r)\lambda}. \quad (26.32)$$

Приклад 2.8. На біпризму Френеля падає світло ($\lambda = 600$ нм) від джерела, яке розміщене на відстані $r = 1$ м від призми. Знайти число смуг, що утворюються на екрані в результаті інтерференції, якщо відстань від біпризми до екрана $L_0 = 4$ м, заломний кут призми $\varphi = 2 \cdot 10^{-3}$ рад., показник заломлення речовини призми $n = 1,5$ (рис. 26.7).

Розв'язок. Число смуг, які можна спостерігати на екрані, визначається формулою (26.32):

$$N = \frac{4\varphi^2 r L_0 (n-1)^2}{(L_0 + r)\lambda} = \frac{4(4 \text{ м})(1 \text{ м})(1,5-1)^2 (2 \cdot 10^{-3})^2}{(4 \text{ м} + 1 \text{ м})6 \cdot 10^{-7} \text{ м}} = 10 \text{ смуг}.$$

Дзеркало Ллойда. Дуже простий спосіб одержання інтерференції світла за допомогою одного плоского дзеркала запропонував ірландський фізик Х. Ллойд (1800 – 1881).

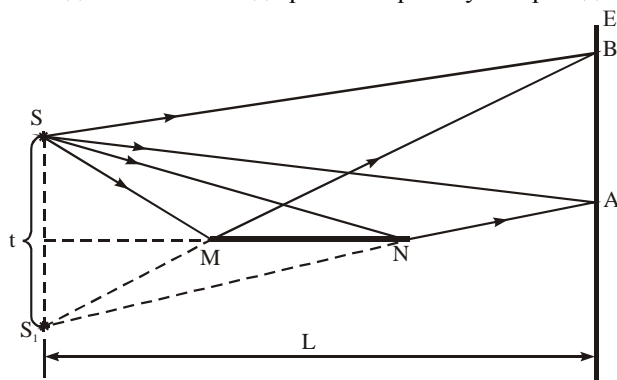


Рис. 26.8

Частина світлової хвилі від джерела S (рис. 26.8) безпосередньо потрапляє на екран спостереження E , а друга – після відбиття від плоского дзеркала MN . На екрані обидві частини хвилі накладаються і інтерферують.

Якщо в будь-якій із наведених вище схем використовувати джерело білого світла, то на екрані отримаємо інтерференційні спектри світла першого, другого і т.д. порядку, відповідно до значення $k = 1, 2, 3, \dots$, центральна ж смуга

завжди буде білою.

Приклад 26.9. Один промінь (промінь 1) від джерела S монохроматичного світла ($\lambda = 7,6 \cdot 10^{-7}$ м) падає в точку A екрана E безпосередньо, а інший (промінь 2) після відбиття від плоского дзеркала (рис. 26.9); $SA = 2$ м, $SC = 1$ м, $BC = 2 \cdot 10^{-3}$ м. Що буде спостерігатися в точці A в результаті інтерференції: підсилення чи послаблення?

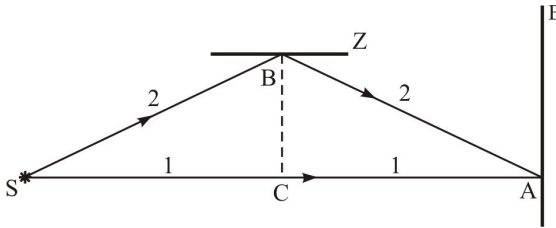


Рис. 26.9

ходу двох променів дорівнює цілому числу хвиль ($\Delta = k\lambda$), то світлові хвилі підсилять одна одну і, якщо різниця ходу променів дорівнює непарному числу півхвиль $\Delta = (2k + 1) \frac{\lambda}{2}$, то світлові хвилі погасять одна одну. Таким чином, розв'язок задачі зводиться до знаходження числового значення різниці ходу Δ променів 1 і 2 в довжинах світлової хвилі. Із рис. 26.9. маємо:

$$\Delta = SB + BA - SA$$

або

$$\Delta = 2\sqrt{SC^2 + BC^2} - SA = 2\sqrt{(1 \text{ м})^2 + (2 \cdot 10^{-3} \text{ м})^2} - 2 \text{ м} = 3,8 \cdot 10^{-6} \text{ м}.$$

І остаточно

$$\frac{\Delta}{\lambda} = \frac{3,8 \cdot 10^{-6} \text{ м}}{7,6 \cdot 10^{-7} \text{ м}} = 5,$$

або

$$\Delta = 5\lambda.$$

Оскільки різниця ходу дорівнює цілому числу хвиль, то в точці A виникне світла пляма (підсилення).

§ 26.5. Інтерференція в тонких плівках і пластинках

При падінні світлової хвилі на тонку прозору плоскопаралельну пластинку або плівку, відбувається часткове відбивання її від обох поверхонь. В результаті виникають дві когерентні світлові хвилі, які можуть інтерферувати. Інтерференція таких хвиль відома під назвою **інтерференція в тонких плівках або кольорів тонких пластинок**. Це явище легко спостерігати на мильних плівках (мильних бульбашках), на дуже тонких плівках різного роду мастил, які плавають на поверхні води, на плівках прозорих окислів, які часто мають місце на поверхні старих стекол або на металах (при загартуванні полірованих сталейних виробів), на прозорих частинах крилець комах тощо.

Виділимо два види інтерференції в тонких плівках і пластинках: **інтерференція паралельних променів**, які виникають при відбиванні світла від поверхонь плоскопаралельної пластинки та **інтерференція променів, які виникають при відбиванні світла від пластинки змінної товщини**. У першому випадку виникають так звані **смуги однакового нахилу**, а в другому - **смуги однакової товщини**.

Інтерференційні смуги однакового нахилу. Нехай з повітря на плоскопаралельну плас-

тинку падає пучок паралельних променів монохроматичного світла під кутом i_1 (рис. 26.10).

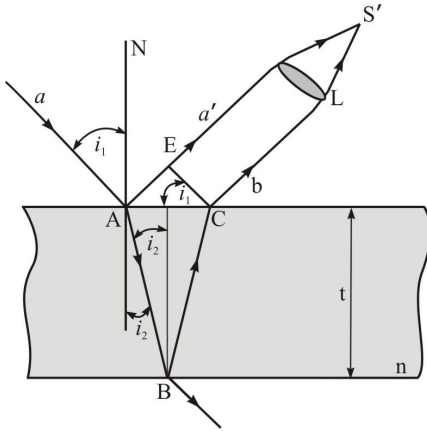


Рис. 26.10

Промінь a в точці A частково відіб'ється (промінь a') і частково пройде в пластинку під кутом i_2 . Дійшовши до протилежної поверхні, в точці B він частково вийде за межі пластинки, і частково відіб'ється в напрямку BC , заломившись в точці C , вийде в повітря. Промені a' і b когерентні і вони в фокальній площині лінзи L будуть інтерферувати. Результат інтерференції в тій чи іншій точці фокальної площини лінзи L визначатиметься різницею ходу цих променів, яка, як видно з рис. 26.10, дорівнює

$$\Delta = (AB + BC) n - (AE + \lambda/2), \quad (26.33)$$

де n – показник заломлення пластини, λ – довжина світлової хвилі.

Величина $\lambda/2$ – додаткова різниця ходу, яка виникає при відбиванні променя a на межі поділу оптично менш густе – оптично більш густе середовище (в даному випадку на межі поділу повітря – пластинка).

Далі, із рис. 26.10 маємо

$$AB = BC = \frac{t}{\cos i_2},$$

$$AE = AC \sin i_1 = 2t \operatorname{tg} i_2 \sin i_1,$$

де t – товщина пластинки, i_2 – кут заломлення.

Скориставшись законом заломлення $\sin i_1 = n \sin i_2$, вираз для AE перепишемо так:

$$AE = 2tn \frac{\sin^2 i_2}{\cos i_2}.$$

Враховуючи значення AB , BC і AE , вираз (26.33) для різниці ходу набуде вигляду:

$$\Delta = \frac{2tn}{\cos i_2} - 2tn \frac{\sin^2 i_2}{\cos i_2} - \frac{\lambda}{2} = 2tn \cos i_2 - \frac{\lambda}{2}. \quad (26.34)$$

На практиці частіше користуються виразом для різниці ходу, в який входить не кут заломлення i_2 , а кут падіння i_1 . Якщо скористатись законом заломлення, то знайдемо, що

$$\cos i_2 = \sqrt{1 - \sin^2 i_2} = \sqrt{1 - \frac{\sin^2 i_1}{n^2}},$$

після чого вираз (26.34) для різниці ходу набуде вигляду:

$$\Delta = 2t\sqrt{n^2 - \sin^2 i_1} - \frac{\lambda}{2}. \quad (26.35)$$

Якщо різниця ходу дорівнюватиме цілому числу хвиль

$$2t\sqrt{n^2 - \sin^2 i_1} - \frac{\lambda}{2} = k\lambda, \quad k = 0, 1, 2, \dots, \quad (26.36)$$

то в точці S' виникне максимум. Якщо ж непарному числу півхвиль

$$2t\sqrt{n^2 - \sin^2 i_1} - \frac{\lambda}{2} = (2k + 1)\frac{\lambda}{2}, \quad k = 0, 1, 2, \dots, \quad (26.37)$$

то в точці S' виникне мінімум.

Припустимо далі, що в якості джерела світла взято не окрему точку S , а світну поверхню P (рис. 26.11). У випадку відсутності інтерференції (наприклад, плоскопаралельна пластинка була б замінена плоским металічним дзеркалом) в головній фокальній площині лінзи L (рис. 26.10) отрималось би зображення поверхні P у вигляді поверхні P' . Завдяки інтерференції відбитих від пластинки променів, яскраво зобразиться тільки та сукупність точок світної поверхні P , для яких $\Delta = k\lambda$, де Δ визначається формулою (26.35). Число k прийнято називати **порядком інтерференції**. При заданому $k = k_0$ така сукупність точок відповідно (26.35) повинна задовольняти умові $i_1 = \text{const}$. Це означає, що ця сукупність точок лежить на кривій aa' , яка утворюється перерізом поверхні P (рис. 26.11) з конусом, віссю якого є нормаль AN , а кут розхилу якого рівний $2i_1$. Цій кривій відповідає світла смуга bb' в площині P' . При інших значеннях $k \neq k_0$ виникнуть інші світлі смуги. Таким чином,

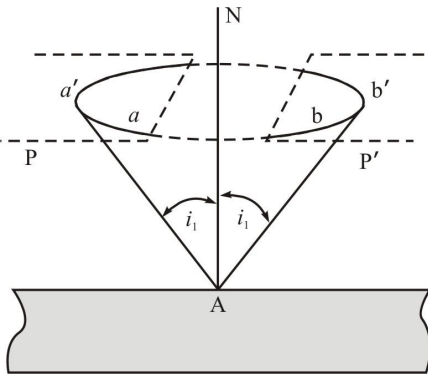


Рис. 26.11

в головній фокальній площині лінзи виникає система інтерференційних смуг. Кожна смуга відповідає сталому значенню кута i_1 , тобто однаковому нахилу променів по відношенню до нормалі AN . Звідси і випливає назва розглядуваних інтерференційних смуг – **смуги однакового нахилу**.

Інтерференція виникає і в променях, які проходять через пластинку, але картина там менш різка, оскільки інтенсивність пучка, що пройшов через пластинку набагато менша інтенсивності пучка, що відбився від поверхонь пластинки.

До цього часу ми вважали, що світло, яке падає на пластинку, є монохроматичне з довжиною хвилі λ . Якщо світло немонохроматичне, а характеризується деяким інтервалом довжин хвиль $\Delta\lambda$,

то при даному куті падіння i_1 виникнуть максимуми для всіх довжин хвиль $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \dots$, які входять в заданий інтервал $\Delta\lambda$ і які задовольняють умову

$$\Delta = k\lambda_1 = (k + 1)\lambda_2 = (k + 2)\lambda_3 = \dots$$

В результаті відбудеться накладання смуг різних довжин, тобто на місці кожної світлої смуги в кожному порядку виникнуть світлі смуги від всіх довжин хвиль, які входять в інтервал $\Delta\lambda$. Якщо цей інтервал містить світло видимого діапазону, то при достатньо тонкій пластинці ($t \sim 8 \text{ мкм}$) світлі смуги будуть забарвлені у всі кольори білого світла.

Приклад 26.10. На мильну плівку ($n = 1,33$) падає біле світло під кутом $\alpha = 45^\circ$. При якій найменшій товщині плівки вона у відбитому світлі буде виглядати забарвленою в жовтий колір ($\lambda_{\text{ж}} = 6 \cdot 10^{-7} \text{ м}$)?

Розв'язок. Умовою виникнення максимумів у відбитому світлі є (26.36):

$$2t\sqrt{n^2 - \sin^2 i_1} - \frac{\lambda}{2} = k\lambda, \quad (1)$$

де t – товщина плівки, n – її показник заломлення, i_1 – кут падіння променів, λ – довжина хвилі світла, $k = 0, 1, 2, 3, \dots$ – порядок інтерференції. Товщину плівки, при якій виникає інтерференція, при заданому λ , визначає значення k . При $k = 0$ товщина плівки буде мінімальною, при якій світло заданої довжини хвилі підсилиться. Тоді із (1) маємо, що

$$t_{\min} = \frac{\lambda_{\text{ж}}}{4\sqrt{n^2 - \sin^2 i_1}} = \frac{6 \cdot 10^{-7} \text{ м}}{4\sqrt{(1,33)^2 - \sin^2 45^\circ}} = 1,33 \cdot 10^{-7} \text{ м.}$$

Приклад 26.11. Мильна плівка ($n = 1,33$) товщиною $t = 0,3 \cdot 10^{-6}$ м освітлюється білим світлом під кутом падіння $i_1 = 0^\circ$ і розглядається у відбитому світлі. Якого кольору буде при цьому мильна плівка?

Розв'язок. Як і в прикладі 26.10, скористаємось умовою інтерференційних максимумів (26.36):

$$2t\sqrt{n^2 - \sin^2 i_1} - \frac{\lambda}{2} = k\lambda, \quad (1)$$

із якої знайдемо довжину хвилі λ , яка відповідає цій умові:

$$\lambda = \frac{4t\sqrt{n^2 - \sin^2 i_1}}{2k + 1}. \quad (2)$$

Оскільки $i_1 = 0$, то

$$\lambda = \frac{4tn}{2k + 1}. \quad (3)$$

Підставивши в (3) значення t і n , отримаємо: $\lambda_1 = 1,596 \cdot 10^{-6}$ м для $k = 0$; $\lambda_2 = 5,32 \cdot 10^{-7}$ м для $k = 1$; $\lambda_3 = 3,192 \cdot 10^{-7}$ м для $k = 2$; $\lambda_4 = 2,28 \cdot 10^{-7}$ м для $k = 3$.

Якщо співставити ці довжини хвиль з довжинами хвиль білого світла ($3,8 \cdot 10^{-7} \text{ м} \leq \lambda \leq 7 \cdot 10^{-7} \text{ м}$), знаходимо, що із знайдених довжин хвиль тільки $\lambda_2 = 5,32 \cdot 10^{-7}$ м (зелене світло) входить до складу білого світла. Тому **мильна плівка буде забарвлена в зелений колір.**

Інтерференційні смуги однакової товщини. Розглянемо прозору пластинку змінної товщини. Найпростішою пластинкою (плівкою) такого типу може бути клин з малим кутом між бічними поверхнями. В цьому випадку також виникають відбиті промені від обох поверхонь AA' і BB' . Нехай промінь a від точки S протяжного джерела (рис. 26.12), заломившись на поверхні AA' , а потім відбившись від поверхні BB' і знову заломившись в точці C на поверхні AA' , утворить промінь a' .

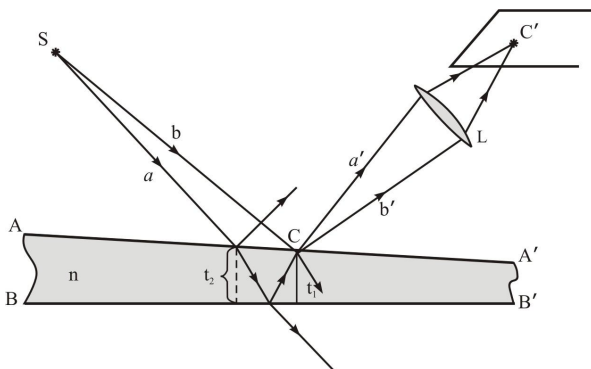


Рис. 26.12

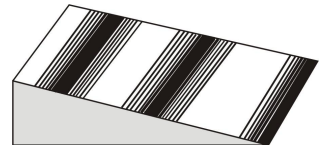


Рис. 26.13

Серед великого числа променів, що виходять з точки S , знайдеться такий промінь b , який впаде на поверхню AA' в точці C , і, відбившись від поверхні пластинки, утворить промінь b' . Промені a' і b' є когерентними, оскільки вони утворені одним і тим же джерелем.

лом. В залежності від того, якою буде між ними різниця ходу Δ , в точці C виникне підсилення або послаблення. Якщо $\Delta = k\lambda$, то виникне підсилення, а якщо $\Delta = (2k+1)\lambda/2$, то виникне послаблення. Якщо кут між поверхнями пластинки малий, а джерело світла розміщено достатньо далеко (щоб можна вважати кут падіння для всіх променів сталим), то різницю ходу Δ наближено можна виразити формулою (26.35). Оскільки $i_1 = \text{const}$, то різниця ходу Δ між інтерферуючими променями визначатиметься лише товщиною пластинки t в точці C . Звідки випливає, що **всім точкам поверхні пластинки, які відповідають однаковій товщині, відповідає одна і та ж інтерференційна картина**. Значить, максимуми (або мінімуми) однакової інтенсивності відповідають точкам поверхні, в яких товщина пластинки має одне і те ж значення, звідки і походить назва **смуги або лінії однакової товщини**. Якщо пластинка являє собою клин, то інтерференційні смуги однакової товщини мають вигляд прямих, паралельних ребру клина. Такий клин можна отримати, якщо на одну скляну пластинку покласти іншу і між ними з одного боку покласти тонку скляну паличку. Повітряний прошарок, який виникне між пластинками, утворює клин. У відбитому світлі на поверхні клина будуть видні світлі і темні смуги у вигляді прямих ліній, які паралельні ребру клина (рис. 26.13). В загальному випадку конфігурація інтерференційних смуг від пластинки (плівки) змінної товщини відповідає геометричним місцям пластинки, в яких вона має однакову товщину. Інтерференційні смуги однакової товщини у вигляді чергування світлих і темних смуг спостерігаються у випадку освітлення пластинки монохроматичним світлом. При освітленні пластинки білим світлом поверхня пластинки виявиться забарвленою в різні кольори, точніше, кожна світла смуга буде складатися із світлих смуг кожної із довжин хвиль, що входять до складу білого світла.

Неважко показати, що відстань між сусідніми світлими смугами

$$l = \frac{\lambda}{2n \sin \alpha}, \quad (26.38)$$

де λ – довжина світлової хвилі, n – показник заломлення пластинки, α – кут розхилу клина.

Із (26.38) видно, що чим менший кут розхилу клина α , тим більша відстань l між сусідніми смугами. При збільшенні значення кута α відстань між смугами зменшуватиметься і при певному значенні α інтерференційна картина може взагалі зникнути. Якщо l і α виміряти дослідним шляхом, то, користуючись (26.38), можна визначити довжину світлової хвилі λ .

Зауважимо, що інтерференційну картину можна спроектувати на екран, якщо на шляху поширення променів $a'b'$ (рис. 26.12) поставити збиральну лінзу. При візуальному спостереженні таких інтерференційних картин роль лінзи виконує кришталік ока, а роль екрана – його сітківка.

Приклад 26.12. На скляний клин ($n = 1,5$) нормально падає пучок світла ($\lambda_2 = 5,8 \cdot 10^{-7}$ м). Кут клина $\alpha = 20''$. Скільки інтерференційних смуг припадає на одиницю довжини клина?

Розв'язок. Кількість інтерференційних смуг, що припадають на 1 см довжини

$$N = \frac{1}{l}. \quad (1)$$

де l – відстань між двома сусідніми світлими або темними смугами. Скориставшись формулою (26.38), знайдемо, що

$$N = \frac{2n \sin \alpha}{\lambda} = \frac{2(1,5)(\sin 0,0055^\circ)}{5,8 \cdot 10^{-5} \text{ см}} = 5 \text{ см}^{-1}.$$

На 1 см довжини припадає по 5 світлих і темних смуг.

Кільця Ньютона. Класичним прикладом смуг однакової товщини є **кільця Ньютона**, які спостерігаються на повітряному прошарку, що утворюється між поверхнею плоскопаралельної пластинки і опуклою поверхнею лінзи, покладеної на скляну пластинку (рис. 26.14). В цьому випадку геометричним місцем точок однакової товщини є коло і тому від-

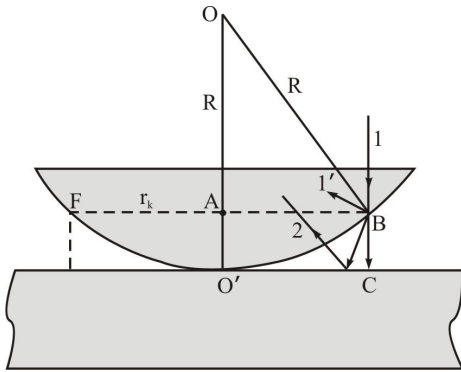


Рис. 26.14

Інтерференційна картина, яка виникає при накладанні відбитих променів, називається інтерференційною картиною у відбитому світлі. Аналогічну картину можна спостерігати і в прохідному світлі. Радіуси світлих кілець в інтерференційній картині, що виникає у відбитому світлі, визначаються за формулою:

$$r_k^{\max} = \sqrt{R\lambda\left(k - \frac{1}{2}\right)}, \quad (26.39)$$

темних:

$$r_k^{\min} = \sqrt{2R\lambda \frac{k}{2}}, \quad (26.40)$$

де R – радіус кривизни опуклої поверхні лінзи, λ – довжина хвилі світла, $k = 1, 2, 3, \dots$ – порядок інтерференції.

Як видно із формул (26.39) і (26.40) радіуси послідовних світлих кілець у відбитому світлі пропорційні квадратним кореням із послідовних непарних чисел (1, 3, 5,...), а радіуси темних кілець – квадратним кореням із послідовних парних чисел (0, 2, 4,...). Ці закономірності експериментально були встановлені ще Ньютоном. Аналіз інтерференційної картини в прохідному світлі показує, що

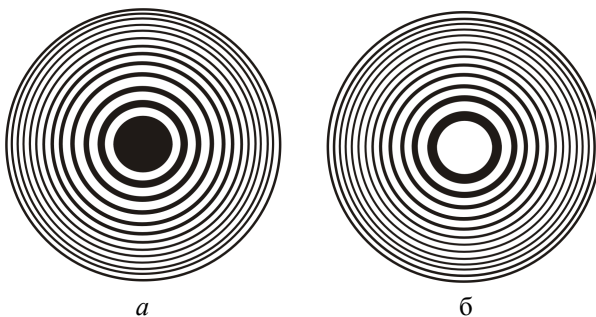


Рис. 26.15

радіуси максимумів визначаються формулою (26.40), а мінімумів – (26.39). Значить, інтерференційні картини у відбитому і прохідному світлі взаємно доповнюють одна одну. В центрі інтерференційної картини, яка виникає у відбитому світлі, буде темна смуга (рис. 26.15, а), а в прохідному – світла (рис. 26.15, б). Неважко помітити, що умовою, яка полегшує спостереження кілець Ньютона, є малий нахил поверхні лінзи до поверхні пластинки. Останнього можна досягти, якщо брати лінзи великого радіуса кривизни.

Якщо падаюче світло не монохроматичне, то різним λ відповідають різні r_k , тобто, замість світлих кілець в монохроматичному світлі ми отримуємо систему кольорових кілець, так звані **кольори Ньютон**. Кожна кольорова смуга починається від центра фіолетовим і закінчується червоним кольором.

Приклад 26.13. Показати, що радіус k -ого темного кільця Ньютон у відбитому світлі при спостереженні по нормалі зверху (рис. 26.14) визначається виразом (26.40): $r_k = \sqrt{R\lambda k}$, де R – радіус кривизни випуклої поверхні лінзи, λ – довжина світлової хвилі. Припускається, що товщина повітряного прошарку всюди набагато менша радіуса кривизни R ($t_k \ll R$), і що $r_k \ll R$.

Розв’язок. Оптична різниця ходу Δ між променями 1' і 2, відбитими від поверхонь повітряного прошарку (рис. 26.14), визначається формулою (26.35)

$$\Delta = 2t\sqrt{n^2 - \sin^2 i_1} + \frac{\lambda}{2}, \quad (1)$$

де t – товщина повітряного прошарку, який відповідає точці B , n – показник заломлення повітря, i_1 – кут падіння. Знак "+" в (1) з'явився внаслідок того, що втрати півхвилі відбуваються в даному випадку на нижній поверхні повітряного прошарку. Оскільки $n = 1$, а $i_1 = 0$ ($\sin 0^\circ = 0$), то (1) спроститься і набуде вигляду:

$$\Delta = 2t + \frac{\lambda}{2}. \quad (2)$$

Нехай $BC = t_k$ відповідає мінімуму k -ого порядку. Тоді умова мінімуму запишеться так:

$$2t_k + \frac{\lambda}{2} = (2k + 1)\frac{\lambda}{2}, \quad \Rightarrow \quad t_k = \frac{k\lambda}{2}. \quad (3)$$

Радіус темного кільця k -ого порядку $AB = AF = r_k$ визначимо із прямокутного трикутника ABO (рис. 26.14):

$$R^2 = (R - t_k)^2 + r_k^2. \quad (4)$$

Вважаючи, що $t_k \ll R$, отримаємо:

$$r_k^2 = 2Rt_k. \quad (5)$$

Підставивши значення t_k із (3) в (5), маємо:

$$r_k = \sqrt{kR\lambda}. \quad (6)$$

Приклад 26.14. Використовуючи формулу (6) попередньої задачі, показати, що відстань між сусідніми темними кільцями Ньютон для k -ого кільця рівна $\Delta r \approx \sqrt{R\lambda/4k}$ в припущенні, що $k \gg 1$.

Розв’язок. Скориставшись формулою (6) попередньої задачі, можна записати

$$r_{k+1}^2 - r_k^2 = R\lambda, \quad (1)$$

або

$$(r_{k+1} + r_k)(r_{k+1} - r_k) = R\lambda. \quad (2)$$

Припускаючи, що $r_{k+1} \approx r_k$ (при $k \gg 1$), формула (2) запишеться так:

$$2r_k (r_{k+1} - r_k) = R\lambda, \quad (3)$$

або

$$\Delta r_k = (r_{k+1} - r_k) = \frac{R\lambda}{2r_k} = \sqrt{\frac{R\lambda}{4k}}. \quad (4)$$

Із формули (4) випливає, що при спостереженні кілець Ньютонів в білому світлі на деякій відстані від центра відбувається накладання різних порядків інтерференції. Тому з віддаленням від центра екран стає все більш рівномірно освітленим.

Для спостереження максимумів високих порядків кільця Ньютонів потрібно розглядати через світлофільтр, тобто в монохроматичному світлі.

За допомогою кілець Ньютонів можна оцінити довжину хвилі світла. Для цього треба лише виміряти радіус світлого кільця даного порядку при відомому радіусі кривизни опуклої поверхні лінзи R , із формули (26.39) виразити λ і розрахувати його.

Приклад 26.15. Кільця Ньютонів спостерігаються у відбитому монохроматичному світлі. Радіуси сусідніх темних кілець $r_k = 4$ мм і $r_{k+1} = 4,38$ мм. Радіус кривизни випуклої поверхні лінзи $R = 6,4$ м. Знайти довжину хвилі падаючого світла та порядкові номери кілець.

Розв'язок. Радіуси темних кілець Ньютонів виражаються формулою (26.40):

$$r_k = \sqrt{kR\lambda}. \quad (1)$$

Для даного випадку маємо:

$$r_k^2 = R\lambda k, \quad r_{k+1}^2 = R\lambda(k+1). \quad (2)$$

Віднявши почленно від другого виразу перший, знаходимо, що

$$\lambda = \frac{r_{k+1}^2 - r_k^2}{R} = \frac{(4,38 \cdot 10^{-3} \text{ м})^2 - (4 \cdot 10^{-3} \text{ м})^2}{6,4 \text{ м}} = 4,976 \cdot 10^{-7} \text{ м}.$$

Значення числа k виразимо із (1):

$$k = \frac{r_k^2}{R\lambda} = \frac{(4 \cdot 10^{-3} \text{ м})^2}{(6,4 \text{ м})(4,976 \cdot 10^{-7} \text{ м})} = 5.$$

§ 26.6. Інтерферометри та їх застосування

Явище інтерференції лежить в основі будови приладів, які називаються **інтерферометрами**. За допомогою інтерферометрів розв'язують з високою точністю такі задачі, як вимірювання довжин і кутів, визначення показників заломлення прозорих речовин в залежності від різних зовнішніх факторів, визначення довжини світлової хвилі тощо.

Інтерферометр Майкельсона. Принцип дії інтерферометра Майкельсона ґрунтується на інтерференції в тонкій плівці. Схема інтерферометра наведена на рис. 26.16. Монохроматичне світло від окремої точки протяжного джерела падає на паралельну напівпрозору пластинку P_1 , яка розділяє пучок на два взаємно перпендикулярні пучки. Пучок 1 направляється на нерухоме дзеркало Z_1 і відбивається від нього назад. Пучок 2, відбившись від покритої тонким шаром металу поверхні пластинки P_1 падає на рухоме дзеркало Z_2 (воно переміщається гвинтом з тонкою нарізкою) і відбивається від нього. Пучок 2' проходить через пластинку P_1 і попадає в око спостерігача. Частина пучка 1' відбивається від пластинки P_1 і також попадає в око спостерігача. Як правило, на шляху пучка 1 розміщують пластинку P_2 , яка є тотожною з пластинкою P_1 , з метою скомпенсувати різницю ходу між пучками, яка виникає внаслідок того, що пучок 2 перетинає пластинку P_1 три рази, а пучок 1 – тільки раз. Обидва пучки когерентні, а, значить, вони бу-

дуть інтерферувати.

Око спостерігача бачить зображення дзеркала Z_1 поблизу рухомого дзеркала Z_2 , тому

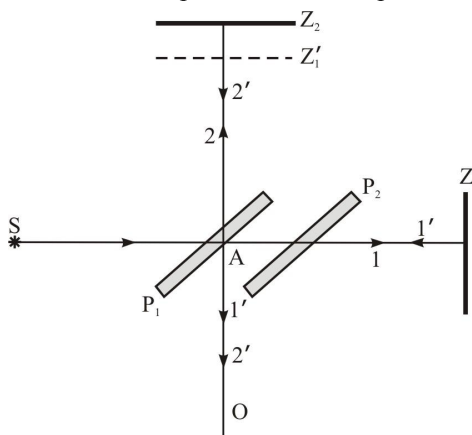


Рис. 26.16

в дійсності між зображенням дзеркала Z'_1 і дзеркалом Z_2 існує тонкий прошарок повітря ("тонка плівка"), на якому і буде відбуватися інтерференція. Різниця ходу між відбитими променями $\Delta = 2t \cos i_1$, де t – товщина повітряного прошарку, i_1 – кут падіння. Якщо шар повітря плоскопаралельний, то виникнуть інтерференційні смуги рівного нахилу у вигляді кілець з центром в точці збігання променів, які нормально відбилися від поверхонь Z_2 і Z'_1 .

Цьому напрямку відповідає максимальна різниця ходу $\Delta = 2t$. При малій товщині повітряного прошарку спостерігаються рідкі інтерференційні кільця великого діаметра. При великій товщині повітряного прошарку, тобто при великій різниці довжин плеч інтерферометра,

спостерігаються часті інтерференційні кільця малого діаметра. Кутовий діаметр кілець в залежності від різниці довжин плеч інтерферометра і порядку інтерференції визначається із відповідного співвідношення $2t \cos i_1 = k\lambda$, де t – товщина повітряного прошарку, i_1 – кут падіння. Очевидно, що із збільшенням товщини повітряного прошарку (дзеркало Z_2 рухоме) інтерференційні смуги будуть зміщуватися в напрямку від центра. Зміщення дзеркала Z_2 на $\lambda/2$ змістить інтерференційну картину на одну смугу, оскільки різниця ходу Δ зміниться на λ .

Іноді дзеркала встановлюють так, щоб повітряний прошарок мав форму клина. В такому випадку спостерігаються інтерференційні смуги рівної товщини, які розміщуються паралельно ребру клина.

При великих різницях довжин плеч інтерферометра різниця ходу між інтерферуючими променями може досягати великих значень ($> 10^6 \lambda$), так що будуть спостерігатися смуги мільйонного порядку.

За допомогою інтерферометра Майкельсона вперше було проведено систематичне вивчення тонкої структури спектральних ліній і виконано перше пряме порівняння еталонного метра з довжиною світлової хвилі. Не дивлячись на те, що інтерферометр Майкельсона сьогодні дещо застарів, його використовують для вимірювання довжин, показників заломлення, для спектрального аналізу світла тощо.

Інтерферометр технічний Релея (ІТР-1) призначений для вимірювання показників

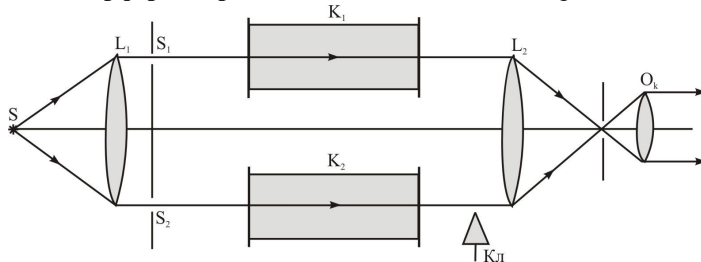


Рис. 26.17

заломлення рідин і газів. Джерело світла у вигляді вузької щілини S розміщується в фокальній площині лінзи L_1 (рис. 26.17). Паралельний пучок світла, що йде від лінзи L_1 , проходить через діафрагму D з двома щілинами S_1 і S_2 , паралельними до щілини S .

Пучки світла від S_1 і S_2 проходять через кювети K_1 і K_2 і утворюють в фокальній площині лінзи L_2 інтерференційні смуги (рис. 26.18, а, верхня система смуг). Кювети займають

тільки верхню половину простору між лінзами L_1 і L_2 , а внизу світло проходить поза кюветами. Ці світлові промені дають ще одну систему інтерференційних смуг, з такою ж відстанню між смугами, яка може слугити системою відліку (рис. 26.18, б, нижня система смуг).

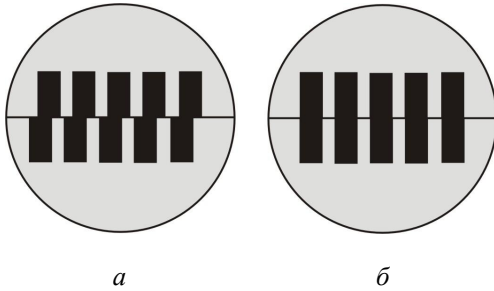


Рис. 26.18

Якщо $\Delta = N\lambda$, то вся інтерференційна картина зміститься на N смуг. Очевидно, що N може бути і дробовим числом. Прирівнюючи між собою вирази для Δ , знайдемо різницю показників заломлення $\Delta n = n_1 - n_2$:

$$l(n_1 - n_2) = N\lambda,$$

звідки

$$\Delta n = n_1 - n_2 = \frac{N\lambda}{l}. \quad (26.36)$$

Для того, щоб знайти Δn , досить знайти число смуг N , на яке зміститься інтерференційна картина при заданих l , λ і n_2 .

Візуально можна встановити зсув інтерференційної картини з точністю до 1/40 порядку, що при $l = 0,1 \text{ м}$, $\lambda = 550 \text{ нм}$ дозволяє виявити зміну Δn біля 10^{-7} .

Інтерферометр застосовують, зокрема, з санітарно-гігієнічною метою для визначення вмісту шкідливих газів, наприклад, в повітрі.

Пос'єднання двопробеневого інтерферометра з мікроскопом, яке отримало назву інтерференційного мікроскопа, використовують в біології для вимірювання показників заломлення, концентрації сухої речовини і товщини прозорих мікрооб'єктів.

Приклад 26.16. Чому дорівнює довжина хвилі світла, що падає на інтерферометр Майкельсона, якщо при переміщенні рухомого дзеркала на $\Delta l = 2,94 \cdot 10^{-2} \text{ мм}$ інтерференційна картина змістилася на $N = 100$ смуг.

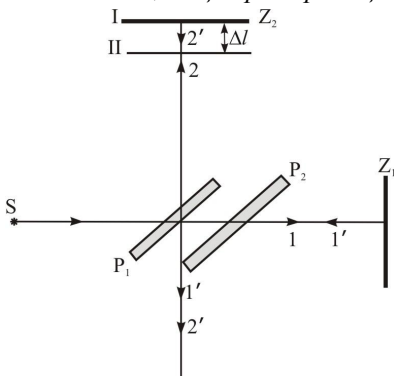


Рис. 26.19

Розв'язок. При переміщенні дзеркала Z_2 із положення I в положення II між променями 1 і 2 виникне (рис. 26.19) додаткова різниця ходу Δ' , яка дорівнює подвоєній відстані, на яку переміщено дзеркало Z_2 :

$$\Delta' = 2\Delta l. \quad (1)$$

З другого боку

$$\Delta' = N\lambda. \quad (2)$$

Із (1) і (2) маємо:

$$N\lambda = 2\Delta l, \quad (3)$$

звідки

$$\lambda = \frac{2\Delta l}{N} = \frac{2(2,94 \cdot 10^{-5} \text{ м})}{100} = 5,88 \cdot 10^{-7} \text{ м.}$$

Приклад 26.17. При заповненні однієї із кювет інтерферометра ІТР-1 (рис. 26.17) газом з невідомим показником заломлення n_2 інтерференційна картина змістилася на $N = 225$ смуг. Довжина кювети $l = 1,40$ см. Довжина хвилі світла $\lambda = 546$ нм. Розрахувати показник заломлення газу в припущенні, що інтерферометр знаходиться у вакуумі ($n_g = 1$).

Розв'язок: Оскільки інтерферуючі промені проходять різні оптичні шляхи, то між ними виникне різниця ходу

$$\Delta = l(n_g - n_g). \quad (1)$$

З другого боку

$$\Delta = N\lambda. \quad (2)$$

Із (1) і (2) маємо:

$$n_2 = \frac{N\lambda + l n_g}{l} = \frac{225(5,46 \cdot 10^{-7} \text{ м}) + (1,4 \cdot 10^{-2} \text{ м})}{1,4 \cdot 10^{-2} \text{ м}} = 1,008775.$$