

Лекція 10

Тема. Хвильові та квантові уявлення про природу світла. Інтерференція і дифракція світла.

1. Хвильові та квантові уявлення про природу світла.
2. Інтерференція світла. Когерентні світлові хвилі. Оптична різниця ходу.
3. Інтерференція від двох когерентних джерел та способи її здійснення.
4. Інтерференція в тонких плівках і пластинках.
5. Дифракція світла. Принцип Гюйгенса-Френеля.
6. Метод зон Френеля. Дифракція Френеля.
7. Дифракція Фраунгофера на одній, двох та багатьох щілинах (самостійно).
8. Дифракційна решітка. Дифракційний спектр.

1. Хвильові та квантові уявлення про природу світла.

1. Хвильова теорія світла. На початку XIX ст. було зрозуміло, що світло поводить себе як поперечна хвиля (Гюйгенс, Юнг, Френель). Але ніхто не міг сказати, що це за хвиля, тобто що коливається в цій хвилі. І так чи інакше хвильова теорія Гюйгенса-Френеля достатньо добре пояснювала чимало оптичних явищ (інтерференцію, дифракцію, поляризацію тощо).

В середині XIX ст. шотландський фізик Максвелл розробив теорію електромагнітного поля, в якій дійшов висновку, що електромагнітна хвиля у вакуумі поширюється із швидкістю

$$c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}}, \quad (13.1)$$

де ε_0 і μ_0 – відповідно електрична і магнітна сталі. Із (13.1) видно, що швидкість поширення електромагнітної хвилі у вакуумі стала і не залежить ні від довжини хвилі, ні від частоти. Формула (13.1) дає можливість оцінити швидкість електромагнітної хвилі у вакуумі

$$c = \frac{1}{\sqrt{(8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\text{Кл}^2}{\text{Н} \cdot \text{м}})(1,257 \cdot 10^{-6} \frac{\text{Тл} \cdot \text{м}}{\text{А}})}} = 3,00 \cdot 10^8 \text{ м/с.}$$

Грунтуючись на своїх розрахунках, Максвелл довів, що світло є електромагнітні хвилі малої довжини. Ця точка зору невдовзі була підтримана і іншими вченими, однак повністю вона підтвердилася після того, як електромагнітні хвилі вдалось генерувати і спостерігати в лабораторії Генріху Герцу в 1887 р. через вісім років після смерті Максвелла. Герц використав спеціальний вібратор (вібратор Герца), в якому за короткий час виникали коливання заряду; при цьому генерувалися електромагнітні хвилі з частотою порядку 10^9 Гц. Він зареєстрував ці хвилі на деякій відстані від вібратора за допомогою дротяного витка. Пізніше було показано, що ці хвилі поширюються із швидкістю світла $3 \cdot 10^8$ м/с і володіють всіма властивостями світла: відбиваються, заломлюються, інтерферують.

2. Квантову теорію світла створив німецький фізик А. Ейнштейн у 1905 р. В її основу він поклав ідею, що світло являє собою потік окремих частинок, які спочатку називалися світловими квантами, а пізніше отримали назву фотонів (за пропозицією американського фізика Г. Льюїса в 1925 р).

Енергія фотона

$$E_f = h\nu = \frac{hc}{\lambda}, \quad (13.2)$$

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

Таким чином, фотони в залежності від частоти (довжини хвилі) мають різну енергію.

Згідно із спеціальною теорією відносності, енергія E нерозривно з'язана з масою m . Співвідношення між E і m задається формулою Ейнштейна

$$E = mc^2. \quad (13.3)$$

На основі (13.2) і (13.3) знаходимо, що маса рухомого фотона m_f визначається виразом

$$m_f = \frac{h\nu}{c^2} = \frac{h}{c\lambda}. \quad (13.4)$$

3. Виходячи із вищесказаного, світло поводить себе і як хвиля, і як потік частинок (фотонів). На перший погляд здається, що ці хвильові і корпускулярні точки зору на природу світла взаємно виключають одна одну, але водночас ці обидві точки зору блискуче підтверджуються експериментом: явища інтерференції, дифракції, поляризації світла підтверджують хвильові погляди, явища фотоефекту, люмінесценції і ефекту Комптона – корпускулярні погляди. Розвиток фізики показав, що хвильові і квантові властивості світла аж ніяк не можна протиставляти. В кінцевому рахунку фізики дійшли висновку, що двоїсту природу світла слід прийняти як беззаперечний факт. Саме цю двоїсту природу світла мають на увазі, коли говорять про корпускулярно-хвильовий дуалізм. Ясно, що світло виявилось більш складним, ніж просто хвиля чи частинка.

Вихід із цієї ситуації показав видатний датський фізик Нільс Бор, висунувши свій знаменитий **принцип доповнюваності**. Згідно цього принципу, для пояснення даного експерименту слід використати або хвильові, або корпускулярні уявлення про природу світла, але не ті і інші водночас. Однак для повного розуміння природи світла необхідно враховувати як хвильові, так і корпускулярні властивості. Обидва ці аспекти властивостей світла взаємно доповнюють один одного.

Вкінець, слід підкреслити, що формула $E_f = h\nu$ сама по собі пов'язує корпускулярні і хвильові властивості світла: енергія E_f в лівій частині рівності відноситься до частинки, а частота ν в правій частині – до відповідної хвилі. Згідно квантової теорії, поєднання корпускулярних і хвильових властивостей є природною якістю всієї матерії взагалі, тобто кожна частинка речовини володіє хвильовими властивостями і кожна хвиля володіє корпускулярними властивостями.

2. Інтерференція світла. Когерентні світлові хвилі. Оптична різниця ходу.

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 задовільняють умовам, за яких різниця фаз залишається сталою, називаються когерентними.**

Накладання когерентних світлових хвиль, при якому результуюча інтенсивність залежить від різниці фаз і відрізняється від суми інтенсивностей окремих коливань, називається інтерференцією світлових хвиль.

Виникнення інтерференційних максимумів і мінімумів у світловому полі не суперечить 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.**

Нехай з точок O_1 і O_2 виходять дві когерентні плоскі хвилі з однаковими напрямками коливань і початковими фазами (рис. 13.1, рис. 2.2, Яцура, Оптика. Фізика атома). До точки P перша хвиля проходить у середовищі з показником заломлення n_1 шлях r_1 , а друга – у середовищі з показником заломлення n_2 шлях r_2 . Тоді в точці спостереження P коливання описуватимуться рівняннями:

$$\left. \begin{aligned} E_1 &= E_{01} \sin \omega(t - \frac{r_1}{v_1}), \\ E_2 &= E_{02} \sin \omega(t - \frac{r_2}{v_2}), \end{aligned} \right\} \quad (13.5)$$

де $v_1 = \frac{c}{n_1}$ і $v_2 = \frac{c}{n_2}$ – швидкості поширення першої і другої хвиль. Різниця фаз δ коливань у точці P дорівнює

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

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.

Таким чином, можна записати:

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta. \quad (13.6)$$

Формула (13.6) пов'язує різницю фаз і різницю ходу.

3. Інтерференція від двох когерентних джерел та способи її здійснення.

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 ,

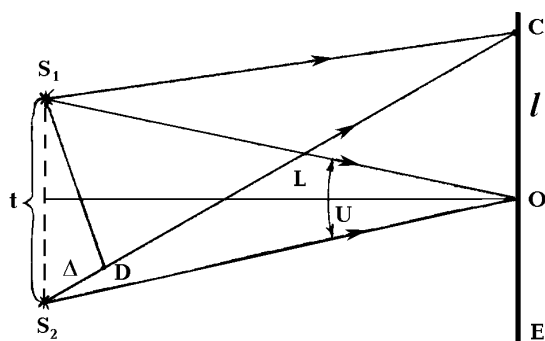


Рис.

причому $t \ll L$ (рис.). Очевидно, що на екрані спостерігатиметься інтерференційна картина у вигляді паралельних світних і темних смуг, положення яких на екрані залежить від різниці ходу 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:

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

звідки

$$\Delta = \frac{l}{L} t. \quad (13.7)$$

Щоб результуюча інтенсивність у точці C була максимальною, необхідно, щоб різниця фаз дорівнювала $2k\pi$. Тобто

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

звідки маємо

$$\Delta = 2k \frac{\lambda}{2} = k\lambda. \quad (13.8)$$

Щоб інтенсивність в точці C буде мінімальною, різниця фаз повинна дорівнювати $(2k+1)\pi$, тобто:

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta = (2k+1)\pi,$$

звідки

$$\Delta = (2k+1) \frac{\lambda}{2}. \quad (13.9)$$

Таким чином, **максимуми виникають там, де оптична різниця ходу хвиль Δ рівна цілому числу хвиль або парному числу півхвиль, мінімуми – де оптична різниця ходу хвиль Δ рівна непарному числу півхвиль.**

Використовуючи співвідношення (13.7) та умови максимумів і мінімумів, знайдемо відстані, на яких розмістяться максимуми l_{\max} і мінімуми l_{\min} , тобто

$$\frac{t}{L}l = k\lambda \Rightarrow l_{\max}(k) = k \frac{\lambda}{t} L, \quad (13.10)$$

$$\frac{t}{L}l = (2k+1) \frac{\lambda}{2} \Rightarrow l_{\min}(k) = (2k+1) \frac{\lambda}{2t} L, \quad (13.11)$$

Ширина світлої смуги (відстань між двома темними смугами)

$$\Delta l = l_{\min}(k+1) - l_{\min}(k) = \frac{\lambda}{t} L. \quad (13.12)$$

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

4. Інтерференція в тонких плівках і пластинках

Якщо на тонку прозору плоско паралельну пластинку або плівку падає світлова хвиля, відбувається часткове відбивання її від обох поверхонь. 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 сталевих виробів), на прозорих частинах крилець комах тощо.

Виділимо окремі два види інтерференції в тонких плівках і пластинках: інтерференцію паралельних променів, які виникають **при відбиванні світла від поверхонь плоско паралельної пластинки** та інтерференцію 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 плоско паралельну пластинку падає пучок паралельних променів монохроматичного світла під кутом i_1 (рис. 13.3, рис. 2.10, Яцура) Промінь a в точці A частково відіб'ється (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 і, заломившись в точці C , вийде у повітря. Промені a' і b когерентні і будуть інтерферувати.

Врахувавши закон заломлення, різниця ходу цих променів набере вигляду:

$$\Delta = 2t\sqrt{n^2 - \sin^2 i_1} - \frac{\lambda}{2}. \quad (13.13)$$

Якщо

$$2t\sqrt{n^2 - \sin^2 i_1} - \frac{\lambda}{2} = k\lambda, \quad k = 0, 1, 2, \dots, \quad (13.14)$$

то в точці S' виникне **максимум.**

Якщо ж

$$2t\sqrt{n^2 - \sin^2 i_1} - \frac{\lambda}{2} = (2k+1) \frac{\lambda}{2}, \quad (13.15)$$

то в точці S' виникне **мінімум.**

Інтерференційні смуги однакової товщини. Класичним прикладом смуг однакової товщини є кільця Ньютонa, які спостерігаються на повітряному прошарку, що утворюється між поверхнею плоско паралельної пластинки і опуклою поверхнею лінзи, покладеної на скляну пластинку. У цьому випадку геометричним місцем точок однакової

товщини є коло і тому відповідні смуги однакової товщини при нормальному падінні світла матимуть вигляд концентричних кілець з центром у точці дотику лінзи і плоско паралельної пластинки. У разі освітлення системи білим світлом світлі смуги будуть кольоровими. Радіуси світлі кілець в інтерференційній картині, що виникає у відбитому світлі, визначаються за формулою:

$$r_k^{\max} = \sqrt{L\lambda(k - \frac{1}{2})}, \quad (13.16)$$

а темних

$$r_k = \sqrt{R\lambda k} \quad (13.17)$$

де R – радіус кривизни опуклої поверхні лінзи, $k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ – порядок інтерференції.

Відстань між сусідніми кільцями Ньютона:

$$\Delta r_k = r_{k+1} - r_k = \frac{\sqrt{R\lambda}}{2\sqrt{k}}. \quad (13.18)$$

5. Дифракція світла. Принцип Гюйгенса-Френеля

Одним із основних законів геометричної оптики є закон прямолінійного поширення світла в однорідному середовищі, підтвердженням якого може служити утворення тіні позаду непрозорої перешкоди, яка знаходиться на шляху поширення світла. Прямолінійність поширення світла легко пояснювала корпускулярна теорія світла Ньютона.

Однак, досвід свідчить, що прямолінійність поширення світла не є універсальним законом. Він порушується при проходженні світла через достатньо вузькі щілини і отвори, а також при освітленні невеликих непрозорих перешкод. З принципів геометричної оптики випливає, що чим менший отвір діафрагми, тим менша буде світла смуга на екрані. Здавалося б, що якщо отвір зменшувати до мізерно малого, то можна в такий спосіб отримати як завгодно малу світлу смугу на екрані. Проте досвід дає протилежний результат: починаючи з певної величини отвору, подальше його зменшення викликає не зменшення світлої смуги на екрані, а її збільшення (рис. 27.1). При цьому смуга втрачає свою різкість, стає розпливчатою і освітленою нерівномірно, на ній виникають світлі і темні кільця, які заповнюють область $A'B'$. Описане явище називають **дифракцією світла**. Воно полягає у відхиленні світлових хвиль від прямолінійного поширення. Явище дифракції властиве будь-яким хвилям, незалежно від їх природи. Прихильники корпускулярної теорії світла пробували пояснити відхилення світлових променів від прямолінійності тим, що частинки світла притягаються краями екрана. Однак Френель, один із творців хвильової теорії світла, експериментально спростував таку спробу.

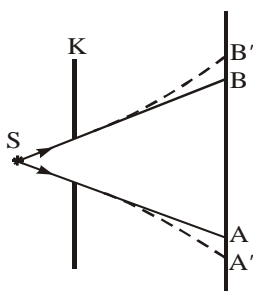


Рис. 27.1

Принцип Гюйгенса-Френеля

Гюйгенс розглядав процес поширення світла як послідовне збурення ефіру, в якому воно поширюється. **Кожна точка світлової поверхні (ефіру) є самостійним джерелом вторинних хвиль, які поширюються зі швидкістю світла.** Нове положення фронту світлової хвилі в будь-який інший момент часу є огинаюча поверхня до таких хвиль (рис. 27.2). Перпендикуляри до фронту вказують напрямки поширення хвилі. З рис. 27.2 видно “механізм” огинання світловими хвилями перешкод (a – сферичної хвилі; b – плоскої хвилі). Дифраговані промені заходять в область геометричної тіні. Таким чином, виходячи з принципу Гюйгенса, можна легко пояснити цілий ряд явищ, зокрема, **заходження світла в область геометричної тіні**, але при

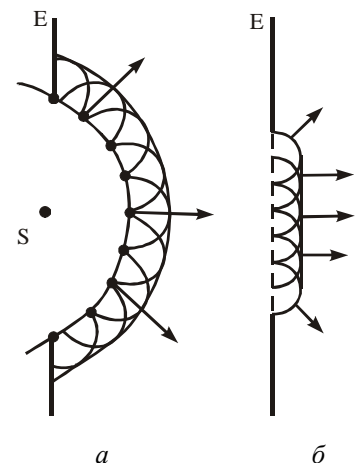


Рис. 27.2

цьому залишається не з'ясованим питання про розподіл енергії вздовж хвильового фронту. У принципі Гюйгенса не бралися до уваги фазові співвідношення між вторинними хвилями.

Цей недолік було усунуто Френелем, який повністю прийняв принцип Гюйгенса і доповнив його таким твердженням: **вторинні джерела еквівалентні первинному і вони когерентні**. Їхні фази визначаються збудженням, яке йде від первинного джерела. Отже, **хвилі, що виходять від вторинних джерел, інтерферують**. Сформульований вище принцип Гюйгенса разом з доповненням Френеля називають **принципом Гюйгенса-Френеля**. На його основі можна дістати розподіл інтенсивності для вільного поширення світлових хвиль і при наявності перешкод на їх шляху.

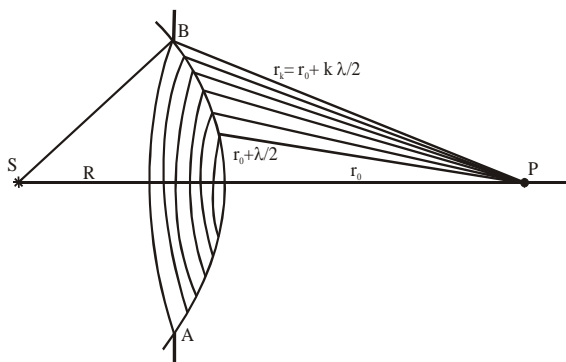


Рис. 27.3

6. Метод зон Френеля. Дифракція Френеля.

Застосуємо метод зон Френеля для пояснення поширення світла в однорідному середовищі. Для цього розглянемо випадок проходження світла через круглий отвір (рис. 27.3). Нехай S – точкове джерело монохроматичного світла, яке випромінює сферичну хвилю, AB – круглий отвір в непрозорому екрані, який знаходиться від S на відстані R . Цей отвір пропустить лише частину сферичної хвилі, яка приходить від S . Згідно з принципом

Гюйгенса-Френеля, дію реального джерела замінимо дією вторинних (фіктивних) джерел, взятих на поверхні AB . Визначимо інтенсивність світла в точці P . Хвильова поверхня AB симетрична відносно SP . Для такої симетричної задачі Френель запропонував розбивати хвильову поверхню на кільцеві зони, які побудовані так, щоб відстані від країв двох сусідніх зон до точки P відрізнялися на $\lambda/2$. Легко бачити (рис. 27.3), що

$$r_k = r_0 + k \frac{\lambda}{2}. \quad (27.1)$$

Результуюча амплітуда коливань, яка створюється коливаннями, що приходять від всіх зон Френеля:

$$A = \frac{a_1}{2} \pm \frac{a_k}{2}, \quad ()$$

При $k \rightarrow \infty$ величина $a_k \rightarrow 0$, тому рівність (27.8) за цих умов запишеться так:

$$A = \frac{a_1}{2}. \quad ()$$

Це означає, що амплітуда, яка створюється в точці P відкритим фронтом хвилі, дорівнює половині амплітуди, що створюється лише однією центральною зоною.

$$A = \frac{a_1}{2}. \quad (27.9)$$

Інтенсивність випромінювання пропорційна квадрату амплітуди коливань і, значить, сумарна інтенсивність в точці P чисельно дорівнює чвертині інтенсивності, обумовленою першою зоною Френеля. Тобто

$$I \approx (A)^2 = \frac{a_1^2}{4} \approx \frac{I_1^2}{4}. \quad (27.10)$$

де $I_1 = a_1^2$ – інтенсивність, обумовлена першою зоною Френеля.

Таким чином, при великій кількості відкритих зон світло від точки S до точки P поширюється ніби в межах вузького каналу вздовж SP , тобто практично прямолінійно. В результаті інтерференції ніби знищується дія всіх зон, окрім першої.

Радіуси ρ_k зон Френеля дорівнюють:

$$\rho_k = \sqrt{k \frac{R r_0}{R + r_0} \lambda}. \quad (27.12)$$

Тут R – відстань від джерела до екрана, r_0 – відстань від екрана до точки спостереження.

Очевидно, що ρ_k одночасно є і радіусом отвору в екрані. Звідси отримуємо, що отвір радіуса ρ відкриває частину хвильового фронту, на якому вкладається k зон Френеля. Із (27.12) знаходимо, що кількість відкритих зон (число k) дорівнює

$$k = \frac{\rho^2 (R + r_0)}{\lambda R r_0}. \quad (27.13)$$

Інтенсивність світла в точці P можна в багато разів підсилити, якщо виготовити такий екран, який би закривав всі парні або всі непарні зони Френеля. Вторинні хвилі від всіх відкритих зон Френеля будуть приходити в точку спостереження в однаковій фазі і в результаті інтерференції підсилять одна одну. Такий екран називається **зональною пластинкою**.

Дифракція Френеля на круглому отворі. Нехай світло від точкового джерела S падає на непрозорий екран з круглим отвором радіуса ρ . Дифракційна картина спостерігається на екрані E , який паралельний площині отвору і міститься на відстані r_0 від нього (рис. 27.7, а). При цьому необхідне виконання умови, що радіус круглого отвору ρ повинен

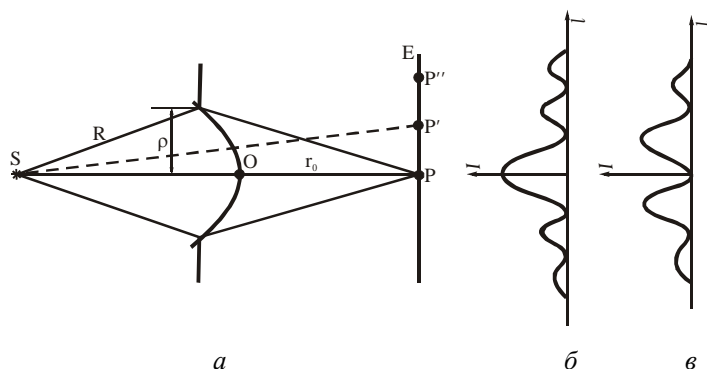


Рис. 27.7

бути значно меншим R і r_0 . Отвір залишить відкритим k перших зон Френеля, побудованих для точки P . Кількість відкритих зон виразиться формулою (27.13):

$$k = \frac{\rho^2}{\lambda} \left(\frac{1}{R} + \frac{1}{r_0} \right).$$

Амплітуда коливань в точці P у відповідності з (27.8) буде рівна

$$A_p = \frac{a_1}{2} \pm \frac{a_k}{2},$$

де a_1 і a_k – амплітуди коливань, які приходять в точку P , відповідно від першої і останньої (k -ої) зон, знак « + » береться для непарних k і « - » – для парних k . При невеликих значеннях k величина $a_1 \approx a_k$. Тому при непарних значеннях k амплітуда в точці P буде $\approx a_1$, а при парних k вона буде рівна нулю.

Таким чином, екран з отвором, який відкриває невелике непарне число зон Френеля, не тільки не послаблює світло в точці P , а навпаки, призводить до збільшення амплітуди майже в два рази, а інтенсивності – майже в чотири рази.

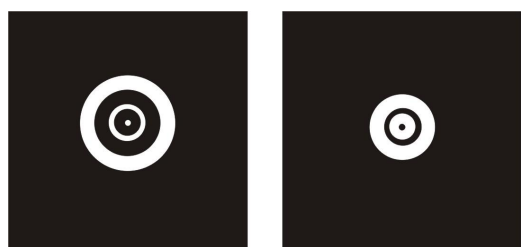


Рис. 27.8

Дифракційна картина від круглого отвору є чергуванням світлих і темних концентричних кілець. В центрі картини буде або світла (k – непарне), або темна (k – парне) пляма (рис. 27.8). Розподіл інтенсивності на екрані з відстанню показано на рис. 27.7, б) для непарного k і на рис. 27.7, в) для парного k .

Якщо отвір відкриває лише одну першу зону Френеля, то згідно з (27.8) матимемо, що амплітуда і інтенсивність в точці P будуть $A_p = a_1 = 2a_0$, $I_p \approx (2a_0)^2$, $I_p = 4I_0$, (де $a_0 = a_1/2$ і I – відповідно амплітуда і інтенсивність світла в точці P при вільному поширенні хвилі, тобто, у відсутності екрана). Таким чином, інтенсивність в центрі екрана (точка P) отримається в чотири рази більшою, ніж була би при відсутності екрана з отвором. Світлих і темних кілець при цьому не виникає. При відкритих двох зонах Френеля ($k = 2$) в точці P (як уже відомо) виникає мінімум, навколо якого виникає одне світле кільце, яке переходить в темне. При $k = 3$ центр дифракційної картини освітлений майже так, як при $k = 1$, навколо якого розміщене темне кільце, яке переходить в світле. При $k = 4$ повторюється картина, яка виникає при $k = 2$, різниця тільки в тому, що навколо центральної темної смуги виникає не одне світле кільце, а два.

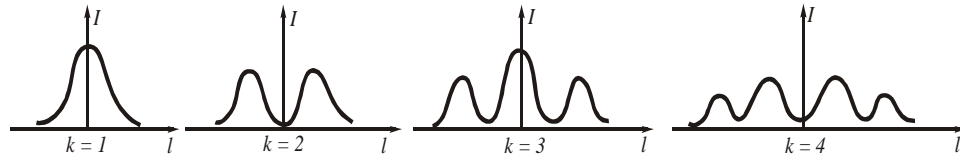


Рис. 27.9

Розподіл інтенсивності на екрані при $k = 1, 2, 3$ і 4 в залежності від l наведено на рис. 27.9.

Якщо отвір відкриває велике число зон Френеля, то чергування світлих і темних кілець спостерігається тільки на межі геометричної тіні, всередині цієї області освітленість практично стала.

а

Дифракція на круглому екрані.

Розмістимо тепер між джерелом і точкою спостереження P непрозорий круглий екран AB (рис. 27.10, а), площина якого перпендикулярна до осі SP . Як і в попередньому випадку, розіб'ємо фронт хвилі на зони Френеля. Але в даному випадку круглий екран закриває k перших зон Френеля. Число k закритих зон Френеля можна знайти за формулою (27.13). Амплітуда A_p світлової хвилі в точці P визначиться спільною дією всіх відкритих зон, починаючи з $k + 1$ -ої:

$$A_p = \frac{a_{k+1}}{2} + \left(\frac{a_{k+1}}{2} - a_{k+2} + \frac{a_{k+3}}{2}\right) + \left(\frac{a_{k+3}}{2} - a_{k+4} + \frac{a_{k+5}}{2}\right) + \dots \quad (27.17)$$

Оскільки вирази в дужках можна наближено покласти рівними нулю, отримаємо:

$$A_p = \frac{a_{k+1}}{2}. \quad (27.18)$$

Отже, незалежно від розмірів і положення непрозорого екрана в центрі його геометричної тіні (в точці P) завжди буде світла пляма (максимум). Від розмірів непрозорого екрана залежатиме лише інтенсивність центральної світлої плями. Якщо розміри екрана такі, що закривають велику кількість зон Френеля, величина a_{k+1} буде малою, а значить і інтенсивність світлої плями також буде малою. Зменшення розмірів екрана призводить до зростання a_{k+1} , а значить і до зростання інтенсивності в точці P .

7. Дифракційна решітка. Дифракційний спектр.

Розгляд дифракції Фраунгофера на двох щілинах показує, що в цьому випадку дифракційні максимуми стають більш вузькими, ніж у випадку однієї щілини. Очевидно, що при збільшенні числа щілин це явище стає ще чіткішим.

Система N паралельних щілин рівної ширини, розділених однаковими непрозорими проміжками, називається дифракційною решіткою.

Нехай на таку систему із N щілин нормально падає паралельний пучок світла (рис.27.18). Ширину щілини позначимо через b , ширину проміжку між щілинами через a . Величина $d = b + a$ називається сталою решітки. Аналогічно випадку дифракції на двох щілинах розподіл інтенсивності на екрані спостереження визначається сукупністю

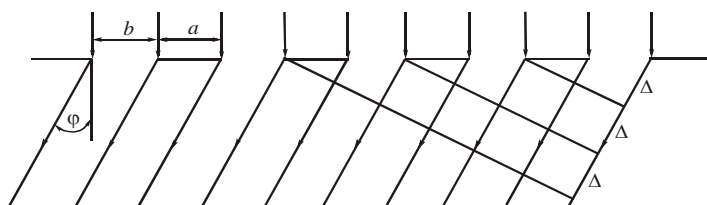


Рис. 27.18

двох процесів: дифракцією світла на кожній із щілин та інтерференцією світла від N щілин. Тут матимемо справу з так званою **багатопроменевою інтерференцією**, інтерференцією променів, що йдуть від багатьох щілин.

Умовою виникнення головних максимумів є:

$$d \sin \varphi = \pm k\lambda, \quad k = 0, 1, 2, \dots \quad (27.31)$$

де $d \sin \varphi = \Delta$ – різниця ходу променів, що йдуть від початку двох сусідніх щілин (рис. 27.18).

Умовою додаткових мінімумів є:

$$d \sin \varphi = \left(k + \frac{P}{N}\right) \lambda. \quad (27.34)$$

де $k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ – порядок дифракційного максимуму, $P = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots, \pm(N-1)$, N – загальна кількість щілин. Із аналізу (27.34) легко зробити висновок, що між сусідніми головними максимумами розміщується $N-1$ мінімум.

Сучасна дифракційна решітка являє собою періодичну систему величезної кількості борозен (від 100 до 2400 борозен на 1 мм) певного профілю. Якщо замість щілин на решітці знаходяться добре відбиваючі ділянки, а замість непроникних ділянок – ділянки, які добре поглинають світло, то у відбитому світлі від такої решітки також буде спостерігатися дифракційна картина, яка аналогічна до картини в прохідному світлі. **Решітки, які діють у відбитому світлі, називаються відбивними.** Дифракційні решітки виготовляють на скляних або металічних пластинках. Очевидно, що скляні решітки можуть діяти як у відбитому, так і у прохідному світлі; металічні – тільки у відбитому світлі.

Дифракційний спектр

Положення головних максимумів, яке визначається умовою $d \sin \varphi = k\lambda$, залежить від довжини хвилі λ . Виключення складають лише головні максимуми нульового порядку, положення яких від довжини хвилі не залежить. Якщо на дифракційну решітку падає складне світло, то кожна хвиля веде себе незалежно. Тому світлові хвилі різних довжин в фокальній площині лінзи, розміщеної за дифракційною решіткою, зберуться в різних місцях. Для кожного λ має місце не один дифракційний максимум, а декілька, які визначаються числом k . Кожному значенню k відповідають максимуми всіх довжин хвиль, які входять в досліджуваний пучок. **Сукупність головних максимумів при даному k називають дифракційним спектром.** Величину k прийнято називати порядком

дифракційного спектра. Якщо дифракційну решітку освітити білим світлом, то кожний порядок спектра буде забарвлений в різні кольори райдуги, причому так, що внутрішній край його забарвлений в фіолетовий колір, а зовнішній – в червоний. Значення $k = 0$ означає нульовий максимум для всіх значень λ . Тому в цьому напрямку зберуться хвилі всіх довжин, тобто нульовий спектр є білим зображенням джерела.

Сpektри першого, другого і т.д. порядків розміщуються симетрично по обидва боки нульового. Із зростанням порядку спектра відстань між відповідними лініями спектрів зростає, а спектри вищих порядків починають накладатися один на одного.