

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
Національний технічний університет України
“Київський політехнічний інститут”

МЕТОДИЧНІ ВКАЗІВКИ
до виконання лабораторної роботи
«ВИВЧЕННЯ ІНТЕРФЕРЕНЦІЇ СВІТЛА.
(Біпризма Френеля)»

Укладачі: доц. Бригінець В. П.,
доц. Гусєва О. О.,

*Рекомендовано Вченою радою
фізико-математичного факультету
НТУУ «КПІ»,
протокол № 4, від 18. 06. 2013 р.*

НТУУ “КПІ”

Київ – 2013

Робота 3-1. Вивчення інтерференції світла (Біпризма Френеля)

Мета роботи – вивчення двопробеневої інтерференції світла за допомогою біпризми Френеля; визначення характеристик світлофільтра - довжини хвилі в максимумі пропускання та ширини смуги пропускання.

Обладнання та прилади – установка для спостереження інтерференції.

1. Теоретичні відомості

Двопробенева інтерференція

Інтерференція є одним із проявів хвильових властивостей електромагнітного випромінювання, зокрема – світла. Інтерференція полягає у характерному перерозподілі інтенсивностей у просторі при накладанні декількох хвиль за деяких умов. У даній роботі вивчається двопробенева інтерференція, при якій накладаються дві хвилі, і в кожній точці спостереження сходяться два промені.

Сутність явища інтерференції найлегше зрозуміти на прикладі накладання двох ідеальних монохроматичних хвиль із однаковими частотами $\omega_1 = \omega_2 = \omega$ і напрямками коливань світлових векторів $\vec{E}_1 \parallel \vec{E}_2$. Такі хвилі в заданій точці спостереження збуджують коливання, що задаються наступними рівняннями для проекцій світлових векторів:

$$E_1 = E_{01} \cos(\omega t - k_1 l_1 + \varphi_{01}) = E_{01} \cos(\omega t - \alpha_1),$$

$$E_2 = E_{02} \cos(\omega t - k_2 l_2 + \varphi_{02}) = E_{02} \cos(\omega t - \alpha_2),$$

де E_{01} і E_{02} – амплітуди, l_1 і l_2 – шляхи, які проходять промені до точки спостереження, k_1 і k_2 – хвильові числа, що визначаються довжиною хвилі як $k = 2\pi/\lambda$; φ_{01} і φ_{02} – початкові фази хвиль, а $\alpha_1 = \varphi_{01} - k_1 l_1$ і $\alpha_2 = \varphi_{02} - k_2 l_2$ – початкові фази коливань, які збуджуються хвилями в точці накладання.

Результуючі коливання $E = E_1 + E_2$ найпростіше визначити за допомогою векторної діаграми (рис. 1), на якій коливання зображуються векторами $\vec{A}_{01}, \vec{A}_{02}$ з модулями $A_{01} = E_{01}, A_{02} = E_{02}$, які обертаються з кутовою швидкістю ω і напрямлені один до одного під кутом рівним різниці фаз цих коливань

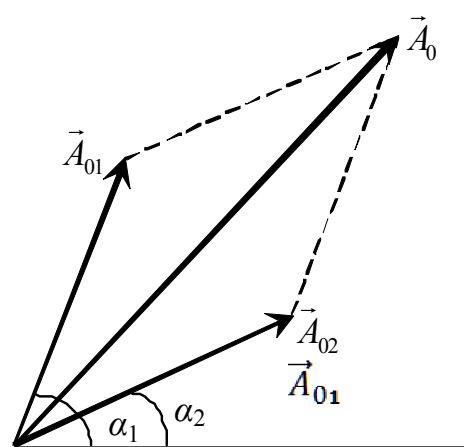


Рис. 1

$$\delta = \alpha_1 - \alpha_2 = (k_2 l_2 - k_1 l_1) - \delta_0, \quad (1)$$

де $\delta_0 = (\varphi_{02} - \varphi_{01})$ – різниця початкових фаз даних хвиль.

Відтак за теоремою косинусів можна записати:

$$E_0^2 = E_{01}^2 + E_{02}^2 + 2E_{01}E_{02} \cos \delta. \quad (2)$$

Інтенсивність світла визначається як середня величина густини потоку енергії і є прямо пропорційною квадрату амплітуди світлового вектора: $I = \langle |S| \rangle \sim E_0^2$. Тому на основі виразу (2) можна записати:

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \langle \cos \delta \rangle. \quad (3)$$

Отже, при накладанні двох монохроматичних хвиль однакової частоти результуюча інтенсивність у точці спостереження не дорівнює сумі інтенсивностей кожної з хвиль окремо. В цьому й полягає сутність явища інтерференції.

Такий ефект виникає через незалежність від часу різниці фаз хвиль і узгодженість коливань, які вони збуджують у точці спостереження. Такі хвилі називаються *когерентними*. Отже, *інтерференція спостерігається тільки при накладанні когерентних хвиль*.

У випадку ідеальних монохроматичних хвиль однакової частоти, згідно з (1) $\cos \delta = \text{const}$, і умова когерентності виконується точно. Але в реальних хвилях з ряду причин різниця фаз не є стабільною. Тому їхню інтерференцію можна бачити, лише коли за час спостереження¹ різниця фаз змінюється не дуже сильно так, що $\langle \cos \delta \rangle \neq 0$.

Різниця ходу променів. Умови максимумів і мінімумів

З інтерференційної формули (3) випливає, що при $\cos \delta = 1$ утворюються максимуми інтенсивності

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

а при $\cos \delta = -1$ – мінімуми

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

При цьому найбільша різниця інтенсивностей максимумів і мінімумів (контрастність) і найкращі умови спостереження інтерференції будуть при однакових інтенсивностях пучків $I_2 = I_1$, коли $I_{\max} = 4I_0$, і $I_{\min} = 0$.

Різниці фаз, які відповідають максимумам і мінімумам, відповідно, дорівнюють:

$$\begin{aligned} \delta_{\max} &= \pm 2m\pi \\ \delta_{\min} &= \pm (2m + 1)\pi, \quad m = 0, 1, 2, \dots \end{aligned} \quad (4)$$

Ці умови можна записати зручніше за допомогою співвідношення (1) за умови $\delta_0 = 0$, яка звичайно виконується на практиці:

¹ Час спостереження – це мінімальний проміжок часу необхідний для реєстрації, приміром візуальної, розподілу інтенсивностей у просторі.

$$\delta = k_2 l_2 - k_1 l_1 = 2\pi \left(\frac{l_2}{\lambda_2} - \frac{l_1}{\lambda_1} \right) = \frac{2\pi}{\lambda_0} (n_2 l_2 - n_1 l_1),$$

де $\lambda_0 = 2\pi c/\omega$ – довжина світлової хвилі у вакуумі, а n_1, n_2 – показники заломлення середовищ, у яких поширюються промені.

Величина $L = nl$ називається оптичною довжиною шляху, або оптичним ходом променя¹, а величина

$$\Delta = n_2 l_2 - n_1 l_1 = L_2 - L_1$$

називається *оптичною різницею ходу* променів.

Якщо промені поширюються в одному середовищі з показником заломлення n , то

$$\Delta = n(l_2 - l_1),$$

де різниця відстаней $l_2 - l_1$ називається *геометричною різницею ходу*.

Таким чином, різниця фаз у загальному випадку та в однорідному середовищі, відповідно, визначається через різницю ходу променів формулою:

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta. \quad (5)$$

Підставивши ці вирази в (4), отримаємо *умови інтерференційних максимумів і мінімумів*:

$$\Delta_{\max} = \pm m \lambda_0 \quad (6)$$

і

$$\Delta_{\min} = \pm \left(m + \frac{1}{2} \right) \lambda_0 = \pm (2m + 1) \frac{\lambda_0}{2}, \quad (6a)$$

де число $m = 0, 1, 2, \dots$ називається *порядком* інтерференційного максимуму або мінімуму.

Інтерференційна картина при двопробеневій інтерференції

Ширина смуги При переміщенні точки спостереження в певному напрямі різниця ходу променів періодично проходить через значення, що задовольняють умови (6) і (6a). Тому в області накладання когерентних хвиль утворюється багато інтерференційних максимумів і мінімумів. При цьому, як видно з формули (3), при переході від максимуму до мінімуму і навпаки інтенсивність плавно зменшується та збільшується. Тому на встановленому на шляху хвиль екрані спостерігається *інтерференційна картина* у вигляді впо-

¹ Якщо промінь проходить декілька ділянок із довжинами l_i і різними показником заломлення n_i , то оптичний хід $L = \sum n_i l_i$.

рядкованої системи світлих і темних смуг. Форма цих смуг залежить від геометрії хвильових поверхонь хвиль, які інтерферують, і розташування екрана.

Як приклад розглянемо інтерференційну картину від двох розміщених у повітрі на відстані h одне від одного когерентних лінійних джерел S_1 і S_2 у вигляді довгих паралельних світних ниток перпендикулярних до площини рис. 2, які випромінюють світло з довжиною хвилі λ . Екран для спостереження розташовано паралельно до площини джерел на відстані l .

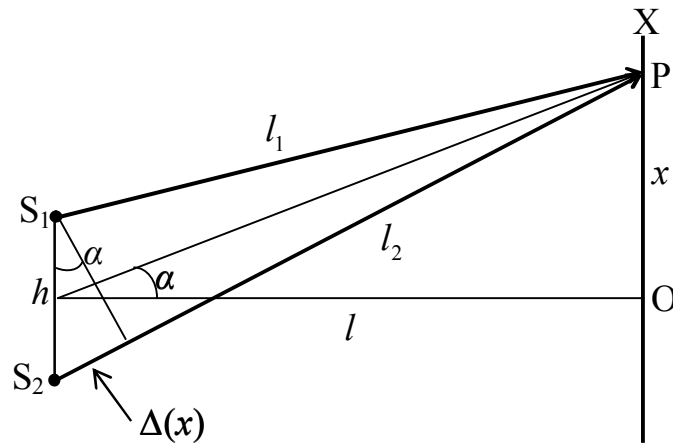


Рис. 2

У випадку лінійних джерел інтерференційна картина на екрані має вигляд паралельних до S_1 і S_2 світлих і темних смуг, які утворюються згідно з умовами (6) і (6а). Для визначення їхнього розташування на екрані знайдемо залежність різниці ходу променів, які приходять у довільну точку P, від її координати x . У реальному досліді інтерференційні смуги можна спостерігати лише при малій відстані між джерелами $h \ll l$ і в малій центральній області екрана $x \ll l$. У такому разі кути α малі і за умови, що спостереження ведуться в повітрі ($n=1$), можна записати:

$$\begin{aligned} \Delta(x) &= h\alpha \\ x &= l\alpha \end{aligned} \Rightarrow \Delta(x) = \frac{h}{l}x. \quad (7)$$

Підставивши цей вираз в умови (6) і (6а), отримуємо координати максимумів (світлих смуг) і мінімумів (темних смуг) на екрані:

$$x_{\max} = \pm m \frac{\lambda l}{h}, \quad (8)$$

$$x_{\min} = \pm \left(m + \frac{1}{2} \right) \frac{\lambda l}{h}. \quad (8a)$$

Із цих формул видно, що в точці O ($x=0$) спостерігається центральна світла смуга порядку $m=0$, а по обидва боки від неї – симетрично розташовані світлі смуги порядків $m=1, 2, \dots$, розділені темними смугами (інтерференційними мінімумами). Крім того через малі розміри області спостереження

відстані до джерел та інтенсивності смуг мають бути практично однаковими, як показано на рис. 3.

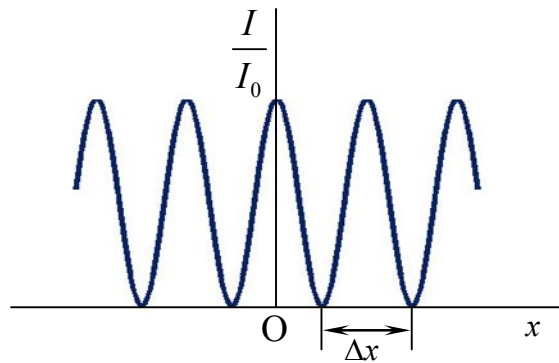


Рис. 3

Лишається незмінною також ширина смуги $\Delta x = x_m - x_{m-1}$ (відстань між сусідніми мінімумами), для якої з виразу (8а) виходить:

$$\Delta x = \frac{\lambda l}{h}. \quad (9)$$

Отже, інтерференційні смуги від двох лінійних джерел є еквідистантними, тобто розташованими на однаковій відстані одна від одної.

Інтерференційні схеми. Біпризма Френеля

Описана вище інтерференційна картина (рис.3) утворюється при інтерференції двох ідеальних монохроматичних хвиль однієї частоти. Але дослід показує, що отримати такі строго когерентні хвилі і спостерігати інтерференцію світла від двох незалежних реальних джерел (за винятком лазерів) неможливо. Це зумовлено наявністю у реальних джерел лінійних розмірів і самим механізмом випромінювання тілами світла.

Відомо, що тіла випромінюють світло не у вигляді неперервної хвилі, а як послідовність коротких імпульсів або обірваних «шматків» хвиль, які називають цугами. Ці цуги ніяк не пов'язані між собою і мають випадкові початкові фази. Тому початкова фаза в реальному світловому пучку дуже швидко й безладно змінюється. Так само змінюється і різниця фаз у пучках від незалежних джерел, тобто вони є некогерентними. Тому у формулі (3) $\langle \cos \delta \rangle = 0$ і інтерференція відсутня. Але нестабільність початкових фаз можна подолати і спостерігати інтерференцію світла, скориставшись одним точковим монохроматичним джерелом. Якщо поділити його випромінювання на два пучки й спрямувати їх так, щоби промені проходили до точок спостереження різні шляхи, то початкові фази в обох променях кожної миті будуть однаковими, і різниця фаз (1) не буде залежати від часу. Тому поділені промені будуть когерентними і можна буде спостерігати інтерференцію.

На практиці для отримання когерентних променів використовують різні способи поділу пучків, або *інтерференційні схеми*. Одна з них – схема з біпризмою Френеля – використовується в даній лабораторній роботі. Біприз-

ма Френеля має вигляд двох однакових призм із показником заломлення n і дуже малим заломлюючим кутом ϑ , які з'єднані малими основами (рис. 4).

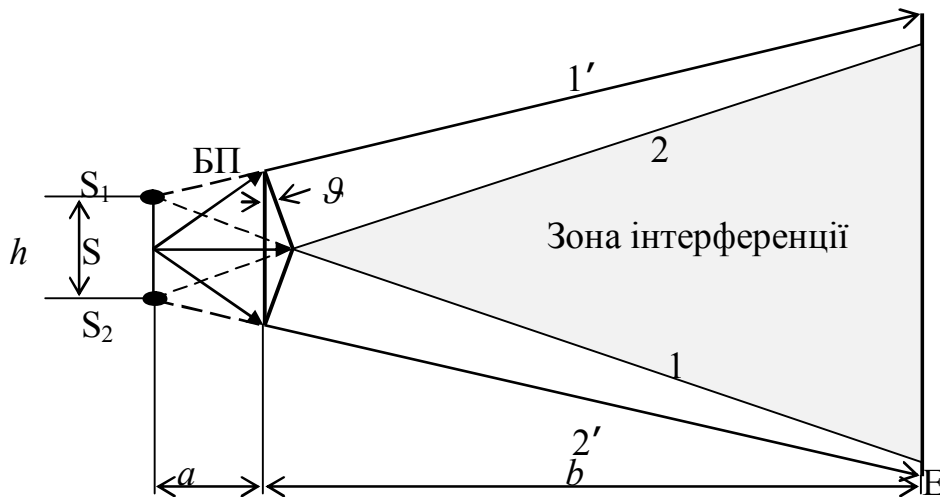


Рис. 4

Як джерело використовується вузька щілина S , що опромінюється монохроматичним світлом із довжиною хвилі λ і розташована на деякій відстані a від біпризми паралельно до ребра, як показано на рис. 4. Світло, що падає на біпризму, після заломлення в її половинах утворює два розбіжні пучки 1–1' і 2–2', які перекриваються в секторі 1–2 (зоні інтерференції). Продовження заломлених променів перетинаються на лініях S_1 і S_2 , які можна розглядати як уявні когерентні джерела світла, утворені поділом випромінюванням від одного дійсного джерела S . Тому в секторі перекривання пучків 1–2 відбувається двопроменева інтерференція, яку можна спостерігати у вигляді світлих і темних смуг на екрані E розміщеному на деякій відстані b від біпризми. Ширина смуги визначається формулою (9), в якій $l = a + b$, а відстань між когерентними джерелами визначається із закону заломлення і при малому заломлюючому куті біпризми ϑ дорівнює:

$$h = 2a(n - 1)\vartheta. \quad (10)$$

Отже, в досліді з біпризмою Френеля ширина інтерференційної смуги на екрані дорівнює

$$\Delta x = \frac{\lambda l}{h} = \frac{\lambda(a + b)}{2a(n - 1)\vartheta}. \quad (11)$$

У даній роботі, вимірюючи ширину інтерференційної смуги та відстань між уявними джерелами при заданій відстані від біпризми до екрана, можна визначити довжину хвилі в максимумі пропускання світлофільтра, який використовується в експерименті.

Інтерференційна картина від реальних джерел

Окрім нестабільності початкових фаз є й інші несприятливі для спостереження інтерференції світла фактори, через що реальна інтерференційна ка-

ртина суттєво відрізняється від показаної на рис. 3. Ці негативні фактори пов'язані з неповною монохроматичністю та лінійними розмірами реального джерела світла.

Неповна монохроматичність світла має принциповий характер і впливає з того положення теорії, що всяка «обірвана» хвиля, зокрема цуг, визначається не однією частотою ω та довжиною хвилі λ , а певною *спектральною шириною*, тобто цілим інтервалом значень $\Delta\omega$ та $\Delta\lambda$. Через це у досліді з біпризмою чи в будь-якій іншій інтерференційній схемі різниця фаз поділених і формально когерентних променів завжди змінюються з часом. Отож вони можуть бути або тільки частково когерентними або взагалі некогерентними, якщо за час спостереження буде $\langle \cos \delta \rangle = 0$.

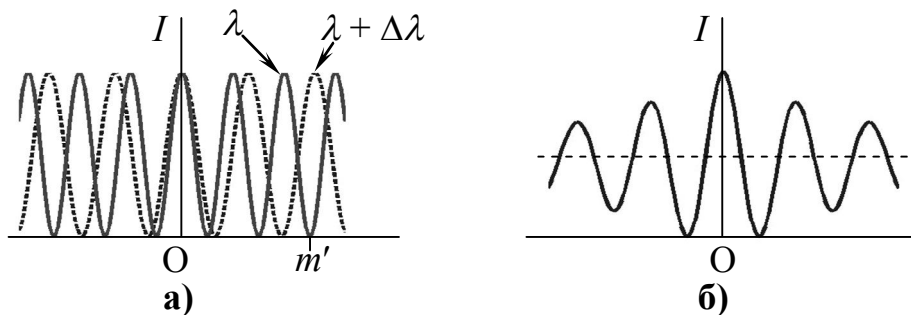


Рис. 5

Вплив неповної монохроматичності на інтерференцію в досліді з біпризмою проаналізуємо спочатку припустивши, що у спектрі випромінювання джерела S присутні тільки дві довжини хвилі: λ і $\lambda + \Delta\lambda$. Тоді розподіл інтенсивностей на екрані можна розглядати як суперпозицію двох інтерференційних картин, одна з яких створюється монохроматичними променями з довжиною хвилі λ а інша – з довжиною хвилі $\lambda + \Delta\lambda$. Ці картини характеризуються різною шириною смуги (формула (9)) і поступово «розповзаються», як показано на рис. 5а. Через це результуюча інтенсивність у максимумах буде поступово зменшуватись, а в мінімумах – збільшуватись, і смуги в решті решт зникнуть, рис. 5б. Це станеться тоді, коли максимум якогось порядку m' для довжини хвилі $\lambda + \Delta\lambda$ співпаде з мінімумом порядку m' для довжини хвилі λ . Тому з формул (8) і (8а) виходить:

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

Формально число m' можна трактувати як максимальний порядок інтерференції, який можна спостерігати для таких умовних променів. Насправді ж у реальному випромінюванні присутня безліч довжин хвиль від λ до $\lambda + \Delta\lambda$, різниці котрих варіюють в інтервалі $0 \div \Delta\lambda$ і в середньому складають $\Delta\lambda/2$. Це покращує умови спостереження, і більш коректно максимальний порядок інтерференції виражається числом

$$m_{\max} = \frac{\lambda}{\Delta\lambda}, \quad (12)$$

в якому величина

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = \frac{\omega}{\Delta\omega}$$

задає ступінь монохроматичності, тобто наближеності світла до строго монохроматичного.

Таким чином, неповна монохроматичність світла обмежує кількість інтерференційних смуг, які можна спостерігати на екрані, величиною

$$N \leq 2m_{\max} = 2 \frac{\lambda}{\Delta\lambda}. \quad (12a)$$

Із цього виразу в даній роботі, підрахувавши максимальну кількість смуг $N \approx 2m_{\max}$, які спостерігаються, і попередньо визначену довжину хвилі λ , можна оцінити ширину смуги пропускання світлофільтра $\Delta\lambda$:

$$\Delta\lambda \approx \frac{2\lambda}{N}. \quad (13)$$

В умовах даної роботи можна спостерігати тільки досить обмежену кількість смуг N з малою шириною смуги $\Delta\lambda$. Тому смуги спостерігаються лише в малій області біля центра екрана шириною $L = N\Delta\lambda$.

Негативний вплив на інтерференцію спричинюють і лінійні розміри джерела світла. Це пояснюється тим, що когерентні промені, які приходять у точку спостереження від різних ділянок протяжних джерел, мають не однакові різницю ходу та різницю фаз. Тому в інтерференційній формулі (3) значення $\langle \cos \delta \rangle$ є усередненим не тільки по часу, а й по всіх елементарних ділянках джерел, від яких приходять промені в точку спостереження. Як наслідок в усіх точках спостереження величина $\langle \cos \delta \rangle$ виявляється меншою, ніж у випадку точкових джерел. Через це зменшується різниця інтенсивностей максимумів і мінімумів, тобто погіршується контрастність інтерференційних смуг. Так що при великих розмірах джерел смуги взагалі зникають навіть при дуже високому ступені монохроматичності випромінювання. Тому в кожному конкретному випадку існують певні граничні розміри джерел, при яких ще можна спостерігати інтерференцію. Зокрема, у досліді з біпризмою Френеля інтерференційні смуги теоретично можна спостерігати лише коли ширина щілини b є меншою за ширину інтерференційної смуги (9):

$$b < \frac{\lambda l}{h}.$$

Таким чином, через неповну монохроматичність і скінченні лінійні розміри джерел, на практиці можна спостерігати тільки обмежену кількість інтерференційних смуг і лише при малих розмірах та достатньому ступені монохроматичності джерел.

2. Експеримент

Установка для спостережень і вимірів

Експериментальна установка являє собою оптичну лаву – масивну рейку з напрямними, на якій на спеціальних підставках (рейтерах) установлені всі елементи оптичної схеми (рис.6а). Пучок світла від освітлювача Ос проходить через змінний світлофільтр Φ і потрапляє на розсувну щілину Щ, яка виконує роль лінійного джерела, а потім на біпризму Френеля БП.

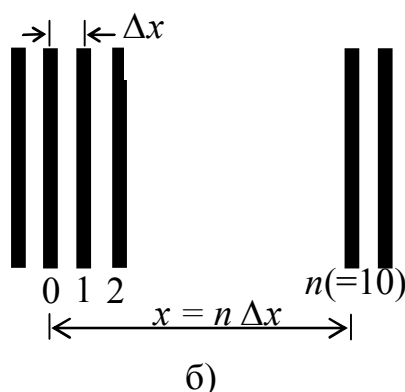
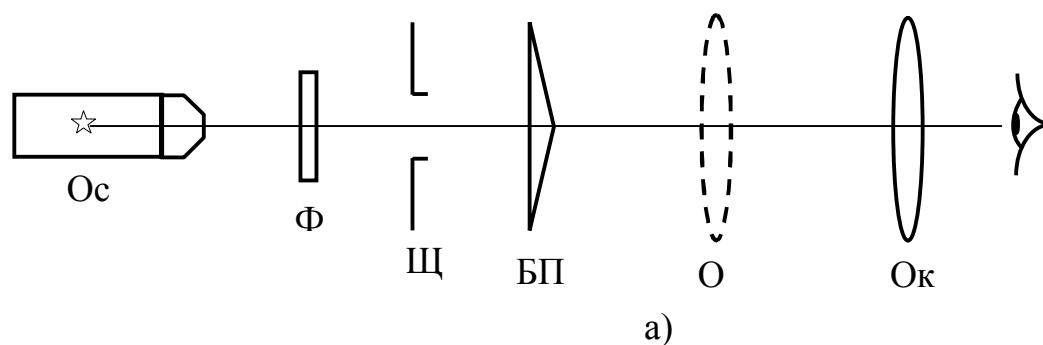


Рис. 6

Інтерференційна картина, що виникає при накладенні когерентних пучків від біпризми, спостерігається через окуляр Ок. У полі зору окуляра око бачить збільшене зображення інтерференційних смуг які схематично зображені на рис. 6б, а також вертикальну візирну нитку та горизонтальну шкалу для визначення координат і ширини інтерференційних смуг.

Для визначення відстані між уявними когерентними джерелами, утвореними біпризмою, між нею та окуляром установлюється допоміжний об'єктив О – збірна лінза з відомою фокусною відстанню F .

Налаштування установки.

Для спостереження чітких інтерференційних смуг і проведення якісних вимірів установка має бути відповідно налаштована або, як говорять – від'юстована. Для цього передбачена можливість переміщення всіх елементів як уздовж, так і впоперек осі системи. Для налаштування необхідно:

– при ширині щілини ≈ 1 мм установити елементи системи так, щоби щілина й ребро біпризми були паралельними, а світловий пучок від щі-

лини порівню освітлював половинки біпрізми і після неї потрапляв до окуляра;

- поступово зменшувати ширину щілини до появи в полі зору окуляра світлих і темних смуг. Зменшувати ширину щілини далі до величини, при якій ще забезпечується необхідна для спостережень яскравість картини;
- акуратно повертаючи біпрizmu на малий кут навколо осі системи, підібрати таке положення, при якому інтерференційна картина в окулярі буде максимально чіткою;
- при всіх наступних діях положення елементів системи має лишатися незмінним.

Виміри

Визначення координат і кількості інтерференційних смуг

Для кожного із змінних світлофільтрів:

1. Переміщуючи окуляр за допомогою мікрометричного гвинта, виставити візирну лінію на якусь темну смугу з лівого краю інтерференційної картини і приписати їй номер 0. Зафіксувати координату цієї смуги x_0 по лімбу мікрометра;

2. Перемістити візирну лінію на якусь темну смугу, наприклад з номером $n = 10$, у правій частині інтерференційної картини і зафіксувати її координату x_n ;

3. Вирахувати різницю координат $X = x_n - x_0$ і занести її до таблиці Табл 1.

Виміри п.п. 1-3 повторити 3 рази.

4. Підрахувати загальну кількість смуг N , які можна розрізнити в полі зору окуляра, та занести її до таблиці Табл. 2.

Визначення відстані між уявними джерелами та довжини хвилі

1. Установити на рейці між біпризмою та окуляром допоміжний об'єктив О; пересуваючи його по рейці, отримати в полі зору окуляра Ок дві яскраві та максимально різкі лінії, що є зображеннями уявних когерентних джерел створених біпризмою.

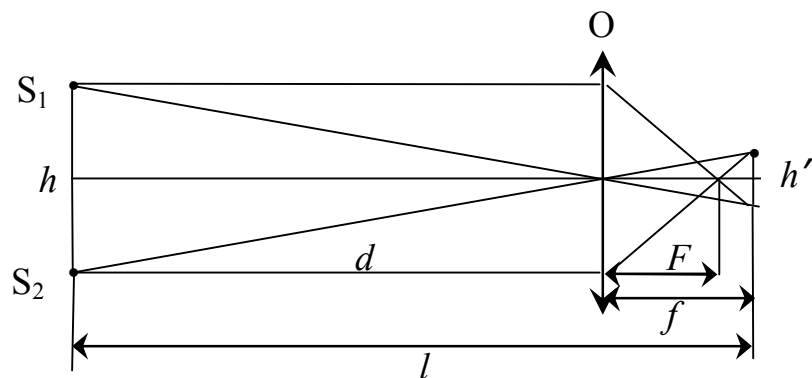


Рис. 7

Хід променів через об'єктив, положення джерел S_1 і S_2 та їхніх зображень S'_1 і S'_2 , а також потрібні відстані показані на рис.7;

2. Виміряти відстань d від щілини до площини об'єктива. Занести її та фокусну відстань об'єктива F до Табл. 2.

3. Для якогось одного світлофільтра за допомогою окуляра виміряти відстань h' між зображеннями когерентних джерел, як описано в п.1. Вимірювання провести 3 рази і результати занести до Табл. 1.

Відстань h між самими джерелами, яка потрібна для визначення за формулою (9) довжини хвилі в максимумі пропускання фільтра, знаходиться через величину h' за допомогою формули лінзи наступним чином.

З рис. 7 видно, що

$$\frac{h}{h'} = \frac{d}{f} \text{ і } f = l - d \Rightarrow h = \frac{d}{l - d} h'. \quad (14)$$

Відтак формулу (9) можна переписати у вигляді:

$$\lambda = \frac{\Delta x d}{l(l - d)} h'. \quad (15)$$

Величину l , яку не можна виміряти безпосередньо, виражаємо з формули лінзи:

$$\frac{1}{d} + \frac{1}{f} = \frac{1}{F} \Rightarrow l = \frac{d^2}{d - F}. \quad (16)$$

Після підстановки цього виразу в (15) отримуємо робочу розрахункову формулу для довжини хвилі:

$$\lambda = \frac{\Delta x h' (d - F)^2}{d^2 F}. \quad (17)$$

Додаткове завдання (виконується за вказівкою викладача)

Прибрати світлофільтр і спостерігати інтерференційну картину в білому світлі $\lambda \approx (400 \div 800)$ нм; підрахувати та занести до Табл. 2 максимальну кількість смуг N' , що спостерігаються.

3. Обробка результатів

Для кожного із змінних світлофільтрів:

1. За даними Табл.1 обчислити середнє значення відстані $\langle X \rangle = (X_1 + X_2 + X_3)/3$ та ширину інтерференційної смуги $\Delta x = \langle X \rangle / n$. Величину Δx занести до Табл. 2;

2. За даними Табл.1 обчислити та занести до Табл. 2 середнє значення відстані між зображеннями джерел в об'єктиві $h' = (h'_1 + h'_2 + h'_3)/3$;

3. За даними Табл. 2 та формулою (14) і розрахувати та занести до Табл. 2 довжину хвилі λ в максимумі пропускання світлофільтра;

4. Використовуючи отримане значення λ та максимальну кількість смуг N із Табл. 2, за формулою (12а) оцінити ширину смуги пропускання $\Delta\lambda$ і занести її до Табл.2.

Табл. 1

Світлофільтр	1	2
n		
$X_i = x_{ni} - x_{0i}$		
h'_i		

Табл. 2

Фільтр	Δx	h'	N	F	d	λ	$\Delta\lambda$	N'
1								
2								

4. Контрольні запитання

1. У чому полягає явище інтерференції?
2. Які хвилі називаються когерентними? Чому світлові хвилі, що випускаються незалежними джерелами, не когерентні?
3. Як можна отримати когерентних світлові хвилі? Навести конкретні приклади (крім біпризми Френеля).
4. За яких умов при накладанні ідеальних монохроматичних світлових хвиль інтерференційні смуги будуть максимально контрастними, а за яких вони взагалі не будуть спостерігатись?
- 5*. Чи можливо, щоби при накладанні ідеальних когерентних звукових хвиль інтерференція не спостерігалась? Чому?
6. Що називається оптичною і геометричною різницею ходу променів (хвиль)?
7. Вивести формули (5) і (5а).
8. Вивести умови (6) і (6а).
9. Побудувати хід променів від лінійного джерела через біпризму Френеля та показати зону інтерференції.

10. Беручи в досліді з біпризмою Френеля відстань від щілини до екрана $l = 1$ м і роздільну здатність ока $\Delta x_{\min} = 0,25$ мм, оцінити граничну відстань між уявними когерентними джерелами, при якій ще можна спостерігати інтерференційні смуги неозброєним оком та через окуляр із збільшенням $\times 10$.
- 11*. Вивести формулу (10). Чому заломлюючі кути біпризми повинні бути дуже малими
- 12*. Беручи в досліді з біпризмою Френеля відстань від щілини до екрана $l = 1$ м і роздільну здатність ока $\Delta x_{\min} = 0,25$ мм, оцінити максимально допустимий заломлюючий кут біпризми при спостереженнях неозброєним оком та через окуляр із збільшенням $\times 10$.
13. Проаналізувати вплив на ширину інтерференційної смуги зміни відстані між щілиною та біпризмою при незмінній відстані від щілини до екрана?
14. Проаналізувати вплив на ширину інтерференційної смуги зміни відстані від щілини до екрана при незмінному відношенні відстаней від біпризми до екрана та до щілини?
- 15*. Як і чому впливає на інтерференційну картину неповна монохроматичність світла? Отримати вираз (12а) для максимальної кількості смуг
16. Приймаючи в досліді з біпризмою Френеля для довжини хвилі в максимумі пропускання λ та ширин смуги пропускання $\Delta\lambda$ значення 560 нм і 80 нм, відповідно, оцінити ширину зони інтерференції на екрані віддаленому від щілини на відстань 1 м при відстані між когерентними джерелами 1 мм.
- 17*. У досліді з білим світлом (додаткове завдання) центральна довжина хвилі $\lambda \approx 600$ нм, а інтервал довжин хвиль (спектральна ширина пучка) $\Delta\lambda \approx 400$ нм. Отже згідно з умовою (12а), $N \approx 3$. Натомість у досліді спостерігається істотно більша кількість смуг N' . Як це можна пояснити?
- 18*. Як і чому впливають на інтерференційну картину лінійні розміри джерела світла?
19. Вивести співвідношення (14) і (16).
20. Отримати робочу формулу (17).

Література

1. Иродов И. Е., Волновые процессы – М.: Лаборатория базовых знаний, 2002, §§ 4.1, 4.3.
2. Кучерук І. М., Горбачук І. Т., Загальний курс фізики, т.3 – К.: «Техніка», 2000, §§ 3.1, 3.2.