

РОЗДІЛ II. ОСНОВНІ ЯВИЩА І ЗАКОНИ ХВИЛЬОВОЇ ОПТИКИ

§2.1. Інтерференція світла

§2.1.1. Когерентність та монохроматичність світлових хвиль. Оптична довжина шляху.

Згідно хвильової (електромагнітної) теорії світлове випромінювання – це електромагнітні хвилі, довжини яких лежить в межах від 0,38 до 0,77 мкм. Згідно з корпускулярної (фотонної) теорії світлове випромінювання – це потік особливих частинок – фотонів, які мають енергію, масу і імпульс.

Інтерференцією світла називається перерозподіл інтенсивності світла в просторі внаслідок накладання двох або кількох когерентних хвиль, в результаті чого в одних місцях виникають максимуми, а в інших мінімуми інтенсивності.

Хвилі називаються когерентними, якщо вони мають однакову частоту коливання і в точках накладання – сталу різницю фаз.

Отже, якщо хвилі когерентні, то спостерігається самоузгоджений перебіг в часі і просторі декількох хвильових процесів. Цю умову задовольняють *монохроматичні хвилі* – хвилі однієї строго визначеної частоти і сталої амплітуди.

Хвилі, які випромінюються незалежними джерелами світла, некогерентні. Цей результат є наслідком того, що жодне джерело не випромінює точно монохроматичного світла.

Просторово-когерентними називаються два джерела, розміри і взаємне розміщення яких при необхідному ступені монохроматичності світла дозволяють спостерігати інтерференційні смуги.

Довжиною просторової когерентності або радіусом когерентності називається відстань між двома точками перпендикулярної до напрямку поширення хвилі поверхні, між якими випадкова зміна різниці фаз досягає значення рівного π . На відстані $r_{\text{ког}}$ можна спостерігати явище інтерференції. Просторова когерентність визначається радіусом когерентності

$$r_{\text{ког}} \approx \frac{\lambda}{\varphi},$$

де λ – довжина світлових хвиль, φ – кутовий розмір джерела.

*Добуток геометричної довжини r шляху, що проходить світлова хвиля в середовищі, на показник n заломлення середовища називається **оптичною довжиною шляху** $L = rn$, а різниця оптичних довжин шляхів $\Delta = L_2 - L_1$, що пройшли хвилі, називається **оптичною різницею ходу**.*

Для отримання когерентних світлових хвиль застосовують метод розділення хвилі, що випромінюється одним джерелом, на дві частини, які після проходження різних оптичних шляхів накладаються одна на одну і в результаті спостерігається інтерференційна картина.

Якщо оптична різниця ходу світлових променів дорівнює парному числу півхвиль

$$\Delta = \pm 2m \frac{\lambda_0}{2}; \quad (m = 0, 1, 2, \dots), \quad (2.1)$$

де λ_0 – довжина світлової хвилі у вакуумі, то в точці спостереження інтерференційної картини буде максимум інтенсивності світла.

Мінімум інтенсивності світла буде в точках, для яких оптична різниця ходу променів вміщає непарне число півхвиль

$$\Delta = \pm (2m + 1) \frac{\lambda_0}{2}; \quad (m = 0, 1, 2, \dots). \quad (2.2)$$

§2.1.2. Отримання когерентних хвиль за допомогою біпризми Френеля

Одна з оптичних схем отримання когерентних хвиль здійснюється за допомогою біпризми Френеля. Для цього використовується заломлення світла від одного точкового джерела S в двох призмах з малим заломлюючим кутом δ , які мають спільну основу (рис. 2.1). Така біпризма може бути також виготовлена з цільного матеріалу. Заломлюючий кут δ біпризми є малим, внаслідок чого промені відхиляються біпризмою на однаковий кут:

$$\varphi \approx (n-1) \cdot \delta,$$

де n – показник заломлення скла, з якого виготовлена біпризма.

Джерело світла S розміщують на відстані a від основи біпризми.

Як видно з рис. 2.1, при проходженні світла через верхню і нижню половини біпризми світлова хвиля розділяється на дві когерентні хвилі, які ніби виходять з точок S_1 і S_2 – уявних зображень джерела S (при малому куті заломлення біпризми уявні джерела S_1 і S_2 практично знаходяться на такій самій відстані від біпризми, що й джерело S).

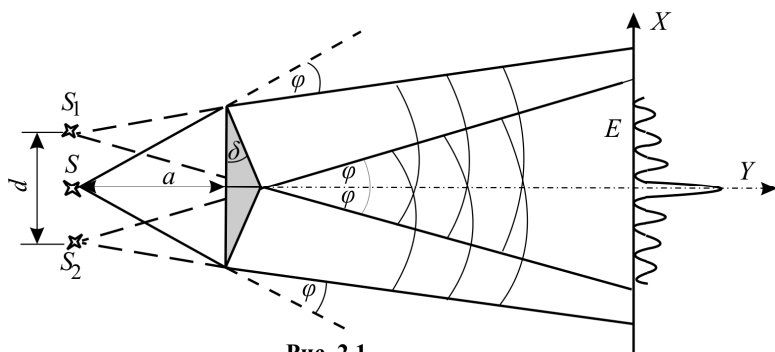


Рис. 2.1

При малому значенні кута φ відстань d між джерелами S_1 і S_2 можна визначити таким чином:

$$d = 2a \cdot \operatorname{tg} \varphi \approx 2a \cdot \varphi = 2a \cdot (n-1) \cdot \delta. \quad (2.3)$$

Якщо на шляху інтерферуючих пучків поставити екран E , то в його площині буде спостерігатися чергування темних і світлих смуг.

Положення інтерференційних максимумів і мінімумів на екрані можна визначити, якщо скористатися рис. 2.2. Оскільки S_1 і S_2 – уявні зображення джерела S , то їх розглядають як два когерентні точкові джерела. Результат інтерференції світлових хвиль, які доходять до деякої точки M на екрані E від джерел S_1 і S_2 , визначатиметься їх оптичною різницею ходу

$$\Delta = (r_2 - r_1) \cdot n_1,$$

де n_1 - показник заломлення середовища; r_1 і r_2 - відстані від уявних зображень джерел S_1 і S_2 , відповідно.

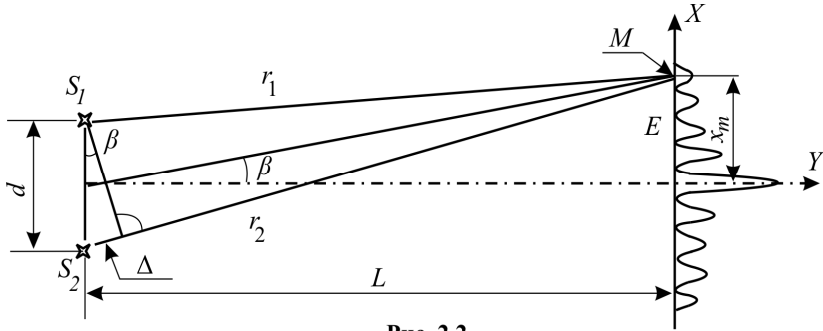


Рис. 2.2

Якщо $\Delta = 2m \frac{\lambda_0}{2}$, то в точці M буде спостерігатися інтерференційний максимум. Якщо ж $\Delta = (2m + 1) \frac{\lambda_0}{2}$, то в точці M буде інтерференційний мінімум. При інших значеннях Δ інтенсивність світла в точці M матиме проміжне значення.

Відстань x_m між центральним максимумом і максимумом m -го порядку з врахуванням того, що для малих значень кута β $\text{tg} \beta \approx \beta$, дорівнює:

$$x_m = L \cdot \beta = L \cdot \frac{\Delta}{d} = L \frac{(r_2 - r_1)n_1}{d} = L \cdot \frac{m\lambda}{d}, \quad (2.4)$$

де L - відстань щілини до екрану, а $\lambda = \frac{\lambda_0}{n_1}$.

З рівняння (2.4) отримуємо:

$$\lambda = \frac{d \cdot x_m}{m \cdot L}. \quad (2.5)$$

Якщо значення d з рівняння (2.3) підставити в (2.5), то довжину хвилі випромінювання можна визначити за формулою:

$$\lambda = \frac{2a \cdot (n-1) \cdot \delta \cdot x_m}{m \cdot L}. \quad (2.6)$$

Отримати когерентні хвилі можна також іншими

методами: наприклад: методами білінзи Френеля, дзеркала Ллойда та ін.

§2.1 3. Смуги однакового нахилу

Явище інтерференції світла можна спостерігати при падінні світлового променя на плоско-паралельну пластинку. В цьому випадку інтерференція світла визначається товщиною d , показником заломлення n пластинки, довжиною λ_0 падаючої світлової хвилі та кутом падіння i . Для даних λ_0 , d і n кожному куту i падіння променів відповідає своя інтерференційна смуга.

Інтерференційні смуги, які виникають внаслідок накладання хвиль, що падають на плоскопаралельну пластинку під однаковими кутами, називаються **смугами однакового нахилу**.

Інтерференційні смуги однакового нахилу, наприклад, можна одержати освітлюючи плоскопаралельну пластинку розбіжним

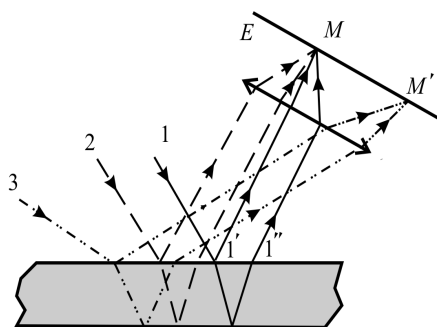


Рис. 2.3

пучком світла (рис. 2.3). Промені $1'$ і $1''$, відбившись від верхньої та нижньої граней пластинки, паралельні один до одного та інтерферують. Вони перетинаються в нескінченності, тому кажуть, що **смуги однакового нахилу локалізовані в нескінченності**.

Для їх спостереження використовують збиральну лінзу та екран, який розміщений у фокальній площині лінзи. Паралельні промені $1'$ і $1''$ зберуться у фокусі лінзи (точці M). В ту саму точку прийдуть також інші промені, паралельні до променя 1 , (на рис. 2.3. – промінь 2) внаслідок чого збільшиться загальна інтенсивність світла в точці M .

Промені, наприклад 3 , які падають на пластину під іншим кутом, зберуться в іншій точці M' фокальної площини лінзи.

В точці M або M' буде інтерференційний максимум, якщо

виконується умова:

$$2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} - \frac{\lambda_0}{2} = \pm 2m \frac{\lambda_0}{2}; \quad (m=0, 1, 2 \dots) \quad (2.7)$$

і мінімум, якщо:

$$2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} - \frac{\lambda_0}{2} = \pm (2m+1) \frac{\lambda_0}{2}; \quad (m=0, 1, 2 \dots). \quad (2.8)$$

Інтерференційні смуги рівного нахилу при великій оптичній різниці ходу променів можна спостерігати для монохроматичного лазерного випромінювання. Для цього використовують світловий потік з великою розбіжністю, який одержують наприклад за допомогою мікрооб'єктива O , і направляють на скляну плоскопаралельну пластину Π (рис. 2.4). Промені, відбиті від передньої і задньої граней плоскопаралельної пластини, дають інтерференційні смуги рівного нахилу на екрані E у вигляді концентричних кілець

Нехай кути i_m , при яких спостерігаються мінімуми інтенсивності m -го порядку у відбитому світла, визначаються з умов (2.8), або

$$2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i_m} = m\lambda_0, \quad (m=0, \pm 1, \pm 2 \dots). \quad (2.9)$$

Якщо кути i_m малі, то $\sin i_m \approx i_m$ і рівняння (2.9) можна записати таким чином:

$$2d\sqrt{n^2 - i_m^2} = m\lambda_0,$$

або

$$2dn\sqrt{1 - \left(\frac{i_m}{n}\right)^2} = m\lambda_0. \quad (2.10)$$

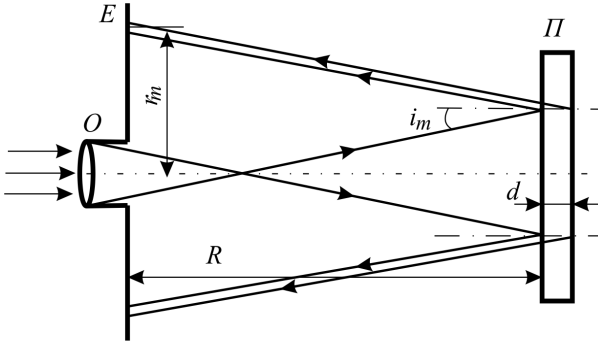


Рис. 2.4

З рис. 2.4 випливає, що $\operatorname{tg} i_m = \frac{r_m}{2R}$, де R – відстань від екрана до поверхні плоскопаралельної пластини, r_m – радіус темного кільця. Так як кут i_m є малим, то $\operatorname{tg} i_m \approx i_m$. Отже

$$i_m = \frac{r_m}{2R}. \quad (2.11)$$

Підставивши значення i_m у формулу (2.10) отримаємо:

$$2dn \sqrt{1 - \frac{r_m^2}{4n^2 R^2}} = m\lambda_0. \quad (2.12)$$

Рівняння (2.12) можна замінити виразом

$$2dn \left(1 - \frac{1}{2} \frac{r_m^2}{4n^2 R^2} \right) = m\lambda_0.$$

Звідки

$$r_m^2 = 8n^2 R^2 \left(1 - \frac{m\lambda_0}{2dn} \right) = 8n^2 R^2 - \frac{4nR^2 \lambda_0}{d} m. \quad (2.13)$$

Як видно з (2.13), r_m^2 лінійно залежить від порядку m темного інтерференційного кільця. Для довільно вибраних кілець, згідно із співвідношення (2.13), випливає, що

$$r_{(m+\Delta m)}^2 = 8n^2 R^2 - \frac{4nR^2 \lambda_0}{d} (m + \Delta m)$$

i

$$r_{(m+\Delta m)}^2 - r_m^2 = \frac{4nR^2 \lambda_0}{d} |\Delta m|,$$

де Δm – різниця між номерами інтерференційних кілець.

$$\text{Нехай } \Delta r_{\Delta m}^2 = |r_{(m+\Delta m)}^2 - r_m^2|. \text{ Тоді}$$

$$|r_{(m+\Delta m)}^2 - r_m^2| = \frac{4nR^2 \lambda_0}{d} |\Delta m|.$$

Звідки отримуємо, що

$$\lambda = \frac{d}{4nR^2} \left| \frac{\Delta r_{\Delta m}^2}{\Delta m} \right|, \quad (2.14)$$

або

$$n = \frac{d}{4\lambda_0 R^2} \left| \frac{\Delta r_{\Delta m}^2}{\Delta m} \right|. \quad (2.15)$$

Якщо побудувати графік залежності $r_m^2 = f(m)$ за рівнянням (2.13) (див. рис. 2.5), то тангенс кута нахилу цієї прямої дорівнює коефіцієнту при m у цьому рівнянні:

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{\Delta r_{\Delta m}^2}{\Delta m},$$

де $\Delta r_{\Delta m}^2$ – різниця квадратів радіусів відповідних кілець; Δm – різниця номерів кілець.

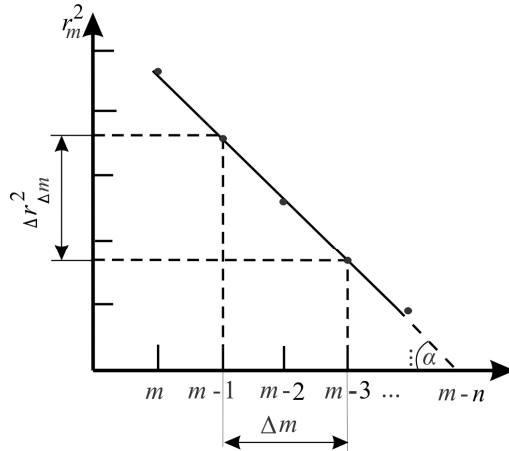


Рис. 2.5

Підставивши значення $\frac{\Delta r_{\Delta m}^2}{\Delta m}$, R , n , d у формулу (2.14) можна розрахувати довжину хвилі λ_0 випромінювання лазера.

Якщо в (2.15) підставити відомі значення $\frac{\Delta r_{\Delta m}^2}{\Delta m}$, R , λ_0 , d , то можна отримати значення показника заломлення n плоскопаралельної пластини.

На цьому базується графічний метод визначення довжини хвилі, або показника заломлення скляної пластинки.

§2.1.4. Смуги однакової товщини

Нехай на клин, кут α між боковими гранями якого малий, падає плоска хвиля, напрямок поширення якої збігається з променями 1 і 2 (рис. 2.6).

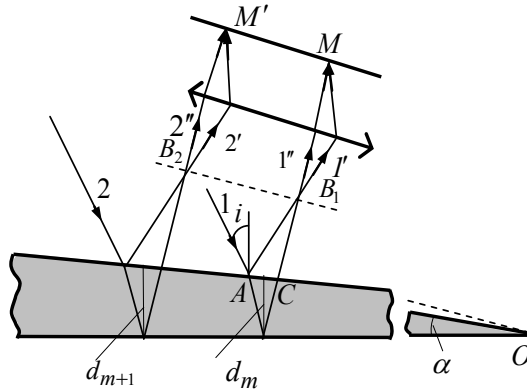


Рис. 2.6

Напрямок поширення інтерферуючих хвиль, які виникають внаслідок відбивання світла від верхньої і нижньої поверхонь клина зображено відповідно променями $1'$ і $1''$ та $2'$ і $2''$.

Якщо джерело хвиль розміщене далеко від поверхні, а кут α досить малий, то оптична різниця ходу променів $1'$ і $1''$ визначається за формулою

$$\Delta = 2d_m \sqrt{n^2 - \sin^2 i} \pm \frac{\lambda_0}{2}, \quad (2.16)$$

де d_m – середня товщина клина на ділянці AC ; n – показник заломлення клина; λ_0 – довжина падаючої світлової хвилі; i – кут падіння світлової хвилі.

Оскільки значення i , n та λ_0 сталі, то однаковим значенням d_m відповідають однакові оптичні різниці ходу. В (2.16) беруть знак “+”, якщо показник заломлення n_0 середовища є більшим ніж показник заломлення n матеріалу клина і “–”, якщо показник заломлення n_0 середовища є меншим ніж показник заломлення n матеріалу клина.

При певному положенні лінзи і клина промені $1'$ та $1''$ збігаються в деякій точці M на екрані та інтерферують. А всі промені, які падають на поверхню клина товщиною d_m , будуть

в результаті інтерференції утворювати інтерференційну смугу.

*Інтерференційні смуги, що виникають внаслідок відбивання від ділянок клина з однаковою товщиною, називаються **смугами однакової товщини**.*

Оскільки верхня та нижня грані клина не паралельні між собою, то промені $1'$ і $1''$ та $2'$ і $2''$ перетинаються поблизу поверхні клина. Лінія перетину B_1B_2 всіх променів проходить через вершину O клина. Отже, **смуги однакової товщини локалізовані поблизу поверхні клина**.

§2.1.5. Кільця Ньютона

Для утворення кілець Ньютона паралельний пучок світла направляють *нормально* на плоску поверхню BC з великим радіусом R кривизни плоскоопуклої лінзи, яка дотикається в точці M до плоскої скляної пластинки (рис. 2.7). Після відбивання від опуклої поверхні лінзи і дотичної до неї поверхні пластини світло поширюється у зворотному напрямку паралельним пучком. При накладанні відбитих хвиль виникають інтерференційні смуги однакової товщини. Оскільки результат накладання двох відбитих хвиль залежить від товщини прошарку між лінзою і скляною пластиною, то для всіх точок, що знаходяться на однаковій відстані r від точки M , тобто тих, що утворюють коло, буде однакова умова для інтерференційного максимуму, або мінімуму.

Нехай d – товщина повітряного прошарку на відстані r від точки M (рис. 2.7). Оптична різниця ходу Δ між променем, який відбився від межі поділу повітряний шар – скляна пластина, і променем, який зазнав часткового відбивання на межі поділу опукла поверхня лінзи – повітряний шар, дорівнює

$$\Delta = 2dn \pm \frac{\lambda_0}{2}, \quad (2.17)$$

де доданок $\pm \frac{\lambda_0}{2}$ враховує втрату півхвилі при відбиванні світла.

Так як лінза і пластина виготовлені зі скла, показник заломлення якого n_c більший від показника заломлення n_0

неоднорідностями (поблизу границь непрозорих або прозорих тіл, через малі отвори) і які пов'язані із зміною напрямку поширення світлових хвиль (порівняно з напрямком, передбаченим геометричною оптикою).

Дифракція, зокрема, приводить до огинання світловими хвилями перешкод і проникнення світла в область геометричної тіні.

Явище дифракції пояснюється за допомогою **принципу Гюйгенса**: кожна точка, до якої доходить хвиля, служить джерелом вторинних хвиль, а обвідна цих хвиль дає положення хвильового фронту в наступний момент часу.

Принцип Гюйгенса – суто геометричний спосіб побудови хвильових поверхонь – розв'язує лише задачу про напрямок поширення хвильового фронту, але не зачіпає, по суті, питання про амплітуду, а отже, і про інтенсивність хвиль, що поширюються в різних напрямках. Френель вклав у принцип Гюйгенса фізичний зміст, доповнивши його ідеєю інтерференції вторинних хвиль. **Принцип Гюйгенса-Френеля** можна виразити такими положеннями (див. також рис. 2.8):

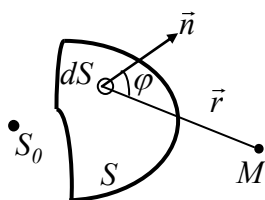


Рис. 2.8

1. Під час розрахунку амплітуди світлових коливань, що збуджуються джерелом S_0 в довільній точці M , джерело S_0 можна замінити еквівалентною йому системою вторинних джерел – малих ділянок dS будь-якої замкненої допоміжної поверхні S ,

проведеної так, щоб вона охоплювала джерело S_0 і не охоплювала розглядувану точку M . Вторинні джерела, які еквівалентні джерелу S_0 , когерентні між собою, тому вторинні хвилі, збуджені ними, інтерферують. Розрахунок інтерференції найпростіший у випадку, якщо S – хвильова поверхня (сфера радіусом R) для світла джерела S_0 , оскільки при цьому фази коливань всіх вторинних джерел однакові.

2. Амплітуда dE_0 коливань, що збуджуються в точці M

вторинним джерелом, пропорційна до площі dS відповідної ділянки хвильової поверхні, і обернено пропорційна до відстані r від неї до точки M і залежить від кута φ між зовнішньою нормаллю $\vec{n}$ до хвильової поверхні і напрямком $\vec{r}$ від елемента dS до точки M (рис. 2.8):

$$dE_0 = f(\varphi) \frac{a}{r} dS \cos(\omega t - kr + \varphi_0), \quad (2.22)$$

де $(\omega t + \varphi_0)$ – фаза коливань в місці розміщення хвильової поверхні, a – величина, яка пропорційна до амплітуди первинних хвиль в точках елемента dS ; $f(\varphi)$ монотонно спадає від 1 при $\varphi = 0$ до 0 при $\varphi \geq \frac{\pi}{2}$ (вторинні джерела не випромінюють назад); кут φ називається кутом дифракції.

Результуюче коливання в точці M є суперпозицією коливань dE_0 , взятих для всієї хвильової поверхні S :

$$E_{0M} = \int_S f(\varphi) \frac{a}{r} \cos(\omega t - kr + \varphi_0) dS. \quad (2.23)$$

Ця формула є аналітичним виразом **принципу Гюйгенса-Френеля**.

§2.2.2. Метод зон Френеля

За допомогою принципу Гюйгенса–Френеля можна обґрунтувати з хвильових властивостей світла **закон прямолінійного поширення світла в однорідному середовищі**. Френель розв’язав цю задачу, розглянувши взаємну інтерференцію вторинних хвиль, і застосував прийом, який отримав назву **методу зон Френеля**.

Знайдемо в довільній точці M амплітуду світлової хвилі, що поширюється в однорідному середовищі від точкового джерела S_0 .

Згідно з принципом Гюйгенса–Френеля замінімо дію джерела S_0 дією уявних джерел, які розміщені на допоміжній поверхні S , що є однією з хвильових поверхонь хвилі, яка

поширюється від джерела S_0 (рис. 2.9).

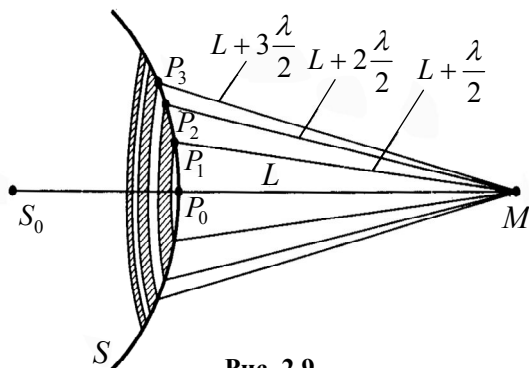


Рис. 2.9

Ця допоміжна поверхня є поверхнею сфери з центром в S_0 . Френель розбив хвильову поверхню S на кільцеві зони такого розміру, щоб відстані від країв зони до M відрізнялись на $\lambda/2$ ($\lambda = \lambda_0 / n$, де n – показник заломлення середовища), тобто

$$P_1M - P_0M = P_2M - P_1M = P_3M - P_2M = \dots = \frac{\lambda}{2}.$$

Подібне розбивання хвильової поверхні S на зони можна виконати, провівши з точки M концентричні сфери радіусами

$$L + \frac{\lambda}{2}; \quad L + 2\frac{\lambda}{2}; \quad L + 3\frac{\lambda}{2}; \quad \dots \quad L + m\frac{\lambda}{2}.$$

Точки сфери S , що лежать від точки M на відстанях $L + \frac{\lambda}{2}$;

$L + 2\frac{\lambda}{2}$; $L + 3\frac{\lambda}{2}$ і т.д. утворюють межі 1-ї, 2-ї, 3-ї і т.д. зон Френеля.

Оскільки коливання від сусідніх зон проходять до точки M відстані, які відрізняються на $\lambda/2$, то в точку M вони надходять з протилежними фазами і при накладанні ці коливання будуть взаємно ослаблюватися. Тому амплітуда результуючого коливання в точці M

$$E_{0M} = E_{01} - E_{02} + E_{03} - E_{04} + \dots, \pm E_{0m}, \quad (2.24)$$

де $E_{01}, E_{02}, \dots, E_{0m}$ – амплітуди коливань, що збуджуються 1-ю, 2-ю, ..., m -ю зонами. В цей вираз всі амплітуди коливань від непарних зон входять зі знаком „+”, а від парних зон – зі знаком „-”.

Величина E_{0m} залежить від площі σ_m m -ї зони і кута φ_m між зовнішньою нормаллю до поверхні зони в якій-небудь її точці і прямою, яка напрямлена з цієї точки в точку M .

Із збільшенням номера зони m зростають кут φ_m і відстань від зони до точки M . Згідно із принципом Гюйгенса-Френеля це приводить до монотонного зменшення інтенсивності випромінювання в напрямку точки M . Тому

$$E_{01} > E_{02} > E_{03} > E_{04} > \dots$$

Загальне число N зон Френеля, які вміщуються на частині сфери, яка повернена до точки M , дуже велике. Тому можна вважати, що в межах не дуже великих змін m залежність E_{0m} від m є лінійною, і амплітуда коливань, яка викликана якою-небудь m -ю зоною, дорівнює півсумі амплітуд коливань, що викликані $m-1$ -ю і $m+1$ -ю зонами. Тобто

$$E_{0M} = \frac{1}{2}(E_{0m-1} + E_{0m+1}). \quad (2.25)$$

Тоді амплітуда результуючого коливання в точці M матиме такий вигляд:

$$E_{0M} = \frac{E_{01}}{2} + \left(\frac{E_{01}}{2} - E_{02} + \frac{E_{03}}{2} \right) + \left(\frac{E_{03}}{2} - E_{04} + \frac{E_{05}}{2} \right) + \dots = \frac{E_{01}}{2}, \quad (2.26)$$

оскільки усі вирази, що стоять у дужках, дорівнюють нулю. Тоді амплітуда коливань, що створюється в довільній точці M сферичною хвильовою поверхнею, дорівнює половині амплітуди коливань, що створюється однією центральною зоною. Дія всієї хвильової поверхні на точку M зводиться до дії її малої ділянки, меншої, ніж центральна зона.

Отже, поширення світла від джерела світла S_0 до точки M відбувається так, немовби світловий потік поширюється всередині дуже вузького каналу вздовж S_0M , тобто

прямолінійно. У такий спосіб хвильовий принцип Гюйгенса-Френеля дозволяє пояснити прямолінійне поширення світла в однорідному середовищі.

Інтенсивність світла в точці M можна значно збільшити, якщо закрити всі парні або непарні зони Френеля. Тоді результуюча амплітуда коливань відповідно дорівнюватиме:

$$E_{0M} = E_{01} + E_{03} + E_{05} + \dots$$

або

$$E_{0M} = E_{02} + E_{04} + E_{06} + \dots$$

Екран, який перекриває всі парні або непарні зони Френеля, називається **зонною пластинкою**. Пластинка має складатися з прозорих або непрозорих кілець, радіуси яких дорівнюють r_m . Радіуси прозорих кілець підраховують для $m=0, 2, 4, \dots$, непрозорих – для $m=1, 3, 5, \dots$

§2.2.3. Дифракція Фраунгофера на одній щілині

Дифракція Фраунгофера – це дифракція плоских світлових хвиль, коли джерело світла і точка спостереження нескінченно віддалені від перешкоди, яку огинають хвилі. Для здійснення дифракції Фраунгофера потрібно джерело світла S_0 помістити у фокусі збиральної лінзи L_1 , а дифракційну картину досліджувати у фокальній площині другої збиральної лінзи L_2 , встановленої за перешкодою (рис. 2.10).

Нехай паралельний пучок *монохроматичного* світла падає нормально на непрозору плоску поверхню, в якій прорізано вузьку щілину BC , що має сталу ширину $a=BC$ і довжину $l \gg a$ (рис. 2.10). Згідно принципу Гюйгенса-Френеля точки щілини є вторинними джерелами хвиль, які коливаються в однакових фазах, бо площа щілини збігається з фронтом падаючої хвилі.

У побічному фокусі F_φ лінзи L_2 збираються всі паралельні промені, які падають на лінзу під кутом φ до її головної оптичної осі OF_0 , що перпендикулярна до фронту падаючої хвилі. При цьому оптична різниця ходу Δ між крайніми променями CN і BM дорівнює $\Delta = CD = a \sin \varphi$. BD – перпендикуляр, який опущений з точки B на промінь CN .

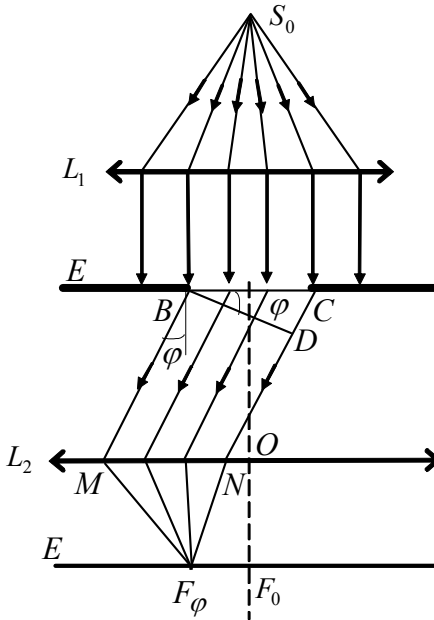


Рис. 2.10

Результат інтерференції світла в точці F_φ визначиться числом зон Френеля, що вкладається в щілині. Якщо кількість зон парна, то

$$a \sin \varphi = \pm 2m \frac{\lambda}{2}, \quad (m = 1, 2, 3, \dots) \quad (2.27)$$

і в точці F_φ буде **дифракційний мінімум** m -го порядку. Знак “-” у правій частині рівності (2.27) відповідає променям світла, які поширюються від

щілини під кутом $-\varphi$ і збираються в побічному фокусі $F_{-\varphi}$ лінзи, який симетричний до F_φ відносно головного фокусу F_0 . Якщо кількість зон непарна, то

$$a \sin \varphi = \pm (2m + 1) \frac{\lambda}{2}, \quad (m = 1, 2, 3, \dots), \quad (2.28)$$

і в точці F_φ буде **дифракційний максимум** m -го порядку з інтенсивністю J_φ і який відповідає дії однієї зони Френеля.

У напрямку $\varphi=0$ спостерігатиметься найінтенсивніший центральний максимум нульового порядку інтенсивністю J_0 .

Залежність відношення $\frac{J_\varphi}{J_0}$ від $\sin \varphi$ наведено на

рис. 2.11.

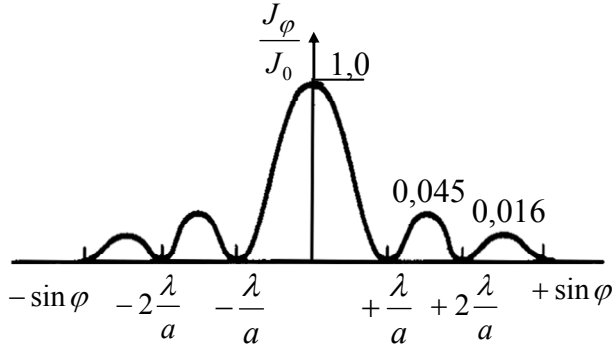


Рис.2.11

Розрахунок показує, що інтенсивності центрального і наступних максимумів співвідносяться як

$$J_0 : J_1 : J_2 : J_3 = 1 : 0,045 : 0,016 : 0,0083 : \dots,$$

тобто основна частина світлової енергії зосереджена в центральному максимумі.

§2.2.4. Дифракція Фрунгофера на двох щілинах

Розглянемо дифракцію плоскої монохроматичної хвилі, яка падає нормально на поверхню, що містить дві щілини. Позначимо $BC=DP=a$; $CD=b$; $d=a+b$ (рис. 2.12). Коливання в усіх точках щілин відбуваються в одній фазі, оскільки ці точки лежать на тій самій хвильовій поверхні. Знайдемо результуючу амплітуду коливань у точці F_φ екрана E , в якій збираються промені від двох щілин, що падають на лінзу L під кутом φ до її оптичної осі OF_0 .

Очевидно, що в тих напрямках, в яких одна із щілин не поширює світла, воно не буде поширюватися і при двох щілинах, **тобто головні мінімуми інтенсивності** будуть спостерігатися в напрямках, що визначаються умовою:

$$a \sin \varphi = \pm k \lambda, \quad (k=1, 2, 3, \dots). \quad (2.29)$$

Різниця ходу променів, що йдуть від двох сусідніх щілин становить

$$\Delta = KD = (a + b) \sin \varphi = d \sin \varphi. \quad (2.30)$$

Внаслідок взаємної інтерференції світлових променів, які посиляються двома щілинами, в деяких напрямках промені будуть гасити один одного, тобто виникнуть додаткові мінімуми. Ці додаткові мінімуми будуть спостерігатися для променів, які поширюються від точок B і D двох щілин, якщо різниця ходу променів $\frac{\lambda}{2}$,

$$3\frac{\lambda}{2}, \dots$$

Отже, з
урахуванням $d \sin \varphi = \Delta$
**умова додаткових
мінімумів:**

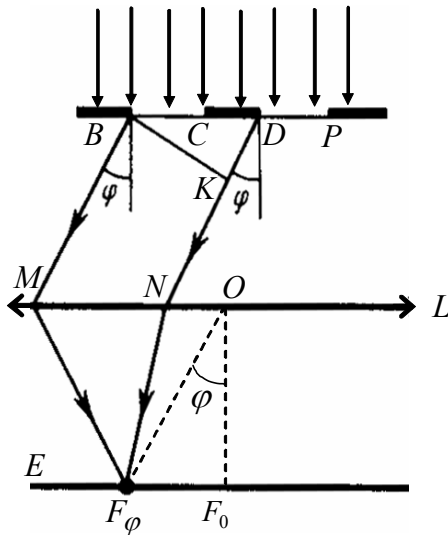


Рис. 2.12

$$d \sin \varphi = \pm(2m + 1)\frac{\lambda}{2}, \quad (m = 0, 1, 2, 3, \dots). \quad (2.31)$$

Якщо ж в різниці ходу променів, які випромінюються з точок B і D , вміщується ціле число довжин хвиль, а саме $0, \lambda, 2\lambda, \dots$, то дія одної щілини буде підсилюватися дією іншої. Отже, умова головних максимумів

$$d \sin \varphi = \pm 2m \frac{\lambda}{2} = \pm m \lambda, \quad (m = 0, 1, 2, 3, \dots). \quad (2.32)$$

§2.2.5. Дифракція світла на дифракційній ґратці

Розглянемо дифракцію світла, зумовлену дією **дифракційної ґратки**.

Дифракційна ґратка – це система з великої кількості N однакових за шириною щілин і паралельних одна до одної, які лежать в одній площині і відокремлені непрозорими проміжками, однаковими за шириною. Для пояснення

Розділ II. Хвильова оптика

дифракцію світла, зумовлену дією **дифракційної ґратки** використаємо рис. 2.12. На рис. 2.12 також $BC=DP=a$; $CD=b$; $d=a+b$ – період дифракційної ґратки.

Якщо монохроматична хвиля падає *нормально* на поверхню ґратки, то коливання в усіх точках щілин відбуваються в однаковій фазі, оскільки ці точки лежать на одній хвильовій поверхні.

Запишемо результуючу амплітуду коливань у точці F_φ екрана E , в якій збираються промені від усіх щілин ґратки, що падають на лінзу L під кутом φ до її головної оптичної осі OF_0 . Якщо дифракційна ґратка складається з N щілин, то **умовою головних максимумів** є вираз

$$d \sin \varphi = \pm 2m \frac{\lambda}{2}, \quad (m = 0, 1, 2, 3, \dots), \quad (2.33)$$

а **умовою головних мінімумів** – вираз

$$a \sin \varphi = \pm 2k \frac{\lambda}{2}, \quad (k = 1, 2, 3, \dots). \quad (2.34)$$

Умова додаткових мінімумів –

$$d \sin \varphi = \pm \frac{m'}{N} \lambda, \quad (2.35)$$
$$(m' = 1, 2, \dots, N-1, N+1, \dots, 2N-1, 2N+1, \dots)$$

або

$$d \sin \varphi = \pm \left(m + \frac{m'}{N} \right) \lambda, \quad \left(\begin{matrix} m = 0, 1, 2, \dots \\ m' = 1, 2, 3, \dots, N-1 \end{matrix} \right). \quad (2.36)$$

Між двома сусідніми додатковими мінімумами утворюються максимуми, які називаються **вторинними**.

Між двома сусідніми головними максимумами знаходиться $N-1$ додаткових мінімумів і $N-2$ вторинних максимумів. На них накладатимуться мінімуми, що виникають при дифракції від однієї щілини.

Із формул

$$a \sin \varphi = \pm 2k \frac{\lambda}{2} \quad \text{і} \quad d \sin \varphi = \pm 2m \frac{\lambda}{2}$$

видно, що головний максимум m -го порядку збігається з k -им мінімумом від одної щілини, якщо виконується рівність

$$\frac{k}{a} = \frac{m}{d}, \quad \text{або} \quad \frac{m}{k} = \frac{d}{a}.$$

На рис. 2.13 наведено розподіл інтенсивності J_φ світла в дифракційній картині від $\sin \varphi$ для $N = 4$ і $\frac{d}{a} = 3$.

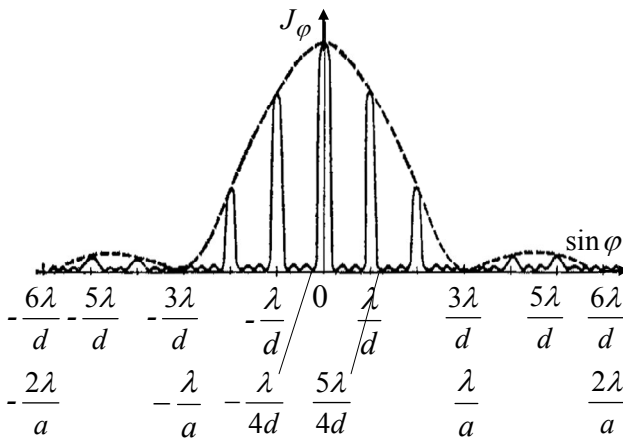


Рис. 2.13

Пунктирна крива, що проходить через вершини головних максимумів, зображає інтенсивність, яка зумовлена дифракцією на одній щілині. Як видно з рис. 2.13, при відношенні $\frac{d}{a} = 3$ головні максимуми 3-го, 6-го тощо порядків збігаються з мінімумами інтенсивності від однієї щілини, тому ці максимуми зникають.

Якщо дифракційну ґратку освітлюють білим світлом, то для різних значень λ положення всіх головних максимумів, крім центрального, не збігаються один з одним. Тому центральний максимум має вигляд білої смужки, а всі інші – кольорових

смужок, які називають дифракційними спектрами першого, другого і вищих порядків. У межах кожної смужки забарвлення змінюється від фіолетового біля внутрішнього краю, який найближчий до максимуму нульового порядку до червоного – біля зовнішнього краю дифракційної картини. Таким чином, дифракційна ґратка розкладає немонохроматичне світло в дифракційний спектр і її можна використовувати як дисперсійний прилад.

§2.3. Поляризація світла

§2.3.1. Природне і поляризоване світло. Закон Малюса

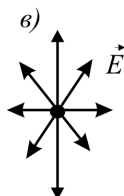
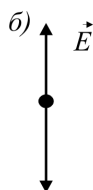
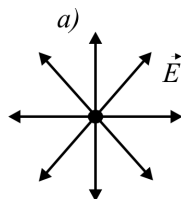
Наслідком теорії Максвелла є твердження про поперечність світлових хвиль: вектори напруженості електричного $\vec{E}$ і магнітного $\vec{H}$ полів електромагнітної хвилі взаємно перпендикулярні і коливаються перпендикулярно до вектора швидкості $\vec{v}$ поширення хвилі. При розгляді світлових електромагнітних хвиль усі міркування зазвичай проводять для вектора $\vec{E}$, який називається **світловим вектором**, тому що він має визначальний вплив при дії світла на речовину. Площина, в якій відбувається коливання вектора $\vec{E}$, називається **площиною поляризації**, а перпендикулярна до неї площина – **площиною коливань**.

Світло є сумарним електромагнітним випромінюванням множини атомів. Атоми випромінюють світлові хвилі незалежно один від одного у вигляді хвильового цугу, в якому вектор $\vec{E}$ коливається в одній площині. Хвильові цуги неперервно накладаючись змінюють один одного. Тому світлова хвиля, що випромінюється тілом, характеризується рівномірними напрямками коливань світлового вектора $\vec{E}$.

Природним (неполяризованим) називається світло з усіма можливими рівномірними орієнтаціями вектора $\vec{E}$ (отже, і $\vec{H}$) (рис. 2.14,а).

Поляризованим називається світло, в якому напрямки коливань вектора $\vec{E}$ певним чином упорядковані.

Якщо коливання вектора $\vec{E}$ світлової хвилі відбуваються в одній певній площині, то світло називається **лінійно поляризованим (плоскополяризованим)** (рис. 2.14,б). У випадку, коли вектор $\vec{E}$ описує еліпс в площині перпендикулярній до напрямку поширення променя, то така хвиля називається **еліптично поляризованою**, а якщо коло – **поляризованою по колу (циркулярно поляризованою)**.



Коли вектор $\vec{E}$ обертається проти годинникової стрілки в площині перпендикулярній до напрямку поширення променя, то поляризація називається **правою**, а в протилежному випадку – **лівою**.

Якщо внаслідок яких-небудь зовнішніх впливів має місце переважаючий напрямок коливань вектора $\vec{E}$, то **світло є частково поляризованим** (рис. 2.14,в).

Для характеристики поляризаційного стану використовують величину, яку називають ступінню поляризації:

$$P = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}, \quad (2.37)$$

Рис. 2.14

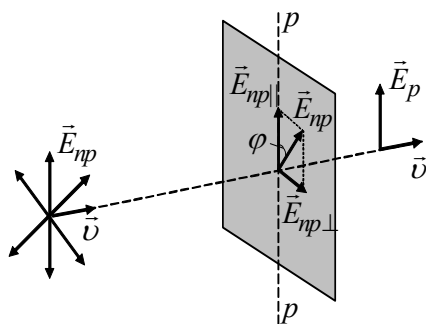


Рис. 2.15

де $I_{\max}$ і $I_{\min}$ – відповідно, максимальна і мінімальна інтенсивність світла, що відповідають двом перпендикулярним компонентам вектора $\vec{E}$. Для природного світла $I_{\max} = I_{\min}$ і $P=0$. Для плоскополяризованого –

$$I_{\min} = 0 \text{ і } P = 1.$$

Поляризацією світла називається виділення лінійно поляризованого світла з природного або частково поляризованого.

Плоскополяризоване світло можна отримати з природного за допомогою приладів, які називаються **поляризаторами**. Ці прилади вільно пропускають коливання, паралельні до площини поляризації, яка називається **головною площиною**, і повністю або частково затримують коливання, які перпендикулярні цій площині. В ролі поляризаторів можуть бути середовища, які анізотропні відносно коливань вектора $\vec{E}$, наприклад, кристали. Одним із природних кристалів, які використовуються як поляризатори, є турмалін. Прилади, за допомогою яких аналізують ступінь поляризації світла, називають **аналізаторами**.

Якщо на поляризатор падає природне світло (рис. 2.15), то при вході в поляризатор падаючу хвилю, вектор напруженості $\vec{E}_{np}$ електричного поля якої коливається у площині, що утворює з головною площиною поляризатора p - p кут φ , можна зобразити у вигляді двох коливань у взаємно перпендикулярних площинах (рис. 2.15). Причому амплітуди коливань можна виразити таким чином:

$$E_{np\parallel} = E_{np} \cos \varphi; E_{np\perp} = E_{np} \sin \varphi.$$

Перше коливання з амплітудою $E_{np\parallel}$ пройде через поляризатор, а друге з амплітудою $E_{np\perp}$ буде затримане поляризатором. Отже, при цьому $E_{np\parallel} = E_p$. Оскільки інтенсивність світла I пропорційна квадратові амплітуди світлового вектора $\vec{E}$ ($I \approx E^2$), то співвідношення $E_p^2 = E_{np\parallel}^2 = E_{np}^2 \cos^2 \varphi$ можна записати таким чином:

$$I_p = I_{np} \cos^2 \varphi, \quad (2.38)$$

де I_{np} – інтенсивність коливань з амплітудою E_{np}^2 .

В природному світлі всі значення φ рівноймовірні. Тому частка світла, що пройшло через поляризатор, буде дорівнювати середньому значенню $\cos^2 \varphi$, тобто $\frac{1}{2}$ і

$$I_p = \frac{1}{2} I_{np}.$$

Якщо на *аналізатор* падає лінійно поляризоване світло, отримане за допомогою *поляризатора*, головна площина якого $p-p$ утворює кут φ з головною площиною аналізатора $a-a$, то значення інтенсивності світла на виході з аналізатора буде виражатися формулою

$$I_a = I_p \cos^2 \varphi. \quad (2.39)$$

Якщо аналізатор і поляризатор не є абсолютно прозорими, то

$$I_a = k_p k_a I_p \cos^2 \varphi, \quad (2.40)$$

де k_p – коефіцієнт прозорості поляризатора, k_a – коефіцієнт прозорості аналізатора.

Отримані співвідношення (2.39) і (2.40) виражають **закон Малюса**.

З співвідношень (2.39) та (2.340) випливає, що зі зміною кута φ між головними площинами поляризатора і аналізатора змінюється інтенсивність світла I_a : якщо $\varphi = 0$, то після аналізатора буде спостерігатися максимальна інтенсивність світла (світло повністю проходить через аналізатор), якщо $\varphi = 90^\circ$, то $I_a = 0$ – мінімальна інтенсивність світла (світло повністю гаситься).

§2.3.2. Поляризація світла при відбиванні. Закон Брюстера

Якщо природне світло падає на межу поділу двох діелектриків, наприклад, повітря і скла, то частина його відбивається, а частина заломлюється і поширюється у другому середовищі. При цьому відбитий і заломлений промені частково поляризовані: при поворотанні аналізатора навколо променів інтенсивність світла періодично посилюється і ослаблюється, але повного гасіння не спостерігається.

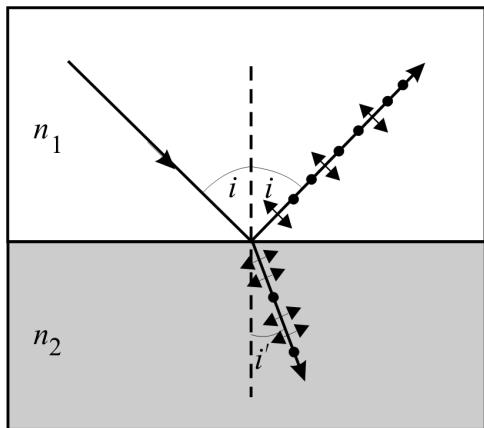


Рис. 2.16

Дослідження показали, що у відбитому промені переважають коливання, перпендикулярні до площини падіння (•), а в заломленому – коливання, паралельні площині падіння (↕) (рис. 2.16).

Ступінь виділення світлових хвиль з певною орієнтацією електричного вектора залежить від кута падіння променів і показника заломлення n_{21} .

Відбитий промінь є повністю лінійно поляризованим в площині, яка перпендикулярна площині падіння променя, якщо кут падіння $i = i_{Br}$ задовольняє умову

$$\operatorname{tg} i_{Br} = n_{21}, \quad (2.41)$$

де n_{21} - показник заломлення другого середовища відносно першого.

Цей закон називається **законом Брюстера**, а кут i_{Br} - кутом Брюстера. Ступінь поляризації заломленого променя при куті падіння i_{Br} досягає найбільшого значення, проте цей

промінь залишається поляризованим лише частково.

Відбивання природного світла під кутом Брюстера дає змогу отримати лінійно поляризоване світло, однак його інтенсивність невелика і для скла ($n=1,5$) дорівнює близько 15%, тобто основна його частина поширюється у напрямку заломленої хвилі, яка поляризована не повністю. Для збільшення ступеня поляризації заломлених хвиль їх треба пропустити крізь набір скляних пластинок.

Так, для $i = i_{Br}$ набір з десяти скляних пластинок дає змогу отримати майже стопроцентну поляризацію заломлених хвиль.

§2.3.3. Обертання площини поляризації світла

*Явище обертання площини поляризації світлової хвилі на деякий кут при проходженні світла крізь кристалічні тіла і деякі ізотропні рідини, називається **обертанням площини поляризації** або **оптичною активністю**.*

Якщо речовина не знаходиться у зовнішньому магнітному полі, то оптична активність буде **природною**.

Нехай погляд спостерігача спрямований назустріч падаючому променю. Обертання називають правим (додатним), якщо площина поляризації повертається вправо (за годинниковою стрілкою) для спостерігача, і лівим (від'ємним), якщо вона повертається вліво. Кут обертання площини поляризації пропорційний до товщини шару оптично активної речовини:

$$\varphi = \alpha l, \quad (2.42)$$

де l – довжина шляху променя в оптично активному середовищі; α – коефіцієнт пропорційності, який *називають обертальною здатністю, або питомим обертанням*, залежить від природи речовини, від температури та довжини хвилі світла.

Питоме обертання α дорівнює величині кута, на який повертається площина поляризації монохроматичного світла при проходженні шару завтовшки 1 м.

Для оптично активних рідин та розчинів Ж.Біо встановив, що кут повороту площини поляризації прямо пропорційний товщині шару l і концентрації C оптично активної речовини,

тобто

$$\varphi = [\alpha]Cl, \quad (2.43)$$

Коефіцієнт пропорційності $[\alpha]$ називається *питомим обертанням розчину* залежить від природи оптично активної речовини, розчинника, їх температури та довжини світлової хвилі.

Властивості оптичної активності розчинів дають змогу визначити їх концентрації. Прилади, за допомогою яких проводять такі вимірювання, називаються *поляриметрами*. Оскільки для розчину цукру питома обертає $[\alpha]$ значне, то поляриметри набули широкого застосування в цукрометрії.

Теорію обертає площини поляризації оптично активними речовинами розробив О. Френель. Він вважав, що це явище зумовлене особливим видом подвійного заломлення променів, при якому швидкість поширення світла в активному середовищі різна для променів, що мають праву і ліву колові поляризації.

У 1845 р. М. Фарадей встановив, що при поширенні лінійно поляризованого світла в оптично неактивних речовинах в напрямку магнітного поля відбувається поворот площини поляризації на деякий кут. Досліди М. Фарадея та М. Верде показали, що кут повертання площини поляризації пропорційний довжині шляху l променя у речовині і напруженості H магнітного поля, тобто

$$\varphi = VH, \quad (2.44)$$

де V – стала Верде, яка залежить від природи речовини і довжини хвилі світла.

Сталу Верде для оптично неактивних рідин можна визначити, якщо розмістити трубку з рідиною в соленоїді і пропустити через його обмотку струм. Тоді напруженість магнітного поля всередині соленоїда (рідини) визначається з формули

$$H = \frac{N}{l_c} I, \quad (2.45)$$

де I – сила струму, що протікає через соленоїд, N – кількість витків соленоїда, l_c – довжина соленоїда.

З врахуванням останньої формули отримаємо, що при умові $l = l_c$

$$\varphi = VNI. \quad (2.46)$$

Згідно (2.46) графік залежності $\varphi = f(I)$ має вигляд прямої лінії, з нахилу якої $\frac{\Delta\varphi}{\Delta I}$ можна вирахувати сталу Верде

$$V = \frac{1}{N} \cdot \frac{\Delta\varphi}{\Delta I}. \quad (2.47)$$

§2.4. Дисперсія світла

Дисперсією світла називається залежність показника заломлення n середовища від частоти ν (довжини хвилі λ) світла або залежність фазової швидкості v світла в середовищі від його частоти ν .

Дисперсію світла представляють у вигляді залежності $n = f(\lambda)$. Наслідком дисперсії є розклад у спектр пучка білого світла.

Розглянемо дисперсію світла у призмі. Нехай монохроматичний пучок світла падає на призму з показником заломлення n під кутом α_1 (рис. 2.17). Кут δ – заломлюючий кут призми. Із рис. 2.17 видно, що кут відхилення φ дорівнює:

$$\varphi = (\alpha_1 - \beta_1) + (\alpha_2 - \beta_2) = \alpha_1 + \alpha_2 - (\beta_1 + \beta_2) = \alpha_1 + \alpha_2 - \delta.$$

Нехай кути δ і α_1 малі, тоді кути α_2 , β_1 і β_2 також будуть малі і синуси цих кутів дорівнюватимуть кутам. Тому

$$\frac{\alpha_1}{\beta_1} = n, \quad \frac{\beta_2}{\alpha_2} = \frac{1}{n}.$$

Оскільки $\beta_1 + \beta_2 = \delta$, то

$$\alpha_2 = \beta_2 n = (\delta - \beta_1) n = n \left(\delta - \frac{\alpha_1}{n} \right) = n\delta - \alpha_1,$$

$$\alpha_1 + \alpha_2 = n\delta \quad \text{і} \quad \varphi = n\delta - \delta.$$

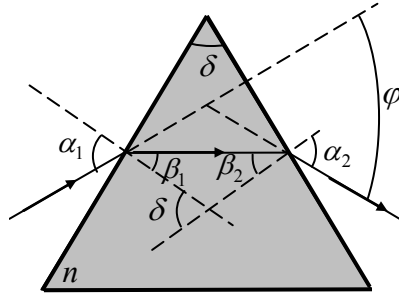


Рис.2.17

В результаті

$$\varphi = \delta(n - 1), \quad (2.48)$$

тобто кут відхилення променів призмою тим більший, чим більший заломлюючий кут призми. Оскільки кут відхилення φ залежить від величини $n - 1$, а n є функцією довжини хвилі, то промені різних довжин хвиль після проходження призми виявляються відхиленими на різні кути.

Кутовою дисперсією призми, що відповідає сталому значенню кута падіння α_1 , називається величина

$$D_\varphi = \frac{d\varphi}{d\lambda} = \frac{d\varphi}{dn} \frac{dn}{d\lambda}. \quad (2.49)$$

Кут відхилення φ буде мінімальним, коли промінь проходить через призму паралельно до її основи. За такої умови $\beta_1 = \beta_2$ і $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha$, тоді

$$\alpha = \frac{\varphi_{\min}}{2} + \frac{\delta}{2}, \text{ а } \beta_1 = \frac{\delta}{2}.$$

Згідно із законом заломлення

$$n = \frac{\sin \alpha}{\sin \beta_1} = \frac{\sin \left(\frac{\varphi_{\min} + \delta}{2} \right)}{\sin \frac{\delta}{2}}. \quad (2.50)$$

Звідси

$$\frac{dn}{d\varphi_{\min}} = \frac{1}{2} \frac{\cos\left(\frac{\varphi_{\min} + \delta}{2}\right)}{\sin \frac{\delta}{2}}.$$

Тоді

$$\begin{aligned} D_{\varphi} &= \frac{2 \sin\left(\frac{\delta}{2}\right)}{\cos\left(\frac{\varphi_{\min} + \delta}{2}\right)} \frac{dn}{d\lambda} \\ &= \frac{2 \sin\left(\frac{\delta}{2}\right)}{\sqrt{1 - \sin^2\left(\frac{\varphi_{\min} + \delta}{2}\right)}} \frac{dn}{d\lambda} = \frac{2 \sin\left(\frac{\delta}{2}\right)}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2\left(\frac{\delta}{2}\right)}} \frac{dn}{d\lambda}. \end{aligned} \quad (2.51)$$

Для спектральних приладів призми виготовляють здебільшого із заломлюючими кутами $\delta = 60^\circ$. Тоді

$$D_{\varphi} = \frac{1}{b} \frac{dn}{d\lambda}, \quad \text{де} \quad b = \sqrt{1 - \frac{n^2}{4}}. \quad (2.52)$$

За допомогою призми, як і за допомогою дифракційної ґратки можна визначити спектральний склад світла.

Величина, яка показує, як швидко змінюється показник заломлення n речовини з довжиною хвилі λ називається **дисперсією речовини D** :

$$D = \frac{dn}{d\lambda}. \quad (2.53)$$

Дисперсію світла в середовищі називають **нормальною**, якщо із зростанням частоти ν світла абсолютний показник заломлення n середовища також зростає:

$$\frac{dn}{d\nu} > 0, \quad \left(\frac{dn}{d\lambda} < 0\right).$$

Така залежність показника заломлення n від ν буде в тих областях частот, для яких середовище прозоре. Наприклад, звичайне скло прозоре для видимого світла і в цьому інтервалі

частот має нормальну дисперсію.

*Дисперсію світла в середовищі називають **аномальною**, якщо із зростанням частоти ν світла абсолютний показник заломлення середовища n зменшується:*

$$\frac{dn}{d\nu} < 0, \left(\frac{dn}{d\lambda} > 0 \right).$$

Аномальна дисперсія буде в області частот, які відповідають смугам інтенсивного поглинання світла речовиною

В різних ділянках спектра дисперсія характеризується тією зміною показника заломлення, яка припадає на одиничний інтервал довжин хвиль. Ця величина $\frac{\Delta n}{\Delta \lambda}$ називається

середньою дисперсією для ділянки спектра $\lambda, \lambda + \Delta \lambda$.

У довідникових таблицях показники заломлення n різних речовин даються для жовтої лінії натрію $\lambda_D = 0,5893 \text{ мкм}$ і позначаються n_D . Середня дисперсія визначається за синьою $\lambda_F = 0,4861 \text{ мкм}$ і червоною $\lambda_C = 0,6563 \text{ мкм}$ лініях водню і позначається $n_F - n_C$. Величина $\frac{n_F - n_C}{n_D - 1}$ називається

відносною дисперсією, обернена її величина – **коефіцієнтом дисперсії**.

§2.5. Поглинання світла

Поглинанням світла називається явище втрати енергії світловою хвилею, яка проходить через речовину, внаслідок перетворення енергії хвилі у інші форми енергії.

При проходженні паралельного пучка світла крізь шар прозорого середовища його інтенсивність зменшується. Поглинання світла може приводити до нагрівання, іонізації або збудження атомів і молекул речовини, до деформації. Поглинання може супроводжуватись розсіянням світла та індуктивним випромінюванням.

Щоб одержати співвідношення, яке

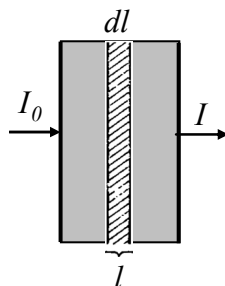


Рис. 2.18

виражає закон поглинання світла, розглянемо шар прозорого середовища завтовшки l , на який падає паралельний пучок променів інтенсивністю I_0 (рис. 2.18). Виділимо в середовищі нескінченно тонкий шар dl , який обмежений паралельними поверхнями, що перпендикулярні до напрямку поширення світла. Дослід показує, що зменшення інтенсивності світла шаром середовища dl пропорційне до величини інтенсивності, що входить у цей шар, і товщини шару, тобто

$$dI = -\alpha dl,$$

де α – коефіцієнт пропорційності, який не залежить від інтенсивності світла і називається коефіцієнтом поглинання.

Знак мінус вказує на те, що із збільшенням товщини шару поглинаючого середовища інтенсивність світла, що проходить крізь нього, зменшується.

Після розділення змінних у рівнянні дістаємо

$$\frac{dI}{I} = -\alpha dl.$$

Проінтегруємо це рівняння:

$$\int_{I_0}^I \frac{dI}{I} = -\alpha \int_0^l dl; \quad \ln \frac{I}{I_0} = -\alpha l.$$

В результаті маємо, що

$$I = I_0 e^{-\alpha l}, \quad (2.54)$$

де I – інтенсивність світла, що виходить із шару поглинаючого середовища завтовшки l .

При $l = \frac{1}{\alpha}$ інтенсивність $I = \frac{I_0}{e}$. Отже, шар, товщина

якого дорівнює $\frac{1}{\alpha}$, зменшує інтенсивність світла в e разів.

Співвідношення (2.54) було встановлене у 1729 р. П. Бугером і називається законом Бугера, або **законом Бугера-Ламберта**.

А. Бер встановив, що поглинання світла розчинами пропорційне молекулярній концентрації C_0 розчиненої речовини, тобто

$$\alpha = \alpha_0 C_0,$$

де α_0 – коефіцієнт пропорційності, який залежить від природи розчиненої речовини і не залежить від її концентрації.

Тоді **закону Бугера-Ламберта-Бера**, який справедливий для газів і розчинів малих концентрацій, можна надати вигляду

$$I = I_0 e^{-\alpha_0 C_0 l}. \quad (2.55)$$

Рекомендована література до Розділу II

1. І.Р. Зачек, І.М. Кравчук, Б.М. Романишин, В.М. Габа, Ф.М. Гончар. Курс фізики: Навчальний підручник/ За ред. І.Е. Лопатинського. – Львів: Бескид-Біт, 2002. 376 с.
2. Б.М. Яворський, А.А. Детлаф. Курс фізики III, - К.: Вища школа, 1973. 499 с.
3. Т.И. Трофимова. Курс фізики. – М.: Высш шк., 1990. 478 с.
4. И.В. Савельев. Курс общей фізики, т. III - М.: Наука, 1986. 318 с.
5. С.Э. Фриш, А.В. Тиморева. Курс общей фізики, т. III. – М.: Физматгиз, 1962. 644 с.

2.1. Лабораторна робота № 25

ВИЗНАЧЕННЯ ДОВЖИНИ СВІТЛОВОЇ ХВИЛІ ЗА ДОПОМОГОЮ БІПРИЗМИ ФРЕНЕЛЯ

Мета роботи

Визначити довжину хвилі червоного, зеленого і синього випромінювання за допомогою біпризми Френеля

Для виконання лабораторної роботи студенту попередньо необхідно: знати фізичну суть явища інтерференції світла (§2.1.1), бути ознайомленим з методом отримання когерентних хвиль за допомогою біпризми Френеля та вміти розрахувати інтерференційну картину від двох когерентних джерел (§2.1.2)

Прилади і матеріали

Біпризма Френеля, джерело світла – лампочка розжарювання, розсувна щілина, оптичний мікроскоп, вертикальна масштабна шкала, лінійка, світлофільтри

Опис установки

Для пояснення методу отримання інтерференційної картини за допомогою біпризми Френеля необхідно використати оптичну схему, яка наведена на рис. 2.1, а для розрахунку інтерференційної картини – рис. 2.2. (див. §2.1.2).

Загальний вигляд лабораторної установки зображений на рис.1.

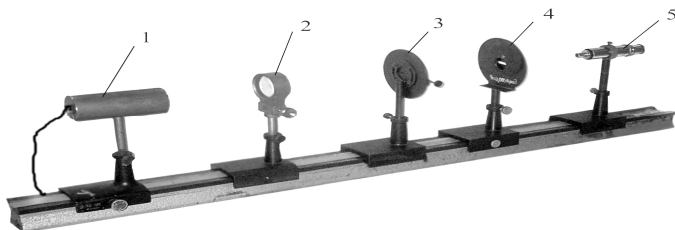


Рис. 1

1 – джерело світла із змінними світлофільтрами; 2 – конденсорна лінза; 3 – розсувна щілина;
4 – біпризма Френеля; 5 – оптичний мікроскоп.

Послідовність виконання роботи

1. Зібрати схему лабораторної установки згідно рис. 1 і добитися того, щоб оптичні центри елементів 1–5 співпадали з оптичною віссю установки.
2. Увімкнути джерело світла 1 в мережу 220 В.
3. Пересуваючи конденсорну лінзу 2, домогтися чіткого зображення нитки розжарення лампочки джерела світла 1 на розсувній щілині 3.
4. Розмістити біпризму Френеля 4 на відстані 0,30...0,40 м від щілини 3 так, щоб пучок світла попадав на середину біпризми.
5. Розмістити оптичний мікроскоп 5 таким чином, щоб в його об'єктиві було видно випромінювання від джерела світла 1 при широко відкритій щілині 3.
6. Зменшуючи ширину щілини 3, одержати в полі зору мікроскопа максимально чітку інтерференційну картину – систему забарвлених смуг, що розташовані по обидва боки від центральної білої смуги (число смуг повинно бути не менш як 5).
7. Виміряти відстані: a – від щілини 3 до біпризми 4 і r – від щілини до об'єктива мікроскопа 5.
8. В направляючі, які знаходяться на кожусі джерела світла 1, вставити один із світлофільтрів.
9. Виміряти відстань x_m (у поділках шкали мікроскопа) між серединами нульового і m -го максимуму інтерференційної картини.
10. Вимірювання згідно п.п. 8–9 повторити для решта світлофільтрів.
11. Визначити ціну k поділки шкали мікроскопа. Для цього з рейтера вийняти тримач з біпризмою Френеля 4 і у звільнений рейтер встановити предметний столик, на якому розмістити вертикальну масштабну шкалу. Широко відкрити щілину 3 і домогтися чіткого

Розділ II. Хвильова оптика

зображення вертикальної масштабної шкали в мікроскопі, переміщаючи її разом з предметним столиком по оптичній лаві. Визначити число поділок N шкали мікроскопа, що припадає на 1 мм вертикальної масштабної шкали і розрахувати ціну поділки шкали мікроскопа за формулою:

$$k = \frac{1\text{мм}}{N}. \quad (1)$$

12. Виміряти відстань b від вертикальної масштабної шкали до мікроскопа при чіткому її зображенні в мікроскопі.
13. Визначити довжини хвиль для кожного світлофільтра за формулою:

$$\lambda = \frac{2a \cdot (n-1) \cdot \delta \cdot x_m \cdot k}{(r-b) \cdot m}, \quad (2)$$

де $n=1,642$ для червоного, $n=1,652$ для зеленого і $n=1,661$ для синього світлофільтрів; $\delta = 0,0054 \text{ рад}$.

14. Результати вимірювань і обчислень записати відповідно в таблиці 1–4.
15. Розрахувати похибки вимірювань.

№ з/п	a , мм	Δa , мм	r , мм	Δr , мм	b , мм	Δb , мм	$r-b$, мм	$\Delta(r-b)$, мм
1								
2								
3								
сер.								

Розділ II. Хвильова оптика

Таблиця 2

	t	1	2	3	4	5
Зелений світлофільтр	x_t , под.					
	x_t , мм					
	λ , нм					
	$\lambda_{сер}$, нм					
	$\Delta\lambda$, нм					
	$\delta\lambda$, %					

Таблиця 3

	t	1	2	3	4	5
Червоний світлофільтр	x_t , под.					
	x_t , мм					
	λ , нм					
	$\lambda_{сер}$, нм					
	$\Delta\lambda$, нм					
	$\delta\lambda$, %					

Таблиця 4

	t	1	2	3	4	5
Синій світлофільтр	x_t , под.					
	x_t , мм					
	λ , нм					
	$\lambda_{сер}$, нм					
	$\Delta\lambda$, нм					
	$\delta\lambda$, %					

Контрольні запитання

1. У чому полягає явище інтерференції світла?
2. Які світлові хвилі називаються когерентними?

Розділ II. Хвильова оптика

3. Які умови інтерференційних максимумів і мінімумів?
4. Чому біпризми виготовляють з малим кутом заломлення?
5. Як буде змінюватися інтерференційна картина, якщо відстань між щілинами в методі Юнга збільшувати? Зменшувати?

2.2. Лабораторна робота № 27

ВИЗНАЧЕННЯ РАДІУСА КРИВИЗНИ ЛІНЗИ ДОПОМОГОЮ КІЛЕЦЬ НЬЮТОНА

Мета роботи

Експериментально визначити радіус кривизни плоскоопуклої лінзи, використовуючи інтерференційну картину у вигляді кілець Ньютона

Для виконання лабораторної роботи студенту попередньо необхідно: знати фізичну суть явища інтерференції світла (§2.1.1), вміти описати утворення інтерференційних смуг однакової товщини та кілець Ньютона (§2.1.4; §2.1.5)

Прилади і матеріали

Мікроскоп, плоскоопукла лінза великого радіуса кривизни, плоскопаралельна пластинка, освітлювач з блоком живлення, світлофільтри

Теоретичні відомості та опис установки

Оптична схема для спостереження кілець Ньютона у *відбитому світлі* в даній лабораторній роботі наведена на рис. 1.

На предметному столику мікроскопа знаходиться плоскопаралельна прозора скляна пластинка, а поверх неї – плоскоопукла лінза L . Монохроматичний пучок світла від освітлювача S направляють на скляну світлоподільну пластинку C , яка розміщена під кутом 45° до напрямку поширення світла. Після відбивання в точці A опуклої поверхні лінзи і дотичної до неї поверхні пластини в точці B світло поширюється у зворотному напрямку паралельним пучком та потрапляє в об'єктив мікроскопа L_1 . Відбиті хвилі є когерентними. Всі точки, що знаходяться на однаковій відстані r_m від оптичного центра лінзи перебувають в однакових умовах для спостереження інтерференційної картини. Тому в окулярі мікроскопа будуть спостерігатися світлі і темні концентричні кільця – кільця Ньютона.

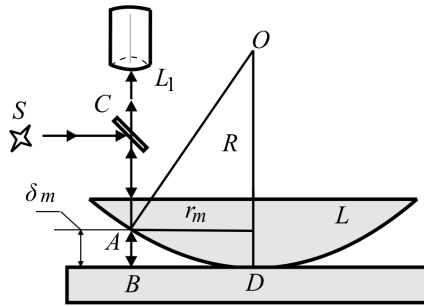


Рис. 1

Якщо визначити експериментально радіуси темних m – го і n – го кілець Ньютона, то із співвідношень (2.19) (див. §2.1.5)

$$r_m = \sqrt{m\lambda_0 R} \text{ і } r_n = \sqrt{n\lambda_0 R}$$

можна отримати формулу для знаходження радіуса R кривизни сферичної поверхні плоскоопуклої лінзи:

$$R = \frac{r_m^2 - r_n^2}{(m - n)\lambda_0},$$

(1)

або

$$R = \frac{(r_m - r_n) \cdot (r_m + r_n)}{(m - n)\lambda_0}.$$

(2)

Загальний вигляд лабораторної установки наведено на рис. 2. Плоскоопукла лінза і плоскопаралельна пластинка попередньо розміщені і закріплені на предметному столику мікроскопа.

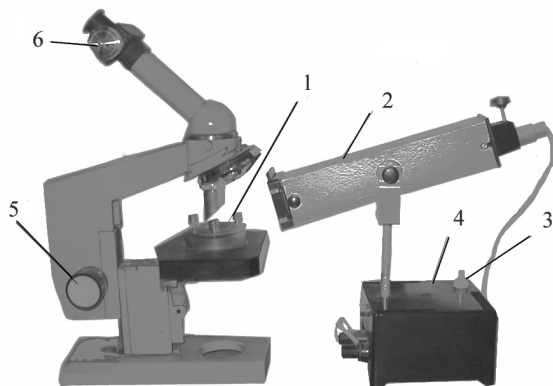


Рис.2

1 – плоскоопукла лінза; 2 – освітлювач; 3 – вмикач–
вимикач освітлювача; 4 – блок живлення освітлювача; 5 –
поворотний гвинт тубуса мікроскопа; 6 – мікрометричний
гвинт окуляра мікроскопа.

Послідовність виконання роботи

1. Увімкнути освітлювач в мережу 220 В. **УВАГА! Час роботи освітлювача не більш як 35 хв.**
2. Незначним переміщенням тубуса мікроскопа поворотним гвинтом 5 (рис. 2) домогтися чіткого зображення кілець Ньютона в полі зору окуляра мікроскопа.
3. Переконались, що при обертанні мікрометричного гвинта 6 окуляра мікроскопа в полі зору окуляра рухається перехрестя – біштрих.
4. *Визначити положення кілець ліворуч.* Для цього, обертанням мікрометричного гвинта 6 встановити біштрих посередині темного кільця досить віддаленого ліворуч від центра кільця, наприклад, восьмого, і записати в таблицю 1 відлік згідно з нерухомою шкалою окуляра (ціна поділки – 1 мм) і шкалою мікрометричного гвинта (ціна поділки 0,01 мм). Після цього навести біштрих на 7, 6 і т.д. темні кільця і записати відліки для цих кілець в таблицю 1.

Розділ II. Хвильова оптика

5. Визначити положення кілець праворуч. Для цього поворотом мікрометричного гвинта 6 встановлювати біштрих посередині темних кілець праворуч від центра і зробити відліки для кілець аналогічно до п.п. 4. Значення відліків записати в таблицю 1.
6. Різниця відліків для відповідних кілець дає їх діаметр d . Знаючи діаметри кілець обчислити їх радіуси r .

Таблиця 1

Номер кілеця	Відлік зліва k , мм	Відлік справа l , мм	Діаметр кілеця $d = l - k$, мм	Радіус кілеця $r = d/2$, мм
8				
7				
6				
5				
4				
3				
2				
1				

7. Комбінуючи попарно радіуси кілець, наприклад: 8 і 5, 7 і 4, 6 і 3, обчислити радіус R кривизни лінзи з врахуванням збільшення мікроскопа ($\times 3,7$) за робочою формулою:

$$R = \frac{(r_m - r_n) \cdot (r_m + r_n)}{3,7^2 \cdot (m - n) \cdot \lambda_0}. \quad (3)$$

Для червоного світла в (3) підставляти довжину хвилі $\lambda_0 = 6,5 \cdot 10^{-7} \text{ м}$.

Результати обчислень записати в таблицю

2.

8. Замінити світлофільтр на освітлювачі і повторити вимірювання та обчислення згідно п.п. 4–7 для оранжевого світлофільтра ($\lambda_0 = 5,9 \cdot 10^{-7} \text{ м}$).

Розділ II. Хвильова оптика

Таблиця 2

№ з/п	m	r_m , мм	n	r_n , мм	R , м	ΔR , м	δR , %
1	8		5				
2	7		4				
3	6		3				
сер.	xxxx	xxxx	xxxx	xxxx			

9. Визначити абсолютну і відносну похибки знаходження радіуса R кривизни лінзи.

Контрольні запитання

1. У чому полягає явище інтерференції світла?
2. Які хвилі називаються когерентними?
3. Пояснити, які промені інтерферують при утворенні кілець Ньютона?
4. Чому інтерференційна картина в даній лабораторній роботі має форму кілець?
5. Вивести формули, які визначають радіуси світлих і темних кілець Ньютона у відбитому і прохідному світлі.
6. Як зміниться вигляд кілець Ньютона, якщо простір між лінзою і пластинкою заповнити прозорою для світла речовиною з показником заломлення більшим від показника заломлення повітря?
7. Пояснити, чому для спостереження кілець Ньютона лінза повинна мати великий радіус кривизни поверхні?

2.3. Лабораторна робота № 6

ДОСЛІДЖЕННЯ ДИФРАКЦІЇ ФРАУНГОФЕРА НА ОДНІЙ ЩІЛИНІ

Мета роботи

Дослідження дифракції Фраунгофера і встановлення закономірності розподілу інтенсивності лазерного випромінювання в дифракційній картині від вузької щілини

Для виконання лабораторної роботи студенту попередньо необхідно: знати фізичну суть явищ інтерференції світла (§2.1.1) і дифракції світла (§2.2.1); вміти описати дифракцію Фраунгофера на одній щілині (§2.2.3)

Прилади і обладнання

Гелій – неоновий (He–Ne) лазер типу ЛГ–56, розсувна щілина, екран з масштабною шкалою, фотодіод, механізм переміщення фотодіода, пристрій для реєстрації електричного сигналу з фотодіода

Опис установки

Оптична схема установки для спостереження дифракції Фраунгофера від однієї щілини у світлі лазера наведена на рис. 1.

Паралельний пучок світла від He-Ne-лазера 1 падає нормально на щілину 2. Результат дифракції у вигляді періодичного розподілу інтенсивності світла спостерігається на екрані 3, який розміщений на відстані $l > b^2/\lambda$ від щілини 2 (λ – довжина хвилі випромінювання лазера; b – ширина щілини).

Фотодіод 4 можна механічно переміщати горизонтально в межах 100 мм в обидва боки від його середнього положення за допомогою мікрометричного гвинта. Для реєстрації переміщення фотодіода до направляючих механічного вузла, який містить мікрометричний гвинт, прикріплена масштабна лінійка з ціною поділки 1 мм.

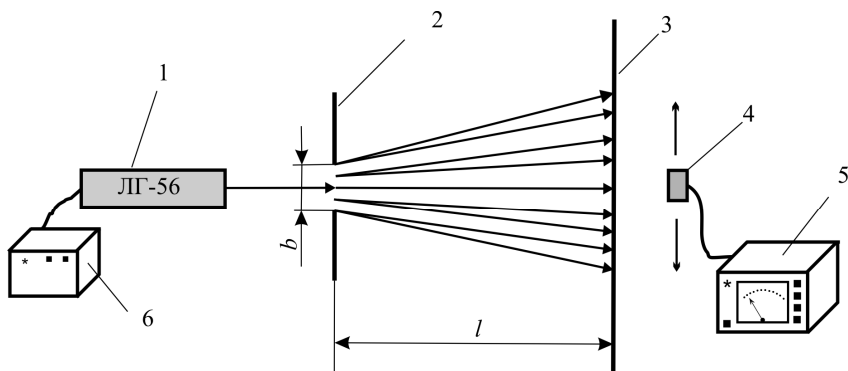


Рис. 1

- 1 – He–Ne лазер типу ЛГ–56; 2 – розсувна щілина; 3 – екран з міліметровою шкалою;
4 – фотодіод; 5 – пристрій для ресстрації електричного сигналу з фотодіода; 6 – блок живлення лазера.

Загальний вигляд лабораторної установки зображено на рис. 2.

Послідовність виконання роботи

1. Скласти оптичну схему у такій послідовності: лазер 1, розсувна щілина 2, екран 3. Щілину розмістити на відстані $l \sim 0,20$ м від лазера, екран – майже на краю оптичної лави (див. рис. 2).
2. Увімкнути блок живлення 6 лазера 1 в мережу 220 В і після ~ 5 хв прогріву лазера натиснути кнопку “Випромінювання”. При цьому появиться лазерний промінь. **УВАГА! Із-за використання високої напруги в лазері (до 5000 В) слід бути гранично уважним і акуратним при виконанні роботи: така напруга небезпечна для життя.**
3. Встановити щілину 2 таким чином, щоб пучок випромінювання від лазера 1 падав перпендикулярно на щілину і симетрично перекривав її.

4. Змінюючи мікрометричним гвинтом ширину b щілини 2, отримати на екрані 3 чітку дифракційну картину. При цьому, відстань між мінімумами першого порядку повинна бути не менше 10 мм. **УВАГА! Ні в якому разі не зводити мікрометричний гвинт до нуля – це веде до виходу з ладу щілини.**

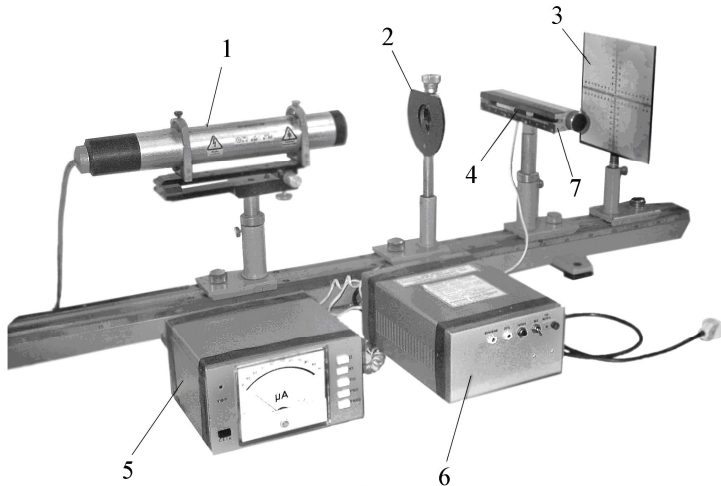


Рис. 2

1 – He–Ne–лазер типу ЛГ – 56 з довжиною хвилі випромінювання $\lambda=0,63$ мкм; 2 – розсувна щілина; 3 – екран з міліметровою шкалою; 4 – фотодіод; 5 – пристрій для реєстрації електричного сигналу з фотодіода; 6 – блок живлення лазера; 7 – механічний вузол переміщення фотодіода.

5. За показами мікрометричного гвинта визначити ширину b щілини, виміряти відстань l від щілини 2 до екрана 3, а також відстані між першими a_{1-1} , другими a_{2-2} , третіми a_{3-3} і т.д. дифракційними мінімумами. Результати вимірювань записати в таблицю 1.
6. Розмістити на місці екрана 3 фотодіод 4 на рівні дифракційної картини.

Розділ II. Хвильова оптика

7. Увімкнути пристрій 5, який призначений для реєстрації електричного сигналу з фотодіода 4 в мережу 220 В. Виміряти темновий струм I_0 фотодіода.

Таблиця 1

№ з/п	b , мм	l , мм	a_{1-1} , мм	a_{2-2} , мм	a_{3-3} , мм	a_{4-4} , мм	a_{5-5} , мм
1							
2							
3							
сер.	xxxx						

8. Переміщаючи фотодіод 4 за допомогою мікрометричного гвинта вздовж дифракційної картини, зняти покази фотоструму I_ϕ в прямому і зворотному напрямках переміщення фотодіода. Вимірювання фотоструму I_ϕ проводити через 1 мм переміщення фотодіода. У випадку необхідності чутливість мікроамперметра змінити. Найменший відлік повинен відповідати не менше п'яти поділкам шкали мікроамперметра. Результати вимірювань записати в таблицю 2.
9. Побудувати графік розподілу інтенсивності світла $J = f(\sin \varphi)$ в дифракційній картині. При побудові графіка вважати, що інтенсивність світла є пропорційною до величини фотоструму I_ϕ (врахувати значення темнового струм I_0). Значення $\sin \varphi$ при малих кутах дифракції $\sin \varphi \approx \operatorname{tg} \varphi \approx \frac{a_i}{l}$ (a_i – відстань між положенням нульового максимуму і точкою на екрані, для якої робиться відлік фотоструму I_ϕ).
10. Проаналізувати графік залежності $J = f(\sin \varphi)$ та порівняти його з теоретичним графіком $\frac{J}{J_0} = f(\sin \varphi)$,

Розділ II. Хвильова оптика

наведеним на рис. 2.11 (§2.2.3). Зробити висновки.

Таблиця 2

№з/п	1	2	3	4	5	6	7	...	20
a_i , мм									
l , мм									
I_ϕ , мА									
I_0 , мА									

Контрольні запитання

1. Що таке дифракція світла?
2. Чим відрізняється дифракція Фраунгофера від дифракції Френеля?
3. При якій умові будуть спостерігатися дифракційні максимуми і мінімуми у випадку дифракції Фраунгофера на одній щілині?
4. Промені якої довжини хвилі при дифракції на одній щілині відхиляються від початкового напрямку поширення найбільше?
5. Як розподіляється інтенсивність світла по дифракційним максимумам при дифракції Фраунгофера на одній щілині?
6. Яка картина буде спостерігатися на екрані, якщо ширина щілини $b = \lambda$, $b \gg \lambda$?

2.4. Лабораторна робота № 20

ВИВЧЕННЯ ДИФРАКЦІЇ ФРАУНГОФЕРА НА ДВОХ ЩІЛИНАХ

Мета роботи

Дослідження дифракції Фраунгофера на двох щілинах у світлі лазера і визначення довжини хвилі лазера

Для виконання лабораторної роботи студенту попередньо необхідно: знати фізичну суть явищ інтерференції світла (§2.1.1) і дифракції світла (§2.2.1), вміти описати дифракцію Фраунгофера на одній (§2.2.3) і на двох (§2.2.4) щілинах

Прилади і матеріали

He-Ne лазер, дві непрозорі пластини (фотоплівки), на які нанесено щілини, екран зі шкалою, оптична лавка з масштабною лінійкою

Теоретичні відомості та опис установки

Оптична схема для спостереження дифракції Фраунгофера на двох щілинах наведена на рис. 1. Паралельний пучок променів від He-Ne– лазера 1 потрапляє на пластину 2 з двома щілинами 3 і 4. Дифракційну картину спостерігають на екрані 5.

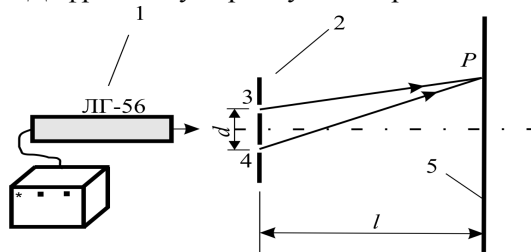


Рис. 1

Розділ II. Хвильова оптика

Для того щоб спостерігати дифракцію Фраунгофера в даній схемі необхідно, щоб відстань l від щілин 3 і 4 до екрана 5 була значно більшою ширини a щілин і відстані d між двома щілинами.

Відомо, що в межах кута $\pm \varphi_k$ дифракції, який задовільняє умову головних мінімумів, може вкладатися декілька головних максимумів.

Якщо виконується співвідношення

$$\frac{d}{a} = \frac{m}{k} = n, \quad (1)$$

(де n – ціле число, k – порядок головного мінімуму, m – порядок головного максимуму), то головні максимуми m – го порядку збігаються з головними мінімумами k – порядку і будуть погашені (для прикладу див. рис. 2.13). Відповідно між головними мінімумами ± 1 – го порядку вкладається $2n-1$ головних максимумів.

З умови головних дифракційних мінімумів

$$a \sin \varphi = k\lambda, \quad (k=1,2,3,...) \quad (3)$$

для $k=1$ отримуємо

$$a \sin \varphi_{k=1} = \lambda,$$

або з врахуванням (1)

$$\sin \varphi_{k=1} = \frac{\lambda}{a} = \frac{n\lambda}{d}. \quad (4)$$

Тоді

$$a = \frac{d}{n}. \quad (5)$$

Значення n можна розрахувати з співвідношення $2n-1 = N$, де N – кількість інтерференційних максимумів на екрані між головними мінімумами першого порядку за формулою:

$$n = \frac{N+1}{2}. \quad (6)$$

Відстань між серединами головних максимумів або мінімумів називають шириною інтерференційної смуги Δx . При

Розділ II. Хвильова оптика

малих кутах φ отримаємо Δx із співвідношення $d \sin \varphi \approx d\varphi = \lambda$, звідки $\varphi = \frac{\lambda}{d}$. З другої сторони $\varphi_{k=1} = \frac{\Delta x}{l}$,

тоді

$$\Delta x = \frac{l \cdot \lambda}{d}, \quad (7)$$

Для довжини хвилі λ отримаємо

$$\lambda = \frac{d \cdot \Delta x}{l} \quad (8)$$

Формули (7) і (8) можна застосовувати для невеликих порядків k .

Загальний вигляд лабораторної установки наведено на рис. 2.

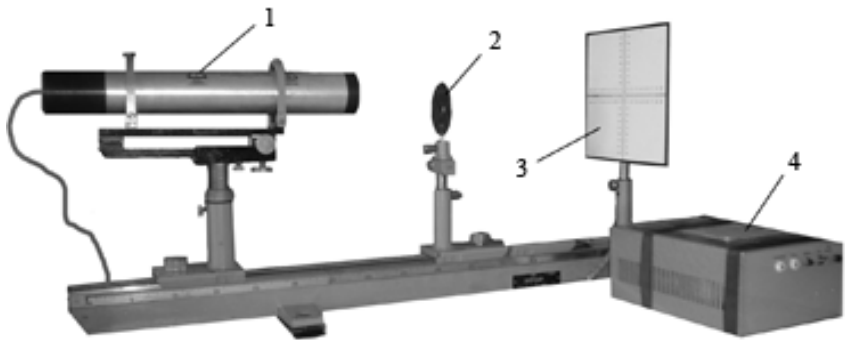


Рис. 2

1 – лазер; 2 –тримач зі щілинами; 3 – екран; 4 – блок живлення лазера.

Всі деталі установки розміщуються в рейтерах. Пластины зі щілинами встановлюються в тримач, який містить пристрій, що дозволяє регулювати і встановлювати пластины відносно світлового променя. На оптичній лаві закріплена масштабна лінійка довжиною 1м з ціною поділки 1мм.

До лабораторної роботи додаються числові значення d і b

пластини.

Послідовність виконання роботи

ЗАВДАННЯ 1. *Визначити ширину (a) щілин за даними значенням відстані (d) між двома щілинами*

Для цього:

1. Вставити пластину з щілинами в тримач 2. **УВАГА! Не торкатись пальцями поверхні пластини.**
2. Увімкнути блок живлення 4 лазера 1 в мережу 220 В і після ~ 5 хв прогріву лазера натиснути кнопку “Випромінювання”. При цьому появиться лазерний промінь. **УВАГА! Із-за використання високої напруги в лазері (до 5000 В) слід бути гранично уважним і акуратним при виконанні роботи: така напруга небезпечна для життя.**
3. Встановити рейтер з тримачем пластини на такий відстані від вихідного вікна лазера 1, щоб світловий пучок повністю перекривав дві щілини за шириною і був направлений перпендикулярно до пластини. Екран 3 розмістити на краю оптичної лави.
4. Користуючись мікрогвинтом тримача домогтися найкращого зображення дифракційної картини на екрані 3.
5. Полічити видиму кількість N дифракційних максимумів на екрані. Визначити значення ширини a щілин за формулою (5), використовуючи відоме значення відстані d між щілинами і знайдене значення n .
6. Порівняти отримане значення a з даним.

ЗАВДАННЯ 2. *Визначити довжину λ хвилі випромінювання лазера за допомогою двох щілин з відомою відстанню (d) між ними*

1. *Визначити ширину інтерференційної смуги Δx . Для цього виміряти за допомогою шкали на екрані довжину*

- всієї дифракційної картини і поділити цю довжину на кількість N максимумів.
2. Визначити за допомогою масштабної лінійки відстань l від щілин до екрана.
 3. Знаючи d , Δx і l обчислити λ за формулою (8).
 4. Порівняти отримане значення λ з табличними даними.

ЗАВДАННЯ 3. *Порівняти дифракційну картину, отриману на одній щілині з дифракційною картиною на двох щілин*

1. З екрана 5 перенести в робочий зошит розміщення дифракційних максимумів уздовж шкали при дифракції на двох щілинах.
2. Користуючись мікрогвинтом тримача, перемістити пластинку з щілинами так, щоб промінь лазера попадав на одну щілину, яка нанесена на тій же пластинці окремо.
3. Перенести в робочий зошит розміщення дифракційних максимумів уздовж шкали екрана при дифракції на одній щілині.
4. Порівняйте дифракційні картини. Дати їм коротке пояснення.

Контрольні запитання

1. Що таке дифракція світла?
2. Чим відрізняється дифракція Фраунгофера від дифракції Френеля?
3. При якій умові будуть спостерігатися дифракційні максимуми і мінімуми у випадку дифракції Фраунгофера на двох щілинах?
4. Як розподіляється інтенсивність світла по дифракційним максимумам при дифракції Фраунгофера на двох щілинах?

2.5. Лабораторна робота № 31

ВИЗНАЧЕННЯ ДОВЖИНИ СВІТЛОВОЇ ХВИЛІ ЗА ДОПОМОГОЮ ДИФРАКЦІЙНОЇ ГРАТКИ

Мета роботи

Дослідження явища дифракції світла на
дифракційній ґратці та знаходження довжини світлової
хвилі

Для виконання лабораторної роботи студенту
попередньо необхідно: знати фізичну суть явища дифракції
світла (§2.2.1), принципи Гюйгенса і Гюйгенса–Френеля
(§2.2.1), вміти описати дифракцію Фраунгофера на
дифракційній ґратці (§2.2.5)

Прилади і обладнання

Джерело світла, екран з двома щілинами, одновимірною
дифракційною ґраткою, світлофільтри

Теоретичні відомості та опис установки

Одна з умов одержання дифракційного спектру від
дифракційної ґратки є використання збиральної лінзи. Її роль
може відігравати і кришталік ока, який збирає на своїй сітківці
паралельні пучки променів, одержані внаслідок дифракції.

Якщо на шляху променів від джерела світла до
дифракційної ґратки розмістити екран з щілиною, то око
бачитиме дифракційний спектр у площині екрана. При цьому,
кут між напрямком зору на нульовий максимум і максимум
довільного порядку m дорівнює куту φ дифракції, який
забезпечує умову

$$d \sin \varphi = \pm m \lambda ; \quad (m = 0, 1, 2, \dots). \quad (1)$$

Звідси

$$\lambda = \frac{d \sin \varphi}{m}. \quad (2)$$

З аналізу останнього співвідношення випливає, що різним
довжинам хвиль у максимумі одного порядку відповідають різні
значення кута φ дифракції. Тому на екрані максимума даного
порядку m для різних довжин λ хвиль випромінювання
просторово розділені. Крім цього, вираз (2) дозволяє знаходити
довжину хвилі за відомими значеннями $\sin \varphi$ і m . Якщо

прийняти, що x – відстань між максимумами m – го порядку, які знаходяться по обидва боки від нульового максимуму, а l – відстань між екраном та дифракційною ґраткою ($x \ll l$), то для визначення $\sin \varphi$ використовують умову:

$$\sin \varphi \approx \tan \varphi \approx \frac{x}{2l}. \quad (3)$$

Тоді довжина світлової хвилі λ може бути визначена таким чином:

$$\lambda = \frac{xd}{2lm}. \quad (4)$$

У даній лабораторній роботі в якості джерела світла використовується екран з двома щілинами. Щілини вирізані таким чином, що дифракційні картини від них знаходяться одна над одною. Відстань між щілинами по горизонталі дорівнює x . Так як відстані між сусідніми максимумами в дифракційному спектрі при зданому значенні λ є однаковими, то x і буде визначати відстань між вибраними максимумами m – го порядку (рис. 1).

Пересуванням решітки вздовж оптичної лави можна досягти збігання спектрів першого, другого та інших порядків від обох щілин.

Послідовність виконання роботи

1. Увімкнути освітлювач в мережу 220 В.
2. Розмістити дифракційну ґратку в рейтері.
3. Виміряти відстань x між щілинами на екрані.
4. Пересуванням дифракційної ґратки вздовж оптичної лави досягти збігання червоних смуг спектрів першого порядку від обох щілин. Виміряти відстань l_1 від дифракційної ґратки до екрана.
5. Обчислити довжину хвилі λ_1 для червоних смуг спектрів першого порядку (стала дифракційної ґратки $d = 1 \cdot 10^{-5} \text{ м}$) за формулою (4).
6. Пересуванням дифракційної ґратки досягти збігання червоних смуг спектрів другого порядку та виміряти l_2 .

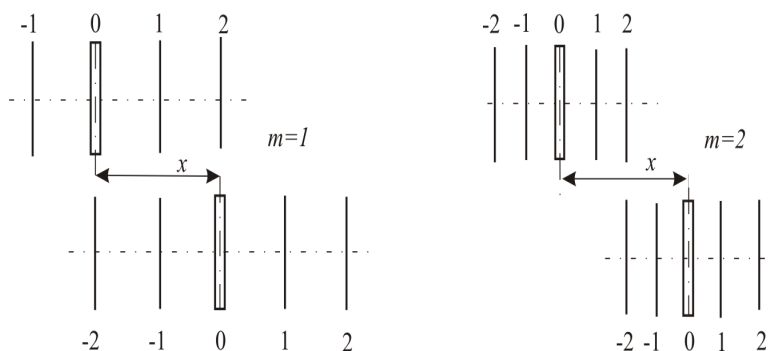


Рис. 1

- Обчислити λ_2 для червоних смуг спектрів другого порядку.
- Обчислити середнє значення довжини λ хвилі для червоної ділянки спектру.
- Повторити досліди для зелених і фіолетових смуг у спектрах першого та другого порядків і розрахувати відповідні значення довжин хвиль.
- Результати вимірювань і обчислень записати в таблицю 1.

Таблиця 1

Кольори смуг	x, m	l_1, m	λ_1	l_2, m	λ_2, m	Δ, m	$\delta\lambda, \%$
Червоний							
Зелений							
Фіолетовий							

Контрольні запитання

- У чому полягає дифракція світла і які умови необхідні для її спостереження?
- Дайте визначення, що називається одновимірною дифракційною ґраткою?

Розділ II. Хвильова оптика

3. Поясніть умови виникнення максимумів і мінімумів при дифракції на одновимірній ґратці.
4. Як змінюється інтенсивність максимумів із зростанням їх порядку в дифракційних спектрах?
5. Чому при зменшенні сталої дифракційної ґратки збільшується відстань між головними максимумами?
6. Що називається роздільною здатністю дифракційної ґратки?
7. В яких оптичних приладах використовується дифракційна ґратка?

2.6. Лабораторна робота № 13

ВИЗНАЧЕННЯ ДОВЖИНИ ХВИЛІ КОГЕРЕНТНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ ЛАЗЕРА

Мета роботи

Вивчити явище інтерференції і дифракції лазерного випромінювання, визначити:

- а) довжину хвилі лазерного випромінювання; б)
сталу дифракційної ґратки

Для виконання лабораторної роботи студенту попередньо необхідно: знати фізичну суть явища дифракції світла (§2.2), вміти описати: а) інтерференційну картину у вигляді смуг однакового нахилу (§2.1.3); б) дифракцію світла на дифракційній ґратці (§2.2.4), бути ознайомленим з методом визначення довжини хвилі лазерного випромінювання, в основі якого покладено явище інтерференції світла при падінні світлового променя на плоскопаралельну пластинку (§2.1.3)

Прилади і обладнання

Лазер неперервної дії (He – Ne лазер типу ЛГ-56), мікрооб’єктив з екраном, плоскопаралельна скляна пластинка, дифракційна ґратка, циркуль

Опис установки

Схематично лабораторна установка для спостереження смуг однакового нахилу і визначення довжини хвилі лазерного випромінювання наведена на рис. 1

Якщо на плоскопаралельну пластинку $П$ спрямувати розбіжний пучок світла, який формується мікрооб’єктивом O , то промені, відбиті від передньої і задньої граней плоскопаралельної пластинки є когерентними та інтерферують. Інтерференційна картина у вигляді концентричних кілець – смуг однакового нахилу спостерігається на екрані E .

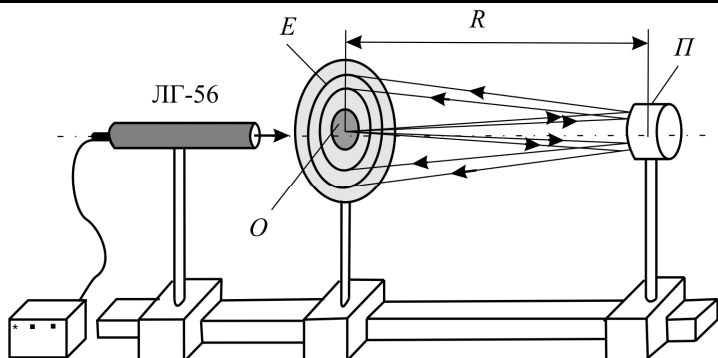


Рис. 1

Послідовність виконання роботи

**ЗАВДАННЯ 1. Отримання інтерференційних смуг
однакового нахилу у вигляді
концентричних кілець і визначення
довжини хвилі лазерного випромінювання**

1. Увімкнути блок живлення лазера в мережу 220 В і після ~ 5 хв натиснути на ньому кнопку “Випромінювання”. При цьому з’явиться лазерний промінь. **УВАГА! Із-за використання високої напруги в лазері (до 5000 В) слід бути гранично уважним і акуратним при виконанні роботи: така напруга небезпечна для життя.**
2. На відстані 0,10–0,20 м від вихідного вікна лазера встановити мікрооб’єктив O , який розміщений в центрі екрана E (рис. 1), таким чином, щоб оптичний центр мікрооб’єктива співпадав з напрямком поширення лазерного променя.
3. На відстані 0,50–0,70 м від вихідного вікна лазера встановити плоскопаралельну скляну пластинку Π .
4. Обертаючи плоскопаралельну скляну пластинку навколо вертикальної і горизонтальної осей домогтися, щоб кут падіння променів на пластинку дорівнював нулю. На екрані E повинні з’явитися смуги однакового нахилу у вигляді концентричних кілець. Якщо необхідно,

Розділ II. Хвильова оптика

- проведіть додаткове юстування мікрооб'єктива O і плоскопаралельної пластинки Π .
5. За допомогою циркуля та лінійки виміряти радіуси 4 – 5 темних кілець ($m=1, 2, \dots, 5$).
 6. Обчислити значення r_m^2 для різних значень m .
 7. Результати вимірювань і обчислень згідно п.п. 5–6 записати в таблицю 1.
 8. Виміряти відстань R від площини екрана E до поверхні скляної пластинки Π .
 9. Побудувати графік залежності $r_m^2 = f(m)$.
 10. З графіка $r_m^2 = f(m)$ для різниці Δm довільних номерів m інтерференційних кілець визначити різницю квадратів радіусів $\Delta r_{\Delta m}^2$ (див. рис. 2.5).
 11. Обчислити $\left| \frac{\Delta r_{\Delta m}^2}{\Delta m} \right|$ і знайти довжину λ хвилі

випромінювання лазера за формулою (2.14) (див. §2.1.3):

$$\lambda = \frac{d}{4nR^2} \left| \frac{\Delta r_{\Delta m}^2}{\Delta m} \right|.$$

Товщина плоскопаралельної пластинки $d=0,0215$ м. Показник заломлення скла прийняти рівним $n=1,5$.

12. Результати вимірювань і обчислень згідно п.п. 8–11 записати в таблицю 2.

Таблиця 1

№ кілець, m	1	2	3	4	5
r_m , мм					
r_m^2 , мм ²					

Таблиця 2

№ з/п	$\left \frac{\Delta r^2}{\Delta m} \right $, m^2	R , m	d , mm	λ , nm	$\Delta\lambda$, nm	$\delta\lambda$, %
1						
2						
3						
<i>с</i> <i>ер.</i>						

**ЗАВДАННЯ 2. Дослідження дифракції лазерного
випромінювання на дифракційній ґратці
та визначення сталої ґратки**

1. Зняти з оптичної лави екран E з мікрооб'єктивом O і плоскопаралельну пластинку $П$.
2. На відстані 0,25–0,30 m від вихідного вікна лазера розмістити дифракційну ґратку так, щоб промінь лазера проходив через її центр. Екран E встановити на відстані $l=0,20$ – $0,35$ m від дифракційної ґратки. На екрані з'явиться дифракційна картина (рис. 2).
3. Виміряти відстань l від ґратки до екрана та відстань r_m між нульовим і першим максимумами, нульовим і другим і т.д. максимумами.
4. Визначити сталу дифракційної ґратки для значень $m=1,2,3,4$ за формулою:

$$d = \frac{m\lambda\sqrt{l^2 + r_m^2}}{r_m}.$$

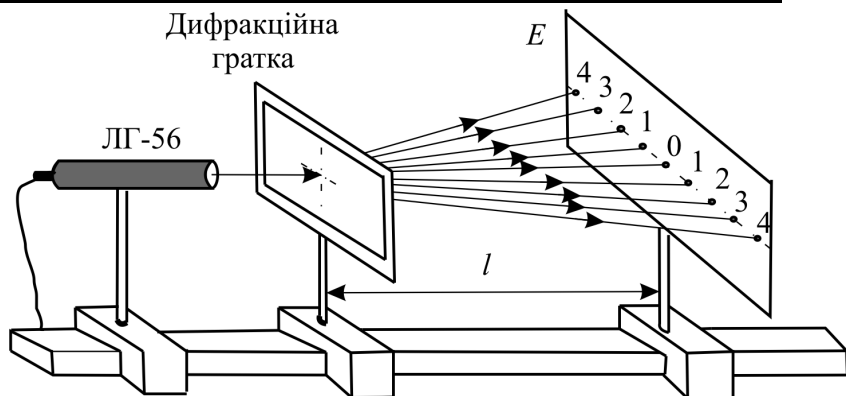


Рис. 2

5. Результати вимірювань і обчислень записати таблицю 3.
6. Розрахувати похибки знаходження товщини d плоскопаралельної пластинки.
7. Проаналізувати отримані результати.

Таблиця 3

№ з/п	$l, \text{ м}$	$\Delta l, \text{ м}$	m	$r_m, \text{ мм}$	$d, \text{ мм}$	$\Delta d, \text{ мм}$	$\delta d, \%$
1			1				
2			2				
3			3				
4			4				
сер.			xxxx				

Контрольні запитання

1. Як утворюються інтерференційні смуги однакового нахилу?
2. Що таке стала одновимірної дифракційної ґратки?
3. Як формулюється умова максимумів і мінімумів для дифракційної картини від одновимірної дифракційної ґратки?
4. Як змінюється інтенсивність максимумів із зростанням їх порядку в дифракційних спектрах?

2.7. Лабораторна робота № 7

ВИЗНАЧЕННЯ ПОКАЗНИКА ЗАЛОМЛЕННЯ СКЛЯНОЇ ПЛОСКОПАРАЛЕЛЬНОЇ ПЛАСТИНКИ ІНТЕРФЕРЕНЦІЙНИМ МЕТОДОМ

Мета роботи

Ознайомитись з методом отримання інтерференційних смуг рівного нахилу, визначити показник заломлення скляної плоскопаралельної пластинки

Для виконання лабораторної роботи студенту попередньо необхідно: знати фізичну суть явища інтерференції світла (§2.1.1), вміти описати інтерференційну картину у вигляді смуг однакового нахилу та бути ознайомленим з методом визначення показника заломлення середовища, в основі якого покладено явище інтерференції лазерного випромінювання при падінні світлового променя на плоскопаралельну пластинку (§2.1.3)

Прилади і обладнання

Лазер неперервної дії (He – Ne лазер типу ЛГ-56), мікрооб'єктив з екраном, плоскопаралельна пластинка, циркуль

Опис установки

Робота виконується на лабораторній установці, загальний вигляд якої наведено на рис. 1.

На оптичній лаві послідовно розташовані джерело світла – He – Ne лазер 1 типу ЛГ-56, екран 2 в центрі якого розміщено мікрооб'єктив, та плоскопаралельна скляна пластинка 3 товщиною d . Мікрооб'єктив формує конусоподібний світловий пучок, який падає на пластинку 3. Відбиваючись від її передньої та задньої граней, промені світла накладаються і утворюють на екрані інтерференційну картину у вигляді концентричних кілець – так звані смуги однакового нахилу.

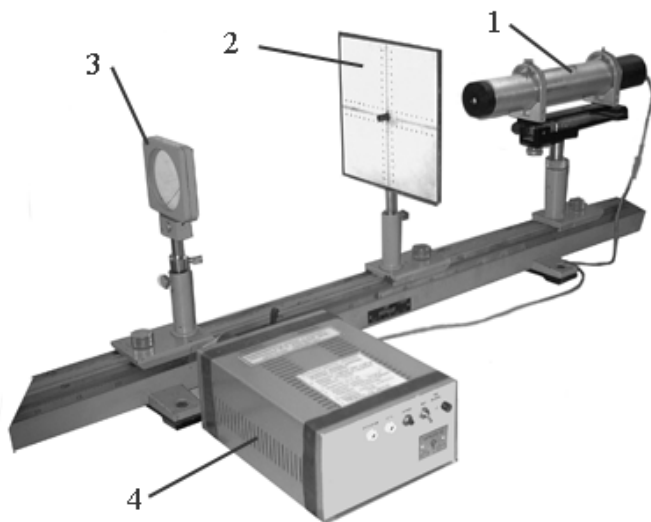


Рис. 1

Послідовність виконання роботи

1. Увімкнути блок 4 живлення лазера 1 в мережу 220 В і після ~ 5 хв натиснути на ньому кнопку “Випромінювання”. При цьому з’явиться лазерний промінь. **УВАГА! Із-за використання високої напруги в лазері (до 5000 В) слід бути гранично уважним і акуратним при виконанні роботи: така напруга небезпечна для життя.**
2. На відстані 0,70– 0,80 м від вихідного вікна лазера встановити плоскопаралельну пластинку 3.
3. Добитися того, щоб відбитий від пластинки промінь попадав у точку його виходу з лазера, тобто, щоб кут падіння променя на пластинку дорівнював нулю.
4. На відстані 0,30 – 0,35 м від вихідного вікна лазера встановити мікрооб’єктив з екраном 2 так, щоб оптичний центр мікрооб’єктива співпадав з напрямком поширення променя лазера. При цьому, на екрані повинні спостерігатися концентричні світлі і темні

Розділ II. Хвильова оптика

кілець – смуги однакового нахилу (при необхідності провести додаткове юстування оптичної системи).

5. За допомогою циркуля визначити радіуси r_m темних кілець, для яких $m=1, 2, \dots, 5$.
6. Виміряти відстань R від екрана 2 до поверхні пластинки 3.
7. Побудувати графік залежності $r_m^2 = f(m)$.
13. З графіка $r_m^2 = f(m)$ для різниці Δm довільних номерів m інтерференційних кілець визначити різницю квадратів радіусів $\Delta r_{\Delta m}^2$ (див. рис. 2.5).

8. Обчислити $\left| \frac{\Delta r_{\Delta m}^2}{\Delta m} \right|$ і знайти показник заломлення n

скляної пластинки за формулою (2.15) (див. §2.1.3):

$$n = \frac{d}{4\lambda R^2} \left| \frac{\Delta r_{\Delta m}^2}{\Delta m} \right|,$$

де d – товщина пластинки (значення d вказано на робочому місці), λ – довжина хвилі випромінювання лазера (для лазера типу ЛГ–56 $\lambda = 0,63$ мкм).

9. Результати вимірювань і обчислень записати в таблицю 1 та 2.
10. Розрахувати похибки знаходження показника заломлення n плоскопаралельної пластинки.

Таблиця 1

№ кілець, m	1	2	3	4	5
$r_m \times 10^{-3}, \text{ м}$					
$r_m^2 \times 10^{-3}, \text{ м}^2$					

Таблиця 2

Розділ II. Хвильова оптика

№ з/п	$\frac{\Delta r_{\Delta m}^2}{\Delta m}$, м ²	R, м	d, м	λ , нм	n	Δn	δn , %
1							
2							
3							
сер.							

11. Проаналізувати отримані результати.

Контрольні запитання

1. Дайте визначення, що називається абсолютним і відносним показниками заломлення середовища.
2. В чому полягає суть методу визначення показника заломлення скляної пластинки в даній роботі?
3. Що називається явищем інтерференції світла? Які хвилі називаються когерентними?
4. Чи є суттєва різниця між інтерференцією світла в тонких і товстих плівках? Відповідь обґрунтуйте.
5. Як утворюється інтерференційна картина у вигляді смуг однакового нахилу?

2.8. Лабораторна робота № 3

ВИВЧЕННЯ ЯВИЩА ПОЛЯРИЗАЦІЇ СВІТЛА

Мета роботи

Ознайомитись з явищем поляризації світла, експериментально перевірити закон Малюса і закон Брюстера

Для виконання лабораторної роботи студенту **попередньо необхідно:** знати фізичну суть явища поляризації світла (§2.3.1), закон Малюса (§2.3.1) і закон Брюстера (§2.3.2)

Прилади і обладнання

Джерело світла, поляризатор, аналізатор, набір скляних пластин, чорне дзеркало, прилад для вимірювання інтенсивності світла

Опис установки

Експериментальна лабораторна установка (рис.1) дозволяє:

- отримати лінійно поляризоване світло за допомогою поляризатора;
- експериментально перевірити закон Малюса і закон Брюстера;
- визначати ступінь поляризації світла.

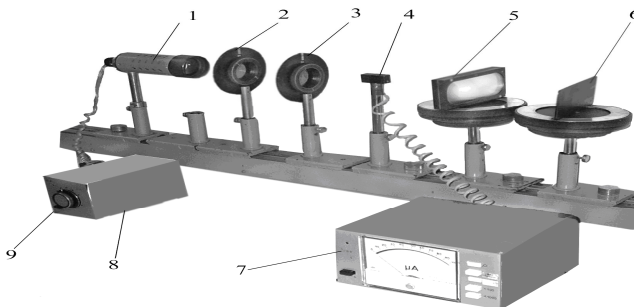


Рис. 1

1 – джерело світла; 2 – поляризатор в оправі з шкалою кутів повороту; 3 – аналізатор в оправі з шкалою кутів

повороту; 4 – фотоприймач; 5 – набір скляних пластин на поворотному столику;
6 – чорне дзеркало на поворотному столику; 7 – прилад для реєстрації інтенсивності світла; 8 – блок живлення джерела світла; 9 – регулятор інтенсивності світла.

Послідовність виконання роботи

ЗАВДАННЯ 1. *Перевірити закон Малюса*

Частина 1.

1. Скласти оптичну схему у такій послідовності: джерело світла 1, поляризатор 2, фотоприймач 3. **УВАГА! При переміщенні оптичних елементів їх слід брати обережно за нижню частину оправ.**
2. Увімкнути блок живлення 8 джерела світла в мережу 220 В і встановити регулятор інтенсивності світла 9 в середнє положення.
3. Домогтися, щоб центральна частина поляризатора 2 була максимально освітлена.
4. Обертаючи поляризатор 2 встановити його головну площину у вертикальне положення (головна площина поляризатора вказана на шкалі кутів повороту поляризатора стрілкою $\uparrow E$).
5. Під'єднати фотоприймач 4 до приладу 7, призначеного для реєстрації інтенсивності світла. Регулюючи фотоприймач 4 за висотою, домогтися максимальної освітленості його центральної частини.
6. Увімкнути прилад 7 в мережу 220 В і встановити його чутливість на діапазон “ $\times 1$ ”.
7. Регулятором 9 домогтися відхилення стрілки міліамперметра на приладі 7 приблизно на $4/5$ шкали. Це значення фотоструму I_ϕ буде відповідати інтенсивності світла I_p , яке пройшло через поляризатор.

Частина 2.

1. Скласти оптичну схему в такій послідовності: джерело світла 1, поляризатор 2, аналізатор 3, фотоприймач 4.
Далі:

Розділ II. Хвильова оптика

2. Обертаючи аналізатор 3 встановити його головну площину паралельно до головної площини поляризатора 2. Умові $\varphi=0$, згідно закону Малюса $I_a = I_p \cos^2 \varphi$ (2.39), відповідає максимальне значення інтенсивності світла ($I_a = I_p$), що проходить через оптичну систему. Отримане при цьому значення фотоструму I_ϕ записати в таблицю 1.
3. Обертаючи далі аналізатор на кут φ , через кожні 10^0 від 10^0 до 360^0 записувати значення фотоструму I_ϕ в таблицю 1.
4. Побудувати графік залежності інтенсивності світла I , що пройшло через оптичну систему поляризатор–аналізатор, від кута φ між головними площинами аналізатора і поляризатора, тобто графік $I = f(\varphi)$. Вважати, що значення фотоструму I_ϕ прямо пропорційне інтенсивності світла I_p .
5. Вимкнути прилад 7 з мережі 220 В і розмістити поляризатор і аналізатор у вільні рейтери.

Таблиця 1

№ з/п	1	2	3	4	5	6	7	8	9	...	37
φ , град	0^0	10^0	20^0	30^0	40^0	50^0	60^0	70^0	80^0	...	360^0
I_ϕ , мА										...	

ЗАВДАННЯ 2. *Перевірити закон Брюстера*

1. Встановити чорне скляне дзеркало 6 в рейтер замість поляризатора 2. **УВАГА! Дзеркало брати обережно за нижню частину поворотного столика.**
2. Повернути дзеркало на столику (**не торкаючись руками робочої частини дзеркала**) таким чином, щоб падаючий від джерела світла промінь утворював кут 57^0 з

нормаллю до дзеркала. Кут падіння 57^0 відповідає куту Брюстера для межі розділу середовищ повітря – скло. Напрямом нормалі виставити за допомогою міток на поворотному столику.

3. Дивлячись на дзеркало в напрямку відбитого променя, побачити зображення джерела світла. За ходом відбитого променя між дзеркалом та оком розмістити аналізатор 3. Тримавши його в руці за металевий шток, обертати в оправі, домагаючись мінімальної освітленості зображення джерела в дзеркалі. Дослід повторити для кутів падіння 40^0 та 30^0 . Переконавшись, що для кутів падіння, відмінних від кута Брюстера, відбитий промінь є частково поляризованим.
4. Визначити площину поляризації відбитого променя, користуючись відомою головною площиною аналізатора ($\uparrow E$).
5. Поставити чорне дзеркало та аналізатор у вільні рейтери.

ЗАВДАННЯ 3. *Визначення ступеня поляризації світла*

1. Скласти оптичну схему у такій послідовності: джерело світла 1, набір скляних пластин 5, аналізатор 3, фотоприймач 4.
2. Увімкнути джерело світла в мережу 220 В (якщо воно було вимкнуте).
3. Повернути столик з набором пластин 5 так, щоб падаючий від джерела промінь утворював кут 57^0 (кут Брюстера) з нормаллю до пластин. Напрямом нормалі виставити за допомогою міток на поворотному столику.
4. Домогтися, щоб падаючий промінь попадав по центру набору пластин, а прохідний – освітлював центральну частину аналізатора та фотоприймача.
5. Під'єднати фотоприймач до приладу 7.
6. Увімкнути прилад 7 в мережу 220 В і встановити його чутливість на діапазон “ $\times 1$ ”.
7. Обертаючи аналізатор навколо напрямку поширення світла визначити максимальне ($I_{\phi_{\max}}$) та мінімальне

Розділ II. Хвильова оптика

($I_{\phi \min}$) значення фотоструму I_{ϕ} , що відповідає відповідно інтенсивності світла $I_{\max}$ і $I_{\min}$.

8. Розрахувати ступінь поляризації світла, що пройшло через пластини, за формулою

$$P = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \cdot 100\%.$$

9. Визначити площину поляризації світла, що проходить через пластини, користуючись відомим напрямком головної площини аналізатора ($\uparrow E$).
10. Дослід повторити для кутів падіння $\alpha = 40^\circ, 30^\circ, 20^\circ, 0^\circ$. Результати вимірювань записати в таблицю 2.
11. Вимкнути фотоприймач і джерело живлення з мережі 220 В та розмістити набір пластин та аналізатор у вільних рейтерах.
12. Проаналізувати отримані результати.

Таблиця 2

Контрольні запитання

1. Які хвилі називаються повздовжніми і поперечними?
2. В чому полягає явище поляризації світла?
3. Що таке природне світло, частково поляризоване світло, лінійно поляризоване світло?
4. Що називається площиною поляризації світла

№ з/п	1	2	3	4	5	6
φ , град	0°	10°	20°	30°	40°	57°
$I_{\phi \max}$, мА						
$I_{\phi \min}$, мА						
P , %						

(площиною коливань)?

5. Чому дорівнює інтенсивність природного світла, яке пройшло через поляризатор?
6. Сформулюйте і обґрунтуйте закон Малюса.
7. В чому полягає фізичний зміст закону Брюстера?

2.9. Лабораторна робота № 35

ВИВЧЕННЯ ОБЕРТАННЯ ПЛОЩИНИ ПОЛЯРИЗАЦІЇ СВІТЛА І ВИЗНАЧЕННЯ КОНЦЕНТРАЦІЇ ЦУКРУ В РОЗЧИНІ

Мета роботи

Ознайомитись з явищами обертання площини поляризації світла оптично активними речовинами і штучного обертання площини поляризації світла магнітним полем, а також визначити концентрацію цукру ряду розчинів

Для виконання лабораторної роботи студенту **попередньо необхідно:** знати фізичну суть явищ поляризації світла (§2.8) та обертання площини поляризації світла оптично прозорими речовинами (§2.10)

Прилади і обладнання

Цукрометр типу СУ-4, набір трубок з розчинами цукру різних концентрацій, соленоїд, випрямляч струму типу ВС-24М

Теоретичні відомості та опис установки

В даній лабораторній роботі для вивчення явища обертання площини поляризації світла використовується цукрометр типу СУ-4. Його оптична схема наведена на рис. 1. Світло від лампи 1 проходить через лінзу L , поляризатор 2, трубку з досліджуваним розчином 3, компенсатор 4 та аналізатор 5. Поля порівняння світлових променів спостерігають в окулярі 6 цукрометра.

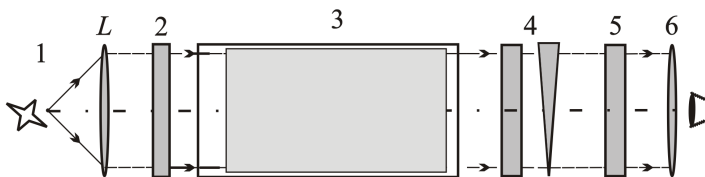


Рис. 1

Зовнішній вигляд установки наведено на рис. 2.

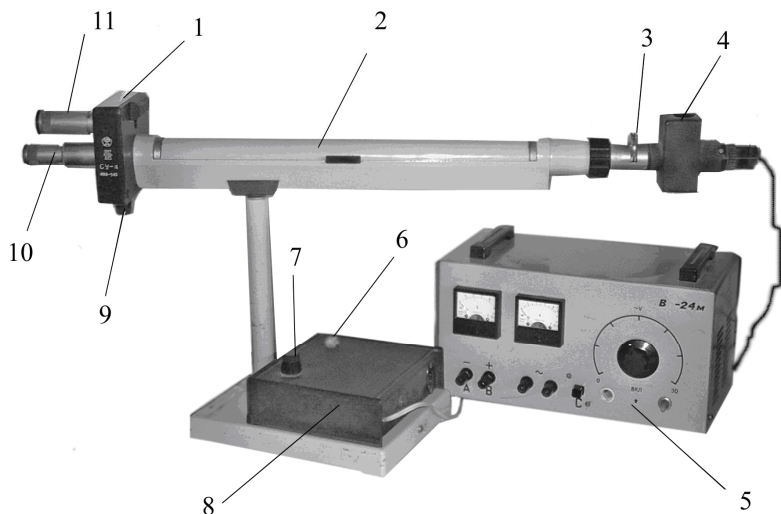
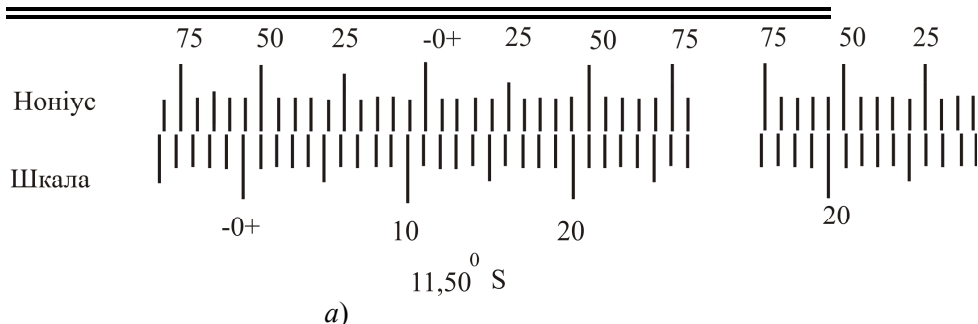


Рис. 2

1 – вимірний вузол; 2 – кюветне відділення; 3 – тримач світлофільтрів; 4 – освітлювач, в якій знаходиться лампочка, лінза і поляризатор; 5 – випрямляч ВС-24; 6 – кнопка-вимикач; 7 – регулятор яскравості освітлювача; 8 – блок живлення освітлювача; 9 – регулятор переміщення відлікової шкали і вирівнювання яскравості полів порівняння; 10 – зорова труба для спостереження полів порівняння світлових променів; 11 – зорова труба відлікової шкали.

В цукрометрі використовують міжнародну цукрову S – шкалу, за якою 100 поділкам відповідає $34,62^0$. Відлік значень кута обертання площини поляризації світла здійснюється за шкалою і ноніусом. Ціна поділки ноніуса становить $0,05^0 S$. До числа градусів, відрахованих за шкалою, додають відлік за ноніусом. На рис. 2.25,а наведено положення ноніуса і шкали, що відповідає відліку “+11, $50^0 S$ ” (нуль ноніуса розміщений правіше нуля шкали на 11 повних поділок, а в правій частині від нуля ноніуса – співпадає 50 –та поділка ноніуса з однією з поділок шкали).

Розділ II. Хвильова оптика



б)

Рис. 3

На рис. 3,б наведено положення шкали і ноніуса, що відповідають відліку “-9,30°S” (нуль ноніуса розміщений лівіше нуля шкали на 9 повних поділок, а в лівій частині ноніуса з однією з поділок шкали співпадає його 30-та поділка ноніуса).

Соленоїд живиться від випрямляча струму ВС-24М, на передній панелі якого розміщені регулятор струму, кнопка для замикання електричного кола, вольтметр і амперметр.

УВАГА! Всі вимірювання слід проводити при закритому кюветному відділенні цукрометра.

Послідовність виконання роботи

ЗАВДАННЯ 1. *Визначення залежності кута обертання площини поляризації світла від концентрації розчину цукру*

1. Закрити кришку кюветного відділення 2 цукрометра без розміщення в ньому кювети з розчином. Увімкнути цукрометр в мережу 220 В.
2. Сфокусувати зорову трубу 10 на виразне бачення полів порівняння.
3. Встановити оранжевий світлофільтр.
4. Зрівняти яскравості полів порівняння обертанням регулятора 9. Переконалися в тому, що встановлення полів порівняння на однакову яскравість можна здійснювати при двох положеннях регулятора 9.

Розділ II. Хвильова оптика

5. Розмістити трубку з дистильованою водою в кюветному відділенні цукрометра і сфокусувати окуляр зорової труби 10 на чітке зображення межі розділу полів порівняння.
6. Поворотом регулятора 9 зрівняти яскравості полів і записати відповідний відлік за шкалою і ноніусом (за S – шкалою). Вимірювання виконувати не менше 3 разів. Середнє значення цих відліків дасть нульовий відлік:

$$\pm \bar{n}_0 = \frac{1}{k} \sum_{i=1}^3 n_{0i}, \text{ де } k = 3 - \text{число відліків.}$$

7. Дії, аналогічні до описаних в п.п. 5–6, виконати з трьома розчинами цукру, один з яких (№1) є відомої концентрації, а два інших (№ 2 і № 3) – з невідомими. В результаті вимірювань отримати середнє значення відліків n_i кута обертання площини поляризації світла для кожного із розчинів.
8. Обчислити відповідні кути $\theta_i = n_i - (\pm n_0)$ повороту площини поляризації світла розчинами за S – шкалою і значення кутів φ_i в кутових градусах, які відповідають кутам θ_i .
9. Використовуючи значення φ_1 для розчину №1 з відомою концентрацією C_1 , за формулою

$$[\alpha] = \frac{\varphi_1}{C_1 l} \quad (1)$$

розрахувати питому сталу $[\alpha]$. Довжини l трубок вказана на робочому місці.

10. Використовуючи $[\alpha]$ і значення φ_i для розчинів № 2 і № 3 визначити концентрації C_i цих розчинів ($i = 2; 3$).
11. Результати вимірювань і обчислень записати в таблицю 1.

Таблиця 1

ЗАВДАННЯ 2. Вивчення обертання площини поляризації світла під дією магнітного поля

1. Розмістити в кюветному відділенні цукрометра соленоїд, всередині якого розміщена трубка з дистильованою водою, і

№ з/п	$\pm \bar{n}_0$ n_S	Розчин №1				Розчин №2			Розчин №3				
		n_1 , n_S	θ_i , n_S	φ_1^0	$[\alpha]$	n_2 , n_S	θ_2 , n_S	φ_2^0	C_2 %	n_3 , n_S	θ_3 n_S	φ_3^0	C_3 %
1													
2													
3													
сер.													

під'єднати його до клем A і B випрямляча струму ВС-24М.

2. Регулятором 9 зрівняти яскравості полів порівняння в окулярі зорової труби 10. Знайти нульовий відлік $\pm \bar{n}_0$ згідно п.п. 6 ЗАВДАННЯ 1.
3. Повернути регулятор струму на випрямлячі в крайнє ліве положення і увімкнути випрямляч в мережу 220 В, при цьому стрілка амперметра не повинна відхилитися.
4. Тримаючи кнопку C в натиснутому стані, регулятором струму встановити силу струм в соленоїді 2 А. Зрівняти яскравості полів порівняння і визначити відлік n_1 .
5. Обчислити кут $\theta_i = n_i - (\pm n_0)$ повороту площини поляризації світла за S – шкалою і кут φ_i в кутових градусах, який відповідає куту θ_i повороту площини поляризації світла, для $i=1$.
6. Змінюючи силу струму через 2 А, виконати вимірювання кутів φ_i ($i=2,3,4...7$) повороту площини поляризації світла аналогічні п.п. 4–5.

Розділ II. Хвильова оптика

7. В залежності від того, в яку сторону зміщується нуль ноніуса, зробити висновок про праве чи ліве обертання площини поляризації світла.
8. Результати вимірювань і обчислень записати в таблицю 2.

УВАГА! Для запобігання перегріву випрямляча, вимірювання слід здійснювати при включенні кнопки С з інтервалом часу $\Delta t = 2$ хв.

Таблиця 2

№ /п	$\pm \bar{n}_0$, S	I , A	n_i , S	$\theta_i = n_i -$ $(\pm n_0)$, S	φ_i , кут. хв	V , кут. хв/А
1		2				
2		3				
...		...				
7		6				

9. Побудувати графік залежності $\varphi = f(I)$ кута повороту площини поляризації φ від сили струму I , що проходить через соленоїд. З графіка визначити $\Delta\varphi$ і ΔI , і за формулою (2.34)

$$V = \frac{1}{N} \cdot \frac{\Delta\varphi}{\Delta I}$$

розрахувати сталу Верде. Число витків соленоїда N вказане на робочому місці.

Контрольні запитання

1. Яке світло називається поляризованим? Наведіть методи одержання поляризованого світла.
2. Яка відмінність між лінійно поляризованим і природним світлом?
3. Дайте визначення площини поляризації лінійно поляризованого світла.
4. Який оптичний прилад називають поляризатором? (аналізатором)?
5. Поясніть принцип дії цукрометра СУ – 4.

Розділ II. Хвильова оптика

6. Які речовини називають оптично активними?
7. Що таке питома стала обертяння і від яких фізичних величин вона залежить?
8. Чому при роботі з цукрометром необхідно застосовувати світлофільтри?
9. Які причини повертання площини поляризації світла речовинами в магнітному полі?

2.10. Лабораторна робота № 23

ВИВЧЕННЯ ДИСПЕРСІЙНОЇ СПЕКТРАЛЬНОЇ ПРИЗМИ

Мета роботи

Визначення показників заломлення речовини спектральної призми та оцінка її дисперсійних характеристик

Для виконання лабораторної роботи студенту попередньо необхідно: знати закони геометричної оптики (§1.1.1), бути ознайомленим явищем дисперсії світла на прикладі спектральної призми (§2.5)

Прилади і матеріали

Гоніометр Г5М, тригранна скляна призма, плоскопаралельна пластинка, ртутна лампа

Опис установки

Дана лабораторна робота виконується на гоніометрі типу Г5М (рис. 1).

Гоніометр Г5М складається з таких *основних* частин: коліматора 1, суміщеного з ртутною лампою, яка захищена металевим кожухом 2, поворотного столика 3, зорової труби 4 та основи гоніометра 5. На поворотному столику 3 розміщують досліджуваний об'єкт.

Коліматор призначений для одержання паралельного пучка променів. Основними оптичними елементами коліматора є об'єктив 6 і вхідна щілина (в гоніометрі Г5М щілина є закритою кожухом ртутної лампи).

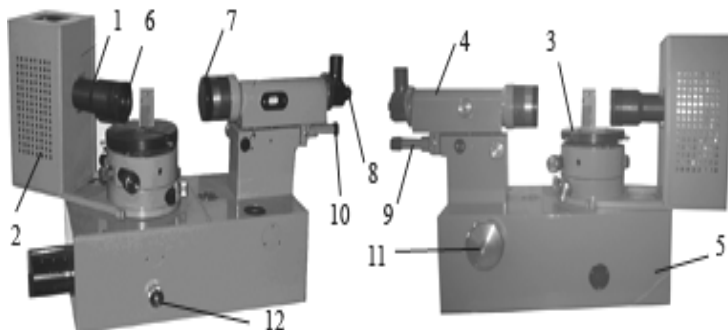


Рис. 1

1 – коліматор; 2 – ртутна лампа в металевому кожусі; 3 – поворотний столик; 4 – зорова труба.
5 – основа гоніометра; 6 – об'єктив коліматора; 7 – об'єктив зорової труби; 8 – окуляр зорової труби; 9 – відліковий мікроскоп; 10 – окуляр відлікового мікроскопа; 11 – маховичок відлікового мікроскопа; 12 – маховичок для повороту лімба.

Зорова труба 4 складається з об'єктива 7 і окуляра 8. Об'єктиви коліматора і зорової труби за конструкції є однаковими. Оптична схема окуляра 8 зорової труби наведена на рис.2,а. Світло від лампи L проходить через захисну пластинку Π і попадає на автоколімаційну сітку A , яка має дві взаємно перпендикулярні щілини (рис. 2,б), а далі – на дві призми P . На гіпотенузній грані призм нанесено напівпрозорий шар з коефіцієнтом відбивання $\sim 50\%$. Якщо дивитися в зорову трубу з боку столика гоніометра, то можна побачити хрестовидну мітку, що світиться.

При юстуванні гоніометра на предметному столику 3 розміщують предмет з відбиваючою плоскою поверхнею. Після відбивання від плоскої поверхні предмета пучок променів повертається назад в зорову трубу 4. В цьому випадку світне перехрестя можна побачити через окуляр зорової труби. В окулярі є сітка C , на якій зображено відлікове перехрестя (рис. 2,в). Через окулярні лінзи O треба розглядати співставленні зображення двох перехресть. Чіткість

спостережуваного зображення відлікового перехрестя регулюється обертанням оправу окуляра.

В середній частині основи 5 гоніометра розташований поворотний столик 3 з відліковим пристроєм – *лімбом*. Лімб освітлюється лампою, яка розміщена в основі гоніометра. Для зручності проведення вимірювань в гоніометрі передбачена можливість *повертання лімба відносно столика* за допомогою маховичка 12. Це робиться у випадку проведення вимірювань на різних ділянках лімба. Крім цього, *повертання лімба разом зі столиком 3* можна робити грубо (від руки) і точно – за допомогою з мікрометричного гвинта, закріпленого на корпусі поворотного столика. Також конструкція гоніометра передбачає *повертання столика при нерухомому лімбі*. Нахил предметного столика можна регулювати в двох площинах за допомогою регулювальних гвинтів.

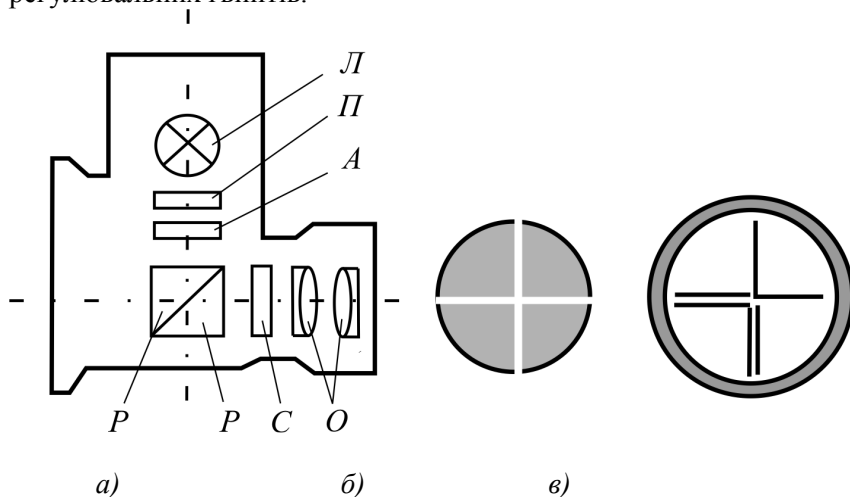


Рис. 2

Щоб зняти відлік значення кута за лімбом, потрібно за допомогою оптичного мікрометра зорової труби точно сумістити між собою зображення нижніх і верхніх штрихів лімба, які можна спостерігати в лівому вікні окуляра відлікового мікроскопа (рис.3), причому одне зображення пряме, а друге – обернене.

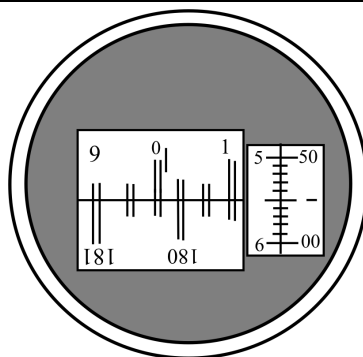


Рис. 3

Число градусів буде дорівнювати видимій найближчій лівій від вертикального індексу цифрі. **Число десятків хвилин** дорівнює числу інтервалів, обмежених верхнім штрихом, який відповідає числу відрахованих градусів і нижнім оцифрованим штрихом, який відрізняється від верхнього на 180^0 . **Число одиниць хвилин** відраховується за шкалою мікрометра (ноніусом) в правому вікні за лівим рядом чисел, а **число десятків секунд** – за правим рядом чисел. **Число одиниць секунд** дорівнює числу поділок, які знаходяться поміж штрихами, що відповідають відліку десятків секунд і нерухомому горизонтальному індексу. Положення, що показане на рис.3 відповідає відліку $0^015'55''$. Точність відліку кутів гоніометром Г5М становить не гірше $5''$.

Для вимірювання призм різних розмірів гоніометр комплектується набором кілець, за допомогою яких можна змінювати висоту столика таким чином, щоб середина призми була розташована на одній висоті з оптичною віссю об'єктивами (приблизно).

Послідовність виконання роботи

Для визначення заломлюючого кута скляної призми і оцінки її дисперсійних характеристик необхідно:

1. Увімкнути ртутну лампу в мережу 220 В і перевірити установлення зорової труби 4 на “безмежність”, а коліматора – на “паралельність”. При їх правильному

Розділ II. Хвильова оптика

встановленні в окулярі 8 зорової труби одночасно видно різкі зображення щілини та вертикальної нитки окуляра зорової труби. **УВАГА! Цей пункт роботи виконується під наглядом керівника лабораторних робіт.**

2. Визначити напрямок невідхиленого променя. Для цього, обертаючи зорову трубу 4, сумістити вертикальну нитку окуляра 8 зорової труби із серединою зображення щілини. В цьому положенні зробити відлік α_0 за лімбом і ноніусом.
3. Розмістити на предметному столику 3 гоніометра досліджувану призму так, щоб бісектриса її заломлюючого кута δ була приблизно перпендикулярна до осі коліматора. Обертаючи рукою столик з призмою в бік основи призми, оком відшукати зображення щілини у вигляді **жовтої** смужки, і встановити в цьому напрямку зорову трубу.
4. Повільно обертати столик з призмою за напрямком зменшення кута відхилення променя і спрямовувати зорову трубу 4 за рухомим зображенням щілини. Зафіксувати момент, коли зображення щілини зупиниться і почне рухатися в протилежному напрямку при незмінному напрямку обертання столика. Це положення столика і зорової труби відповідає куту **найменшого відхилення** $\varphi_{\min}$.
5. Закріпити столик і сумістити вертикальну нитку зорової труби зі серединою зображення щілини. За лімбом і ноніусом зробити відлік α_1 .
6. Повторити вимірювання згідно п.п. 3–5 для всіх видимих ліній спектру і зробити відліки $\alpha_2, \alpha_3, \dots, \alpha_5$. Результати вимірювань записати в таблицю 1.

Таблиця 1

№ з/п	1	2	3	$\alpha_{\text{сер.}}$	$\varphi_{\min}$	n	$\frac{\partial n}{\partial \lambda}$	ν	$\beta_{\text{ж}}$	$\beta_{\text{ф}}$
α_0				xxx x	xxxx	xxxx				
α_1										
...										
α_5										

Розділ II. Хвильова оптика

7. Обчислити для кожної спектральної лінії значення кутів найменшого відхилення $\varphi_{\min}$ як різницю між відліками α_0 та α_i ($i = 2, 3, 4 \dots$).
8. Розрахувати показники заломлення для всіх ліній видимого спектру за формулою (2.37):

$$n = \frac{\sin \alpha}{\sin \beta_1} = \frac{\sin \left(\frac{\varphi_{\min} + \delta}{2} \right)}{\sin \left(\frac{1}{2} \delta \right)}. \quad (1)$$

9. За отриманими значеннями показника заломлення побудувати графік залежності $n = f(\lambda)$.
10. Обчислити середню дисперсію ∂n за формулою:

$$\partial n = n_F - n_C, \quad (2)$$

де n_F і n_C – показники заломлення для голубої і червоної ліній водню ($\lambda_F = 486,1 \text{ нм}$, $\lambda_C = 656,3 \text{ нм}$). Значення n_F і n_C знайти з графіка $n = f(\lambda)$, одержаного в п.9.

11. Обчислити коефіцієнт ν середньої дисперсії (число Аббе) призми за формулою:

$$\nu = \frac{n_D - 1}{n_F - n_C}, \quad (3)$$

де n_D – показник заломлення для жовтої лінії натрію ($\lambda_D = 589,3 \text{ нм}$).

12. Користуючись графіком залежності $n = f(\lambda)$ і формулою

$$\beta = \frac{2}{\sqrt{4 - n^2}} \cdot \frac{dn}{d\lambda} \quad (4)$$

визначити значення кутової дисперсії β для жовтої та фіолетової області спектра.

Для скла гатунку ТФ-5:

$$\frac{dn}{d\lambda} = 3200 \text{ см}^{-1} \text{ у фіолетовій частині спектра; } \frac{dn}{d\lambda} = 1170 \text{ см}^{-1} \text{ у}$$

жовтій частині спектра.

13. Результати обчислень записати в таблицю 1.

Контрольні запитання

1. Що таке дисперсія світла? Які види дисперсії ви знаєте?
2. Які дисперсійні характеристики призми?
3. Вкажіть застосування явища дисперсії.
4. Сформулюйте закон заломлення світла на межі розділу двох прозорих середовищ.
5. Яке фізичне значення показника заломлення речовини?
6. Опишіть, з яких основних частин складається гоніометр Г5М?