Київський національний університет імені Тараса Шевченка

МЕТОДИЧНІ ВКАЗІВКИ ДО ЛАБОРАТОРНИХ РОБІТ
З КУРСУ “ЗАГАЛЬНА ФІЗИКА”
(Розділ “Оптика”. Частина перша)

Упорядники: В.І. Кисленко
В.М. Стецюк
І.М. Халімонова
Н.П. Харченко

Київ
Видавничий центр “Київський університет”
2002

Лабораторна робота 4.1.
ВИЗНАЧЕННЯ ХАРАКТЕРИСТИК ЦЕНТРОВАНИХ ОПТИЧНИХ СИСТЕМ ТА ЇХ ЕЛЕМЕНТІВ

Мета роботи: ознайомлення з деякими сучасними методами оптичних вимірювань і набуття навичок юстування лінз, об’єктивів, телескопів та інших оптичних систем.

Ключові фізичні терміни: *Аббе інваріант та рівняння; відстань фокусна; вісь оптична; Гауса область; елементи спряжені; задачі пряма та обернена параксіальної оптики; закони: відбиття, заломлення, прямолінійного розповсюдження світла, незалежного розповсюдження променів; коефіцієнт збільшення; Лагранжа–Гельмгольца інваріант; Ньютона формула; область параксіальна; оптика геометрична; площина фокальна; промінь; простір зображень; простір предметів; пучок гомоцентричний; радіус кривини*; *сила оптична; система ідеальна оптична; система центрована оптична; система координат зведена; система координат променева; точка фокальна.*

ОСНОВНІ ПОЛОЖЕННЯ ТА ЗАКОНИ ГЕОМЕТРИЧНОЇ ОПТИКИ.

Геометрична оптика – це розділ сучасної оптики, в якому вивчаються закони розповсюдження світла, а також умови отримання зображень, які визначаються на основі спрощеної математичної моделі реальних фізичних явищ. В геометричній оптиці довжина світлової хвилі вважається нескінченно малою величиною, а розповсюдження світла відбувається в прозорому, як правило, однорідному середовищі. Положення геометричної оптики мають значення перших наближень, узгоджених з експериментальними спостереженнями, коли ефекти, викликані хвильовою природою світла (інтерференція, дифракція та поляризація), не впливають на кінцевий результат.

Основні результати геометричної оптики отримані дедуктивним методом на підставі кількох простих законів, що базуються на експериментальних фактах:

1. ***Закон прямолінійного розповсюдження світла***: в однорідному середовищі світло розповсюджується прямолінійно. Лінія, вздовж якої переноситься світлова енергія, називається *променем*. В однорідному середовищі промені світла є прямими лініями.
2. ***Закон заломлення***, який визначає подальший напрям променя при переході з одного однорідного середовища в інше: падаючий та заломлений промені лежать в одній площині з нормаллю до заломлюючої поверхні в точці падіння, напрямки цих променів задовольняють умові: $n_1 \sin\varphi_1 = n_2 \sin\varphi_2$, де n_1 та n_2 - показники заломлення першого та

другого середовища відповідно, φ_1 – кут падіння (кут між падаючим променем та нормаллю до поверхні в точці падіння), φ_2 – кут заломлення (кут між заломленим променем та тією ж нормаллю).

3. ***Закон відбиття***, який визначає зміну напрямку променя при падінні на відбиваючу (дзеркальну) поверхню: падаючий та відбитий промені лежать в одній площині з нормаллю до відбиваючої поверхні в точці падіння і ця нормаль ділить навпіл кут між падаючим та відбитим променями.

4. ***Закон незалежного розповсюдження променів***: окремі промені не впливають один на одного і розповсюджуються незалежно.

Методи геометричної оптики особливо ефективні при розрахунках оптичних систем – сукупності заломлюючих та відбиваючих поверхонь з відповідними оптичними властивостями, які визначають геометричний зв'язок між двома просторами, один з яких називається *простором предметів*, а інший – *простором зображень*. Відповідні геометричні елементи та промені просторів предметів та зображень, однозначно зв'язані оптичною системою, називаються спряженими. В загальному випадку такий однозначний зв'язок між спряженими елементами існує не завжди. Ця проблема значно спрощується у випадку так званої *області Гауса*, в якій пучку променів у просторі предметів, які виходять з однієї точки, - *гомоцентричному пучку* – відповідає також гомоцентричний пучок в просторі зображень.

Особливе прикладне значення в геометричній оптиці має теорія *центрованих оптичних систем*, всі елементи яких (відбиваючі або заломлюючі) обмежені поверхнями обертання, що мають спільну вісь, яка називається *оптичною віссю.* Більшість існуючих оптичних систем відносяться саме до цього типу. Важливо, що в приосьовій області, яка називається *параксіальною*, діють прості закони, які однозначно визначають положення променя, що пройшов крізь оптичну систему. Для цього слід знати лише положення падаючого на систему променя та характеристики самої оптичної системи.

Для центрованих оптичних систем область Гауса співпадає з параксіальною областю. У відповідності з положеннями параксіальної оптики кожній прямій простору предметів відповідає одна спряжена пряма в просторі зображень, кожній точці – спряжена з нею точка, і, як наслідок, кожній площині – спряжена до неї площина в просторі зображень.

Для центрованої оптичної системи можна стверджувати, що при існуванні точки перетину оптичної осі променем або його продовженням, подальший хід цього променя в центрованій оптичній системі лежатиме в площині, де знаходяться як оптична вісь, так і падаючий промінь.

З допомогою умовного розповсюдження дії законів параксіальної оптики на весь простір вводиться поняття *ідеальної оптичної системи*, що відтворює довільну точку простору предметів в спряжену їй точку в просторі зображень. Довільна геометрична фігура в просторі предметів, розташована в площині, перпендикулярній до оптичної осі, відтворюється ідеальною оптичною системою у вигляді геометрично подібної фігури в просторі зображень також на площині, перпендикулярній до оптичної осі. Коефіцієнт подібності цих фігур за абсолютним значенням дорівнює *коефіцієнту збільшення оптичної системи.*

ПРЯМА ЗАДАЧА ПАРАКСІАЛЬНОЇ ОПТИКИ.

1). ***Попередні зауваження.***

Нехай існують два простори: простір предметів (1) та простір зображень (2) з відповідними показниками заломлення та власними системами координат (див.рис.1), які надалі називатимемо променевими, оскільки рівняння всіх променів оптичної системи записуються в цих координатах. На відміну від звичайних декартових, променеві системи координат можуть бути як правими так і лівими навіть в одній оптичній системі (наприклад, при дзеркальному відбитті). Їх вісь ординат (вісь “ y ”) завжди направлена вгору перпендикулярно до оптичної осі, а вісь абсцис (вісь “ x ”) – вздовж оптичної осі і завжди вказує напрям поширення світлової енергії. Тобто, якщо світло в оптичній системі поширюється в зворотному, по відношенню до початкового, напрямі, то і відповідну променеву вісь абсцис слід зорієнтувати в тому ж напрямку поширення світлової енергії.

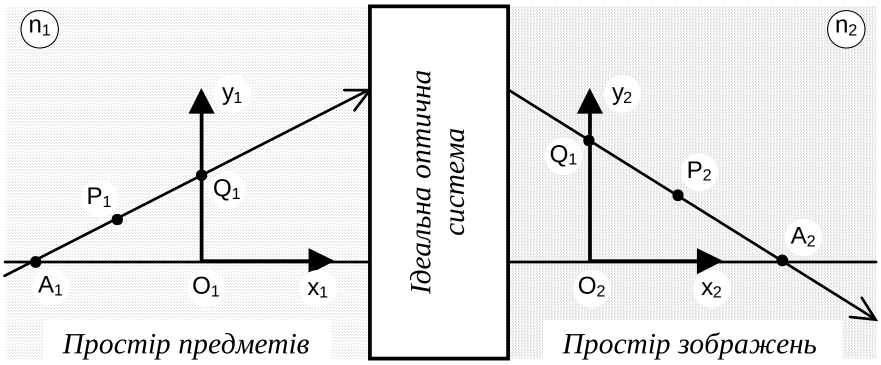


Рис.1. Хід променя у випадку ідеальної оптичної системи, яка кожній точці простору предметів $P_1(x_1, y_1)$ ставить у відповідність спряжену їй точку $P_2(x_2, y_2)$ в просторі зображень. Положення всіх точок в просторі предметів задається в променевій системі координат $x_1 y_1$ цього простору, а в просторі зображень – відповідно в променевій системі координат $x_2 y_2$.

В роботі широко використовується і так звана *зведена система координат*, яка значно спрощує розрахунки матричним методом (див. п.3.3). Вона відрізняється від променевої лише масштабом вздовж оптичної осі, зменшеним в n разів, де n - показник заломлення відповідного середовища.

З допомогою ідеальної оптичної системи довільній точці $P_1(x_1, y_1)$ простору предметів ставиться у відповідність спряжена їй точка $P_2(x_2, y_2)$ в просторі зображень. Оптична система вважається заданою, якщо відомі закони такого перетворення просторів.

2). ***Умова прямої задачі***:

знаючи рівняння променя на вході ідеальної оптичної системи в координатах простору предметів, слід знайти рівняння спряженого променя на її виході в координатах простору зображень, вважаючи оптичну систему заданою.

Як правило, оптична система довільної конфігурації має чотири *кардинальні елементи*, які повністю описують її властивості. До них відносяться дві *головні площини* $U_{1,2}$ та дві *фокальні точки* (див.п.3.5): передня – $D_1(f_1,0)$ і задня – $D_2(f_2,0)$. Головними є площини, розташовані перпендикулярно до оптичної осі, для яких *лінійне збільшення* $\beta = +1$.

Можливе існування *оберненої задачі параксіальної оптики*. Коротко її можна визначити так: знайти відповідні координати кардинальних елементів ідеальної оптичної системи, якщо відповідні рівняння спряжених променів в координатах просторів предметів та зображень відомі. Така задача не завжди є коректно поставленою, оскільки однакове зображення предмета можна отримати з допомогою різних оптичних систем.

Повертаючись до прямої задачі, розглянемо дві променеві системи координат (див. рис.1) та відповідні промені 1 і 2, що перетинають їх в точках $Q_{1,2}(0, h_{1,2})$ і задані рівняннями:

$$y_1 = h_1 + y_1' x_1 , \tag{1}$$

$$y_2 = h_2 + y_2' x_2 , \tag{2}$$

де $y_i' \equiv \dfrac{dy_i}{dx_i}$, $i = 1,2$.

Тоді умову прямої задачі можна сформулювати так: нехай рівняння променя (1) в координатах простору предметів відоме (h_1 та y_1' задані). Знаючи оптичні характеристики системи (її кардинальні елементи), потрібно знайти коефіцієнти a, b, c, d і рівняння променя (2) в координатах простору зображень (тобто величини h_2 та y_2'):

$$h_2 = ah_1 + by_1', \tag{3}$$

та

$$y_2' = ch_1 + dy_1'. \tag{4}$$

З рівнянь (3) і (4) можна визначити рівняння (2) променя в координатах простору зображень, якщо рівняння (1) задане в координатах простору предметів. Це і буде повним розв'язком прямої задачі геометричної оптики центрованих систем в параксіальному наближенні (області Гауса).

Рівняння (3) і (4) можна записати у матричному вигляді:

$$\begin{pmatrix} h_2 \\ y_2' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} h_1 \\ y_1' \end{pmatrix}. \tag{5}$$

3). ***Заломлення світла на сферичній межі поділу двох середовищ*** **–** приклад прямої задачі параксіальної оптики.

Надалі в роботі мова йтиме лише про центровані сферичні заломлюючі та відбиваючі поверхні, тобто сферичні поверхні, центри яких лежать на оптичній осі і співпадають з віссю абсцис координатних систем просторів предметів та зображень. Як правило, початки цих променевих координатних систем співпадають для однієї сферичної межі поділу і знаходяться в її полюсі – точці її перетину з віссю абсцис. Більшість оптичних систем складається з багатьох центрованих сферичних поверхонь, між якими знаходяться оптично - однорідні середовища.

3.1). ***Характеристики сферичної межі поділу двох середовищ***.

Для визначення оптичних характеристик j-ої сферичної межі поділу двох середовищ з показниками заломлення n_j та n_{j+1} в роботі, як правило, будемо користуватись променевими координатами центра сферичної поверхні в просторі предметів - $C_{j1}(r_{j1}, 0)$, та координатами цього центра в просторі зображень - $C_{j2}(r_{j2}, 0)$. У випадку заломлюючої поверхні променеві системи координат простору предметів $(i = 1)$ та простору зображень $(i = 2)$ співпадають, тобто $r_{j2} = r_{j1}$. Отже, у випадку заломлюючої поверхні другий індекс "i" в позначеннях координат точок можна опустити, чого не можна робити у випадку сферичної відбиваючої поверхні, оскільки осі абсцис променевих систем простору предметів та зображень в цьому випадку мають протилежну орієнтацію і $r_{j2} = -r_{j1}$.

В зведених системах координат простору предметів та простору зображень (див.п.3.3) координати співпадаючих точок, наприклад центрів j -ої сферичної поверхні, як правило, різні:

$$C_{j1}(R_{j1},0) \neq C_{j2}(R_{j2},0) ,$$

оскільки за визначенням

$$R_{j2} = \frac{r_{j2}}{n_{j+1}} , \ R_{j1} = \frac{r_{j1}}{n_j} \ \ (n_j \neq n_{j+1}) .$$

При відбитті від сферичної поверхні $(n_j = n_{j+1})$ зведені координати центра відбиваючої поверхні мають, як і у випадку променевих координат, протилежні знаки $(R_{j2} = -R_{j1})$.

Радіус кривини r_j j-ої сферичної межі поділу між простором предметів $(i = 1)$ та простором зображень $(i = 2)$ визначається:

А) у випадку заломлення світла як

$$r_j = r_{j1} = r_{j2} ;$$

В) у випадку відбиття світла як

$$r_j = r_{j1} = -r_{j2} ,$$

де r_{ji} - “x” – координата точки: центра $C_{ji}(r_{ji},0)$, визначеного в променевій системі координат i - го простору, що співпадає з полюсом $P_{ji}(0,0)$ сферичної межі. Іншими словами, *радіус кривини* r_j j- ої сферичної межі поділу визначається як “x” – координата її центру в променевій системі координат простору предметів, початок якої співпадає з полюсом межі.

Зведений радіус кривини R_j j - ої сферичної межі поділу визначається як радіус кривини r_j сферичної межі поділу, поділений на показник заломлення n_j відповідного простору предметів $R_j = \dfrac{r_j}{n_j}$ (див.п.3.3).

3.2). ***Променева матриця сферичної межі поділу двох середовищ***.

Найбільш загальним для центрованих оптичних систем є випадок заломлення світла на одній сферичній межі поділу між просторами предметів та зображень, що являють собою два однорідних середовища з показниками заломлення n_1 та n_2 відповідно (див. рис.2). Оскільки в цьому пункті розглядається лише одна межа поділу, то індекс “ j ”в координатах точок можна опустити. Те ж саме можна зробити з індексом “ i ”, оскільки при заломленні світла на сферичній межі поділу променеві системи координат просторів предметів та зображень, як вже відмічалось, співпадають.

Зміна напряму розповсюдження променя в точці B відповідає закону заломлення, який в параксіальному наближенні $(\sin\varphi \approx tg\varphi \approx \varphi)$ має вигляд:

$$\varphi_1 n_1 = \varphi_2 n_2 \,. \qquad (6)$$

З $\Delta A_1 BC_1$ маємо $\varphi_1 = \theta + \alpha_1$, а з $\Delta A_2 BC_2$ отримаємо інше співвідношення: $\varphi_2 = \theta - \alpha_2$. Підставляючи значення цих кутів в (6), отримаємо:

$$\alpha_2 n_2 = \theta(n_2 - n_1) - \alpha_1 n_1 \,. \qquad (7)$$

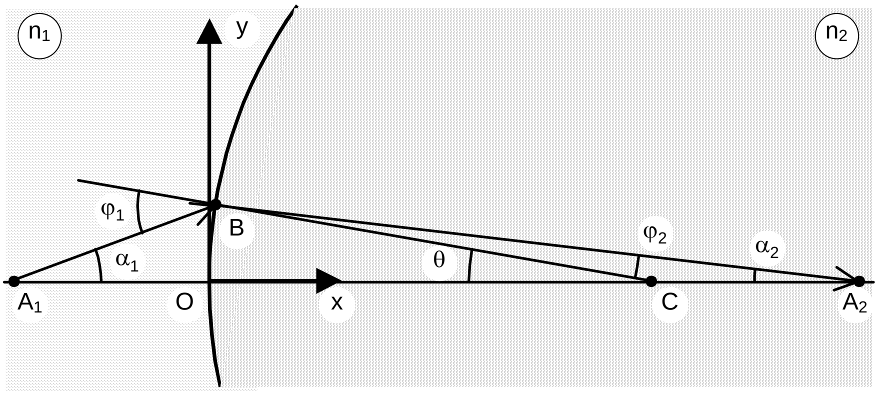


Рис.2. Хід променів при заломленні світла на сферичній межі поділу між просторами предметів та зображень (оптично однорідні середовища з показниками заломлення n_1 та n_2 відповідно). Променеві координати центрів кривини просторів предметів та зображень співпадають (індекс “i”опущений) і мають значення $C(r,0)$. Інші точки, вказані на малюнку, мають променеві координати $A_{1,2}(s_{1,2},0), B(h,0)$. Всі кути, вказані на малюнку, додатні, тобто сума кутів кожного з трикутників становить 180°.

В параксіальному наближенні можна записати:

$$\theta = \frac{h}{r}\,,\ \ y_2{}' = -\alpha_2\,,\ \ y_1{}' = \alpha_1\,.$$

Підстановка цих величин в рівняння (7) після нескладних перетворень дозволяє отримати рівняння для похідних:

$$y_2{}' = -\frac{h}{rn_2}(n_2 - n_1) + y_1{}'\frac{n_1}{n_2}\,. \qquad (8)$$

Враховуючи рівняння (3) та (4), можна записати матрицю сферичної заломлюючої поверхні в променевій системі координат (див. п.2 Додатку 1):

$$M_f = \begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\dfrac{n_2 - n_1}{rn_2} & \dfrac{n_1}{n_2} \end{pmatrix}. \qquad (9)$$

3.3). ***Зведена система координат***.

Різні за оптичною густиною середовища можна “нівелювати”, ввівши нові змінні в нових системах координат ,які відрізнятимуться від попередніх лише масштабом вздовж однієї координати x_i. Нові змінні, на відміну від попередніх, позначатимемо заголовними літерами. Їх зв’язок з променевими координатами має вигляд:

$$Y_i = y_i\,,\ X_i = \frac{x_i}{n_i}\,. \qquad (10)$$

Такі координатні системи називаються *зведеними*.

Тоді $Y_i' = \dfrac{dY_i}{dx_i}\dfrac{dx_i}{dX_i}$. Оскільки $x_i = n_i X_i$, то $\dfrac{dx_i}{dX_i} = n_i$.

Отже $$Y_i' = n_i y_i'\,. \qquad (11)$$

В зведених координатах закон заломлення світла для плоскої межі поділу двох середовищ в параксіальному наближенні має інваріантну форму запису: $Y_1' = Y_2'$, або

$$Y_i' = inv\,, \qquad (12)$$

що значно спрощує подальші розрахунки і робить таку систему координат зручною в користуванні.

Враховуючи формули (10)-(12), матрицю (9) сферичної заломлюючої поверхні можна записати у зведеній системі координат:

$$M_F = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\Phi & 1 \end{pmatrix}, \qquad (13)$$

де $\Phi = \dfrac{n_2 - n_1}{r} = \dfrac{1}{R_2} - \dfrac{1}{R_1}$, $R_i = \dfrac{r}{n_i}, i = 1{,}2$.

Величина Φ визначається лише оптичними властивостями середовищ та сферичної поверхні і називається її *оптичною силою*.

Для будь – якої j-ої сферичної поверхні (як заломлюючої так і відбиваючої) її оптична сила Φ_j визначається як різниця між другим та першим оберненими зведеними радіусами:

$$\Phi_j = \frac{1}{R_{j2}} - \frac{1}{R_{j1}} = \frac{n_{j+1}}{r_{j2}} - \frac{n_j}{r_{j1}} = \Phi_{j2} + \Phi_{j1}, \qquad (14)$$

де $\Phi_{j2} = \frac{1}{R_{j2}} - \frac{1}{r_{j1}}$ - оптична сила сферичної межі простору зображень, $\Phi_{j1} = \frac{1}{r_{j2}} - \frac{1}{R_{j1}}$ - оптична сила сферичної межі простору предметів, $r_{j2} = r_{j1}$.

3.4). ***Рівняння та інваріант Аббе***.

Повернемось до рівняння (8). В параксіальному наближенні значення похідних можна визначити через значення координат відповідних точок з урахуванням їх знаків (див.рис.2): $y_i' = -\frac{h}{s_i}$ (оскільки координати $h, s_2 \geq 0$, $s_1 \leq 0$). Враховуючи це, рівняння (8) після підстановки в нього значень похідних матиме вигляд:

$$\frac{n_2}{s_2} - \frac{n_1}{s_1} = \frac{n_2 - n_1}{r} = \Phi. \qquad (15)$$

Рівняння (15) є основним рівнянням параксіальної оптики і носить назву *рівняння Аббе*. В зведених системах координат рівняння Аббе видозмінюється:

$$\frac{1}{S_2} - \frac{1}{S_1} = \frac{1}{R_2} - \frac{1}{R_1} = \Phi, \qquad (16)$$

де $S_i = \frac{s_i}{n_i}, R_i = \frac{r}{n_i}$ -

зведені “ X ” - координати спряжених точок A_i та центрів C_i сферичної межі поділу (див рис. 2), $i = 1,2$.

Формулу (15) можна записати у вигляді *інваріанта Аббе*:

$$\frac{1}{S_i} - \frac{1}{R_i} = inv. \qquad (17)$$

3.5). ***Оптична сила сферичної заломлюючої поверхні.***

Коли точкове джерело, що співпадає з точкою A_1 (див.рис.2), знаходиться на нескінченності $(s_1 = -\infty)$, то всі промені від нього після заломлення на поверхні зберуться в одній точці $A_{2\infty}$, “ x ” - координата якої $s_{2\infty}$ матиме особливе значення і назву – “фокусна відстань заломлюючої поверхні f_2”. Точка $A_{2\infty}$ теж має особливу назву – “задня фокальна точка

$D_2(f_2,0)$" або "фокальна точка простору зображень $D_2(f_2,0)$". Фокусна відстань f_2 може бути визначена з рівняння Аббе (15) за умови $s_1 = -\infty$:

$$f_2 = \frac{n_2 r}{n_2 - n_1} = \frac{n_2}{\Phi} .$$

Аналогічно знаходимо фокусну відстань f_1 - "x"-координату передньої фокальної точки $D_1(f_1,0)$ у просторі предметів ($s_2 = +\infty$):

$$f_1 = -\frac{n_1 r}{n_2 - n_1} = -\frac{n_1}{\Phi} .$$

Таким чином, оптична сила сферичної заломлюючої поверхні

$$\Phi = \frac{n_2}{f_2} = -\frac{n_1}{f_1} = \frac{1}{F_2} = -\frac{1}{F_1} , \tag{18}$$

де $F_i = \dfrac{f_i}{n_i}$ - зведені "X" – координати фокальних точок простору предметів $D_1(F_1,0)$ та простору зображень $D_2(F_2,0)$.

Площини, перпендикулярні до оптичної осі, в яких знаходяться фокальні точки, називаються *фокальними площинами*.

3.6). ***Формула Ньютона та інваріант Лагранжа-Гельмгольца.***

Інколи зручно задавати положення спряжених точок в променевих системах координат, початок яких співпадає з фокальними точками D_i системи. "x" – координати довільних точок, наприклад A_i, в новій координатній системі будуть такі: $g_i = s_i - f_i$, а в зведених координатах: $G_i = S_i - F_i$, де $G_i = \dfrac{g_i}{n_i}$. Зв'язок між ними легко отримати з рівнянь (16), (18), оскільки $\dfrac{1}{S_2} - \dfrac{1}{S_1} = \Phi = \dfrac{1}{F_2}$, $S_i = G_i + F_i$, а $F_2 = -F_1$:

$$G_2 G_1 = F_2 F_1 . \tag{19}$$

Формула (19) називається *формулою Ньютона*.

Для предмета розміром h_1 (див.рис.1) має місце також *інваріант Лагранжа–Гельмгольца*

$$n_1 h_1 y_1' = n_2 h_2 y_2' = H_1 Y_1' = H_2 Y_2' = const \text{, або}$$

$$H_i Y_i' = inv . \tag{20}$$

ЗАВДАННЯ ТА МЕТОДИКА ВИМІРЮВАНЬ.

1. Визначити оптичну силу однієї або кількох лінз за допомогою сферометра – приладу для вимірювання радіусів кривини опуклих та вгнутих сферичних поверхонь. Ознайомитись з устроєм приладу, виміряти за його допомогою радіуси кривини лінзи r_1 та r_2. Значення показника заломлення n та товщини лінзи t студентам повідомляють на робочому місці. Розрахунки можуть бути виконані з допомогою комп'ютерної версії опису лабораторної роботи. Оптична сила лінзи розраховується по формулах п.6.7 Додатку 1. Похибку вимірів можна обчислити за формулою

$$\Delta\Phi = \sqrt{(n-1)^2 \cdot \left[\left(\frac{\Delta r_1}{r_1}\right)^2 + \left(\frac{\Delta r_2}{r_2}\right)^2\right] + \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2}\right)^2 \Delta n^2}\,, \qquad (21)$$

де $r_{1,2}$ – "x"-координати центрів $C_{1,2}$ сферичних поверхонь лінзи (див.рис.3).

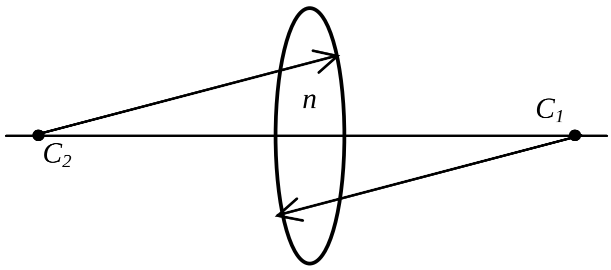


Рис.3. Схема визначення оптичної сили лінзи. $C_j(r_j,0)$ - променеві координати центра першої $(j=1)$ та другої $(j=2)$ сферичних заломлюючих поверхонь лінзи з показником заломлення $n_2 = n$, яка знаходиться в повітрі $(n_{1,3} = 1)$.

2.Оцінити, чи можна лінзи, оптична сила яких визначається, вважати тонкими і якою буде систематична похибка вимірів, якщо формулу товстої лінзи замінити на формулу для тонкої лінзи (див.п.6,7 Додатку 1).

При обчисленнях $\Delta\Phi$ за формулою (21) до уваги не береться третій доданок у формулі товстої лінзи, який по модулю завжди значно менший перших двох, якщо $t << r_j\ (j = 1,2)$.

3. Перш ніж переходити до безпосередніх вимірів на оптичній лаві, необхідно правильно розташувати на ній елементи оптичної системи. Якщо вона не центрована, то промінь світла в ній відхиляється на значні кути й може взагалі не потрапити в поле зору спостерігача.

У роботі лінзи закріплюються в рейтерах, що вільно пересуваються вздовж оптичної лави. В горизонтальному напрямку, перпендикулярному до оптичної лави (й до оптичної осі системи відповідно), лінзи майже не переміщуються. Тому головну увагу слід звернути на юстування системи по висоті, яке виконується в такій послідовності: 1) спочатку на лаві залишають тільки освітлену лінійку, що використовується як предмет, та рейтер з допоміжним екраном, на якому нанесено позначку у вигляді хреста; 2) розміщують екран впритул до лінійки, виставляють його так, щоб по висоті горизонтальна лінія перехрестя співпадала зі шкалою; 3) екран відсувають на протилежний бік лави і розміщують між ним і освітленою лінійкою одну з робочих збірних лінз, закріплену на рейтері; 4) переміщують рейтер з лінзою на лаві, одержуючи на екрані зображення лінійки. Повторюючи цю операцію кілька разів при різних положеннях екрану та лінзи на лаві, знаходять таке положення лінзи, при якому зображення шкали завжди співпадає з позначкою на екрані. Потім лінзу знімають з лави разом з рейтером. Таким же чином слід від’юстувати всі збірні лінзи, що досліджуються в роботі.

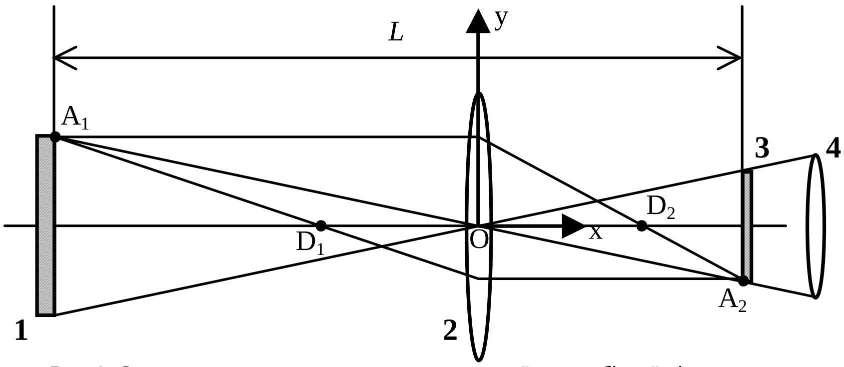


Рис.4. Оптична схема для визначення оптичної сили збірної лінзи за допомогою коефіцієнта збільшення β. 1 – предмет (лінійка); 2 – досліджувана лінза; 3 – зображення; 4 – окулярний мікрометр. Вказані на малюнку точки в променевій системі мають такі координати: $A_i(s_i, h_i)$, $D_i(f_i, 0)$, $(i = 1,2)$.

Для юстування розсіюючої лінзи її необхідно розмістити між вже з’юстованою збірною лінзою та екраном. Переміщуючи їх вздовж осі системи, одержують на екрані зображення шкали. Змінюючи положення від’ємної лінзи по висоті, добиваються збігу зображення шкали й позначки на екрані. Користуватись цим методом можна лише у тому випадку, коли оптична сила розсіюючої лінзи менша, ніж додатної. Крім того, необхідно виконання умови: $|4f| \le L$, де f - фокусна відстань системи двох лінз, L - довжина лави.

4. Визначити фокусну відстань по збільшенню зображення при сталій відстані від предмета до зображення. Цей метод досить простий і швидкий, однак має непогану точність при визначенні фокусних відстаней. Схема, що збирається на оптичній лаві для вимірювань, представлена на рис. 4.

Як предмет використовують скляну лінійку (1), на яку нанесено штрихи з ціною поділки 1 мм. Лінійка освітлюється лампочкою, яскравість якої можна змінювати для зручності вимірювань. На значній відстані від лінійки встановлюється досліджувана лінза (2). У цьому випадку лінза дає зменшене та обернене зображення шкали поблизу задньої фокальної площини, яке спостерігається за допомогою окулярного мікрометра (4). Відстань від шкали до площини зображення, що збігається з відліковою шкалою окуляра, позначається як L і вимірюється по лінійці на оптичній лаві. Фокусування на різкість штрихів шкали виконується переміщенням лінзи (2) вздовж лави. З рис.4 видно, що відстань $L > 0$ між двома спряженими площинами, в яких лежать точки A_i, визначається з умови $L = s_2 - s_1$, а коефіцієнт збільшення

$$\beta = \frac{h_2}{h_1} = \frac{f_1}{f_1 - s_1} = \frac{f_2 - s_2}{f_2} .$$

Звідки оптична сила лінзи, що знаходиться в повітрі $(n = 1)$, визначається з формули $\Phi = \frac{1}{f_2} = -\frac{(1-\beta)^2}{L\beta}$, де $f_2 = -L\beta(1-\beta)^{-2}$.

Одержаний результат не вільний від ряду похибок. Насамперед, слід врахувати, що фактично

$$L = s_2 - s_1 + \varepsilon ,$$

де ε - відстань між головними площинами досліджуваної лінзи. Тоді

$$f_2{}' = -\frac{(L-\varepsilon)\cdot\beta}{(1-\beta)^2} ,$$

$$\delta f' = f_2 - f_2{}' = -\frac{\varepsilon\beta}{(1-\beta)^2} .$$

Оскільки $(1-\beta)^2 = \frac{L\beta}{f_2}$, то $\delta f' = \frac{f_2\varepsilon}{L}$.

Цю систематичну похибку необхідно віднімати від одержаного результату, якщо ε додатна величина, й додавати, коли ε – від'ємна.

Друга значна похибка виникає внаслідок того, що лінзи мають достатньо великі діаметри і на них падають промені під значними кутами до оптичної осі системи. За таких умов досліду слід врахувати дисперсію лінзи.

Помилки при визначенні відстані на лаві та розмірів предмета можуть оцінюватися як помилки приладу

5. Визначити оптичну силу лінзи або об’єктива за допомогою коліматора. Як коліматор може бути застосована збірна лінза або об’єктив. В цьому разі предмет розташовується в передній фокальній площині лінзи, а зображення утворюється на нескінченності, світло від кожної точки джерела світла йде паралельним пучком у просторі зображень.

Для установки предмета в передній фокальній площині досліджуваної системи застосовують зорову трубу. Спочатку її юстують на нескінченність, розглядаючи який-небудь віддалений об’єкт, потім розміщують на оптичній лаві за системою чи лінзою, яку треба встановити як коліматор. Лінзу (або об’єктив) пересувають по лаві до появи зображення у полі зору труби. У цьому випадку лінійка знаходиться у фокальній площині коліматорної лінзи.

Після цього на оптичній лаві встановлюється досліджувана лінза (або об’єктив) і окулярний мікрометр. Хід променів в системі наведено на рис.5.

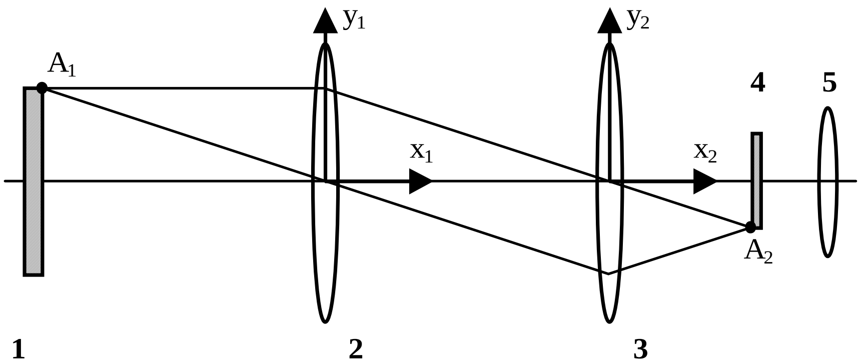


Рис.5.Визначення оптичної сили лінзи або об’єктива за допомогою коліматора. 1,4 – площини предмета та зображення відповідно. Координати точок $A_{1,2}$ визначені в системах координат, початки яких співпадають з центрами лінз (2) і (3): $A_1(f_1, h_1)$, $A_2(f_2, h_2)$.

В передній фокальній площині коліматора (2) розташована шкала (1), що світиться. У фокальній площині досліджуваної системи (3) отримуємо обернене й дійсне зображення шкали. Систему (3) або окуляр (4) пересуваємо по лаві доти, поки в полі зору окулярного мікрометра не побачимо чітке зображення шкали. Це означає, що задня фокальна площина системи (3) співпадає з передньою фокальною площиною окулярного мікрометра, в якій розташована його оптична шкала. Іншими словами, лінза (або складна система) (3) та окуляр (4) складають телескопічну систему типу Кеплера.

З рис.5. видно, що $\frac{h_1}{f_1} = \frac{h_2}{f_2}$, або $\Phi = \frac{1}{f_2}$, де $f_2 = \frac{h_2}{h_1} f_1$.

Відносна точність визначення фокусної відстані визначається за формулою

$$\frac{\Delta f_2}{f_2} = \frac{\Delta f_1}{f_1} + \frac{\Delta h_1}{h_1} + \frac{\Delta h_2}{h_2}.$$

Очевидно, що фокусна відстань коліматора повинна бути визначена точнішими методами, ніж ці, тому перший додаток у цій формулі буде найменший. Співвідношення другого та третього додатків залежить від відношення фокусних відстаней досліджуваної та коліматорної лінз. Крім того, на точність вимірювань впливає ретельність установки шкали лінійки у фокальній площині коліматора і точність збігу шкали окулярного мікрометра з зображенням шкали лінійки у фокальній площині досліджуваної системи.

6. Визначити оптичну силу розсіюючої лінзи. Методи, що застосовуються у цьому випадку, значно складніші, ніж у випадку збірних лінз. Один з найбільш поширених методів наведено нижче (див.рис.6). Джерело світла (1) (шкала, що світиться) розташоване в передній фокальній площині коліматора (2). Це може бути лінза з невідомою фокусною відстанню, тому що її значення не застосовується в подальших розрахунках. На значній відстані від них розташовується об'єктив (5) та окулярний мікрометр (6) таким чином, щоб загалом вони склали телескопічну систему типу Кеплера. В цьому випадку в окулярі видно зображення шкали (1). Розміри зображення довільного числа штрихів вимірюються і позначаються в цьому першому випадку як h_2.

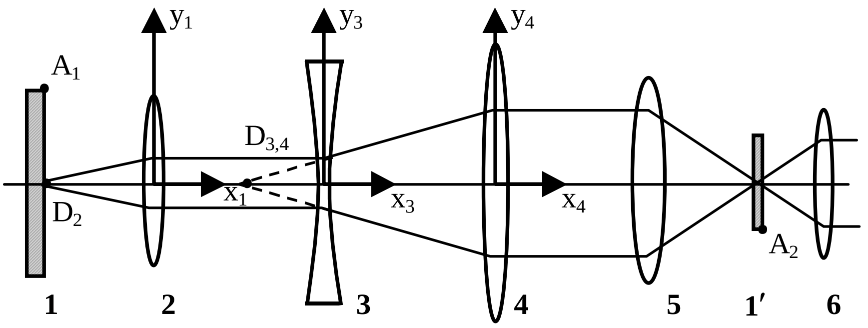


Рис 6. Схема для визначення оптичної сили (фокусної відстані) розсіюючої лінзи (3). 1 – площина предмета, що співпадає з фокальною площиною лінзи – коліматора (2). 3 – досліджувана лінза, яка разом з відомою лінзою (4) утворює афокальну

систему Галілея, тобто їх фокальні точки $D_{3,4}$ співпадають. 5 – окуляр, який разом окулярним мікроскопом (6) складають телескопічну систему Кеплера. Координати вказаних на малюнку точок у відповідних променевих системах координат такі: $A_1(f_{21},h_1)$, $D_2(f_{21},0)$, $D_3(f_{32},0)$, $D_4(f_{41},0)$, $A_2(f_{52},h_2)$.(для передніх фокальних точок другий індекс $i=1$, а для задніх – $i=2$.

Тепер на лаві між лінзами (2) і (5) розміщують Галілеєву систему, що складається з лінз (3) і (4). З ходу променів в системі (рис.6) видно, що значення фокусної відстані розсіюючої лінзи по модулю повинно бути меншим, ніж значення фокусної відстані збірної лінзи, тому що зображення шкали (1) в фокальній площині зорової труби (5-6) буде чітко спостерігатися тільки в тому випадку, коли задня фокальна точка об'єктива (4) збігається з передньою фокальною точкою лінзи (3). Після встановлення афокальної системи лінз (3) і (4) розміри зображення шкали зміняться, і те ж саме число поділок шкали тепер дасть зображення, розмір якого дорівнює h_2'. Це означає, що збільшення зорової труби $\frac{h_2'}{h_2}=\frac{f_{41}}{f_{32}}$,

або $$f_{32}=\frac{h_2'}{h_2}f_{41}.$$

Відносну похибку вимірів визначаємо таким же чином, як у попередньому випадку. І тут фокусну відстань лінзи (4) необхідно знати з точністю, що перевершує точність вимірів h_2' та h_2. Похибка при визначенні h_2 у кращому разі може бути доведена до *0,01 mm* при відсутності аберацій у лінзах (2) та (5). Похибка вимірів h_2' завжди більша, бо на ній позначається якість Галілеєві системи.

ЛІТЕРАТУРА

Бутиков Е. И. Оптика.- М., 1986 р. стор.337 - 361.

І.С.Горбань, О.І.Олійник, І.М.Халімонова. Основи хвильової та променевої оптики. Навчальний посібник для студентів фізичних спеціальностей. "Київський університет". Київ. 1999 р. стор.135 – 180.

Мешков И.Н., Чириков Б.В. Электромагнитное поле. Часть 2. Электромагнитные волны и оптика. «Наука». Новосибирск. 1987 г. стр.9 – 21.

Одарич В.А. Рекомендації до вивчення основ матричної оптики. "Київський університет". Київ.1992 р. стор.3 -37.

КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Від чого залежить оптична сила тонкої та товстої лінзи? Коли лінзу можна вважати тонкою?
2. Виконайте побудову зображень в тонких та товстих лінзах.
3. Які з застосованих методик краще використовувати для визначення фокусних відстаней товстих лінз та систем?
4. Що таке головні площини системи?
5. Назвіть основні властивості телескопічних систем.
6. Чи може відстань між предметом та зображенням бути меншою, ніж $4f'$?
7. В якому випадку лінза працює як коліматор?
8. Які явища впливають на якість зображення предмета?

Додаток: Порівняльна таблиця променевих матриць основних елементів центрованих оптичних систем в променевій (ліворуч) та зведеній (праворуч) системах координат.

Променеві (x_i, y_i) та зведені (X_i, Y_i) координати точок і похідні зв'язані співвідношеннями: $X_i = \frac{x_i}{n_i}, Y_i = y_i, Y_i' = n_i y_i'$, де n_i - показники заломлення першого та другого середовищ відповідно. Перша система координат ($i = 1$) діє, як правило, в просторі предметів, а друга ($i = 2$) - в просторі зображень.

Нехай рівняння променя в просторі предметів

$$y_1 = h_1 + y_1' x_1 \qquad\qquad Y_1 = H_1 + Y_1' X_1$$

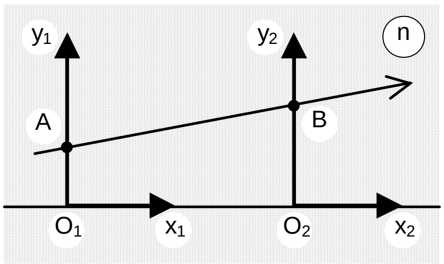
відомі. Тоді пряма задача параксіальної оптики знаходження рівняння спряженого променя в просторі зображень

$$y_2 = h_2 + y_2' x_2 \qquad\qquad Y_2 = H_2 + Y_2' X_2$$

зведеться до знаходження та розв'язування рівняння

$$\begin{pmatrix} h_2 \\ y_2' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} h_1 \\ y_1' \end{pmatrix} \qquad\qquad \begin{pmatrix} H_2 \\ Y_2' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} H_1 \\ Y_1' \end{pmatrix}.$$

1). **Променева матриця трансляції (вільного простору)** $M_T (M_t)$.



Нехай промінь розповсюджується в однорідному середовищі (див. рис.) з показником заломлення n між точками A та B, координати яких в першій координатній системі мають значення:

$$A(0, h_1),\ B(t, h_2) \qquad\qquad A(0, H_1),\ B(T, H_2),$$

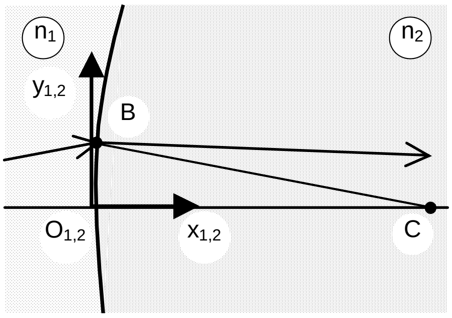
де $H_i = h_i$. Для випадку трансляції

$$t > 0 \qquad\qquad T = \frac{t}{n} > 0.$$

Відповідна матриця матиме вигляд:

$$M_t = \begin{pmatrix} 1 & \frac{t}{n} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \qquad\qquad M_T = \begin{pmatrix} 1 & T \\ 0 & 1 \end{pmatrix}.$$

2). **Променева матриця сферичної заломлюючої поверхні** $M_F\,(M_f)$.



Нехай промінь падає на сферичну межу поділу двох середовищ з показниками заломлення n_1 та n_2 відповідно (див. рис.). У випадку заломлення світла променеві системи координат просторів предметів та зображень співпадають і беруть свій початок в полюсі сферичної поверхні. Координати центра сферичної поверхні (точка C) в просторі предметів будуть такі:

$$C(r,0)\,, \qquad\qquad C(R_1,0)\,,$$

а в просторі зображень:

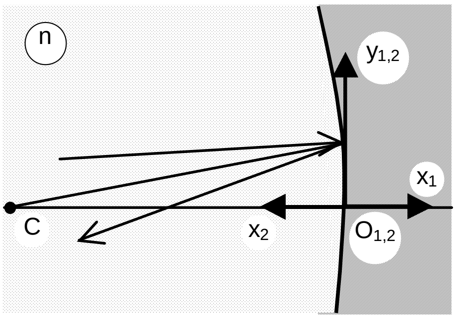
$$C(r,0)\,, \qquad\qquad C(R_2,0)\,,$$

де $R_1=\frac{r}{n_1}$, $R_2=\frac{r}{n_2}$.

Відповідна матриця матиме вигляд:

$$M_f=\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\dfrac{n_2-n_1}{rn_2} & \dfrac{n_1}{n_2} \end{pmatrix} \qquad M_F=\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\Phi & 1 \end{pmatrix},$$ де оптична сила заломлюючої поверхні $\Phi=\dfrac{1}{R_2}-\dfrac{1}{R_1}=\frac{n_2-n_1}{r}$, або $\Phi=\Phi_2+\Phi_1$, де $\Phi_2=\dfrac{1}{R_2}-\dfrac{1}{r}$ – оптична сила межі простору зображень, а $\Phi_1=\dfrac{1}{r}-\dfrac{1}{R_1}$ – оптична сила межі простору предметів.

3). **Променева матриця сферичного дзеркала** $M_R (M_r)$.



Нехай промінь падає на сферичне дзеркало, радіус кривини якого знаходиться в точці C . Променеві та зведені системи координат просторів предметів та зображень для цього випадку мають протилежну орієнтацію "x"-осей у відповідності з напрямком розповсюдження падаючого та відбитого осьових променів (див. рис.). Тобто,

$$x_2 = -x_1, \qquad X_2 = -X_1.$$

Тоді координати центра кривини дзеркала в просторі предметів будуть такі:

$$C(x_1, y_1) = C(r_1,0) = C(r,0), \qquad C(X_1,Y_1) = C(R_1,0) = C(R,0),$$

а в просторі зображень:

$$C(x_2, y_2) = C(r_2,0) = C(-r,0), \qquad C(X_2,Y_2) = C(R_2,0) = C(-R,0),$$

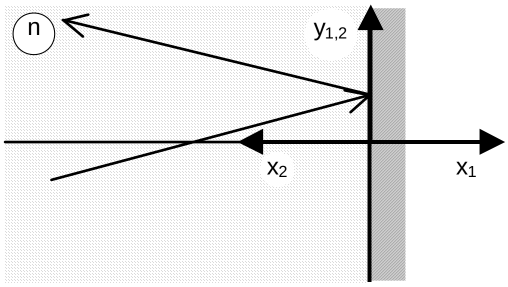
де $r = r_1 = -r_2$, $R_1 = \frac{r_1}{n}$, $R_2 = \frac{r_2}{n}$, $R = R_1 = -R_2 = \frac{r}{n}$.

Матриця сферичного дзеркала матиме вигляд:

$$M_r = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{2n}{r} & 1 \end{pmatrix} \qquad M_R = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\Phi & 1 \end{pmatrix},$$

де оптична сила дзеркала $\Phi = \frac{1}{R_2} - \frac{1}{R_1} = -\frac{2}{R} = -\frac{2n}{r}$.

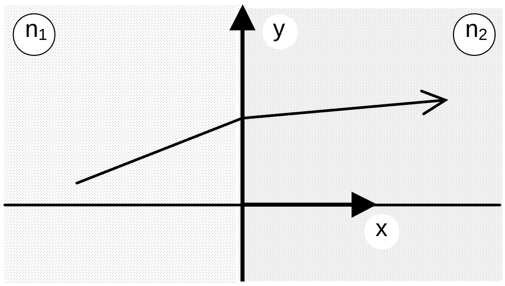
4). **Променева матриця плоского дзеркала** $M_S\,(Ms)$.



Матрицю плоского дзеркала можна отримати з матриці сферичного при $r \to \pm\infty$. Вона має вигляд одиничної матриці

$$M_s = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \qquad M_S = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

5). **Променева матриця заломлюючої поверхні** $M_P\,(Mp)$.

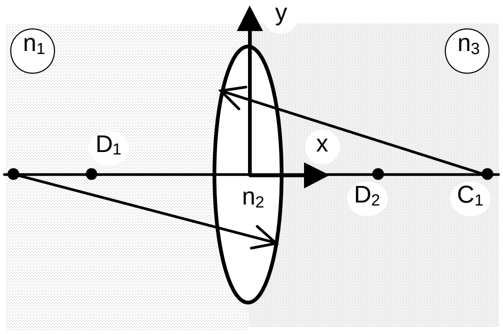


З матриці сферичної заломлюючої поверхні при $r \to \pm\infty$ легко отримати граничний випадок

$$M_p = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \frac{n_1}{n_2} \end{pmatrix} \qquad M_P = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}.$$

Саме цей приклад демонструє оптимальність використання зведеної системи координат.

6). **Променева матриця тонкої лінзи** $M_L(M_l)$.



Передня (D_1) та задня (D_2) фокальні точки тонкої лінзи мають координати:

$$D_1(f_1,0), \qquad D_1(F_1,0),$$
$$D_2(f_2,0), \qquad D_2(F_2,0),$$

де $F_2 = \dfrac{f_2}{n_3}$, $F_1 = \dfrac{f_1}{n_1}$. Матриця тонкої лінзи має вигляд:

$$M_l = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\dfrac{1}{f_2} & \dfrac{n_1}{n_3} \end{pmatrix}, \qquad M_L = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\Phi & 1 \end{pmatrix},$$

де оптична сила тонкої лінзи $\Phi = \dfrac{1}{F_2} = -\dfrac{1}{F_1}$.

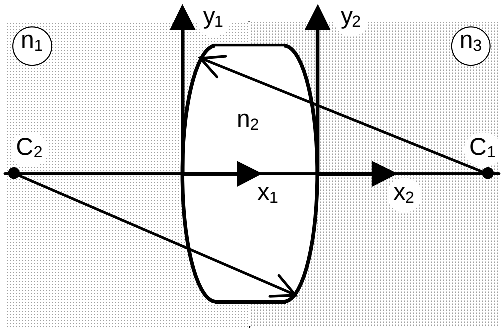
Променева матриця тонкої лінзи може бути визначена і через координати центрів кривини сферичних поверхонь лінзи $C_1(r_1,0)$ та $C_2(r_2,0)$ як добуток двох променевих матриць заломлюючих поверхонь (див. п.2 ***Додатку***):

$$M_L = M_{F_2} \times M_{F_1} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\Phi_2 & 1 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\Phi_1 & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\Phi & 1 \end{pmatrix},$$

де $\Phi = \Phi_2 + \Phi_1$, $\Phi_2 = \dfrac{1}{R_{22}} - \dfrac{1}{R_{21}} = \dfrac{n_3 - n_2}{r_2}$,

$$\Phi_1 = \frac{1}{R_{12}} - \frac{1}{R_{11}} = \frac{n_2 - n_1}{r_1}, \; R_{22} = \frac{r_2}{n_3}, \; R_{21} = \frac{r_2}{n_2}, \; R_{12} = \frac{r_1}{n_2}, \; R_{11} = \frac{r_1}{n_1}.$$

7). **Променева матриця товстої лінзи** $M_{TL}(M_{tl})$.



Дві системи променевих координат у випадку товстої лінзи розташовані в полюсах сферичних поверхонь, які знаходяться на відстані

$$t > 0 \qquad\qquad T = \frac{t}{n_2} > 0$$

одна від одної (t - товщина лінзи).

В зведеній системі координат

$$M_{TL} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\Phi_2 & 1 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} 1 & T \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\Phi_1 & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 - T\Phi_1 & T \\ -\Phi & 1 - T\Phi_2 \end{pmatrix},$$

де $\Phi = \Phi_2 + \Phi_1 - T\Phi_2\Phi_1$, Φ_2 та Φ_1 - оптичні сили другої та першої сферичних поверхонь (див. попередній пункт).

Лабораторна робота 4.2.
ВИЗНАЧЕННЯ ХАРАКТЕРИСТИК МІКРОСКОПА

Мікроскоп – оптичний прилад, який застосовується для створення значно збільшених зображень. Якщо мікроскоп призначається для візуальних спостережень, то його роздільна здатність повинна узгоджуватись з роздільною здатністю ока.

Мікроскоп складається з двох оптичних систем: короткофокусного об'єктива O_1 та окуляра O_2 (рис. 1).

Об'єкт AB, що розглядається за допомогою мікроскопа, розміщується перед головним фокусом об'єктива O_1. Останній утворює дійсне обернене й збільшене зображення об'єкта $A'B'$, лінійні розміри якого визначаються з умови:

$$\frac{A'B'}{AB} \approx -\frac{\Delta}{f_1'} = \beta, \qquad (1)$$

де f_1' – фокусна відстань об'єктива, а $\beta = -\Delta / f_1'$ – лінійне збільшення об'єктива. В формулу входить також і Δ – відстань між заднім фокусом об'єктива та переднім фокусом окуляра. Якщо мова йде про мікроскоп, то величину Δ називають оптичною довжиною тубуса. Її слід відрізняти від механічної довжини тубуса Т. Остання зазвичай складає 160 або 190 мм; тоді як величина Δ залежить від об'єктива та окуляра і, як правило, більша за Т.

Для узгодження роздільної здатності об'єктива та ока між ними розміщується окуляр. Окуляр, як і лупа, дає уявне пряме зображення $A''B''$. Збільшення кута зору лупи дорівнює, як відомо,

$$\Gamma_2 = \frac{L}{f_2'}, \qquad (2)$$

де f_2' – фокусна відстань об'єктива, а L – відстань найкращого зору.

Мікроскоп, що дає уявне зображення, можна розглядати як складну лупу, збільшення кута зору якої

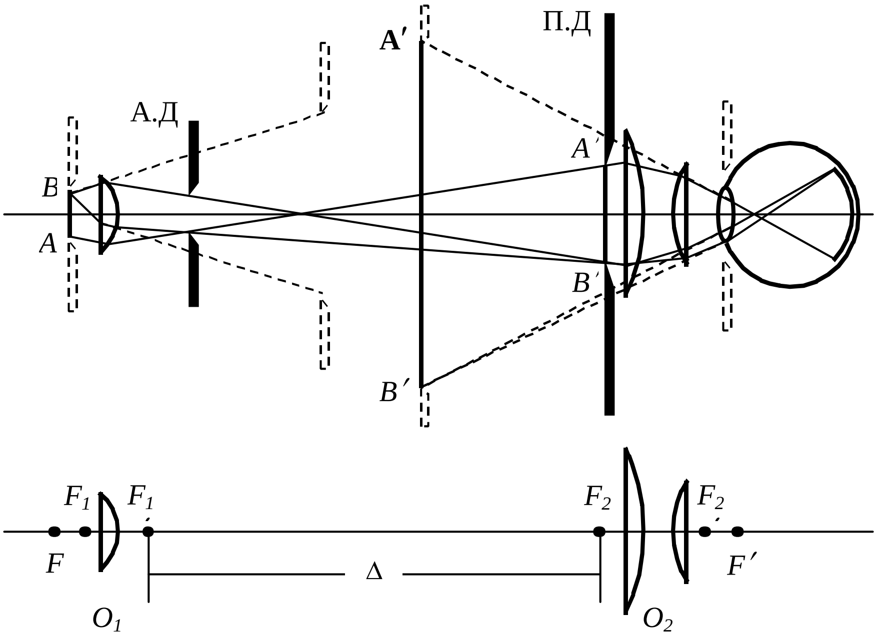


Рис. 1

$$\Gamma_M = \frac{L}{f_M'},$$

де фокусна відстань дволінзової системи мікроскопа

$$f_M' = -\frac{f_1' f_2'}{\Delta}. \qquad (3)$$

Таким чином, збільшення кута зору мікроскопа

$$\Gamma_M = -\frac{\Delta L}{f_1' f_2'} = \beta \cdot \Gamma_2, \qquad (4)$$

тобто дорівнює добутку лінійного збільшення об'єктива на збільшення кута зору окуляра.

Звичайно збільшення об'єктивів мікроскопів знаходиться в межах від 8^x до 90^x, а окулярів – від 5^x до 15^x. Тоді загальне збільшення кута зору мікроскопів може бути від 50^x до 1350^x. Для точного визначення розмірів об'єкта збільшення мікроскопа рекомендується знайти дослідним шляхом.

Вибираючи необхідні пари об'єктивів та окулярів, не можна обмежуватись чисто арифметичними підрахунками. Треба врахувати типи аберацій, які виправлені для різних типів об’єктивів та окулярів, а також мати на увазі роздільну здатність приладу.

ОБМЕЖЕННЯ ПУЧКІВ СВІТЛА В МІКРОСКОПІ

Чіткі зображення отримують, як правило, в параксіальних променях. Непараксіальні промені на практиці обмежуються діафрагмами. Це непрозорі екрани з отворами, що розміщені в оптичній системі. Роль діафрагм можуть виконувати оправи лінз, дзеркал, тощо. Розміри діафрагм та їх розташування впливають на світлосилу приладу, розміри поля зору та рівномірність його освітлення, роздільну здатність та глибину різкості системи.

В залежності від функцій, які вони виконують, діафрагми поділяють на апертурні та польові. Яскравість зображення залежить від апертурної діафрагми, що розміщується поблизу об’єктива мікроскопа. У випадку простого однолінзового об’єктива апертурною діафрагмою може бути його оправа. Вхідна зіниця в цьому випадку співпадає з самою діафрагмою. Вихідна зіниця мікроскопа – зображення апертурної діафрагми окуляром в просторі зображень – знаходиться поблизу задньої фокусної точки окуляра й співпадає з положенням зіниці ока.

Взагалі дуже важливо, щоб зіниця виходу попередньої оптичної системи збігалась з зіницею входу наступної. Найпростіший приклад: зіниця виходу освітлювача має накладатись на зіницю входу мікроскопа, інакше об’єкт буде видно на фоні розмитого зображення лампочки розжарювання. Якщо ці зіниці знаходитимуться в одній площині, то предмет буде видно на рівномірно освітленому фоні. Якщо розміри зіниці виходу освітлювача будуть більшими за розміри зіниці входу мікроскопа, то частина світла затримуватиметься апертурою мікроскопа.

Польова діафрагма в мікроскопі розміщується в площині проміжного дійсного зображення $A'B'$, що співпадає з площиною переднього фокуса окуляра. Відповідно вхідний та вихідний люки потрапляють у площини об’єкта та остаточного уявного зображення $A''B''$. Таке розміщення польової діафрагми зумовлено тим, що в мікроскопі важливо мати різко обмежене поле зору.

Розглянемо сумісну дію вхідної зіниці та вхідного люку. Фактично це сумісна дія апертурної та польової діафрагми. Нехай джерело має вигляд площини (рис. 2). Як видно з малюнка, максимальну апертуру матиме пучок, який виходить з точки предмета, що лежить на головній оптичній осі системи (точка O). Апертури пучків, які виходять з інших точок джерела (A_1–A_2) і пропускаються польовою діафрагмою, поступово зменшуються по мірі віддалення точки від осі. Таким чином, на краю поля зору буде спостерігатися неперервне послаблення освітленості.

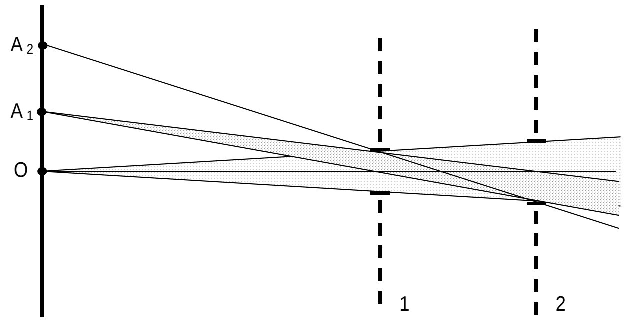


Рис.2. Часткове затемнення косих пучків діафрагмою поля зору. 1 – вхідна зіниця; 2 – вхідний люк.

Це явище називається віньєтуванням. Щоб віньєтування не було, необхідно, щоб вхідний люк системи лежав у площині предмета. Саме тоді поле зору матиме чітко окреслену межу.

РОЗДІЛЬНА ЗДАТНІСТЬ МІКРОСКОПА

Внаслідок складного біологічного розвитку ока роздільна здатність його оптичної системи співпадає з роздільною здатністю його сітківки. Як відомо, око людини, за нормальної гостроти зору, на відстані найкращого зору (250 мм) може розрізняти структуру, якщо розміри елементів цієї структури не менші за 0.08 мм, тобто якщо їх видно під кутом зору не менше 1 хвилини.

Для спостереження менших за розмірами об’єктів око озброюють лупою або мікроскопом. В цьому випадку ми розглядаємо не сам предмет, а його зображення. За законами геометричної оптики кожна точка об’єкта зображається у вигляді точки (якщо усунуті всі аберації системи). Хвильова природа світла проявляється в тому, що світловий пучок дифрагує на апертурній діафрагмі оптичної системи. Тоді кожна точка предмета зображається в площині $A'B'$ у вигляді центрального світлого диска оточеного концентричними темними та світлими кільцями. Кожний об’єкт можна представити як сукупність точкових джерел світла, кожне з яких у площині $A'B'$ дає свою дифракційну картину. Утворення всього зображення можна розглядати як результат накладання цих дифракційних картин. Для визначення роздільної здатності мікроскопа застосовують теорію дифракції. Ми розглянемо цю задачу для двох крайніх випадків: для об’єктів, що самі випромінюють світло, та для об’єктів, що освітлюються стороннім джерелом світла. Принципова відмінність між ними в тому, що в першому випадку світло окремих точок об’єкта не є когерентним, тоді як пучок світла, що освітлює предмет, може бути когерентним. Найчастіше дослідник має справу з об’єктами, розсіяне світло від яких є частково когерентним.

а) ***Об’єкт, що самостійно випромінює світло.***

Якщо в мікроскоп розглядають окрему світну точку, то в результаті дифракції світла на апертурній діафрагмі (оправі об’єктива або спеціальній ірисовій діафрагмі) одержують дифракційне зображення точки, яке має центральну світлу пляму, оточену темними та світлими концентричними кільцями. Візьмемо до уваги той факт, що зображення точки утворюється в площині A′B′, яка відстоїть від об’єктива приблизно на 160 мм. Це набагато більше як фокусної відстані об’єктива, так і діаметра його апертурної діафрагми. Тоді до одержаної дифракційної картини можна застосувати теорію дифракції Фраунгофера на круглому отворі. Згідно з теорією, перше темне кільце з центру об’єктива видно під кутом, що визначається умовою

$$d \sin \varphi = 1{,}22\lambda \qquad (5а)$$

або при малих кутах дифракції

$$\varphi \approx 1{,}22\lambda / d\,, \qquad (5б)$$

де d – діаметр апертурної діафрагми об’єктива.

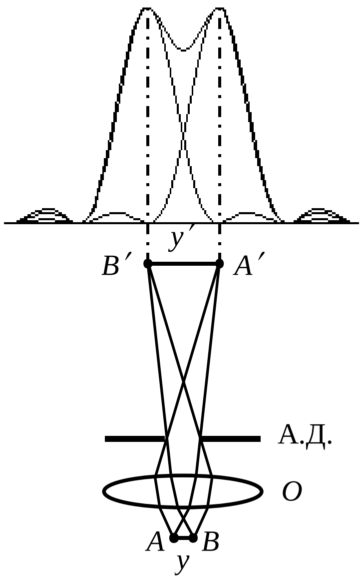


Рис.3

У випадку протяжного, а не точкового об’єкта, дифракційні картини від окремих точок накладаються одна на одну. Оскільки утворююче зображення світло не є когерентним, то результуюча картина в кожній точці має інтенсивність світла, що дорівнює сумі інтенсивностей від кожної окремої точки предмета.

Розглянемо найпростіший випадок: предмет складається з двох точкових джерел, розташованих на відстані *y* один від одного (рис.3).

Зображення кожної з цих двох точок в фокальній площині окуляра утворюється на відстані $y' = y\beta$. Розподіл інтенсивності у кожній точці подано на рис.3, а сукупна інтенсивність світла:

$$J_{неког} = J_1 + J_2 = A_1^2 + A_2^2 \qquad (6)$$

Чим менша відстань *y* між цими двома точками, тим вища інтенсивність буде в площині зображення між центрами плям 1 та 2 (в провалі між двома максимумами). Нарешті, при певному значенні $y_{\min}$ провал стане ледь помітним, і при дальшому зменшенні відстані спостерігається одна світла пляма замість двох. Релей визначив мінімальне значення *y* як таке, при якому перше темне кільце від одного точкового джерела проходить через центр зображення другого. У цьому випадку ордината провалу становить 0.8 від ординати максимумів (якщо інтенсивність останніх однакова). Зміна в інтенсивності в 20% від максимуму до мінімуму легко фіксується оком або на фотоплівці. Тоді $y_{\min}'$ – відстань між центрами двох світлих дифракційних дисків у площині зображень дорівнює радіусу одного з них:

$$y_{\min}' = b \cdot \varphi = 1{,}22\lambda / d \cdot b\,, \qquad (7а)$$

де b – відстань від апертурної діафрагми до площини зображення (рис.3). З того ж рис. видно, що мінімальна відстань між двома розділеними точками 1 та 2 у площині предмета

$$y_{\min} = f_1 \cdot \varphi\,, \qquad (7б)$$

оскільки відстань від предмета до об'єктива дуже близька до фокусної відстані останнього. З цього випливає, що

$$y_{\min} = 1{,}22\lambda / d \cdot f_1 = \frac{0{,}61\lambda}{\sin U}\,, \qquad (7в)$$

де $U = \arcsin(d / 2 f_1)$ – апертурний кут, під яким видно радіус вхідної зіниці об'єктива з точки перетину оптичної осі приладу з площиною предмета AB.

Якщо простір між об'єктом та об'єктивом заповнюється середовищем з показником заломлення $n > 1$, то $\lambda = \lambda_0 / n$, де λ_0 – довжина хвилі світла у вакуумі, а

$$y_{\min} = \frac{0{,}61\lambda_0}{n \cdot \sin U} = 0{,}61 \cdot \lambda_0 / A\,. \qquad (7г)$$

Ця величина називається роздільною відстанню приладу, а обернена величина

$$R = \frac{1}{y_{\min}} = \frac{A}{0{,}61\lambda_0}$$

– роздільною здатністю мікроскопа.

Таким чином, роздільна здатність мікроскопа тим вища, чим більше значення $A = n \cdot \sin U$ – числової апертури об'єктива. Значення числової апертури наводиться на оправі об'єктива нижче його лінійного збільшення β .

б) ***Випадок освітлених об'єктів.***

При роботі з несамосвітними об'єктами використовують для освітлення стороннє джерело світла. При цьому різні точки об'єкта розсіюють падаючі на них хвилі, що виходять з однієї і тієї ж точки джерела світла. Тоді в мікроскоп від різних точок об'єкта потрапляє когерентне світло. Наведена вище формула для роздільної здатності в цьому випадку може не виконуватись. Це ясно видно з рис.4, де наведено сумарний розподіл інтенсивності від двох точок, розташованих на тій же відстані одна від одної, що й на рис.3.

Світло від точок 1 та 2 у цьому випадку – когерентне, тому

$$J_{ког} = (A_1 + A_2)^2 ,$$

на відміну від попереднього випадку, а результуюча крива для $J_{ког}$ не має ніяких ознак провалу.

Шлях для визначення роздільної здатності мікроскопа при освітленні об'єктів вказав Аббе. Дослід проводиться в найпростіших умовах: об'єкт являє собою правильну гратку, тобто послідовний ряд прозорих та непрозорих смужок, і освітлюється паралельним пучком світла. До одержаної дифракційної картини застосовуємо результати дифракції Фраунгофера на гратці. Постійна гратки y є в цьому випадку характеристикою деталі, а роздільна здатність мікроскопа визначає можливість побачити за допомогою цього мікроскопа більш чи менш дрібну гратку, тобто оцінити мінімальне значення y .

Внаслідок дифракції паралельного пучка променів на досліджуваній структурі (на об'єкті) у фокальній площині об'єктива (рис.5) утворюється ряд головних максимумів, кутові розміри між якими визначаються періодом гратки.

Якщо падаючі промені нормальні до поверхні об'єкта й спрямовані вздовж осі системи, то положення цих максимумів визначається умовою

$$y \cdot \sin\varphi = k\lambda \text{ , де } k = \pm1, \pm2, \pm3 \ldots \qquad (8)$$

На осі мікроскопа лежить нульовий максимум $k = 0$, максимуми першого порядку лежать по напрямках, які визначаються співвідношенням:

$$\sin\varphi = \pm\lambda / y \qquad (9)$$

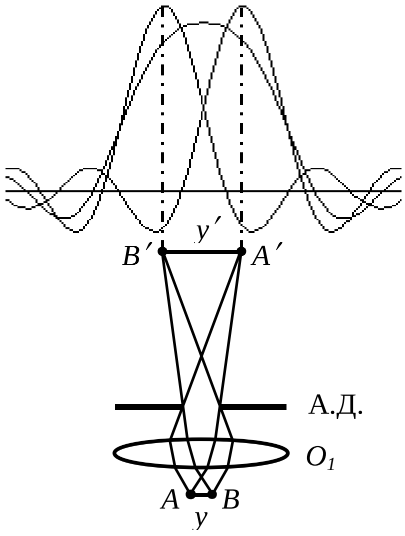


Рис.4

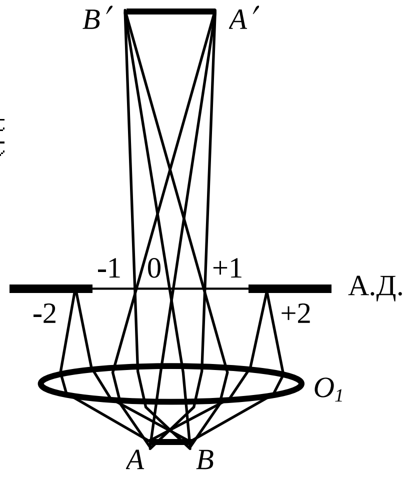


Рис.5

Так як всі ці дифракційні максимуми відповідають когерентним променям, то за фокальною площиною об'єктива ці промені зустрічаючись, інтерферують між собою і дають зображення $A'B'$. Для подібності зображення в площині AB до предмета необхідно, щоб у кожній точці зображення інтерферували промені від максимумів всіх порядків. Сукупність максимумів всіх порядків, розміщених з одного боку від центру, достатня для передачі всіх деталей, бо решта лише збільшує яскравість зображення, не змінюючи деталей картини. Особливе значення мають максимуми +1 та -1 порядків, які розміщені під малими кутами і несуть інформацію про найбільші й тому найсуттєвіші деталі об'єкта. Максимуми, що лежать під великими кутами, визначають більш дрібні деталі предмета. Число максимумів, які попадають у мікроскоп, обмежує апертурна діафрагма. Чим менші розміри предмета або його деталі y, тим більші кути дифракції й тим ширшим повинен бути отвір об'єктива. Отвір об'єктива визначається кутом $2U$ між крайніми променями, що йдуть від центру об'єкта до країв об'єктива. Якщо апертурний кут U менший за φ, тобто $\sin U < \sin\varphi = \frac{\lambda}{U}$, то в мікроскоп попадатимуть лише промені від центрального максимуму, які в площині $A'B'$ замість зображення об'єкта утворять рівномірно освітлене коло. Тому

$$\sin U \geq \lambda / y$$

є умовою того, що зображення точок *AB*, розташованих на відстані y одна від одної, будуть розділятися. Якщо $\sin U = \frac{\lambda}{y}$, якість зображення буде невисока, оскільки світло від дифракційних максимумів високих порядків не приймає участі в створенні зображення.

Коли між предметом і об'єктивом знаходиться середовище з показником заломлення $n > 1$, то аналогічно формулі (7г) можна записати

$$y_{\min} \geq \frac{\lambda_0}{n \cdot \sin U}. \quad (10)$$

Звичайно при освітленні використовуються не лише ті пучки, що йдуть вздовж оптичної осі, а й нахилені до неї. Ця обставина покращує умови розділення. Якщо освітлюючий пучок йде під кутом U до осі приладу, то відстань, що розділяється, зменшується вдвічі:

$$y_{\min} = \frac{\lambda_0}{2n \cdot \sin U} = \frac{0{,}5\lambda_0}{A}. \quad (11)$$

Таким чином, для всіх об'єктивів роздільна здатність мікроскопа залежить від числової апертури та довжини світла λ_0. Для підвищення роздільної здатності мікроскопів збільшують числову апертуру A, вводячи імерсійні рідини з великим показником заломлення n між предметом та об'єктивом, а також зменшують довжину хвилі λ_0, використовуючи ультрафіолетове проміння або пучки електронів.

КОРИСНЕ ЗБІЛЬШЕННЯ МІКРОСКОПА

Збільшення мікроскопа повинно підбиратись так, щоб раціонально використати роздільну здатність об'єктива мікроскопа. Припустимо, що система окуляр-око розділяє в площині AB дві точки, відстань між якими значно менша, ніж $y_{\min}'$. Тоді деталі зображення, що їх отримує око, відповідають не деталям об'єкта AB, а особливостям його дифракційного зображення в площині $A'B'$. У цьому випадку велике збільшення приносить не користь, а швидше шкоду. При правильно вибраному збільшенні приладу розміри зображення $y_{\min}'$ повинні відповідати мінімуму роздільної здатності системи окуляр-око.

Око розділяє деталі об'єкта, кутові розміри якого більші за $\gamma_{\min\,ока} = 2'$. В ненапруженому стані для ока ця величина збільшується до

4′. З іншого боку, в фокальній площині окуляра (площині $A'B'$) ми маємо мінімально розділені точки зображення на відстані

$$y_{\min}{}' = y_{\min} \cdot \beta . \qquad (12)$$

Щоб око бачило їх також роздільно, необхідно підібрати окуляр із збільшенням кута зору

$$\Gamma_2 = \frac{\gamma_{\min\,ока}}{\gamma_0} ,$$

де $\gamma_0 = y_{\min} / L$ – кут, під яким було б видно цей відрізок неозброєним оком. Звідси одержуємо для окуляра

$$\Gamma_2 = \frac{\gamma_{\min\,ока} \cdot L}{y_{\min} \cdot \beta} ;$$

для мікроскопа в цілому

$$\Gamma_{кор} = \beta \cdot \Gamma_2 = \frac{\gamma_{\min\,ока}}{y_{\min}} \cdot L .$$

Підставивши $y_{\min}$ з (7г), одержуємо остаточно

$$\Gamma_{кор} = \frac{\gamma_{\min\,ока} \cdot L \cdot A}{0{,}61\lambda} . \qquad (13)$$

Від збільшення мікроскопа залежить максимальна глибина різкості, тобто та глибина об’єкта, що її ми одночасно бачимо у полі зору мікроскопа. Глибина різкості визначається формулою

$$t = \left(\frac{1000}{7A\Gamma_{М}} + \frac{\lambda}{2A^2} \right) мкм , \qquad (14)$$

якщо λ підставляється в мікрометрах.

БУДОВА ПРИЛАДУ

У будові мікроскопа найпростішого типу можна виділити дві основні частини: механічну й оптичну. Механічна частина складається із штатива, що поділяється на основу 1, колонку 2 та предметний столик 3, тубуса 4 і пристрою для встановлення освітлювального приладу, що знаходиться під предметним столиком (рис.6).

Штатив мікроскопа має масивну основу, що надає йому необхідної стійкості. Колонка, яка в простих моделях нерухомо закріплена у вертикальному положенні, у більш складних моделях може нахилитися для зручності спостерігача. На предметному столику розміщується досліджуваний зразок. Столик має на верхній площині два отвори, в які вставляються штифти з пружинами, що притискують препарат до столика (щоб запобігти його переміщенням під час спостереження).

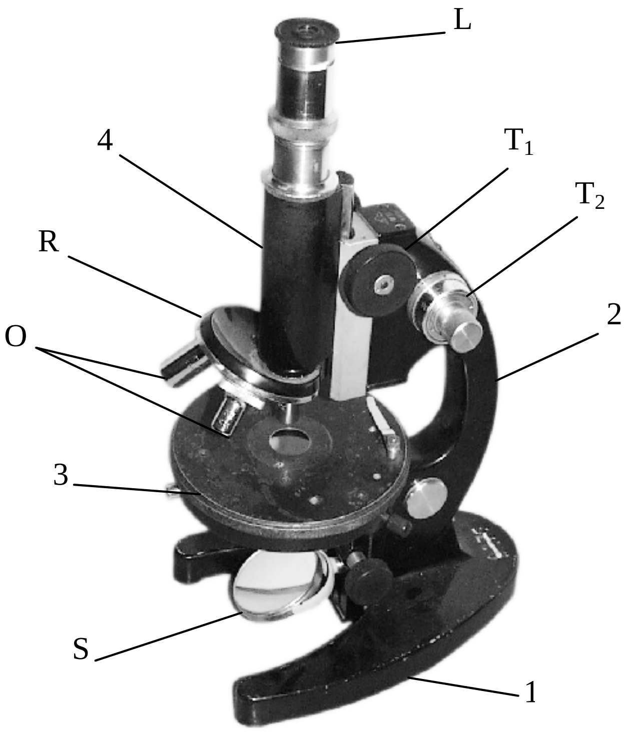


Рис. 6. Будова мікроскопа.

Тубус – це циліндрична труба, що зв’язана з колонкою за допомогою черв’ячної передачі і пересувається по ній за допомогою кремальєрного гвинта T_1. Повільніше пересування тубуса, що необхідно для точного фокусування об’єктива, досягається другим мікрометричним гвинтом T_2. Нижній отвір тубуса має нарізку для вкручування об’єктива або "револьвер" R – особливий утримувач, що несе на собі від двох до чотирьох об’єктивів і дозволяє швидко змінювати їх шляхом повороту його навколо осі тубуса. Щоб ось об’єктива завжди збігалася з віссю мікроскопа, "револьвер" має пружинку, яка, потрапляючи до спеціального прорізу, утримує об’єктив у потрібному положенні.

Оптична частина приладу складається з освітлювального апарату, до складу якого входять дзеркало S та конденсор K, змінних об’єктивів O та окулярів L. Об’єктив – найважливіша частина мікроскопа. Це система лінз, що зібрана в одній оправі. Передня, так звана фронтальна лінза – найголовніша. Саме вона створює зображення. Решта – необхідні для виправлення недоліків зображення, що створюється фронтальною лінзою і тому називаються корегуючими. Окуляр – це складна лупа. Вона складається з двох лінз, що розташовані одна від одної на відстані півсуми їх фокусних відстаней. Обидві лінзи знаходяться в короткій циліндричній трубці, що вставляється у верхній отвір тубуса.

Дволінзові окуляри мають різні параметри. Наприклад, положення переднього фокуса може бути попереду першої (польової) лінзи окуляра, співпадати з нею, або знаходитись всередині окуляра, між першою та другою лінзами. Останній випадок реалізується в окулярі Гюйгенса, коли $f_1 = 2f_2$, а відстань між лінзами дорівнює $1{,}5f_2$. В окулярі Гюйгенса в площині переднього фокуса (діафрагми поля зору) можна розмістити окулярний мікрометр, за допомогою якого вимірюються розміри об’єкта.

Зауважимо, що при розрахунках оптичний інтервал Δ часто прирівнюють довжині тубуса 160 мм. Помилка при цьому виникає невелика, адже фокусна відстань об’єктива дорівнює кільком міліметрам, а то й менше. Фокусна відстань окуляра більша – 2-3 сантиметри, але передній фокус окуляра, від якого відміряється оптичний інтервал, знаходиться всередині окуляра.

РОБОТА З ОСВІТЛЮВАЧЕМ

Якість зображення залежить від багатьох факторів, але у першу чергу від якості освітлення. При роботі з прозорими об’єктами й невеликими збільшеннями вистачає розсіяного денного світла, що спрямовується в мікроскоп за допомогою плоского дзеркала *S* (рис.6). Коли яскравість розсіяного світла недостатня, користуються лампами розжарювання. У них випромінююча поверхня складається з окремих витків, зображення яких у площині предмета створює неоднорідне за яскравістю поле зору.

Задовільний вихід з цього становища дає застосування освітлювача, що складається з двох елементів: угнутого дзеркала *S* і конденсорної лінзи *K*. Джерело світла (звичайно це лампочка розжарювання) проектується дзеркалом *S* в площину апертурної діафрагми конденсорної лінзи *K*. Апертурна діафрагма є одночасно вхідною зіницею всього мікроскопа, її зображення повинно збігатися з площиною апертурної діафрагми *Д* об’єктива мікроскопа. Наявність апертурної діафрагми, розміри якої можна змінювати, дає можливість легко змінювати освітленість об’єкта. Однак слід пам’ятати, що зменшення цієї діафрагми до розмірів менших від діаметру вхідної зіниці об'єктива, знижує роздільну здатність, хоч і підвищує контрастність зображення (за великої освітленості об'єктива).

У площину об'єкта AB, що розміщується на предметному столику, проектується світле поле дзеркала *S* (точніше – площина його польової діафрагми). У такій схемі розміри освітленого поля залежать від розмірів польової діафрагми освітлювача, які потрібно корегувати з розмірами польової діафрагми мікроскопа (у площині $A'B'$).

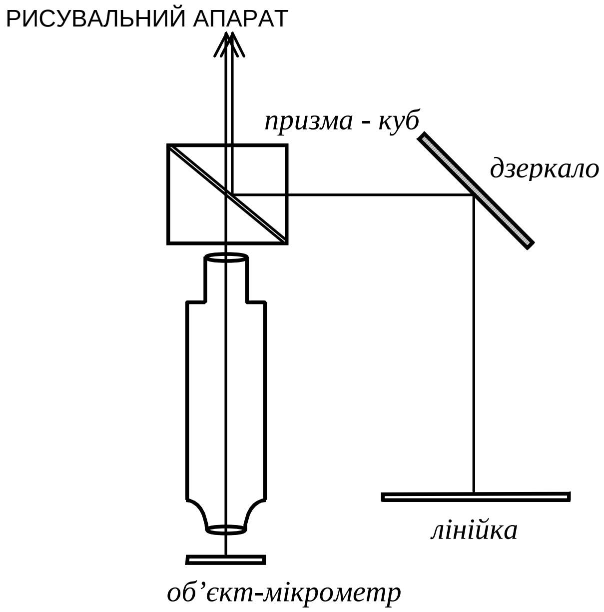


Рис.7.

Принцип дії рисувального апарата пояснюється на рис.7. Призма-кубик, що з'єднує два пучки променів і направляє їх в око спостерігача, є основною частиною приладу. Призма-кубик – це дві прямокутні призми, що склеєні по гіпотенузі: поверхня однієї з цих призм зроблена напівпрозорою. Таким чином, в око спостерігача подаються одночасно промені, що йдуть від горизонтальної шкали (лінійки), та промені від об'єкта, досліджуваного під мікроскопом.

МЕТОДИКА ВИМІРЮВАНЬ.

1. ***Визначення збільшення мікроскопа рисувальним апаратом.***

Мікроскоп формує уявне зображення об’єкта. Тому неможливо визначити збільшення мікроскопа безпосередньо порівнюючи розміри самого об’єкта та його зображення. Порівнюють зображення двох об’єктів, розміри яких нам добре відомі. При цьому допоміжний предмет має бути розташований на тій самій відстані від ока, що й зображення об’єкта, тобто на відстані найкращого зору.

Вимірювання здійснюють у такий спосіб. Встановивши довжину тубуса так, щоб вона дорівнювала 160 мм, кладуть на столик мікроскопа об’єкт-мікрометр (скляну платівку з нанесеними на ній поділками в 0.01 або 0.1 мм) і фокусують чітко зображення.

При роботі опускають тубус майже до контакту об’єктива з об’єкт-мікрометром. Після цього, дивлячись в окуляр мікроскопа, **піднімають** тубус мікроскопа до появи зображення шкали. Збоку від мікроскопа, на відстані найкращого зору (250 мм) встановлюють горизонтальну шкалу (лінійку) з поділками на ній в 1 мм. На окуляр мікроскопа встановлюють рисувальний апарат і розміщують око так, щоб одночасно бачити як зображення об’єкт-мікрометра в мікроскопі, так і горизонтальну шкалу. При цьому велике значення має освітленість обох об’єктів, яка повинна бути рівною. Якщо ця умова не виконується, менш освітлене зображення зникає на тлі більш яскравого.

Відмічаючи кількість цілих поділок шкали лінійки N_1, що збігається з цілим числом поділок шкали зображення мікрометра N_2, визначають збільшення мікроскопа

$$\Gamma_M = \frac{N_1}{N_2} \cdot \frac{\alpha_1}{\alpha_2} \qquad (15)$$

де α_1 – ціна поділки лінійки, α_2 – ціна поділки об’єкт-мікрометра.

2. ***Визначення поля зору мікроскопа.***

Як відомо, освітленість зображення в оптичних приладах визначається апертурною діафрагмою, а розміри зображення – польовою, або діафрагмою поля зору. Дію цих діафрагм та розміщення їх в оптичній схемі мікроскопа показано на рис.2. Дійсне проміжне зображення, як правило, різко обмежується діафрагмою поля зору *ПД*, що спеціально розміщена в окулярі. Розміри діафрагми в площині дійсного проміжного зображення $A'B'$ визначають собою лінійне окулярне поле зору $L_{ок}$. Якщо ця величина відома, можна розрахувати величину тієї частини предмету AB, яка може одночасно спостерігатися в полі зору мікроскопа, тобто поле зору складного мікроскопа, що дорівнюватиме

$$AB = \frac{A'B'}{\beta} \qquad (16а)$$

У цій лабораторній роботі вимірюється поле зору AB. Воно визначається в лінійній мірі – це діаметр кола, який видно крізь прилад при нерухомому положенні ока. Чим більше збільшення мікроскопа, тим менше його поле зору й тим важче встановити предмет у полі зору й сфокусувати об’єктив мікроскопа.

Поле зору в предметній площині вимірюється так: на предметному столику мікроскопа розміщують об’єкт-мікрометр і фокусують мікроскоп на ясне бачення. Підраховують кількість поділок $N_{\max}$ об’єкт-мікрометра, що вміщуються по діаметру кола у полі зору; знаючи ціну поділки α_2 об’єкт-мікрометра (вона звичайно дорівнює 0.01 мм або 0.1 мм), визначають лінійне поле зору за формулою

$$AB = N_{\max} \cdot \alpha_2 \qquad (17)$$

Окулярне поле зору відрізняється від поля зору в предметній площині розміром, воно завжди більше за нього у β разів (β – лінійне збільшення об’єктива мікроскопа):

$$A'B_{ок}' = \beta \cdot AB \qquad (16б)$$

3. ***Визначення роздільної здатності мікроскопа.***

Визначення роздільної здатності оптичних систем і, зокрема, мікроскопа здійснюється за допомогою стандартних штрихових мір. Міра – це негативне зображення таблиці, виготовленої фотографічним способом на дрібнозернистій колоїдній платівці. На негативі розміщено декілька рядів заштрихованих квадратів, ширина штрихів у яких поступово зменшується. У кожному квадраті штрихи розташовані по чотирьох різних напрямках: у вертикальному, горизонтальному та під кутом 45^o з нахилом вліво і вправо. Відстань між штрихами дорівнює ширині штрихів, отже, знаючи число штрихів у кожному квадраті та ширину квадрату (вона дорівнює 0.18 мм), можна підрахувати і ширину штрихів у будь-якому квадраті.

Обрану міру встановлюють на предметний столик і розглядають у мікроскоп. Визначають квадрат, в якому сусідні темні та світлі штрихи знаходяться на межі розділення. Потім за допомогою об’єктива з більшою роздільною здатністю підраховують кількість темних або світлих штрихів N.

$$y_{\min} = \frac{0.18mm}{2N}.$$

ЗАВДАННЯ

1. Виміряти кілька разів збільшення кута зору для двох об’єктивів. Підрахувати середню похибку для кожного випадку.

2. Визначити розміри предметного поля зору для двох об’єктивів. Розрахувати окулярне поле зору. Визначити похибку.

Перше та друге завдання зручно виконувати разом для кожного об’єктива, щоб не шукати зображення двічі.

3. Визначити найменшу роздільну відстань $y_{\min}$ для двох об’єктивів. За формулою (7г) підрахувати теоретичне значення для всіх об’єктивів. Виходячи з одержаних результатів, визначити значення корисного збільшення кута зору за формулою (13).

КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ

1. Будова оптичної системи мікроскопа.
2. Збільшення мікроскопа.
3. Апертурна та польова діафрагми мікроскопа.
4. Роздільна здатність мікроскопа. Корисне збільшення мікроскопа.
5. Будова окуляра Гюйгенса.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Горбань І.С. Оптика. - К., 1979. - с.87-96, 110-112.
2. Сивухин Д.В. Курс общей физики. Оптика. - М., 1980. - Т.4. - с.91-96, 162-172.
3. Бутиков Е.И. Оптика. - М., 1986. - с.363-375.
4.Горбань І.С., Олійник О.І., Халимонова І.М. Основи хвильової та променевої оптики. – К., 1999. – с.165-168.

Лабораторна робота 4.3а.

МЕТОДИ ВИЗНАЧЕННЯ ПОКАЗНИКА ЗАЛОМЛЕННЯ ТА РЕФРАКЦІЇ РЕЧОВИНИ

Мета роботи: Ознайомлення з методами вимірювання показника заломлення прозорих газів, рідин та твердих тіл, конструкцією та принципом дії приладів, що використовуються для цього.

ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ

Показник заломлення n та його дисперсія $\frac{dn}{d\lambda}$ – важливі характеристики будови речовини. Для прозорих діелектриків, коли магнітна проникність середовища $\mu = 1$, показник заломлення можна визначити як $n = \sqrt{\varepsilon(\omega)}$, де $\varepsilon(\omega)$ – діелектрична проникність – визначає фазову швидкість електромагнітної хвилі V у досліджуваному середовищі. В цьому випадку $n = \frac{c}{V}$, де c – швидкість світла у вакуумі, називають абсолютним показником заломлення середовища. Відносним показником заломлення називають

$$n_{12} = n_1 / n_2 = V_2 / V_1 .$$

Для ізольованих атомів чи молекул, що не взаємодіють між собою, теорія дає співвідношення

$$n^2 = \varepsilon = 1 + 4\pi\alpha \cdot N \quad , \qquad (1)$$

де α – поляризованість молекули, N – кількість молекул в одиниці об'єму. У випадку конденсованого середовища до діючого на молекулу зовнішнього електричного поля необхідно додати так зване локальне поле Лоренца, що призводить до співвідношення Лоренц-Лорентца

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \frac{4\pi}{3}\alpha \cdot N \, , \qquad (2)$$

де $\alpha = \frac{e^2 / m}{\omega_0^2 - \omega^2}$, e – заряд електрона, m – його маса, ω_0 – власна частота коливань електрона, ω – частота падаючої електромагнітної хвилі.

Якщо дослідження ведуться в спектральному діапазоні, де речовина прозора (поглинання світла нема), то α і n – дійсні величини, скалярні для ізотропного середовища. Саме в цьому найпростішому випадку ми й будемо використовувати співвідношення Лоренц-Лорентца (2). Із цієї формули випливає, що для даної речовини за незмінної частоти ω повинно виконуватись співвідношення

$$r = \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \cdot \frac{1}{\rho} = const ,$$

оскільки концентрація молекул N пропорційна густині речовини ρ. Величина у лівій частині цього співвідношення називається питомою рефракцією.

Помножимо ліву та праву частини формули (2) на відношення $\frac{M}{\rho}$, де M – молярна маса, і, врахувавши, що $\frac{M}{\rho} \cdot N = N_A$ (число Авогадро), отримаємо вираз для молярної рефракції:

$$R = \frac{M}{\rho} \cdot \frac{n^2 - 1}{n^2 + 1} = \frac{4}{3} \pi\alpha \cdot N_A . \qquad (2a)$$

Молярна рефракція – це міра електронної поляризованості речовини. Вона має розмірність об'єму і за порядком величини співпадає з об'ємом всіх молекул у грам-молекулі. Тобто R за порядком величини повинно співпадати з поправкою на об'єм у рівнянні Ван-дер-Ваальса, що і підтверджується результатами дослідів.

Крім цього вводять також поняття молекулярної та атомної рефракції, які визначаються як добуток питомої рефракції на молекулярну або атомну масу, відповідно.

При змішуванні неполярних молекул, коли не утворюються міжмолекулярні зв'язки, рефракція суміші адитивно складається з рефракцій складових частин (правило Біо та Араго).

Для двохкомпонентної суміші

$$r_{12} = r_1 \cdot x + r_2 (1 - x) , \qquad (3)$$

де x – концентрація першої речовини у розчині, $(1 - x)$ – другої. Коли концентрація подається у відсотках, рівняння (3) переписується у вигляді

$$r_{12} \cdot 100\% = r_1 \cdot x\% + r_2 (100 - x)\% \qquad (3a)$$

Рефракція речовини із складною молекулярною будовою є сумою рефракцій окремих хімічних радикалів та зв'язків, що утворюють досліджувану молекулу. Це, звичайно, поширило застосування поняття рефракції у структурній хімії. Взагалі в хімії використання рефракції йде двома шляхами: 1) порівняння експериментальних рефракцій з теоретичними з метою ідентифікації та визначення чистоти речовини; 2) визначення різних фізико-хімічних характеристик і будови речовини за встановленими дослідним шляхом залежностями рефракції від цих факторів.

ВИЗНАЧЕННЯ ПОКАЗНИКА ЗАЛОМЛЕННЯ РІДИН ТА ТВЕРДИХ ТІЛ ЗА ДОПОМОГОЮ РЕФРАКТОМЕТРА.

Рефрактометром користуються для експресного визначення показників заломлення світла у рідинах, взятих у невеликій кількості. У деяких приладах крім шкали визначення показників заломлення є також шкала концентрацій, яку можна використовувати для визначення відсоткового складу певного розчину. У роботі застосовується рефрактометр УРЛ-1 (харчовий, лабораторний). Принцип дії цього приладу такий самий, як у класичного рефрактометра Аббе.

Він заснований на явищі, що виникає при проходженні світлом межі розподілу двох середовищ з різними показниками заломлення.

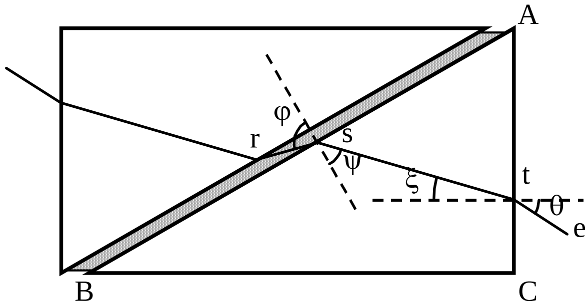


Рис.1.

Світло падає на подвійну призму, складену з двох прямокутних призм, як показано на рис.1. Нижня (вимірювальна) призма, яка зроблена з важкого флінта, має величину заломлюючого кута близько 60°. Ґатунок скла й кут верхньої (освітлюючої) призми ніякого значення не мають. Освітлююча призма з’єднана з вимірювальною шарнірами і тому може відводитись від неї. Краплину досліджуваної рідини розміщують між призмами у вигляді тонкого шару. Гіпотенузна грань верхньої освітлюючої призми має матову поверхню, внаслідок чого в досліджуваному шарі речовини світло розсіюється під будь-якими кутами. Крім того, завдяки цьому зображення зовнішніх предметів (лампочки розжарювання, тощо) не потрапляє в наше поле зору.

Світло, розсіяне на матовій поверхні призми, проходить тонкий плоскопаралельний шар досліджуваної рідини і падає на поверхню AB вимірювальної призми під кутами від 0 до 90°. Оскільки показник заломлення рідини менший від показника заломлення призми, то ковзний промінь, заломлюючись на межі рідина-скло, піде у призмі під граничним кутом φ. Якщо промінь rs – ковзний, то кут падіння φ. дорівнює 90°, а закон заломлення має вигляд

$$\sin\varphi / \sin\psi = n_0 / n_x \,; \quad n_x = n_0 \sin\psi \qquad (4)$$

де n_0 – показник заломлення скла призми, n_x – показник заломлення рідини, ψ – кут заломлення.

В точці *t*, де промінь виходить з призми, маємо

$$n_0 \cdot \sin\xi = \sin\theta \qquad (5)$$

де ξ – кут падіння променя на грань *AC*, θ – кут виходу.

Напрямок te в пучку є граничний напрямок розповсюдження світла, що пройшло призму з боку більших кутів, ніж θ.

Враховуючи, що заломлюючий кут призми $A = \psi + \xi$, з виразів (4) та (5) одержуємо:

$$n_x = \sin A \cdot \sqrt{n_0^2 - \sin^2\theta} - \cos A \cdot \sin\theta$$

тобто n_x залежить від параметрів призми та кута виходу граничного променя.

За цією формулою градують рефрактометр. Для цього за призмою розміщують зорову трубу (рис.2), у фокальній площині якої збираються всі

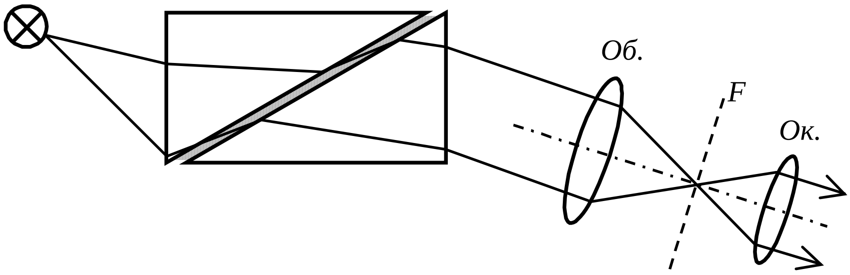
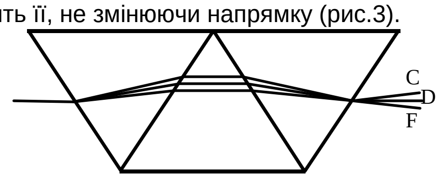


Рис.2.

граничні промені на лінії F. Ті промені, що падають на вимірювальну призму під кутами меншими, ніж 90°, будуть утворювати кути заломлення менші, ніж граничний, тому будуть збиратися об'єктивом у точках фокальної площини, які розташовані нижче від точки для променів з граничним кутом. Таким чином, поле зору зорової труби поділяється на світлу і темну зони, граничні промені утворюють межу між ними.

Якщо в роботі з рефрактометром використовується немонохроматичне джерело світла, то межа розподілу поля зору буде кольоровою внаслідок дисперсії світла як у досліджуваній рідині, так і у вимірювальній призмі. Щоб уникнути цього забарвлення, у рефрактометрі використовують компенсатор дисперсії, складений з двох призм прямого зору (призм Амічі). Кожна призма зроблена з трьох частин, підібраних з таким значенням n та $\frac{dn}{dx}$, що жовте проміння проходить її, не змінюючи напрямку (рис.3).



λ_C=656,3 нм
λ_D=589,3 нм
λ_F=486,1 нм

Рис.3.

У приладі призми Амічі вмонтовані так, що вони можуть обертатися навколо оптичної осі зорової труби в протилежних напрямках, доки не зникне забарвлення межі розподілу поля зору. При цьому її положення співпадає з положенням межі, утвореної жовтим світлом. Тому шкала рефрактометра градуюється безпосередньо для показника заломлення n_D (жовтої лінії натрію).

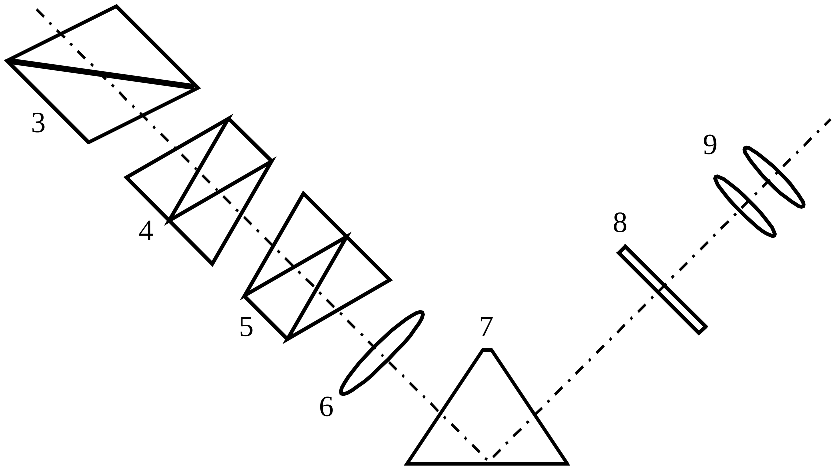


Рис.4.

Оптичну схему приладу подано на рис.4. На освітлювальну призму 2 від джерела світла через лінзу спрямовується проміння, що розсіюється на матовій поверхні, далі проходить шар досліджуваної рідини і заломлюється на площині вимірювальної призми 3. Потім проміння проходить дисперсійний компенсатор 4-5, об'єктив 6, поворотну призму 7, шкалу 8 і через окуляр 9 попадає в око спостерігача. У полі зору одночасно спостерігається шкала, візирна лінія окуляра та межа світла й тіні. Візирну лінію необхідно сумістити з межею і взяти відлік показника заломлення по шкалі. На шкалі позначені з точністю до $1{\cdot}10^{-4}$ значення показника заломлення від 1,3 до 1,7. Десятитисячні частки визначаються на око. На рефрактометрах можна визначити показники заломлення також у відбитому світлі. З цією метою використовують для освітлення нижнє вікно, не користуючись при цьому освітлювальною призмою.

МЕТОДИКА ВИМІРЮВАНЬ.

Перед початком роботи слід перевірити правильність юстування рефрактометра за допомогою платівки з оптичного скла з відомим показником заломлення n_D або рідини**.**

На поліровану поверхню призми наносять одну краплину імерсійної рідини, показник заломлення якої добре відомий. Платівку опускають на площину вимірювальної призми так, щоб рідина рівномірно розподілилась по всій поверхні призми, але не виступила за її межі. Невиконання цієї умови веде до зміщення межі розподілу світла і тіні.

Переміщуючи освітлювач і одночасно спостерігаючи в окуляр за положенням межі, домагаються різкого переходу від світла до тіні. Потім тричі виконують відлік межі тіні та світла. Середній арифметичний результат не повинен відрізнятися від значення, приведеного на платівці, більш ніж на $2{\cdot}10^{-4}$.

Контрольну перевірку приладу можна також виконувати за допомогою хімічно чистої води, для якої $n_D = 1.33299$.

Визначення показника заломлення рідин.

Увімкнути лампу, встановити її так, щоб світло падало на освітлювальну призму (верхнє віконце), або при роботі у відбитому світлі – на грань BC вимірювальної призми (нижнє віконце). При цьому в окулярі спостерігається яскраве освітлене поле зору зі шкалою у лівій частині. Обертаючи окуляр, фокусують його на шкалу та візир. Тримаючи вимірювальну головку за штифти, відводять вверх її частину з освітлювальною призмою. На поліровану поверхню вимірювальної призми наносять кілька крапель досліджуваної рідини. Після цього плавно закривають камеру. Якщо верхня частина прилягає нещільно, то межа світлотіні буде розпливчаста. Рідина повинна заповнювати весь простір між двома призмами тонким плоскопаралельним прошарком.

Переміщуючи окуляр, закріплений на спеціальному тримачі, вздовж шкали, знаходять межу світла-тінь. Для усунення хроматичного забарвлення межі обертають ручку компенсатора. Після цього суміщають візирну лінію з межею та виконують відлік по шкалі n_D з точністю до 4-го знака. Для кожного вимірювання необхідно тричі навести візирну лінію і взяти середнє значення n_D .

Рефрактометри типу УРЛ використовуються також для вимірювання показників заломлення забарвлених рідин. При цьому шар досліджуваної рідини освітлюється знизу через вимірювальну призму. При роботі у відбитому світлі контрастність картини погіршується, тому точність вимірів у цьому випадку низька.

Вимірювання показника заломлення твердих тіл.

Береться, як правило, оптично однорідний досліджуваний зразок. Поверхня, обернена до полірованої вимірювальної призми, повинна бути добре відполірована, а протилежна, обернена до джерела світла – матовою. Досліджуваний зразок розміщується на вимірювальній призмі. Між їхніми полірованими поверхнями повинна знаходиться рідина, показник заломлення якої менший за n_0 вимірювальної призми, але більший за n_D твердого тіла.

Значення n_D вимірюють по шкалі, як і в попередньому випадку.

ПРАВИЛА РОБОТИ З ПРИЛАДОМ

1. Для того, щоб не пошкодити поліровану поверхню вимірювальної призми, досліджувану рідину наносять піпеткою або скляною паличкою а заокругленим кінцем на середину призми, не торкаючись полірованої поверхні.

2. Після проведення вимірів залишки рідини на поверхнях призм слід промокнути фільтрувальним папером. Ні в якому разі не протирати поліровану поверхню.

3. По закінченні роботи треба покласти між гранями призм папір, вимкнути прилад з електромережі та прибрати робоче місце.

ЗАВДАННЯ

1. Перед початком вимірів докладно ознайомтесь з правилами роботи з приладом, технічна інструкція до якого знаходиться на робочому місці.

2. Перевірте за еталоном (чиста вода, платівка з відомим показником заломлення) правильність показів рефрактометра.

3. Визначити показник заломлення кількох органічних рідин з точністю до четвертого знаку. Порівняти одержані результати з наведеними в довіднику. За формулою (2а) визначити поляризованість однієї із сполук.

4. Визначити показник заломлення однієї з рідин в відбитому світлі. Порівняти одержану картину поля зору з картиною, одержаною в попередньому випадку, коли світло проходить через призми.

5. Підрахувати питому рефракцію чистих органічних сполук та суміші. Перевірити за формулою (3), що рефракція суміші дорівнює сумі рефракцій окремих компонентів.

6. Виміряти показник заломлення кількох твердих тіл.

КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ

1. Поясніть виникнення межі світла та тіні у полі зору приладу.
2. Чому межа світла і тіні кольорова? Як позбутися цього забарвлення?
3. Принцип дії призми Амічі.
4. Що таке дисперсія світла?
5. Поясніть фізичний зміст поняття рефракції.

ЛІТЕРАТУРА

1. Горбань І.С. Оптика. – К., 1979. – с.8-13, с.163-165.
2. Борбат О.М., Горбань І.С. та ін. Оптичні виміри. – К., 1967. – с.256-278.
3. Бутиков Е.И. Оптика. – М., 1986. – с.86-89.

Лабораторна робота 4.3б.

ВИЗНАЧЕННЯ ПОКАЗНИКА ЗАЛОМЛЕННЯ ГАЗІВ ЗА ДОПОМОГОЮ ІНТЕРФЕРОМЕТРА РЕЛЕЯ

Для вимірювання показників заломлення газів та рідин застосовується інтерферометр Релея. Для пояснення принципу дії цього приладу розглянемо дифракцію паралельних променів на щілинах.

Розмістимо на шляху паралельних монохроматичних світлових променів екран E_1 з довгим та вузьким отвором (щілиною). Якщо за допомогою лінзи зібрати світло, що пройшло через щілину, то на другому екрані E_2, розташованому в фокальній площині лінзи (рис.1), одержимо дифракційну картину у вигляді світлих та темних смуг. Вона виникає внаслідок дифракції світлових хвиль, що йдуть від різних місць щілини.

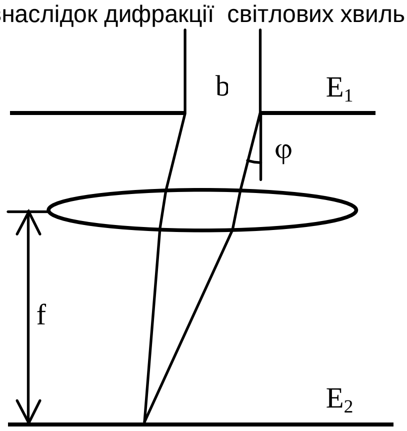


Рис.1

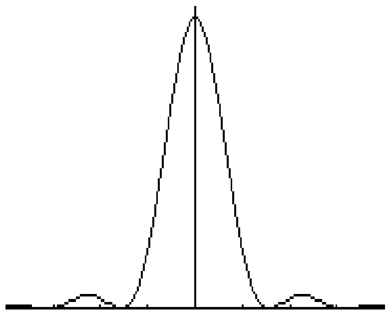


Рис.2

На рис.2 показано залежність інтенсивності I від кута дифракції φ. Мінімуми інтенсивності та нульові значення амплітуди будуть спостерігатися під кутами, для яких виконується умова

$$b \cdot \sin\varphi = m \cdot \lambda$$

де $m = 1,2,3...$, λ – довжина світлової хвилі, b – ширина щілини. З рис.2 видно, що дифракційні смуги мають помітну ширину тільки для вузьких щілин, коли b можна порівняти з λ. Якщо ж щілина широка, то смуги будуть розташовані дуже близько одна від одної, спостерігати їх буде важко. Зауважимо, що понад 90% всієї інтенсивності припадає на центральний максимум, тому в подальшій роботі вимірювання провадяться саме на цій ділянці дифракційної картини.

Коли в екрані E_1 є друга щілина, паралельна першій, то світлові хвилі будуть дифрагувати на кожній з них (рис.3). Лінза збирає паралельне проміння від обох щілин у тих самих місцях екрану E_2, розташованого в її фокальній площині.

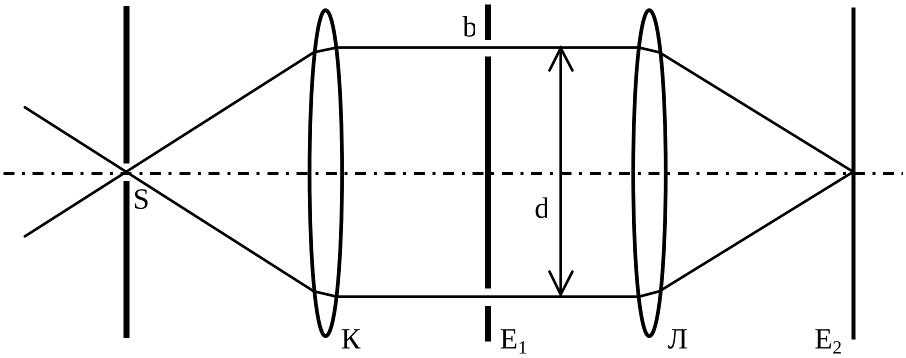


Рис.3.

На перший погляд здається, що картина повинна мати такий самий вигляд, тільки буде більш яскравою за рахунок додавання інтенсивностей. Однак це припущення справедливе тільки для того випадку, коли щілини освітлюються некогерентними хвилями. Якщо ж вони являють собою дві частини однієї й тієї ж хвилі, початкові фази коливань у них однакові, тобто вони когерентні, то накладаючись одна на одну в площині екрану E_2, вони повинні інтерферувати.

Внаслідок цього загальний вигляд дифракційної картини змінюється. На місці кожної світлої смуги на рис.2 з'являється декілька додаткових світлих та темних смуг. Розподіл інтенсивності світла в залежності від кута дифракції φ зображено на рис.4.

Крім уже існуючих мінімумів з'являються додаткові, що визначаються умовою

$$d \cdot \sin\varphi = (2m+1) \cdot \frac{\lambda}{2} ;$$

тут d – відстань між центрами щілин.

Умова нових максимумів

$$d \cdot \sin\varphi = m\lambda .$$

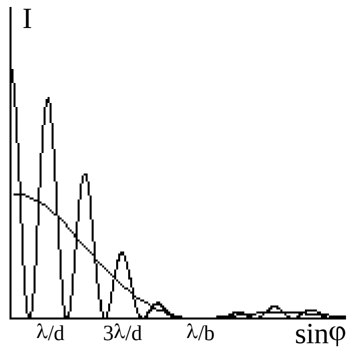


Рис.4а

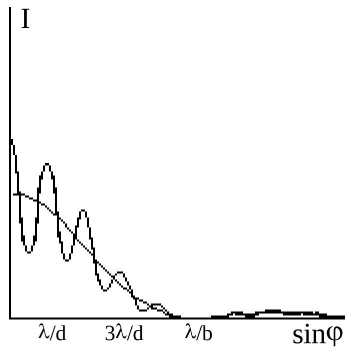


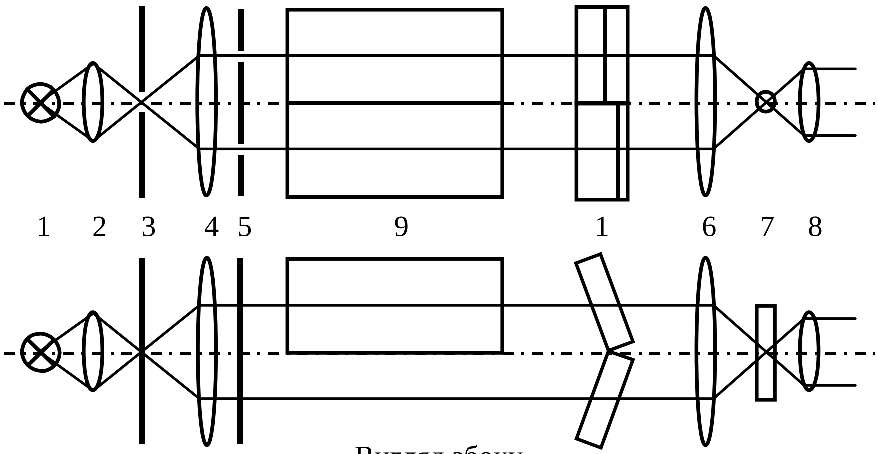
Рис.4б

Кількість додаткових максимумів, що виникають на місці центрального максимуму, залежить від співвідношення між d та b. Аналіз цих умов показує, що додавання другої щілини збільшує кількість дифракційних смуг у порівнянні з випадком однієї щілини, зменшує їх ширину, збільшує їх інтенсивність. Пунктирна крива на рис.4а відповідає сумі інтенсивностей від двох щілин, коли вони освітлювались некогерентними джерелами. Суцільна крива відповідає розподілу інтенсивностей для повністю когерентного світла. Паралельний пучок світла, що проходить через щілини, буде мати повну просторову когерентність, якщо хвильова поверхня буде ідеальною площиною, тобто кутове розходження променів відсутнє. Це можливо, якщо вхідна щілина S, яка виконує роль джерела світла по відношенню до коліматора K, нескінченно вузька. Чим вужча вхідна щілина S, тим вище просторова когерентність світла, що падає на екран E_1, але тим нижча світлосила приладу. Оптимальне значення вхідної щілини таке, при якому діаметр когерентності світлового пучка трохи перевищує відстань між щілинами d. Видність дифракційної картини на екрані E_2 у цьому випадку менша, ніж для повністю когерентного світла, але достатня для спостереження картини. Саме такий випадок розподілу інтенсивності дифракційної картини зображено на рис.4б.

Саме дифракція Фраунгофера на двох щілинах застосовується в інтерферометрі Релея.

Оптичну схему приладу представлено на рис.5. Світло від лампочки розжарювання і за допомогою конденсорної лінзи 2 спрямовується на вхідну щілину 3. На фокусній відстані від неї розташована коліматорна лінза 4, за нею – екран 5 з двома паралельними щілинами в ньому. Все це вмонтовано в одному кінці циліндричного кожуха. У протилежному його кінці вмонтовано зорову трубу, що складається з об’єктива 6, та дволінзового окуляра 7-8. Дифракційна картина утворюється в фокальній площині об’єктива 6 та розглядається за допомогою окуляра. Перша лінза окуляра 7 виготовлена у вигляді скляного циліндра діаметром 2.2 мм. Короткофокусна циліндрична лінза від звичайної сферичної відрізняється головним чином тим, що вона дає збільшення (в 100 разів) лише в перпендикулярному до осі циліндра напрямку, і не дає збільшення в напрямку своєї осі (у даному випадку вісь циліндра паралельна щілині). Так як відстань між щілинами велика, дифракційні смуги розташовані дуже близько одна від одної $(\delta\varphi = \lambda / d << 1)$. Для того, щоб їх побачити окремо, і необхідне сильне збільшення в напрямку, що перпендикулярний щілині. Оскільки довжина щілин досить велика (2.5 см), картина не потребує значного збільшення вздовж смуг.

Вигляд зверху



Вигляд збоку

Рис.5

Досліджувані гази або рідини вводяться в кювети 9, які займають тільки верхню частину простору камери приладу. Частина світла проходить внизу під кюветами й утворює нижню нерухому частину інтерференційної картини. Верхня частина інтерференційної картини, що утворюється при проходженні світла через кювети – рухома. Обидві системи інтерференційних смуг розділені за допомогою складної платівки 10 тонкою лінією розподілу. У випадку, коли в обох кюветах знаходяться речовини з однаковим показником заломлення, верхня інтерференційна система смуг співпадає з нижньою –

нерухомою. Таким чином, в інтерферометрі нижня частина інтерференційної картини є репером, відносно якого виконується відлік.

За допомогою інтерферометра Релея неможливо виміряти абсолютний показник заломлення n, можна тільки порівняти ці значення для двох різних прозорих середовищ (наприклад, розчину та частого розчинника). Тоді, знаючи показник заломлення однієї речовини n_1, можна визначити показник заломлення іншої n_2. Для цього в праву кювету розміщують речовину з більшим значенням показника заломлення, а у ліву – з меншим. При проходженні світла через кювети довжиною L між променями, що йдуть від різних щілин, утворюється оптична різниця ходу

$$\Delta = L(n_1 - n_2) \tag{6}$$

Ця оптична різниця ходу призводить до зсуву верхньої інтерференційної картини у бік від осі приладу. Внаслідок цього у верхній частині окуляра інтерференційних смуг не видно (вони виходять з поля зору).

У нижній частині картина не змінюється, тому що промені від кожної із щілин проходять однакову оптичну довжину шляху (кювети вводяться лише у верхню частину світлового потоку). Вимірявши величину зміщення верхньої інтерференційної картини відносно нижньої, можна визначити різницю ходу Δ. Знаючи n_1 для однієї речовини, визначають показник заломлення другої з виразу (6)

$$n_2 = n_1 + \Delta / L$$

Пряме визначення зміщення інтерференційної картини не завжди можливе через те, що верхні смуги виходять з поля зору окуляра. Тому використовують метод компенсації. Для цього збільшують оптичну довжину шляху тих променів, які проходять через середовище з меншим показником заломлення. З цією метою на шляху пучків, що проходять через ліву та праву кювети, розміщують дві плоскі скляні платівки (10 на рис.5). На рис.6 вони представлені більш докладно. Одна з них, K_2, може обертатися навколо осі, перпендикулярної до щілини, змінюючи свій нахил. При цьому змінюється оптична довжина шляху світла у склі (nl_2). Цим збільшується оптична різниця ходу $\Delta' = n(l_1 - l_2)$, де n – показник заломлення платівок. Змінюючи кут нахилу платівки K_2, можна одержати будь яку різницю ходу і, таким чином, скомпенсувати зсув та повернути інтерференційну картину у початкове положення. При цьому додаткова різниця Δ' повинна дорівнювати Δ. Величину Δ' можна виміряти по куту нахилу платівки K_2.

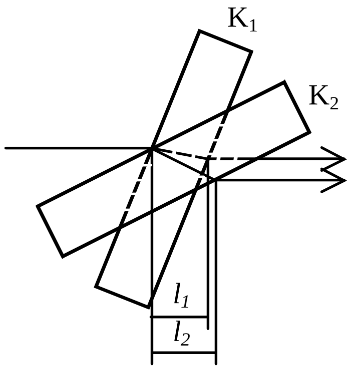


Рис.6.

У приладі нахил платівки здійснюється мікрометричним гвинтом. Кожному відліку мікрометра відповідає певне значення кута нахилу платівки – компенсатора K_2, а тим самим і оптичної різниці ходу. Для градуювання приладу складають графік, відкладаючи по горизонтальній осі відліки по мікрометру, а по вертикальній осі – значення Δ'.

Відлік по мікрометру проводиться, коли співпадають верхня (рухома) і нижня частини інтерференційної картини, тобто компенсується початковий зсув картини. Оскільки в приладі використовується біле (немонохроматичне) джерело світла, треба домагатися співпадання світлих незабарвлених центральних смуг, що відповідають головному максимуму дифракційної картини.

МЕТОДИКА ВИМІРЮВАНЬ ТА ЗАВДАННЯ

1. Перед початком роботи необхідно ознайомитись з інструкцією по роботі з приладом, що знаходиться на робочому місці.

2. Ввімкнути джерело світла і спостерігати в окулярі інтерференційну картину. Якщо в нижній частині поля спостерігаються розпливчасті смуги, то пересувають окуляр (не обертаючи), доки картина не стане чіткою. Якщо ж у верхній частині поля зору смуги відсутні або зсунуті відносно нижніх, то за допомогою мікрометричного гвинта домагаються їх співпадання. Одержують початковий відлік m_0.

3. Перед початком вимірювань слід встановити однозначну відповідність між поділками шкали мікрометричного гвинта та величиною різниці показників заломлення Δn речовин, що знаходяться в сусідніх кюветах.

Про те, що промені в різних плечах інтерферометра проходять неоднаковий шлях, сигналізує зсув верхньої частини інтерференційної картини відносно нижньої, який можна спостерігати в полі зору окуляра. Зсув картинки на один період відповідає зміні різниці ходу на величину, що дорівнює λ, на два періоди – 2λ, і т.д. Такого ж зсуву ми можемо добитися штучно, змінюючи різницю ходу променів за допомогою скляних платівок K_1 та K_2.

Отже, з одного боку $\Delta n = C \cdot \Delta m$, а з іншого $\Delta n = \frac{\Delta}{L} = \frac{i \cdot \lambda}{L}$, де $i = \pm 1, \pm 2, \pm 3...$ Порівнюючи ці дві формули, отримаємо:

$$i = \frac{CL}{\lambda} \cdot m_i .$$

Зробивши за мікрометричним гвинтом відліки, що відповідають зсувам інтерференційної картинки на різну кількість періодів (зауважимо, що зсув може бути як додатнім так і від'ємним відносно початкового відліку), можна отримати лінійну залежність, для якої, скориставшись методом найменших квадратів, визначається кутовий коефіцієнт, а отже і стала приладу C.

4. Зменшуючи тиск у лівій кюветі від атмосферного до 0.7-0.6 атмосфери, виконують 6-7 відліків m_x. Тут m_x – відлік мікрометричного гвинта, який виконується, коли співпадають верхня та нижня частини інтерференційної картини.

5. Будують графік залежності $m_x - m_0$ від різниці тиску у правій та лівій кюветах ΔP. Одержана залежність повинна бути лінійною.

6. Виходячи з одержаних даних, визначають поляризованість молекул повітря α. Для цього у виразі (1) кількість молекул в одиниці об'єму N замінюють через $\frac{P}{kT}$:

$$\varepsilon = 1 + \frac{4\pi\alpha}{kT} \cdot P .$$

Враховуючи, що для газів $\frac{4\pi\alpha}{kT} \cdot P << 1$ знаходимо показник заломлення

$$n = \sqrt{1 + \frac{4\pi\alpha}{kT} \cdot P} = 1 + \frac{2\pi\alpha}{kT} \cdot P + ... \tag{7}$$

Формулу (7) можна переписати у вигляді

$$\Delta n = \frac{2\pi}{kT} \cdot \alpha \cdot \Delta P . \tag{8}$$

Для визначення різниці показників заломлення повітря при атмосферному тиску та в кюветі, де тиск змінюється поступово, використовуємо сталу приладу

$$\Delta n = C \cdot (m_x - m_0)\ .$$

Остаточно поляризованість молекул α визначається за формулою

$$\Delta m = \frac{2\pi\alpha}{CkT} \cdot \Delta P\ .$$

7. Методом найменших квадратів знайти значення α та середньоквадратичне відхилення.

КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ

1. Який вигляд має розподіл освітленості на екрані при дифракції на двох щілинах у випадку освітлення щілин когерентним, некогерентним та частково когерентним світлом?
2. Запишіть умови дифракції на одній та двох щілинах.
3. Як впливає немонохроматичність світла на дифракційну картину?
3. Як залежить точність результату від довжини кювет? В яких випадках треба користуватися більш довгими кюветами, а у яких – короткими?
4. Як впливає розмір джерела світла на якість інтерференційної картини?
5. Що таке поляризованість молекули α? Яку розмірність вона має?

ЛІТЕРАТУРА

1. Сивухин Д.В. Курс общей физики. Оптика. – М., 1986. – Т.4.
2. Горбань І.С. Оптика. – К., 1979. – с.51-55.
3. Лансберг Г.С. Оптика. – М., – 1976.

Лабораторна робота 4.4.

ФОТОМЕТРИЧНІ ВИМІРЮВАННЯ.

Мета роботи: перевірка законів фотометрії та ознайомлення з основними способами фотометричних вимірювань.

ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ

Слово “фотометрія” походить з грецької мови і означає “вимірювання світла”. Фотометричні вимірювання можна виконувати як за допомогою ока, так і за допомогою штучних приймачів світла – фотоелементів, болометрів, термоелементів тощо. Перший спосіб називається суб’єктивним, і результат вимірів залежить від індивідуальних особливостей ока. Другий спосіб називають об’єктивним.

Основою суб’єктивного методу фотометричних вимірів є здатність ока оцінювати рівність яскравостей двох суміжних поверхонь. Рівність визначається тим точніше, чим менше відрізняється за кольором одна поверхня від іншої.

Об’єктивним методом вимірюють, як правило, потік енергії електромагнітних хвиль Φ_e. При суб’єктивних вимірах користуються фотометричними величинами, головною серед яких є світловий потік Φ. При цьому враховується, що строго монохроматичного випромінювання насправді не існує. Випромінювання, що має певну енергію, займає певний діапазон частот ω (або довжин хвиль λ). Тому вводять поняття спектральної густини тієї чи іншої величини:

$$\Phi_e = \int_0^\infty \Phi_{e\lambda} d\lambda = \int_0^\infty \Phi_{e\omega} d\omega .$$

Тут $\Phi_{e\lambda} d\lambda$ має зміст потоку енергії електромагнітних хвиль у спектральному інтервалі ($\lambda, \lambda + d\lambda$).

Щоб визначити, яку частину потоку електромагнітних хвиль і наскільки ефективно реєструє око, вводять спектральну світлову ефективність ока, яка визначає його реакцію на потік енергії, однорідний за спектральним складом (монохроматичний). Максимальна спектральна світлова ефективність ока припадає на жовто-зелену ділянку спектра з максимумом для довжини хвилі $\lambda = 555 нм$. Прийнята міжнародною системою одиниць крива чутливості ока наведена на рис.1.

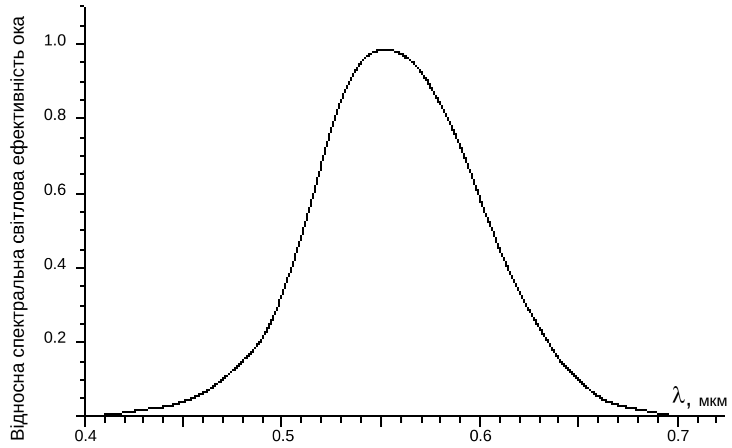


Рис.1.

По осі ординат відкладено відносну спектральну світлову ефективність випромінювання

$$V(\lambda) = \frac{K(\lambda)}{K_{\max}},$$

де $K(\lambda)$ – спектральна чутливість ока до випромінювання з довжиною хвилі λ, $K_{\max}$ – максимальне значення спектральної чутливості.

Тоді світловий потік для монохроматичного випромінювання з довжиною хвилі λ визначається як потік електромагнітної енергії з урахуванням чутливості ока:

$$\Phi_{\lambda} = K(\lambda) \cdot \Phi_{e\lambda}.$$

Для неперервного спектра випромінювання:

$$\Phi_e = \int_0^{\infty} K(\lambda)\Phi_{e\lambda} d\lambda = K_{\max} \int_{0.4}^{0.7} V(\lambda)\Phi_{e\lambda} d\lambda.$$

Одиницею світлового потоку є люмен. Один люмен – це світловий потік, що випромінюється з поверхні абсолютно чорного тіла площею 0.5306 мм^2 при температурі затвердіння платини 2046 К і тиску 101325 Па.

Звичайна лампа розжарювання потужністю 40 Вт дає світловий потік 370 лм, а лампа тієї ж потужності з криптоновим наповненням – 430 лм.

Мірою кутового розподілу густини світлового потоку є сила світла:

$$I_\theta = \frac{d\Phi(\Omega)}{d\Omega} \qquad (1)$$

де I_θ – сила світла в напрямку θ, а $d\Phi(\Omega)$ – світловий потік, що розповсюджується в межах тілесного кута $d\Omega$. Ясно, що таке визначення можливе лише для точкового джерела. Реальне джерело світла має певні розміри, точковим його можна вважати лише тоді, коли відстань до нього значно перевищує його лінійні розміри.

Одиницею світла є кандела. Силу світла в одну канделу має точкове джерело, яке в тілесний кут в 1 стерадіан випромінює світловий потік в 1 люмен.

Джерело світла, для якого сила світла не залежить від напрямку спостереження θ, називається ламбертівським. Для нього справедлива формула:

$$I = \frac{\Phi}{4\pi}.$$

Коли джерело, що випромінює світло, має значні розміри, його характеризують світністю та яскравістю.

Світність – це відношення світлового потоку, що випромінюється малою ділянкою поверхні, до площі цієї ділянки:

$$M = \frac{d\Phi(S)}{dS}.$$

При визначенні яскравості поверхні в напрямку θ більш суттєвою є не сама ділянка, що випромінює, а її видима проекція на площину, перпендикулярну до напрямку спостереження (див. рис. 2).

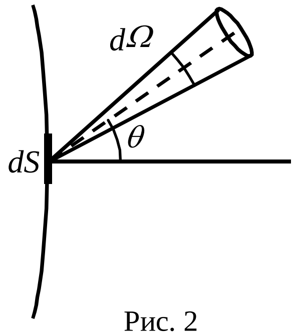


Рис. 2

Яскравістю поверхні називається відношення світлового потоку $d\Phi$, що випромінюється в даному напрямку з ділянки dS, до малого тілесного кута $d\Omega$ і видимого розміру ділянки dS:

$$L_\theta = \frac{d^2\Phi(S,\Omega)}{dS \cdot \cos\theta \cdot d\Omega} = \frac{I_\theta}{dS \cdot \cos\theta} .$$

Одиниця яскравості – ніт. Таку яскравість має поверхня, що випромінює силу світла в 1 кд з поверхні в 1м^2.

У ламбертівської поверхні яскравість однакова у всіх напрямках, тому

$$M = \pi L .$$

Для несамосвітних поверхонь вводять освітленість – відношення світлового потоку, що падає на малу ділянку поверхні, до площі цієї поверхні:

$$E = \frac{d\Phi}{dS} = \frac{Id\Omega}{dS} . \qquad (2)$$

Одиниця освітленості в 1 люкс створюється на поверхні 1 м^2 світловим потоком в 1 лм.

При роботі з об'єктивними приймачами світла як вихідна величина використовується не світловий потік, а потік енергії. Тоді аналогом сили світла є сила випромінювання I_e. Індекс "е" означає, що це енергетична величина, яка має розмірність [$\frac{ват}{стерадіан}$]. Подібно до фотометричної вводиться енергетична світність M_e, енергетична яскравість L_e та енергетична освітленість E_e .

ЗАКОН ОБЕРНЕНИХ КВАДРАТІВ.

Якщо навколо точкового джерела світла *О* (рис.3) описати дві концентричні сфери радіусами r_1 та r_2 , то через їх поверхні S_1 та S_2 *S*2, що відповідають одному й тому ж тілесному куту Ω , проходить один і той же

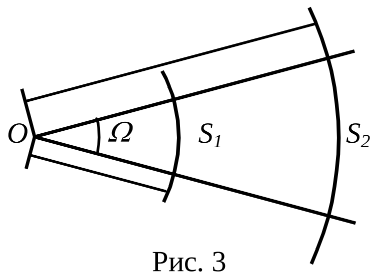


Рис. 3

світловий потік Φ . За формулою (2) маємо таке співвідношення:

$$\frac{E_1}{E_2} = \frac{r_2^2}{r_1^2} . \qquad (3)$$

Тут враховується, що для малих кутів $d\Omega = \frac{dS}{r^2}$. Це і є закон обернених квадратів. Якщо два точкових джерела I_1 та I_2 створюють на деякій площині однакові освітленості $E_1 = E_2$, то за допомогою (2) і (3) знаходимо:

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{r_1^2}{r_2^2}, \qquad (4)$$

де r_1 та r_2 – відстані від джерела до площини.

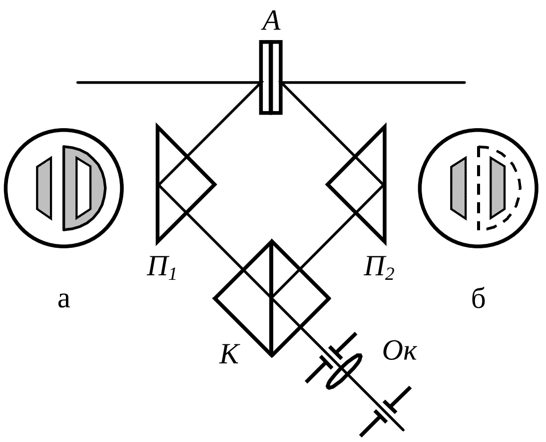
ВІЗУАЛЬНІ ФОТОМЕТРИЧНІ ВИМІРЮВАННЯ.

Прилади, в яких фотометричні вимірювання виконуються за допомогою ока, називаються візуальними фотометрами. Всі вони побудовані на одному й тому ж принципі, що ґрунтується на властивості ока досить точно встановлювати рівність освітленості двох суміжних поверхонь, що освітлюються різними, але одноколірними джерелами. При цьому ми не можемо виміряти кількісно різницю освітленостей.

Візуальні фотометри мають такі основні елементи: пристрій для створення двох світлових полів (від досліджуваного та еталонного джерел); пристрій для порівняння цих полів; пристрій для зміни освітленості полів; зорову трубу або лупу. Найдосконалішим та найпоширенішим є фотометр Люммера-Бродхуна, оптична схема якого подана на рис.4.

Світло від еталонного та досліджуваного джерел падає на різні боки дифузно-розсіючої пластинки *А*, виготовленої із сірчанокислого барію. Частина розсіяного світла потрапляє на призми повного внутрішнього відбиття $П_1$ та $П_2$, а потім – на вхідні грані фотометричного кубика *К*. За допомогою окуляра *Ок* розглядають світлові поля.

Хід променів через кубик Люммера-Бродхуна показано на рис.5. Він складається з двох призм, нижня з яких є звичайною призмою повного внутрішнього відбиття. На діагональній грані верхньої призми зроблено невеликі заглиблення, контури яких заштриховані і позначені цифрою II. Поза заглибинами діагоналі призм мають оптичний контакт. Пучок світла I, проходячи крізь кубик в місцях оптичного контакту, створює поле I, а пучок II, відбиваючись від діагональної площини у місцях, де оптичного контакту немає, створює поле порівняння II. Обидва світлові потоки потрапляють в окулярну трубу, яка сфокусована так, що в її полі зору чітко видно контури заглибин (рис.4а). Якщо обидва боки пластинки *А* освітлені однаково і оптичні шляхи світлових пучків рівні між собою, то все поле зору труби буде рівномірно освітлене і контурів заглибин видно не буде (рис.4б). Цей випадок називають світловою рівністю.



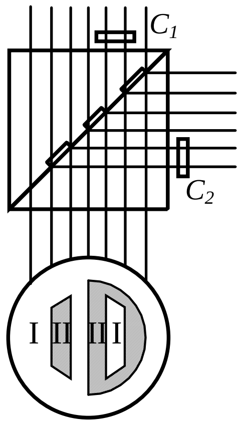


Рис. 4 Рис. 5

У конструкції фотометра передбачено пристрій, який дає змогу вводити на шляху світлових пучків додаткові прозорі плоско-паралельні пластинки C_1 та C_2 (рис.5). При проходженні через ці пластинки втрачається близько 8% світла. Завдяки цьому при світловій рівності малі трапеції поля зору (а саме навпроти них стоять додаткові пластинки) будуть темнішими, ніж решта поля зору. В полях порівняння створюється однаковий контраст, що підвищує точність вимірів до 0.25%. Контрастні пластинки вводять в поле зору за допомогою спеціальних фіксаторів на нижній кришці фотометра.

За оптичною схемою фотометра світло, що потрапляє в окулярну трубу від правого та лівого боків пластини, проходить не зовсім однакові оптичні шляхи (світло з лівого боку пластини зазнає одного зайвого заломлення). Тому ослаблення цих пучків теж буде неоднаковим. Звідси випливає, що світловій рівності не відповідатиме однакова освітленість обох боків розсіюючої пластини. Щоб уникнути похибки, пов'язаної з цією особливістю фотометра, у його конструкції передбачена можливість обертання камери фотометра на 180° так, що сторона розсіювальної пластинки, яка була повернена ліворуч, буде повернена праворуч, і навпаки. Для визначення правильного положення фотометра, що відповідає однаковій освітленості обох боків розсіювальної пластинки, слід знайти такі два положення, які відповідають світловій рівності при прямому та оберненому положеннях камери фотометра, і визначити їх середнє значення. Цей прийом дає тим точніший результат, чим менше відрізняються за силою світла порівнювані джерела.

ФОТОМЕТРИЧНА ЛАВА ФС-М.

Фотометричні вимірювання виконують на фотометричній лаві, яка у найпростішому випадку є лінійкою з поздовжніми пазами, по яких переміщуються три повзунки. На лінійку нанесено поділки, а в повзунках закріплено фотометр і два джерела світла.

За допомогою фотометричної лави ФС-М можна виконувати досліди з порівняння сили світла джерел, визначення кривих розподілу сили світла та індикатрис розсіювання різних матеріалів, визначення питомої потужності ламп розжарювання та коефіцієнта яскравості відбиваючих матеріалів, визначення колірної температури джерел світла, тощо.

Джерела світла, фотометр та інші прилади встановлюють на лаві на пересувних каретках. Відлік положення каретки відносно шкали лави проводять за штриховим покажчиком (для зручності відліку на плиті каретки встановлені освітлювач і лупа).

Електричні лампи на лаві встановлено у спеціальних тримачах. Тримач дає змогу переміщувати патрон лампи в напрямку, перпендикулярному до осі лави, нахиляти його у двох взаємноперпендикулярних площинах і обертати навколо вертикальної осі. В комплекті фотометричної лави є тримач з лімбом, за допомогою якого можна обертати джерело світла навколо вертикальної осі і відраховувати кут повороту. Ціна поділки на лімбі тримача становить 1°.

Для встановлення світлової рівності застосовують різноманітні прийоми, що дають змогу ослабити освітленість, утворену сильнішим джерелом. До них належать: поглинання світла фільтром змінної товщини (клином) або сітками з різною площею комірок, введення в пучок диска, що обертається, з секторальним отвором, а також поглинання світла системою поляризаційних призм. Ці методи мають певні обмеження: фільтри повинні однаково поглинати світло різних довжин хвиль; сітки не повинні відкидати тіні і тому використовуються переважно в поєднанні з лінзами, поблизу яких вони розміщуються. Нарешті, обертові сектори зменшують не потік, а тривалість його дії і, отже, придатні лише тоді, коли зменшення середнього значення потоку еквівалентне зменшенню його величини. Це справедливо, як показали психофізіологічні дослідження, лише при достатній частоті переривання (закон Тальбора).

Послаблювач, що використовується у фотометричній лаві ФС-М, є обертовим непрозорим диском з вирізаними у ньому двома секторами. Коефіцієнт пропускання такого послаблювача визначається як

$$K = \frac{\alpha}{2\pi},$$

де α - кут розхилу вирізаного сектора, виражений у радіанах.

У комплекті послаблювача є два диски з коефіцієнтами пропускання 1% і 10%. Швидкість обертання диска регулюється реостатом, увімкненим у коло електродвигуна. Її слід вибирати дещо більшою від тієї, при якій помітне миготіння у полі окулярної труби фотометра.

Необхідною умовою для забезпечення якісних фотометричних вимірювань є точне визначення відстаней на лаві. Щоб визначити справжню відстань між джерелом світла і приймальною пластинкою фотометра, треба до різниці відліків $x_2 - x_1$, що відповідають положенням покажчиків пересувних кареток на шкалі, внести додаткову поправку Δx. Ця поправка виникає тому, що положення штрихових покажчиків кареток на шкалі лави не збігається точно з проекціями на цю шкалу центрів світних тіл джерел світла.

Для визначення поправок використовують вимірювач відстані. Вимірювач відстані – це стержень, на одному кінці якого розміщена металева дуга, симетрична відносно його осі. Стержень з дугою закріплюється у тримачі каретки. На обох кінцях дуги є оправи з візирними сітками, причому одна з них освітлюється. Площина, що проходить через вертикальні штрихи перехресть обох візирних сіток, перпендикулярна до осі лави, а відстань L_0 від цієї площини до протилежного кінця стержня дорівнює 47.26 см.

Визначають поправки так:

1) встановлюють світні тіла джерел у центр приймальної пластинки фотометра (або фотоелемента) і на одній висоті;

2) розміщують між ними на окремій каретці вимірювач відстані так, щоб його довший кінець з виступами дотикався до приймальної пластини фотометра;

3) пересувають джерело світла так, щоб середина світного тіла (в нерозжареному стані) була в площині вертикальних штрихів візирних сіток вимірювача відстані;

4) відраховують положення штрихових покажчиків кареток x_1 та x_2 на шкалі лави.

Можна записати:

$$L_0 = x_2 - x_1 + \Delta x \text{, звідки } \Delta x = L_0 - (x_2 - x_1) \text{,}$$

де L_0 – довжина вимірювача відстані, x_1 та x_2 – відліки на шкалі, Δx – поправка. Поправка Δx може бути як додатною, так і від’ємною.

Схему визначення поправки Δx подано на рис.6. При певному положенні джерела світла поправку слід визначати як для прямого , так і для повернутого на 180° положення камери фотометра. При повторному встановленні джерела світла або при зміні його положення поправку потрібно визначати знову.

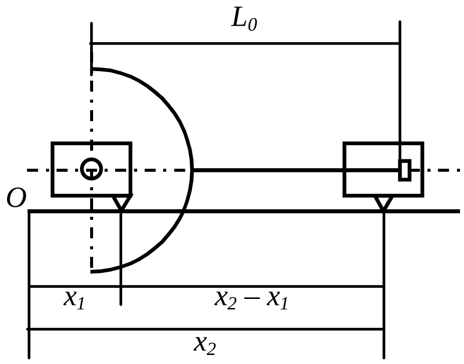


Рис. 6

Щоб порівняти силу світла двох джерел фотометром, треба зцентрувати установку, тобто розмістити джерела світла, екрани фотометра і сам фотометр так, щоб світні тіла джерел, центр приймальної пластинки фотометра і центри отворів екранів лежали на прямій, паралельній до осі фотометричної лави. Для центрування слід вийняти з корпуса фотометра приймальну пластинку, а вхідні отвори його закрити візирними сітками. Після цього треба подивитися через прилад на одне з джерел світла і добитися збігу центрів обох візирних сіток і центра світного тіла. Так само центрується інше джерело світла та екрани. По закінченні центрування візирні сітки виймаються, а приймальна пластинка ставиться на місце.

УВАГА! Обов'язково прослідкуйте, щоб защіпка пластинки добре зафіксувала її в корпусі, інакше пластинка може випасти і пошкодитись.

ЗАВДАННЯ ТА МЕТОДИКА ВИМІРЮВАНЬ.

1***.Вимірювання сили світла лампи розжарювання та перевірка закону обернених квадратів.***

Перша частина завдання виконується на основі формули (4), друга – формули (3). Обидві ці формули доведені на основі трьох припущень:

1) джерело світла точкове;

2) світловий потік не поглинається середовищем;

3) джерело світла у всіх напрямках випромінює однаковий світловий потік.

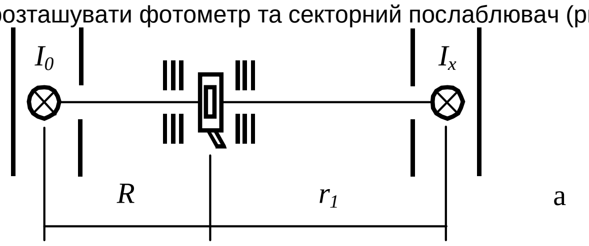
Перша з цих умов на практиці може виконуватися тільки з певним наближенням. Справді, будь-яке джерело має певні розміри, але його можна вважати точковим, якщо розміри джерела значно менші відстані, на якій проводяться фотометричні вимірювання.

Друга умова практично завжди виконується, оскільки поглинання світла в повітрі дуже незначне, і ним можна знехтувати.

Щодо третьої умови, то вона взагалі не виконується, тому що джерела світла випромінюють в різні боки різні світлові потоки. Але у межах невеликого тілесного кута, взятого у напрямку, перпендикулярному до нитки розжарювання, неоднорідність світлового потоку незначна і нею можна знехтувати. Практично важливо знати, у скільки разів відстань від джерела до приймача повинна перевищувати розміри джерела, щоб закон обернених квадратів виконувався з тією чи іншою точністю.

Хід роботи.

1. Приготувати фотометричну лаву до вимірювань. Для цього встановити на її кінцях досліджувану та еталонну лампи. Між ними розташувати фотометр та секторний послаблювач (рис.7.).



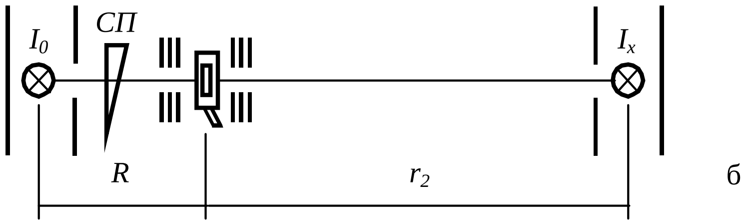


Рис. 7

За еталонну беруть лампу, сила світла якої відома. Напруга на ній підтримується сталою. Сектор послаблювача встановити так, щоб він не заважав проходженню світла від еталонної лампи до фотометра.

2. Досліджувана лампа розташовується якнайближче до фотометра (відстань r_1). Еталонна лампа встановлюється так (відстань R), щоб поля фотометра мали однакову яскравість (рис.7а).

3. Ввімкнути секторний послаблювач ($СП$) і досліджувану лампу перемістити далі від фотометра (відстань r_2) до вирівнювання освітленості полів фотометра (рис.7б).

4. Перемістити фотометр на 5 см далі від еталонної лампи і знайти нові значення r_1 та r_2.

Повторювати переміщення фотометра і вимірювати значення r_1 та r_2, аж поки воно стане рівним віддалі до кінця лави.

5. Дані вимірювань записати у таблицю:

№№	R	r_1	r_2	$\left(\frac{r_1}{R}\right)^2$	$\left(\frac{r_2}{r_1}\right)^2$

Усі вимірювання робити не менше трьох разів для кожної точки з урахуванням поправки Δx, як для прямого, так і для оберненого на 180° положень фотометра.

6. Силу світла вирахувати за формулою:

$$I_x = I_0 \cdot \left(\frac{r_1}{R}\right)^2 .$$

Проаналізувати одержані значення сили світла для великих і малих відстаней r_1.

7. Для перевірки закону обернених квадратів врахувати, що секторний послаблювач зменшує світловий потік у 10 разів. Тому відношення $\left(\frac{r_2}{r_1}\right)^2$ повинно мати таке ж значення.

Побудувати графік $\left(\frac{r_2}{r_1}\right)^2 = f(r_1)$ та проаналізувати виконання закону обернених квадратів для великих і малих відстаней.

8. Визначити похибки вимірювань.

2. ***Визначення світлового поля ламп розжарювання.***

Реальні джерела світла (здебільшого лампи розжарювання) – неточкові, їх світна поверхня не має сферичної симетрії, і через те в різних напрямках сила їх світла є різною. Якщо помістити таке джерело світла в початок полярної системи координат і побудувати поверхню, яка є геометричним місцем кінців векторів, рівних своєю довжиною силі світла у відповідному напрямку, то ця поверхня характеризуватиме розподіл світлового поля навколо джерела. У цьому завданні треба побудувати переріз такої поверхні горизонтальною площиною.

Хід роботи.

1. Тримач досліджуваної лампи встановлюється на обертовому пристрої (тримач з лімбом), і сила світла вимірюється при повороті лампи на кожні 10°. Сила світла вимірюється із застосуванням еталонної лампи (при цьому перевертати фотометр не треба).

2. При кожному положенні фотометра проводиться три вимірювання сили світла.

3. Визначається поправка Δx для досліджуваної лампи. Результати вимірювань заносяться у таблицю.

4. За даними досліду у полярних координатах будується графік залежності сили світла від кута повороту досліджуваного джерела .

5. Визначити похибку вимірювань.

КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ

1. Дати визначення основних фотометричних величин та одиниць їх вимірювання.
2. Навести основний закон освітленості та закон обернених квадратів.
3. Описати конструкцію візуального фотометра та принцип його дії.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Ландсберг Г.С. Оптика. М., 1976, с. 43-61.
2. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Оптика. М., 1980, с. 144-162.
3. Шишловский А.А. Прикладная физическая оптика. М., 1961, с. 343-354.
4. Гуревич М.А. Фотометрия. Л., 1983, с. 20-51.

ЗМІСТ