Робота №1 – "Лінзи".

ВИЗНАЧЕННЯ ОПТИЧНИХ ХАРАКТЕРИСТИК ЗБІРНОЇ І РОЗСІЮЮЧОЇ ЛІНЗ.

Мета роботи: ознайомитись з деякими методами визначення фокусних віддалей лінз, визначити фокусні віддалі збірної та розсіюючої лінз, положення головних площин, показник заломлення матеріалу лінз.

Прилади: оптична лава з набором рейтерів, товста збірна плоско-опукла лінза, тонка розсіююча лінза, освітлювач, в захисному кожусі якого вирізана стрілка, зорова труба.

Теоретичні відомості.

Лінзою в оптиці називається прозоре для світла тіло, обмежене двома поверхнями.

Пряма, що проходить через центри сферичних поверхонь лінзи, називається її головною оптичною віссю. Відстань між вершинами поверхонь лінзи є її товщиною. Лінзи, товщина яких досить мала в порівнянні з радіусами кривизни їх поверхонь, називаються тонкими лінзами. Для товстих лінз ця умова не виконується.

Лінзу можна розглянути як систему двох заломлюючих поверхонь. Система, в якій зберігається гомоцентричність пучків і зображення виявляється строго геометричне подібним предмету, називається ідеальною оптичною системою. Як показує теорія, зображення предметів за допомогою ідеальної оптичної системи може бути побудоване без докладного дослідження ходу променів всередині систем. Для цього потрібно лише знати фокусну відстань і положення головних площин.

Головними площинами ідеальної оптичної системи називаються спряжені площини, лінійне збільшення для яких дорівнює $\beta = +1$. У тонкій лінзі головні площини співпадають, і їх перетин з оптичною віссю дає оптичний центр. Головні площини лінзи в залежності від форми лінзи можуть знаходитись як всередині лінзи, так і зовні.

Промені, паралельні головній оптичній осі, заломлюючись у збірній лінзі, перетинаються в точці, що лежить на оптичній осі і називається головним фокусом лінзи. Існує передній головний фокус F і задній головний фокус F'. Відстані від головних площин до головних фокусів називаються фокусними відстанями. Згідно з правилом знаків для збірної лінзи $f < 0$, $f' > 0$, для розсіюючої – $f > 0$, $f' < 0$. Величина, обернена фокусній відстані лінзи, називається оптичною силою лінзи. Одиницею виміру оптичної сили лінзи є діоптрія (дптр). Оптичну силу в одну діоптрію має лінза, фокусна відстань якої дорівнює одному метру.

Оптична сила товстої лінзи може бути розрахована за формулою:

$$\Phi = \frac{1}{f'} = (n-1)\left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2}\right) + \frac{d(n-1)^2}{n \cdot R_1 R_2}, \qquad (1)$$

де f' – задня фокусна відстань лінзи, R_1 та R_2 – радіуси кривизни заломлюючих поверхонь, n - показник заломлення матеріалу лінзи, d - товщина лінзи.

Відстані від головних площин до спряжених точок S та S' зв'язані формулою Гаусса:

$$\frac{1}{f'} = \frac{1}{S'} - \frac{1}{S}. \qquad (2)$$

При користуванні формулами (1) та (2) слід враховувати в кожній конкретній задачі знаки величин f', f, R_1, R_2, S, S' згідно з діючим у геометричній оптиці правилом знаків. Формула (2) виконується як для товстої, так і для тонкої лінз.

I. Визначення фокусної відстані тонкої збірної лінзи.

При визначенні фокусної віддалі збірної тонкої лінзи найпростіше було б застосовувати формулу (2). Але оскільки положення оптичного центра лінзи не завжди легко

визначити, значення f' знаходять, користуючись методом переміщення лінзи (методом Бесселя).

Якщо закріпити предмет (джерело світла) і екран на відстані L ($L > \mathbf{4}f$), то пересуваючи між ними лінзу, можна знайти два таких її положення, при яких на екрані утворюється чітке зображення, в одному положенні збільшене (рис. 1а), а в другому – зменшене (рис. 1б). При цьому положення лінзи будуть симетричні відносно точки A, що лежить на середині відрізка між предметом і екраном.

Дійсно, позначивши відстань між двома положеннями лінзи через l і скориставшись рівнянням лінзи (2) з урахуванням правила знаків, запишемо для першого положення лінзи:

$$\frac{\mathbf{1}}{f'} = \frac{\mathbf{1}}{S_{\mathbf{1}}'} - \frac{\mathbf{1}}{S_{\mathbf{1}}} = \frac{\mathbf{1}}{l + S_{\mathbf{2}}'} - \frac{\mathbf{1}}{-\left(L - l - S_{\mathbf{2}}'\right)} = \frac{L}{\left(l + S_{\mathbf{2}}'\right)\left(L - l - S_{\mathbf{2}}'\right)},$$

а для другого положення, відповідно:

$$\frac{\mathbf{1}}{f'} = \frac{\mathbf{1}}{S_{\mathbf{2}}'} - \frac{\mathbf{1}}{-\left(L - S_{\mathbf{2}}'\right)} = \frac{L}{S_{\mathbf{2}}'\left(L - S_{\mathbf{2}}'\right)}.$$

Прирівнюючи праві частини цих рівнянь, знайдемо відстань між другим положенням лінзи і екраном:

$$S_{\mathbf{2}}' = \frac{L - l}{\mathbf{2}}.$$

Відстань між першим положенням лінзи і предметом $S_{\mathbf{1}}$ дорівнює:

$$S_{\mathbf{1}} = -\left(L - l - S_{\mathbf{2}}'\right) = -\frac{L - l}{\mathbf{2}}, \text{ тобто } \left|S_{\mathbf{2}}'\right| = \left|S_{\mathbf{1}}\right|.$$

Отже, перше положення лінзи знаходиться від предмета на такій же відстані, як друге положення від зображення, а значить ці положення симетричні відносно точки A. Цього висновку можна дійти також, скориставшись властивістю зворотності світлових променів.

Щоб одержати вираз для експериментального визначення фокусної відстані лінзи, розглянемо одне з положень лінзи, наприклад, перше. Для нього значення спряжених відстаней:

$$S_{\mathbf{1}} = -\frac{L - l}{\mathbf{2}}, \qquad S_{\mathbf{1}}' = \frac{L + l}{\mathbf{2}}.$$

Підставляючи ці величини у формулу (2), одержимо вираз для фокусної відстані тонкої лінзи:

$$f' = \frac{SS'}{S - S'} = \frac{L^{\mathbf{2}} - l^{\mathbf{2}}}{\mathbf{4}L}. \tag{3}$$

Цей спосіб зручний тим, що експериментально вимірюються лише переміщення тонкої лінзи l та відстань L між двома спряженими площинами, в яких розташовані предмет і екран.

Для товстої лінзи формула (3) має вигляд:

$$f' = \frac{(L - \delta)^{\mathbf{2}} - l^{\mathbf{2}}}{\mathbf{4}(L - \delta)}, \tag{4}$$

де δ - відстань між головними площинами лінзи. Якщо для товстої лінзи відстань між головними площинами δ невідома, то описаний вище спосіб непридатний для визначення f' товстих лінз.

II. Визначення фокусної відстані та положення головних площин товстої збірної лінзи.

Фокусну відстань товстої збірної лінзи визначають за способом Аббе (рис. 2). Нехай предмет y знаходиться на відстані $(-X_{\mathbf{1}})$ від головного фокуса F товстої збірної лінзи. Зображення предмета має розмір $\left(-y_{\mathbf{1}}'\right)$. Лінійне збільшення $\beta_{\mathbf{1}}$ буде:

$$\beta_1 = \frac{y_1'}{y} = -\frac{f}{X_1}. \quad (5)$$

Якщо пересунути предмет y в положення $(-X_2)$, то лінійне збільшення буде:

$$\beta_2 = \frac{y_2'}{y} = -\frac{f}{X_2} \quad (6)$$

Із формул (5) та (6) неважко одержати вираз для фокусної відстані:

$$f = -f' = \frac{X_2 - X_1}{\left(\frac{1}{\beta_1} - \frac{1}{\beta_2}\right)} = \frac{\Delta}{y} \cdot \frac{y_1' y_2'}{y_2' - y_1'}, \quad (7)$$

де $\Delta = X_2 - X_1$ - переміщення предмета.

Отже, вимірявши експериментально величину предмета y, величину його зображення y_1' та величину зображення y_2' при переміщенні лінзи на відстань Δ, за формулою (7) знайдемо передню f та задню f' фокусні відстані товсої збірної лінзи.

Для знаходження положення головних площин товстої лінзи крім значення фокусних відстаней f, f' потрібно визначити ще положення головних фокусів F, F'. Для цього застосовують зорову трубу, настроєну на нескінченність. Якщо розташувати предмет у фокальній площині лінзи, то зображення цього предмета буде на нескінченності, або у фокальній площині об'єктива зорової труби. Знайшовши положення фокальних площин досліджуваної товстої лінзи, відкладають від них відрізки, рівні фокусним відстаням f, f', і визначають положення головних площин товстої лінзи відносно показника її на рейтері.

III. Визначення фокусної відстані тонкої розсіюючої лінзи.

Визначення фокусної відстані розсіюючої лінзи ускладнюється тим, що зображення дійсних предметів одержуються уявними і не можуть бути безпосередньо виміряні. Це ускладнення можна усунути двома способами.

У першому способі додатково використовується збірна лінза. На початку досліду на оптичній лаві розміщують лише одну збірну лінзу (рис. 3а) і одержують на екрані дійсне зображення предмета A', яке служитиме уявним предметом для розсіюючої лінзи. По лінійці оптичної лави відмічають його положення. Потім на шляху променів, що виходять із збірної лінзи, розміщують досліджувану розсіюючу лінзу (рис. 3б). Зображення предмета переміститься тепер у більш віддалену точку A''. Відмічаючи по лінійці оптичної лави положення A'' і координату розсіюючої лінзи C, визначають відстань $A'C$ та $A''C$ і за формулою (2) обчислюють f' розсіюючої лінзи.

У другому способі, крім збірної лінзи, використовується ще зорова труба. Якщо зображення, що дається збірною лінзою, співпадає з переднім фокусом розсіюючої лінзи, то після заломлення в ній промені вийдуть з лінзи паралельним пучком. Паралельність пучка можна встановити за допомогою зорової труби, настроєної на нескінченність. Знаючи положення розсіюючої лінзи, а також положення її головного фокуса, легко визначити фикусну відстань, якщо лінза тонка. Якщо розсіююча лінза товста, даний метод дозволяє визначити лише положення фокуса (рис. 3в).

Радіуси кривизни поверхонь лінзи можна визначити за допомогою сферометра. В даній роботі радіуси кривизни збірної лінзи вважаються відомими. Для двоякоопуклої лінзи $R_1 = R_2 = 11$ см, для плоско-опуклої лінзи $R_1 = 10$ см, $R_2 = \infty$.

Порядок виконання роботи.

1. Перед початком вимірів центри всіх оптичних деталей слід встановити на одній висоті. Оптичні осі лінз повинні бути паралельні ребру оптичної лави. В умовах даної задачі така установка може бути проведена на око.

2. Визначити f' товстої лінзи (плоско-опуклої збірної лінзи) в наближенні тонкої лінзи за методом переміщення (метод Бесселя).

3. Визначити f' товстої лінзи методом Аббе і порівняти результати з одержаними раніше.

4. Настроїти зорову трубу на нескінченність, встановити її на оптичну лаву, визначити положення головних площин товстої лінзи.

5. Виміряти фокусну відстань тонкої розсіюючої лінзи описаними вище методами і порівняти результати.

6. Одержати з формули (1) вираз для n і обчислити показник заломлення лінзи.

7. Оцінити похибки методу у визначенні f', n.

Контрольні питання.

1. Спряжені, кардинальні і особливі точки оптичної системи.
2. Інваріант Аббе. Формули Ньютона, Гаусса.
3. Сферична і хроматична аберації лінзи.
4. Збільшення оптичних систем (лінійне, поздовжне, кутове).
5. Залежність оптичної сили від параметрів лінзи.
6. Методи вимірювання фокусних відстаней лінзи.
7. Додавання двох оптичних систем.
8. Оптична схема та дія зорової труби.
9. Обгрунтувати побудовою хід променів на рис. 3.

Література.

С. Є. Фриш. Курс фізики: В 3-х т. – М., 1961, т. 3, гл. XXVIII.

Г. С. Ландсберг. Оптика. – М., 1976, гл. XI.

Б. Н. Бегунов. Геометрическая оптика. – М., 1966.

І. С. Горбань. Оптика. – Київ, 1979, розд. IV.

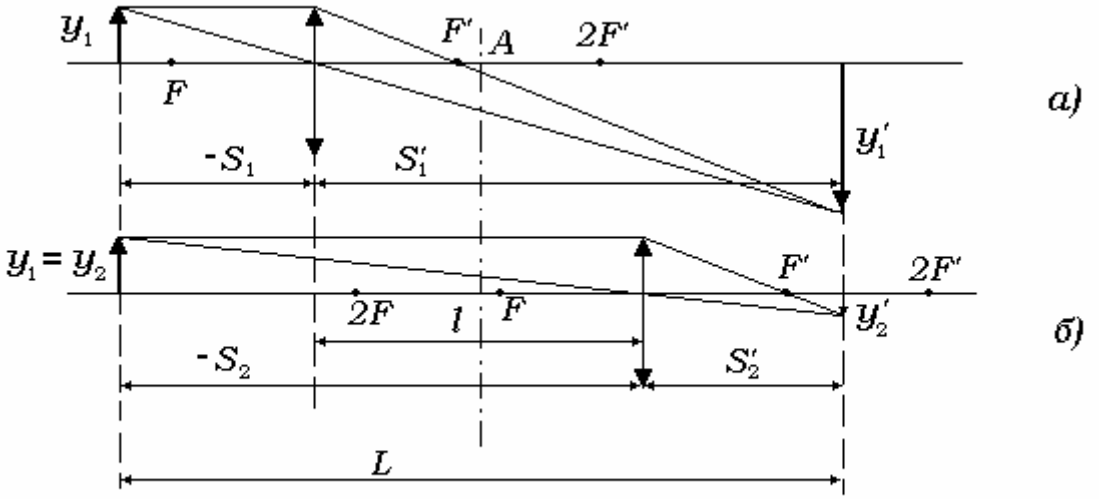


Рис. 1

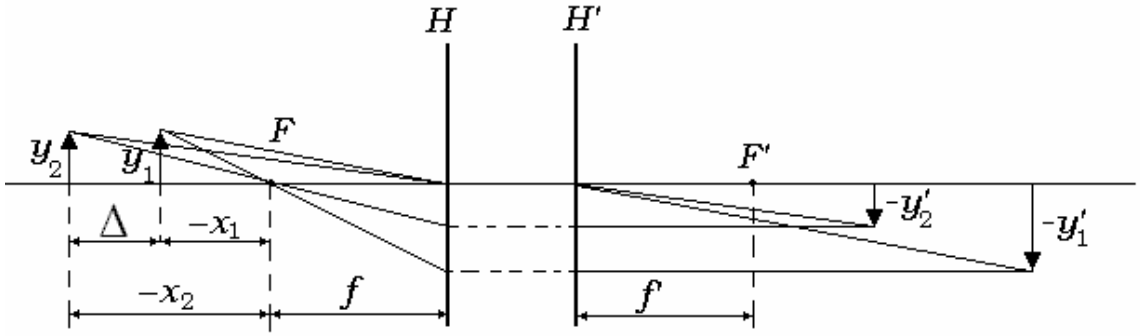


Рис. 2

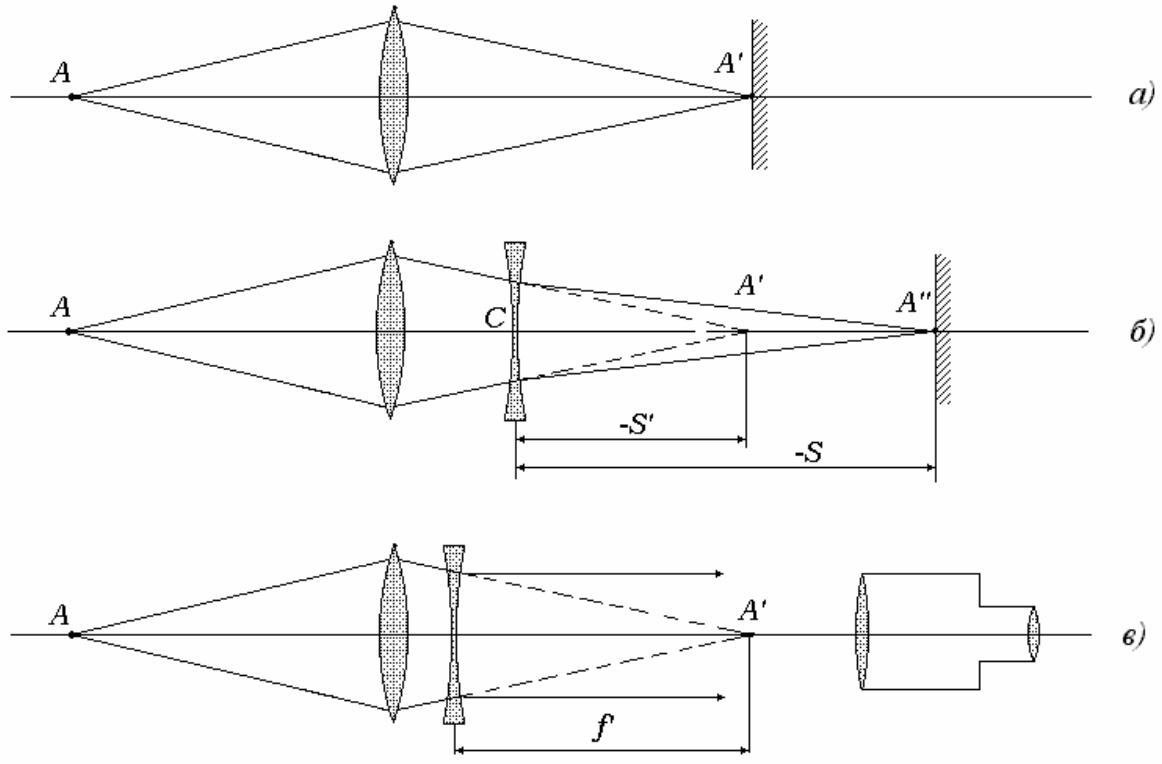


Рис. 3

Робота №2 – "Мікроскоп".

ВИВЧЕННЯ РОБОТИ МІКРОСКОПА ТА ВИМІРЮВАННЯ ЗА ДОПОМОГОЮ МІКРОСКОПА

Мета роботи: вивчити будову мікроскопа, експериментальне визначити збільшення мікроскопа, навчитись вимірювати за допомогою мікроскопа лінійні розміри малих предметів, в також показники заломлення плоскопаралельннх прозорих пластинок.

Прилади: мікроскоп а набором об'єктивів, рисувальний апарат, об'єктний мікрометр, окулярний мікрометр, шкала а міліметровими поділками, скляна пластинка, мікрометр.

Теоретичні відомості

Мікроскоп - це оптичний прилад, що застосовується для одержання великих збільшень при розгляданні та вимірюванні дрібних предметів.

Людське око при нормальній гостроті зору може розрізняти дрібну структуру з відстанню між елементами на меншою, ніж 0,08 ми (завдяки наявності фізіологічного граничного кута, що дорівнює приблизно одній хвилині). За допомогою сучасного складного мікроскопа можна розрізняти частинки, відстань між якими дорівнює приблизно 0,0002 мм.

Мікроскоп складається з трьох основних частин: зображувальної оптичної системи, освітлювальної системи те штатива. Оптична частина мікроскопа - це комбінація двох складних оптичних систем – об'єктива та окуляра.

Розглянемо хід променів у мікроскопі, замінивши складний об'єктив та окуляр простими лінзами, що еквівалентні об'єктиву та окуляру мікроскопа. На рис. І наведено схематичний хід променів у мікроскопі, поєднаному з оком спостерігача. Тут: L_1-об"ектнв,L_2 - окуляр, L_3-хрусталнк ока; F_1 та F_1', F_2 та F_2' , F_3 та F_3' - передні та задні фокуси, відповідно, об'єктива, окуляра та ока; Δ - оптичний інтервал (відстань між заднім фокусом об'єктива F_1' та переднім фокусом окуляра F_2).

Об'єктив мікроскопа L_1 має коротку фокусну відстань. Предмет у розміщується від об'єктива на відстані, що трохи більша за фокусну відстань, тону дійсне обернене зображення (-у') набуває значного збільшення. Це зображення (-у') предмета у розглядається через окуляр L_2, що діє як лупа. Зображення (-у') є предметом для окуляра і повинно розміщуватись між окуляром L_2 та його переднім головним фокусом F_2, досить близько до фокальної площини окуляра. Окуляр дає уявне пряме по відношенню до зображення (-у') збільшене зображення (-у"). Положення площини, в якій знаходиться зображення

(-у"), залежить від настройки мікроскопа. Звичайно ця площина встановлюється спостерігачем шляхом підбору положення окуляра на відстані найкращого зору $L_{нз}$ від ока або на нескінченності (при спостереженні спокійним оком)

Збільшення мікроскопа Г , як і будь-якого оптичного приладу, що озброює око, визначається співвідношенням:

$$\Gamma = \frac{tg\varphi'}{tg\varphi}$$

де φ - кут зору, під яким видно предмет неозброєним оком, φ'-кут зору, під яким видно збільшене з допомогою приладу зображення предмета.

На рис.2 зіставлені кути зору φ та φ'. Кут φ зростав з наближенням предмета до ока. Завдяки зусиллям спеціальних м'язів фокусна відстань ока може змінюватись у досить широких межах, пристосовуючись до відстані, на якій знаходиться предмет. Однак ця здатність ока, що називається акомодацією, обмежена мінімальною відстанню порядку 20см. Як правило, предмет розглядають на відстані найкращого зору $L_{нз}$=25см. При спостереженні в мікроскоп збільшене зображення (-у") предмета у теж розглядають на відстані найкращого зору $L_{нз}$. Із рис. 2 видно,

що $tg\varphi = \frac{y}{L_{нз}}$,а $tg(-\varphi') = \frac{-y''}{L_{нз}}$ і збільшення мікроскопа дорівнюватиме лінійному збільшенню Г системи об'єктив-окуляр:

$$\Gamma = \frac{tg\varphi'}{tg\varphi} = \frac{y''}{y}, \tag{2}$$

тобто відношенню лінійних розмірів зображення до лінійних розмірів предмета. Враховуючи те, що лінійні збільшення об'єктива β_1 та окуляра β_2 згідно з означенням дорівнюють

$$\beta_1 = \frac{y'}{y}\ \beta_2 = \frac{y''}{y'} \tag{3}$$

одержимо вираз для збільшення мікроскопа у вигляді:

$$\Gamma = \beta_1\beta_2 \tag{4}$$

Таким чином, збільшення мікроскопа визначається добутком лінійних збільшень об'єктива β_1 та окуляра β_2.

Як правило, збільшення мікроскопа зв'язують з фокусними відстанями об'єктива f_1 та окуляра f_2 , величиною оптичного інтервалу Δ та відстанню найкращого зору Lнз. Це співвідношення можна одержати також із рис. 2. Виразимо лінійні збільшення об'єктива , β_1 та окуляра β_2, через параметри цих оптичних систем.

З подібності заштрихованих на рис.2 трикутників ABO_1 та $O_1A'B''$ маємо, враховуючи правила знаків,

$$\frac{-y'}{y} = \frac{S_1'}{-S_1} = \frac{f_1' + \Delta + (-f_2 + S_2)}{-S_1},$$

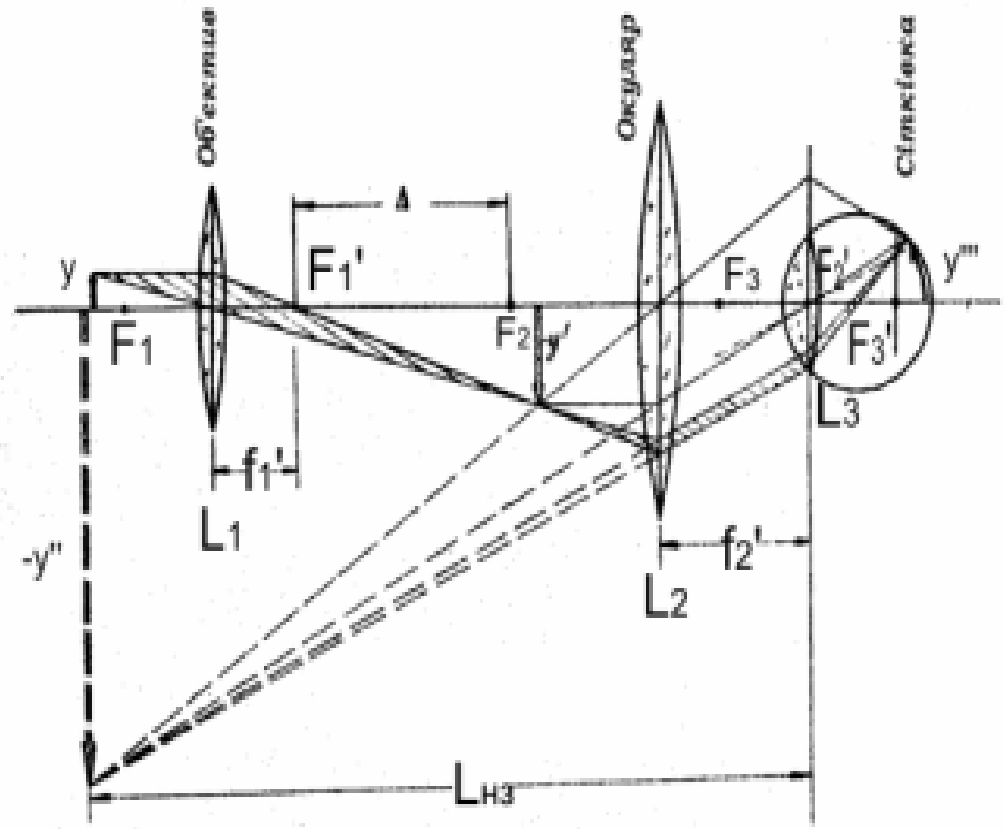

Об'єктив
Окуляр
Сітківка
y
F1
F1'
Δ
F2
y'
F3
F2'
F3'
y'''
L3
L1
f1'
-y''
L2
f2'
Lнз

Рис.1

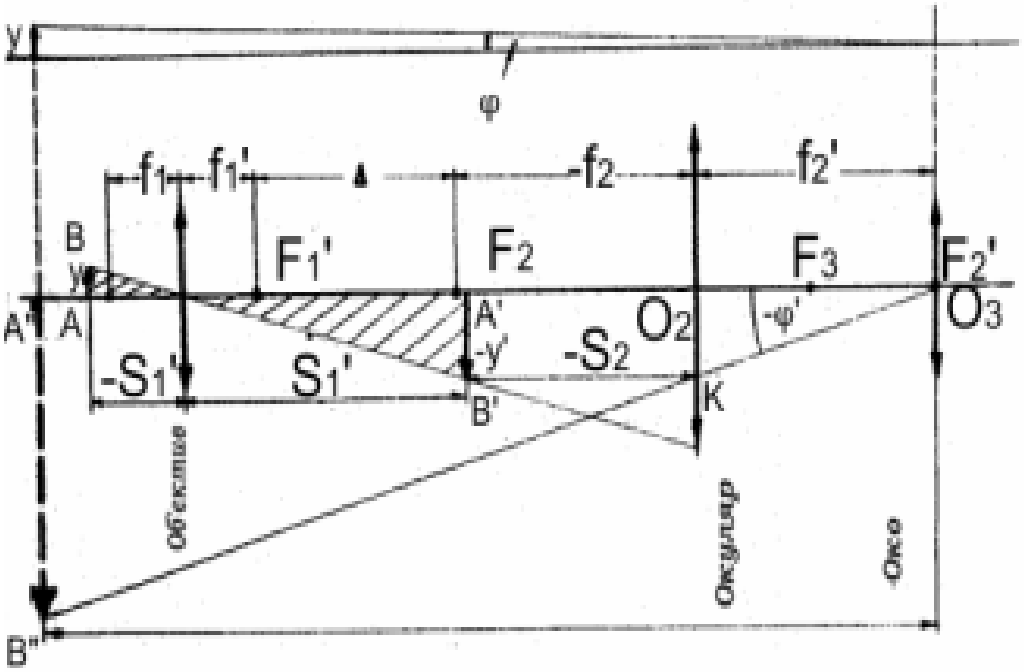

y
φ
f1
f1'
Δ
f2
f2'
B
y
F1'
F2
F3
F2'
A''
A
A'
-y'
O2
-φ'
O3
-S1'
S1'
-S2
B'
K
Об'єктив
Окуляр
Око
B''

Рис.2

Звідси $\beta_1 = \frac{y'}{y} = \frac{f_1' + \Delta + (-f_2 + S_2)}{S_1}$. З подібності-трикутників A"O_3B" та O_2O_3K випливає $\frac{-y''}{-y'} = \frac{L_{нз}}{f_2'}$, тобто $\beta_2 = \frac{y''}{y'} = \frac{L_{нз}}{f_2'}$.

Таким чином, збільшення мікроскопа виразиться формулою

$$\Gamma = \beta_1\beta_2 = \frac{f_1' + \Delta + (-f_2 + S_2)}{S_1} \cdot \frac{L_{нз}}{f_2'} \qquad (5)$$

Для одержання спрощеного виразу зробимо такі припущення:

1) $-S_1 = -f_1$, оскільки предмет у розміщується безпосередньо біля фокуса об'єктива F_1;

2) $-S_2 = -f_2$, бо проміжне зображення у' розміщується безпосередньо біля фокуса окуляра F_2;

3) $f_1' << \Delta$, об'єктив мікроскопа короткофокусний і можна вважати, до фокусна відстань f_1' значно менша за оптичний інтервал Δ.

При таких припущеннях і при врахуванні рівності $f_2' = -f_2$ наближена формула для збільшення мікроскопа набирав вигляду:

$$\Gamma = -\frac{\Delta L_{нз}}{f_1 f_2} \qquad (6)$$

Таким чином, для одержання великих збільшень треба зменшувати фокусну відстань об'єктива f_1, та фокусну відстань окуляра f_2. Так, при f_1=-0,2 см, f_2=-2 см, $\Delta = 16см$, $L_{нз} = 25см$ збільшення мікроскопа дорівнює Г=-1000 (знак мінус вказує на те, що зображення у" перевернуте відносно предмета у). Однак корисне збільшення мікроскопа обмежують дифракційні явища, тому наведений розрахунок мав лише наближене значення.

<u>Опис мікроскопа та додаткових деталей до нього</u>

<u>Мікроскоп.</u> Загальний вигляд мікроскопа наведений на рис. 3. Тубус 1 мікроскопа в нижній частині має револьверну насадку 2 з набором об'єктивів 3, а в верхній частині - окуляр 4.

Об'єктив 3 е найважливішої) деталлю мікроскопа і складається з декількох лінз. Передня, так звана фронтальна лінза створює зображення, Інші лінзи виправляють недоліки в зображенні після фронтальної лінзи і називаються корегуючими.

Окуляр 4 відіграє роль лупи. Він складається, як правило, з двох лінз: збірної і головної (зверненої до ока), що знаходяться на відстані, рівній півсумі їх фокальних відстаней. Ці лінзи вмонтовані в коротку циліндричну трубку 9, що вставляється у верхній отвір тубуса мікроскопа.

Відстань між об'єктивом та окуляром можна змінювати шляхом розсування тубуса. Як правило, довжина тубуса встановлюється рівною приблизно 16 см.

0б'єкт, що вивчається, розміщується на предметному столику і в разі необхідності закріплюється затискачами. Фокусування мікроскопа (встановлення на ясне бачення) здійснюється переміщенням тубуса 1 відносно об'єкта за допомогою кремальєрного гвинта 5. Більш точна наводка здійснюється мікрометричним гвинтом б. Предмет освітлюється зовнішнім джерелом, світло від якого спрямовується дзеркалом 7 вздовж оптичної осі та концентрується на об'єкті за допомогою конденсора 8. Вертикальне переміщення конденсора здійснюється гвинтом 10. Всі деталі мікроскопа закріплені на масивному штативі.

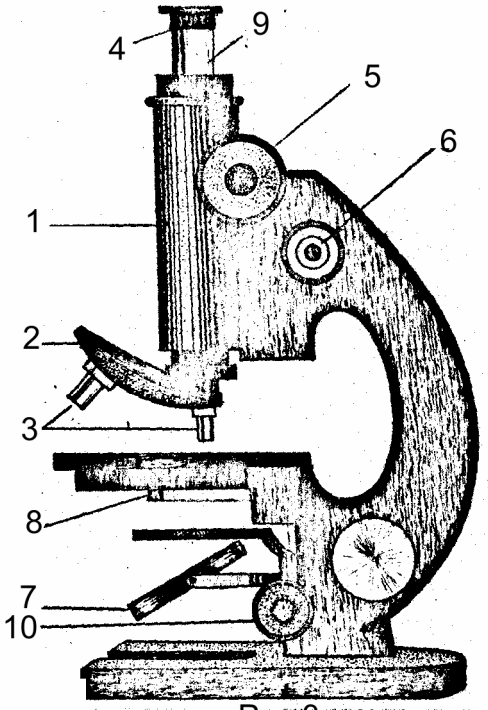


Рис.3

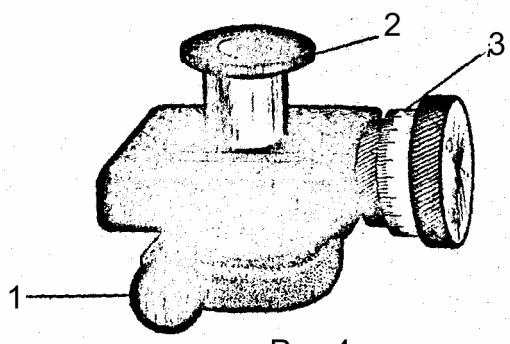


Рис.4

Окулярний мікрометр ЛМ-9-2. Загальний вигляд окулярного мікрометра АМ-9-2 наведено на рис. 4. Для вимірювання лінійних розмірів малих об’єктів окулярний мікрометр насаджують на тубус мікроскопа замість окуляра і закріплюють гвинтом 1. Основними деталями окулярного мікрометра є шкала, окуляр, за допомогою якого розглядається ця шкала, та механізм для відліків, що складається з мікрометричного гвинта, гайки, відлікового барабана З та каретки з рухомою сіткою. Наведення на чітке зображення шкали окулярного мікрометра здійснюється за допомогою накатаної частини 2 окуляра. На нерухомій шкалі довжиною 8 мм нанесено штрихи через І мм з оцифровкою. На рухомій сітці нанесені перехрестя і дві риски для проведення (відліків. Ціна поділки барабана мікрометра - 0,01 мм. Наведення на чітке бачення предмета в площині шкали здійснюється гвинтами 5 та 6 (рис. З), які переміщують тубус разом з об’єктивом. Спостерігач одночасно бачить зображення предмета та шкали окулярного мікрометра, якщо площина окали окулярного мікрометра співпадає з площиною дійсного зображення предмета, що створюється об’єктивом мікроскопа. Таким чином, з допомогою окулярного мікрометра можна виміряти збільшене об’єктивом зображення у' предмета у.

'Рисувальний апарат.' Для перемальовування мікрооб’єктів, що спостерігаються через мікроскоп, до мікроскопа додається допоміжний, так званий "рисувальний" апарат. Хід променів у мікроскопі разом з рисувальним апаратом подано на рис. 5. У комплект рисувального апарата входить кубик Р а напівпрозорою дзеркальною діагональною поверхнею та дзеркало S, що

встановлюється під кутом 45° до напрямку оптичної осі мікроскопа. Цей пристрій закріплюється за допомогою хомутика до верхньої частини тубуса так, щоб кубик прилягав до окуляра. Завдяки дії напівпрозорого кубика можна одночасно спостерігати на відстані найкращого зору зображення y_1" предмета y_1 та зображення y_2" площини y_2, в якій можна розмістити папір і олівцем обвести контури об'єкта що вивчається. Якщо в площині y_2 розмістити лінійку, то можна виміряти величину зображення y_1" предмета y_1. Цю можливість використовують при експериментальному визначенні збільшення мікроскопа.

Експериментальна частина

I. Вимірювання лінійних розмірів мікрооб'єктів за допомогою мікроскопа з окулярним мікрометром

Застосування окулярного мікрометра при роботі з мікроскопом дає можливість виміряти лінійні розміри зображення у' мікрооб'єкта у після об'єктива $\beta_{об}$ (рис. 1). Величина зображення залежить як від фокусної відстані об'єктива, так і від віддалі предмета до об'єктива, тобто від величини збільшення об'єктива $\beta_{об}$ при даній установці приладу. Щоб від виміряного значення лінійних розмірів зображення у' перейти до лінійних розмірів предмета у, слід знати величину звільнення об'єктива $\beta_{об}$, оскільки

$$y = \frac{y'}{\beta_{об}}$$

Тому при вимірюваннях роблять так. Спочатку визначають збільшення об'єктива $\beta_{об}$ при вибраній установці приладу. Для цього замість предмета кладуть на предметний столик об"єкт-мікрометр а відомою ціною поділки шкали ℓ_1. Встановлюють окулярний мікрометр на різке зображення перехрестя окали, обертаючи окуляр за накатку. Така установка залежить від властивостей ока спостерігача і для різних осіб буде різною. Потім переміщенням тубуса мікроскопа (грубою і точною наводкою(досягають різкості зображення ості зображення а в площині шкали окулярного мікрометра. Поворотом окулярного мікрометра добиваються паралельності поділок шкали об"єкт-мікрометра та шкали окулярного мікрометра.

Для визначення величини збільшення об'єктива $\beta_{об}$ вимірюють число поділок шкали окулярного мікрометра, що припадав на одну поділку об"єкт-мікрометра. Знаходять дві

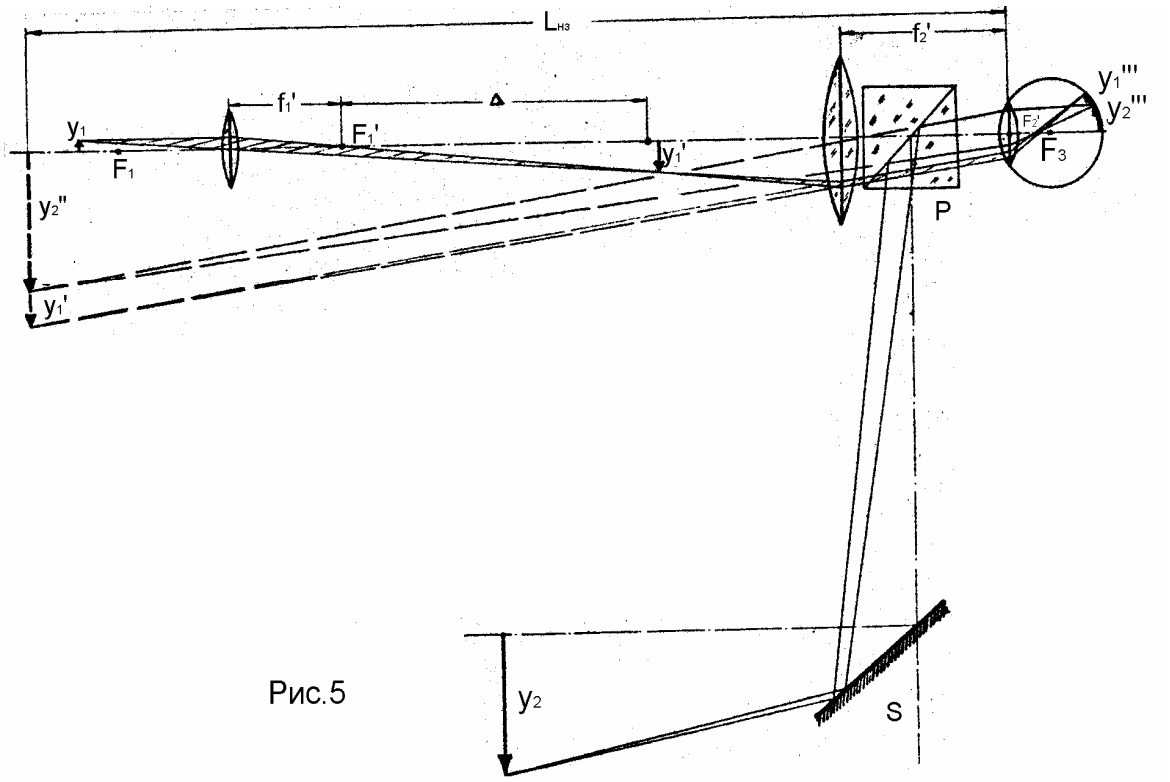


Рис.5

поділки на шкалі окулярного мікрометра, до точно співпадають із зображеннями якихось двох поділок шкали об'єктового мікрометра. Якщо між цими двома парами співпадаючих поділок розміщується n_1 поділок об'єктного мікрометра та n_2 поділок окулярного мікрометра, то

$$\beta_{об} = \frac{n_2 \ell_2}{n_1 \ell_1} \qquad (7)$$

де ℓ_1 - ціна поділки шкали об"ект-мікрометра (в даній роботі ℓ_1=0,01мм); ℓ_2 - ціна поділки шкали окулярного мікрометра (в даній роботі ℓ_2=1 мм). Для більшої точності відліку підводять S_i-штрих до вибраних поділок шкали об"ект-мікрометра і роблять відлік числа цілих, десятих і сотих міліметра по оку. ній шкалі та барабану окулярного мікрометра, одна поділка барабана відповідав 0,01 мм.

Після визначення збільшення об'єктива $\beta_{об}$ на місце об"єкт-мікрометра кладуть досліджуваний предмет і вимірюють розміри його зображення y' . Далі розміри предмета y визначають за формулою (7). При вимірах слід мати на увазі, що величина $\beta_{об}$ буде різною для різних об'єктивів та при різній їх установці відносно предмета.

З допомогою мікроскопа, доповненого окулярним мікрометром, можна провести вимірювання швидкості росту кристалів водного розчину $CuSO_4$. Краплю розчину наносять на предметне скло, розміщують його на столику мікроскопа і фокусують мікроскоп на ясне бачення. Встановивши перехрестя окулярного мікрометра на певну грань вибраного кристала, пускають в хід секундомір та відраховують значення положення перехрестя по барабану окулярного мікрометра. Переміщуючи перехрестя окулярного мікрометра слідом за зростаючою гранню, визначають величину переміщення цієї грані і час, за який це переміщення здійснюється. Одержані значення дозволяють підрахувати швидкість росту кристала в даному напрямку.

II. Визначення збільшення мікроскопа за допомогою рисувального апарата

Для визначення величини збільшення мікроскопа названим методом, згідно з рис. 5, в площині предмета y_1, розміщують об"єкт-мікрометр а ціною поділки 0,01 мм, а в площині й y_2 - горизонтальну лінійку а міліметровими поділками. Спостерігаючи одночасно y_1" та y_2"

відмічають кількість цілих поділок N_2 лінійки, що співпадають а цілим числом поділок N_2 зображення об"єкт-мікрометра.

Оскільки відношення цін поділок шкали та об"єкт-мікрометра дорівнює 100, то збільшення мікроскопа визначають за формулою:

$$\Gamma = \frac{N_1}{N_2} \tag{8}$$

Такі вимірювання слід провести для різних комбінація об'єктивів і окулярів та порівняти одержані результати з величинами збільшень, нанесеними на оправах об'єктивів та окулярів.

III. Визначення показника заломлення скляної пластинки за допомогою мікроскопа

Метод визначення показника заломлення n за допомогою мікроскопа дуже простий, але великої точності не має. Застосовується головним чином для визначення показника заломлення прозорих плоскопаралельних пластин.

Розглянемо хід променів у плоскопаралельній пластині, показник заломлення якої будемо визначати. Розглянемо точку А (мітка-штрих) на нижній поверхні пластинки (рис.6). Два світлових промені, що виходять з точки А, заломлюються на верхній поверхні пластинки. Спостерігаючи зверху, ми бачимо точку А на перетині заломлених променів, тобто в точці A_1 Таким чином, точка А здаватиметься піднятою, а товщина пластини - зменшеною. Якщо d-істинна товщина пластини, а - величина уявного підняття, то d_1=d-a буде уявною товщиною пластини. Із рис.6 видно, що $tgi = \frac{b}{d_1}$, $tgr = \frac{b}{d}$, звідки $b = d_1 tgi = d \cdot tgr$, або

$$\frac{d}{d_1} = \frac{tgi}{tgr} = \frac{\sin i}{\cos i} \cdot \frac{\cos r}{\sin r}$$

Оскільки за визначенням $\sin i / \sin r = n$ - показник заломлення відносно повітря, то

$$\frac{d}{d_1} = \frac{d}{d-a} = \frac{n \cos r}{\cos i}$$

Виключимо кут r із співвідношення, підставивши $\cos r = \sqrt{1 - \sin^2 r} = \frac{1}{n}\sqrt{n^2 - \sin^2 i}$

Тоді
$$\frac{d}{d-a} = \frac{n \cos r}{\cos i} = \frac{\sqrt{n^2 - \sin^2 i}}{\sqrt{1 - \sin^2 i}} \tag{9}$$

Слід відзначити, що відношення $\frac{\cos r}{\cos i}$ змінюється із зміною кута і, отже заломлені промені не утворюють гомоцентричного пучка, тону для різних кутів падіння одержуються різні значення d_1=d-a.Обмежимось розглядом дуже вузького (параксіального(пучка променів, що виходять із точки А. Тоді при $r \to 0$, відповідно $i \to 0$ і формула набирав вигляду

$$n = \frac{d}{d_1} = \frac{d}{d-a} \tag{10}$$

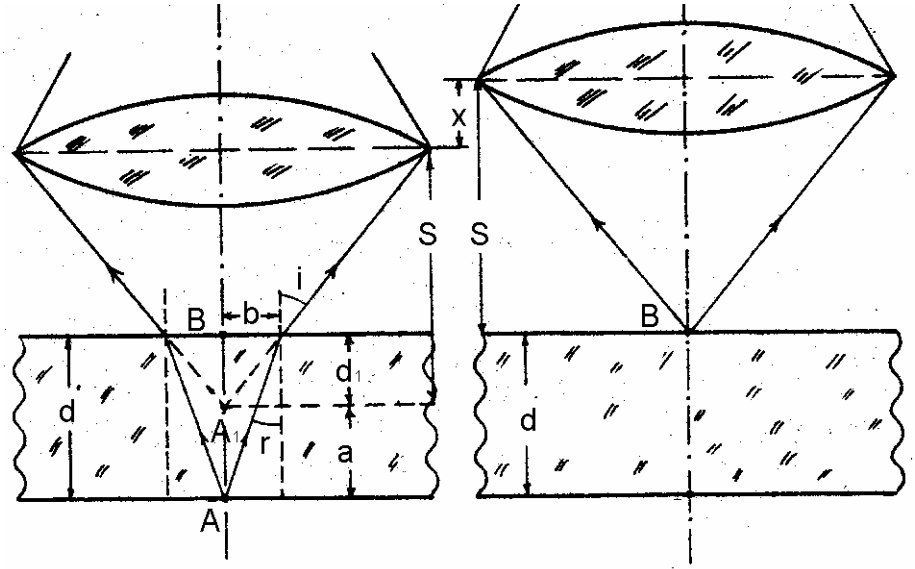


Рис.6

Таким чином, ми одержали зв'язок між показником заломлення n, величинами дійсної d та уявної d_1 товщини пластинки, які можна визначити експериментально.

Дійсна товщина d_1 визначається за допомогою мікрометра. Для визначення уявної товщини досліджувану пластинку з двома мітками-штрихами, нанесеними навхрест на кожній із поверхонь, кладуть не предметний столик мікроскопа і фокусують мікроскоп спочатку на нижню мітку, а потім, піднімаючи тубус, - на верхню. Переміщення мікроскопа на нижню і верхню поверхні пластинки безпосередньо дає уявну товщину пластини d_1. Показник заломлення n досліджуваної пластини визначається за формулою (10).

Порядок виконання роботи

I . Вивчити будову мікроскопа, окулярного мікрометра та рисувального апарата.
2. Визначити лінійні розміри запропонованого мікрооб'єкта.
3. Визначити збільшення мікроскопа за допомогою рисувального апарата.
4. Визначити показник заломлення скляної пластинки.
5. Визначити швидкість зростання граней кристала $CuSO_4$ у вибраному напрямку.
6. Оцінити похибки експериментальних вимірювань.

Контрольні питання

I. Хід променів у мікроскопі та рисувальному апараті.
2. Дія окулярного мікрометра.
3. Вивести формулу для збільшення мікроскопа.
4. Роздільна здатність мікроскопа. Імерсійні об'єктиви.
5. Дифракційна теорія Аббе мікроскопа.

Література

Ландсберг Г,С. Оптика. - 5-е изд. - Й., 1976, о. 829, 349.
Борбат А.М., Горбань И.С. й др. Оптические измерения. - Киев, 1967, гл. 2, с. 23.
Дитчберн Р. Физическая оптика. - Й,, 1965, с. 210, 228-229.
ФришС.З., Тиморева А.В. Курс общей физики : В 3-х т. - Н., 1961. т. Ш, § 328, 330, 331.
Шишловский А.А. Прикладная физичкая оптика. - И., 1961, гл.I.
Горбань І.С. Оптика. - Київ, 1979, розд. IV.

Робота №3 – "Дисперсія світла".

ДОСЛІДЖЕННЯ ДИСПЕРСІЇ СВІТЛА У СКЛІ

Мета роботи: ознайомлення з експериментальними методами дослідження дисперсії світла в речовині і, зокрема, з методом заломлення в призмі.

Прилади: гоніометр, скляна призма, плоскопаралельна скляна пластина, ртутна лампа, трансформатор, настільна лампа.

Теоретичні відомості

Дисперсія світла в деякій речовині – це залежність показника заломлення n цієї речовини від частоти ν (довжини хвилі λ) світла, або залежність фазової швидкості світлових хвиль у речовині V від їх частоти (довжини хвилі). Наслідком дисперсії світла є розкладання в спектр пучка білого світла при його проходженні крізь призму. Саме при спостереженні таких спектрів в 1672р. І.Ньютоном і було відкрите явище дисперсії світла.

Якщо для речовин, прозорих у даній ділянці спектра, n збільшується із збільшенням ν (зменшенням λ), тобто

$$\frac{dV}{d\lambda} > 0$$

то дисперсія світла називається нормальною, а якщо n зменшується із збільшенням ν (збільшенням λ), тобто

$$\frac{dV}{d\lambda} < 0$$

то дисперсія світла називається аномальною.

На практиці часто заломлюючу речовину характеризують відносною дисперсією N, яку визначають за формулою

$$N = \frac{n_F - n_C}{n_D - 1},$$

де n_F – показник заломлення для хвилі з довжиною λ=486,1нм (синя лінія водню, F), n_C – показник заломлення для хвилі з довжиною λ=656,3нм (червона лінія водню, C), n_D – показник заломлення для хвилі з довжиною λ=589,3нм (середнє з двох довжин хвиль, які відповідають двом близьким жовтим лініям натрію D). Заломлення речовини взагалі часто характеризують значенням заломлення для λ=589,3нм, тобто значенням n_D.

Для дослідження дисперсії світла можна використовувати будь-який з методів, що застосовуються для визначення показника заломлення, - заломлення в призмах, повне внутрішнє відбивання, вимірювання на інтерференційних приладах.

У даній роботі визначення показників заломлення скла проводиться методом заломлення в призмі. За цим методом із досліджуваної речовини (скла) виготовляють призму і спостерігають у ній заломлення світла. Показник заломлення n для хвилі з довжиною λ визначається за формулою:

$$n = \frac{\sin\frac{\varphi + \delta}{2}}{\sin\frac{\varphi}{2}}$$

де φ – кут заломлення призми, а δ – кут найменшого відхилення променів даної довжини хвилі.

Опис приладу та його підготовка до роботи

Гоніометр – це прилад,, який застосовується для точного визначення кутів відхилення променів. В роботі використано гоніометр ГС-5, опис його конструкції, методики юстування і вимірювання наведено в додатку.

Вимірювання

1. Встановлюють на столику гоніометра скляну призму. Вона, як і гоніометр, потребує ретельної установки. Призму потрібно встановити так, щоб її заломлююче ребро було розташоване паралельно вертикальній осі обертання авто колімаційної труби, тобто перпендикулярно оптичній осі труби. Для цього після встановлення гоніометра ставлять призму на його столик, щоб одна з її заломлених граней була перпендикулярна до лінії, яка з'єднує два установочних гвинти столика. Обертаючи столик, повертають призму цією гранню до автоколімаційної труби, хрест ниток якої освітлений, і, діючи переднім або заднім установочним гвинтом або обома разом, але в різних напрямках, не рухаючи труби, суміщають хрест з його ж зображенням, утвореним відбитим від цієї грані світлом. Потім, обертаючі столик, повертають призму до автоколімаційної труби іншою заломлюючою гранню і, діючи третім гвинтом столика, який нахиляє другу грань, переміщаючи першу в її ж площині, тобто повертаючи призму і столик навколо осі, перпендикулярної до першої грані, знову суміщають хрест ниток з його зображенням. Нарешті, знову повертають призму першою гранню до автоколімаційної труби і, якщо нитки трохи не співпадають, знову зводять їх, а тоді перевіряють ще раз другу грань.

2. Визначають заломлюючий кут призми. Це роблять так. В окулярі Гауса освітлюють хрест ниток і нерухомо закріплюють автоколімаційну трубу. Обертають столик з призмою до тих пір, поки зображення хреста ниток, що утворюється світлом, відбитим від однієї з граней призми, не співпадає в полі зору окуляра з самим хрестом. При цьому столик закріплюють і визначають положення призми за допомогою лімба Q і ноніуса. Нехай це положення призми буде характеризуватися кутом (тобто відліком) α. Обертаючи столик, повертають призму другою гранню до авто колімаційної труби і роблять таку ж установку. Нехай останнє положення призми характеризуватиметься кутом (відліком) β.

Оскільки поділки шкали лімба збільшуються, якщо на нього дивитися зверху, у напрямі руху стрілки годинника, чи проти нього, при $\alpha>\beta$ (тобто тоді, коли при обертанні столика в напрямі руху стрілки годинника з положення, що характеризується кутом α в положення, яке характеризується кутом β, ми проходимо через нуль поділок шкали лімба) виміряний кут $\varphi=\alpha-\beta-\pi$, якщо при обертанні столика в напрямі руху стрілки годинника кут обертання менший за π, і буде дорівнювати $\varphi=\pi-(\alpha-\beta)$, якщо при обертанні столика в цьому напрямі обертання більший за π.

При $\alpha<\beta$ (тобто тоді, коли при обертанні столика в напрямі руху стрілки годинника ми не проходимо через нуль поділок шкали лімба) виміряний кут $\varphi=\pi-(\beta-\alpha)$,якщо при обертанні столика в напрямі руху стрілки годинника кут обертання менший за π і буде $\varphi=\beta-\alpha-\pi$, якщо при обертанні столика в цьому напрямі кут обертання більший за π.

Виміривши кут заломлення призми кілька разів (не менше п'яти), беруть з усіх одержаних результатів середнє арифметичне.

3. Вмикають ртутну лампу.

4. Визначають показники заломлення скла призми для світлових хвиль, що відповідають синій, зеленій та жовтій лінії спектра ртуті (за довжину хвилі, що відповідає жовтій лінії спектра ртуті, береться середнє з довжин хвиль, які відповідають двом близьким жовтим лініям у цьому спектрі). Роблять це так.

Освітлюють щілину коліматора з допомогою ртутної лампи. Повертають призму так, щоб бісектриса її заломлюючого кута утворила з віссю коліматора гострий кут, близький до прямого. Нехай при цьому основа призми лежить справа від спостерігача. Закріпивши столик, обертають автоколімаційну трубу до тих пір, поки одна із згаданих вище ліній спектра ртуті не з'явиться в її полі зору. Встановивши на неї хрест ниток, трубу закріплюють, і звільнивши столик, повертають його разом з призмою в той чи інший бік і спостерігають, куди буде рухатись лінія, тобто чи збільшуватиметься, чи зменшуватиметься кут відхилення для хвилі, що відповідає цій лінії. Призму слід обертати так, щоб спектральна лінія наближалась до напрямку, не відхиленого променя. При цьому може статися, що лінія вийде з поля зору труби. Тоді, продовжуючи обертати призму в тому ж напрямку, відкріплюють затискний гвинт з авто колімаційної труби і ведуть її в тому ж напрямку слідом за лінією. Пройшовши деяку відстань, лінія зупиняється і

потім починає вертатись назад. В ту мить, коли лінія в полі зору авто колімаційної труби зупинитися, призма якраз і буде встановлена на кут найменшого відхилення променів для хвилі, що відповідає цій лінії. В цьому положенні столик з призмою закріплюють і, обертаючи автоколімаційну трубу, суміщають лінію з хрестом ниток, після чого, закріпивши автоколімаційну трубу і знову звільнивши столик, пробують знову обертати призму, щоб упевнитись, що вона дійсно встановлена на кут найменшого відхилення. Якщо лінія при обертанні призми трохи відходить від хреста ниток у напрямку не відхиленого променя, то виправляють встановлення на кут найменшого відхилення і, закріпивши столик з призмою, знову наводять на лінію хрест ниток авто колімаційної труби.

Закріпивши остаточно столик з призмою і встановивши, як указано вище, автоколімаційну трубу, по її ноніусу роблять відлік. Знімають призму зі столика і повертають трубу так, щоб бачити зображення щілини коліматора, яке утворюється невідхильними променями. Встановлюють на це зображення хрест ниток і знову роблять відлік. Різниця цих двох відліків дасть кут найменшого відхилення δ для хвилі, що відповідає даній спектральній лінії. Якщо висота призми дозволяє робити відліки не відхилених променів, не знімаючи призми, то призму зі столика Т не знімають.

Заново встановлюють призму на столику і повертають її так, щоб бісектриса заломлюючого кута призми знову утворила з віссю коліматора гострий кут, близький до прямого, але тепер нехай основа призми лежить зліва від спостерігача. Далі повторюють всі описані вище виміри.

Таким чином, одержують два види значень кута найменшого нахилення, вправо δ_1 і вліво δ_2. з цих значень беруть середнє за формулою (2) обчислюють показник заломлення n. При визначенні n для кожної з хвиль, що відповідають синій, зеленій та жовтій лініями спектра ртуті, рекомендується зробити не менше п’яти вимірів для δ. Дані всіх вимірів і обчислень для кожної з цих хвиль слід записати у вигляді таблиці:

5. Будують графік $n=f(\lambda)$.

6. За формулою (1) обчислюють відносну дисперсію скла N, беручи за n_F показник заломлення цього скла для хвилі, що відповідає синій лінії спектра ртуті, за n_c – показник заломлення для хвилі, що відповідає зеленій лінії спектра ртуті, і за n_D – показник заломлення для хвилі, яка відповідає жовтій лінії спектра ртуті.

7. Оцінюють похибки вимірювань.

Контрольні питання

1. Нормальна і аномальна дисперсія.
2. Хід променів у мінімумі відхилення.
3. Визначити аналітично зв’язок між кутом найменшого відхилення променів у призмі та показником заломлення речовини, з якої її виготовлено.
4. Хід променів у спектрографії, спектроскопі і монохроматорі.
5. Кутова і лінійна дисперсія спектрального приладу.
6. Що таке спектральна лінія?
7. Критерій Релея для роздільного спостереження близьких спектральних ліній.
8. Роздільна здатність призми.

Література

Ландсберг Г.С. Оптика. – М. 1976, гл.ХШ, XXVIII.

Зайдель А.Н., Островская Г.В., Островський Ю.И. Техника и практика спектроскопии. – М., 1976.

Шишловский А.А. Прикладная физическая оптика. – М., 1961, гл.II

Горбань І.С. Оптика. – Київ, 1979, розд.V, VIII.

Робота № 4 – "Фотометрія".

ПЕРЕВІРКА ЗАКОНУ ОБЕРНЕНИХ КВАДРАТІВ ТА ВИВЧЕННЯ АНІЗОТРОПНОСТІ ТОЧКОВОГО ДЖЕРЕЛА СВІТЛА.

Мета роботи: перевірити закон обернених квадратів для точкових джерел світла, визначити силу світла, а також побудувативекторну діаграму сили світла лампи розжарювання.

Прилади: оптична лава, візуальний фотометр, секторний послаблювач, лампи розжарювання.

Теоретичні відомості.

Точковим вважається джерело світла, розмірами якого можна знехтувати порівняно з відстанню між цим джерелом і точкою спостереження. Точкове джерело в математичному розумінні не має фізичного змісту, оскільки, вважаючи, що воно випромінює кінцеву кількість енергії, ми повинні припустити наявність нескінченно великої густини енергії в самому джерелі. Маючи скінченні розміри, реальне точкове джерело світла в загальному випадку є анізотропним, тобто випромінює неоднакову світлову енергію в різних напрямках. Кутовий розподіл випромінювальної здатності джерела світла характеризується величиною, яка називається силою світла: $I = \frac{dF}{d\Omega}$, де $d\Omega$ — елементарний тілесний кут з вершиною в точці — джерелі світла — опирається на площадку dS, на якій розміщена точка спостереження, dF — світловий потік у цьому куті.

Потоком світлової енергії називається величина $F = \frac{dW}{dt}$, де dW — кількість енергії, що переноситься світловими хвилями через площадку за час dt.

Легко збагнути, що сила світла не залежить від відстані r до точки спостереження, а є функцією тільки кутових змінних θ і φ.

При розгляді багатьох задач важливо знати, яка кількість світлового потоку падає на ту чи іншу частину освітленого тіла. Для цього вводиться величина, що називається освітленістю: $E = \frac{dF}{dS}$, де dF в даному випадку означає світловий потік, що падає на елемент dS в куті $\mathbf{2}\pi$ стерадіан.

1. Перевірка закону обернених квадратів

Для точкового джерела світла між силою світла джерела і освітленістю поверхні, що опромінюється даним джерелом, справедливе співвідношення: $E = \frac{I}{r^{\mathbf{2}}}\cos\alpha$, де r — відстань від джерела до поверхні, а α — кут між $\vec{r}$ і нормаллю до поверхні.

Зазначене співвідношення має назву закону обернених квадратів (E~$\frac{\mathbf{1}}{r^{\mathbf{2}}}$).

Закон обернених квадратів виконується строго тільки у випадку математично точкового джерела і при відсутності поглинання світла середовищем. Якщо поглинанням світла середовищем у повітрі у нашому випадку можна знехтувати, то перша умова, взагалі кажучи, не виконується. Тому в реальних випадках спостерігається відхилення від залежності $\frac{1}{r^2}$. Можна сказати, що закон обернених квадратів виконуватиметься тим точніше, чим менші розміри джерела світла порівняно з r. Практично важливо знати, у скільки разів відстань від джерела до приймача повинна перевищувати розміри джерела, щоб згаданий закон виконувався з тим чи іншим ступенем точності.

Одержимо робочу формулу для перевірки виконання залежності $\frac{1}{r^2}$. Розмістимо лампу розжарювання на відстані r_1 від фотометра — приладу для вимірювання освітленості. Тоді наближено

$$E_1 = \frac{I_1}{r_1^2}\cos\alpha_1, \qquad (1)$$

де I_1 — сила світла лампи в даному напрямку. Зменшимо силу світла досліджуваного джерела за допомогою якого-небудь послаблювача в певне число разів.

Тоді $E_2 = \frac{I_2}{r_1^2}cos\alpha_1$. Пересуваючи лампу в напрямку до фотометра, добиваємося попередньої освітленості. Нехай це має місце при деякій відстані r_2, тобто $E_1 = E_2$.

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

$cos\alpha_1 = cos\alpha_2$, якщо при переміщенні лампа не поверталась. Рівність (2) виконується точно у випадку математично точкового джерела світла. Знаючи величину ослаблення сили світла (в роботі $\frac{I_1}{I_2} = 10$) та вимірявши r_1, r_2, можна перевірити, наскільки точно виконується останнє співвідношення.

Фотометр. Для вимірювання освітленості використовується візуальний фотометр. У найпростішому випадку він складається з закритої камери B (рис. 1) з двома віконцями O_1 та O_2 на протилежних стінках. Камеру можна повертати на 180° відносно горизонтальної осі. Пучки світла від двох джерел проходять відповідно через віконця O_1 і O_2, падають перпендикулярно на відповідні грані матової крейдяної пластинки P, дифузно відбиваються від її поверхні і потрапляють на дзеркала m_1 і m_2. Останні в свою чергу відбивають промені на грані ab та de двох скляних призм. Обидві призми зроблені з одного сорту, причому df — звичайна 90-градусна призма з плоскими гранями; грань bc другої призми має сферичну поверхню. Центральна частина цієї грані плоска і посаджена на оптичний контакт з гранню призми df.

Спостерігаючи в трубу R, одержуємо світло від дзеркала m_1 через місце контакту граней обох призм, а від дзеркала m_2 — завдяки повному внутрішньому відбиванню від сферичної поверхні призми df.

При неоднакових освітленостях граней крейдяної пластинки в полі зору видно або темну пляму на освітленому фоні, або, навпаки, світлий кружок на темному фоні. При однакових освітленостях граней поле зору освітлене рівномірно. Розглянута система двох призм називається кубиком Люммера-Бродхуна.

У даній роботі застосовується фотометр з більш складним кубиком не з різноякравими, а з контрастними полями (рис. 2). Через ділянки поля, які мають на рис. 2 зліва однакову штриховку, бачимо одну із граней крейдяної пластинки. В обох плечах фотометра розташовані плоскопаралельні прозорі скляні пластинки. Оскільки біля 8% світла втрачається при відбиванні від граней цих пластинок, то в полі зору спостерігаємо на фоні рівномірної освітленості дві більш темні ділянки у вигляді трапецій. З таким кубиком світлові вимірювання виконуються з більшою точністю.

Послаблювач. У роботі використовується секторний послаблювач. Це диск з двома протилежно розміщеними однаковими секторними вирізами, насаджений на вісь електромотора. Швидкість обертання підбирають такою, щоб не було жодного мигання світла, що пройшло

через послаблювач. Величина ослаблення світла визначається кутовими розмірами вирізів. Кут сектора дорівнює 18°, отже величина ослаблення:

$$n = \frac{180^\circ}{18^\circ} = 10.$$

Еталонне джерело світла. Оскільки принцип роботи візуального фотометра полягає в порівнянні освітленостей двох джерел світла, для виконання роботи необхідно мати, крім досліджуваного джерела світла, також еталонне джерело. Цю роль виконує звичайна лампа розжарювання. Необхідно тільки в процесі вимірювання не міняти відносного положення еталонної лампи і фотометра. Ясно, що для цього не обов'язково використовувати точкове джерело світла.

Вимірювання.

Джерела світла, фотометр, послаблювач, екрани розміщені на оптичній лаві. Зліва від фотометра знаходиться еталонна лампа, справа — досліджувана. Послаблювач знаходиться еталонною лампою і фотометром.

Щоб зробити перший відлік (r_1), підсовують еталонну лампу якомога ближче до фотометра. Світло від неї проходить через секторний виріз нерухомого послаблювача. Переміщенням досліджуваної лампи досягають рівності освітленості полів фотометра і відмічають її положення від фотометра r_1. Після цього вмикають секторний послаблювач. Для вимірювання освітленостей тепер відсовують досліджувану лампу на відстань r_2, залишаючи еталонну нерухомою. Одержані результати заносять у таблицю:

r_1	r_2	$(r_2/r_1)^2$

Наступну пару значень r'_1 і r'_2 одержуємо таким самим способом, попередньо перемістивши фотометр вправо на 5 см. Положення еталонної лампи при цьому не міняємо. Кожний вимір слід повторювати кілька разів (3-5). Підраховані середні значення $\overline{r_1}$ і $\overline{r_2}$ заносяться в таблицю.

Далі слід побудувати графік залежності $\left(\frac{r_2}{r_1}\right)^2 = f(r_1)$. Оцінити, виходячи з графіка, при якому відношенні відстані r_1 до розмірів джерела Δx закон обернених квадратів виконуватиметься з точністю, що забезпечує дана методика. Розміри джерела світла оцінити на око.

2. ***Визначення кутового розподілу сили світла лампи розжарювання.***

Пропонується визначити кутовий розподіл відносної сили світла досліджуваної лампи. Якщо $I_x(\varphi)$ та I_0 відповідно сила світла досліджуваної лампи та еталонної лампи, а r_x і r_0 — відповідні відстані до фотометра, то $I_x(\varphi) = I_0\left(\frac{r_x}{r_0}\right)^2$.

Для більш точного виконання залежності $\frac{1}{r^2}$ лампи розміщують на краях оптичної лави на однаковій висоті з вікнами фотометра. Для вирівнювання освітленостей переміщаємо фотометр у потрібному напрямку. Вирівнявши освітленості, відраховують величини r_x та r_0. Потім, повернувши фотометр на 180° навколо осі, знову встановлюють його на рівність освітленостей і відраховують його положення. З обох вимірів беруть середнє значення. Два виміри необхідно робити для усунення можливої нерівності плечей фотометра.

Після цього, користуючись лімбом, повертають досліджувану лампу на 20° і визначають її силу світла в цьому положенні.

Загалом слід провести 10 таких вимірів. В результаті лампа повернеться на 180° від її початкового положення. Будують графік кутового розподілу сили світла лампи в полярних координатах (рис. 3). Для цього за допомогою транспортира будують пучок променів, розміщених на 20° один від одного, і на кожному з променів відкладають відрізок, пропорційний силі світла лампи для даного кута. Одержані точки обводять плавною кривою. Другу половину графіка добудовують симетрично до першої.

Контрольні питання.

1. Основні фотометричні величини (потік, сила світла, освітленість, яскравість, світимість) та одиниці їх вимірювання.
2. Будова кубика Люммера-Бродхуна.
3. Закон Ламберта для розсіюючих поверхонь.
4. Пояснити порушення закону обернених квадратів для протяжних джерел світла.

Література

Ландсберг Г.С. Оптика. — М., 1976, гл. III.

Фриш С.Э., Тиморева Л.В. Курс общей физики : В 3-х т. — М., 1961, т. III, § 303-305, 307.

Шишловский А.А. Прикладная физическая оптика. — М., 1961, гл. VI.

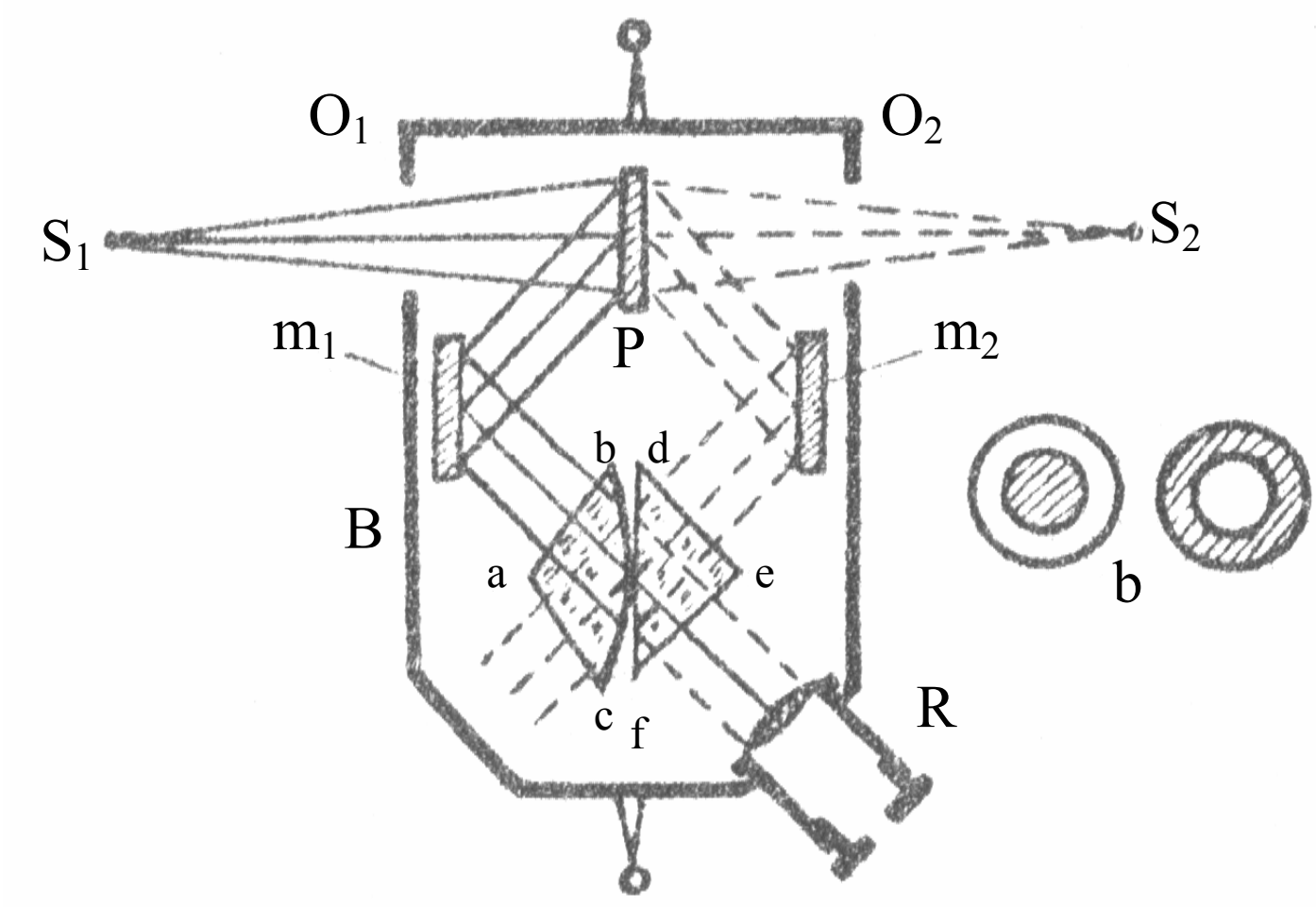


Рис.1

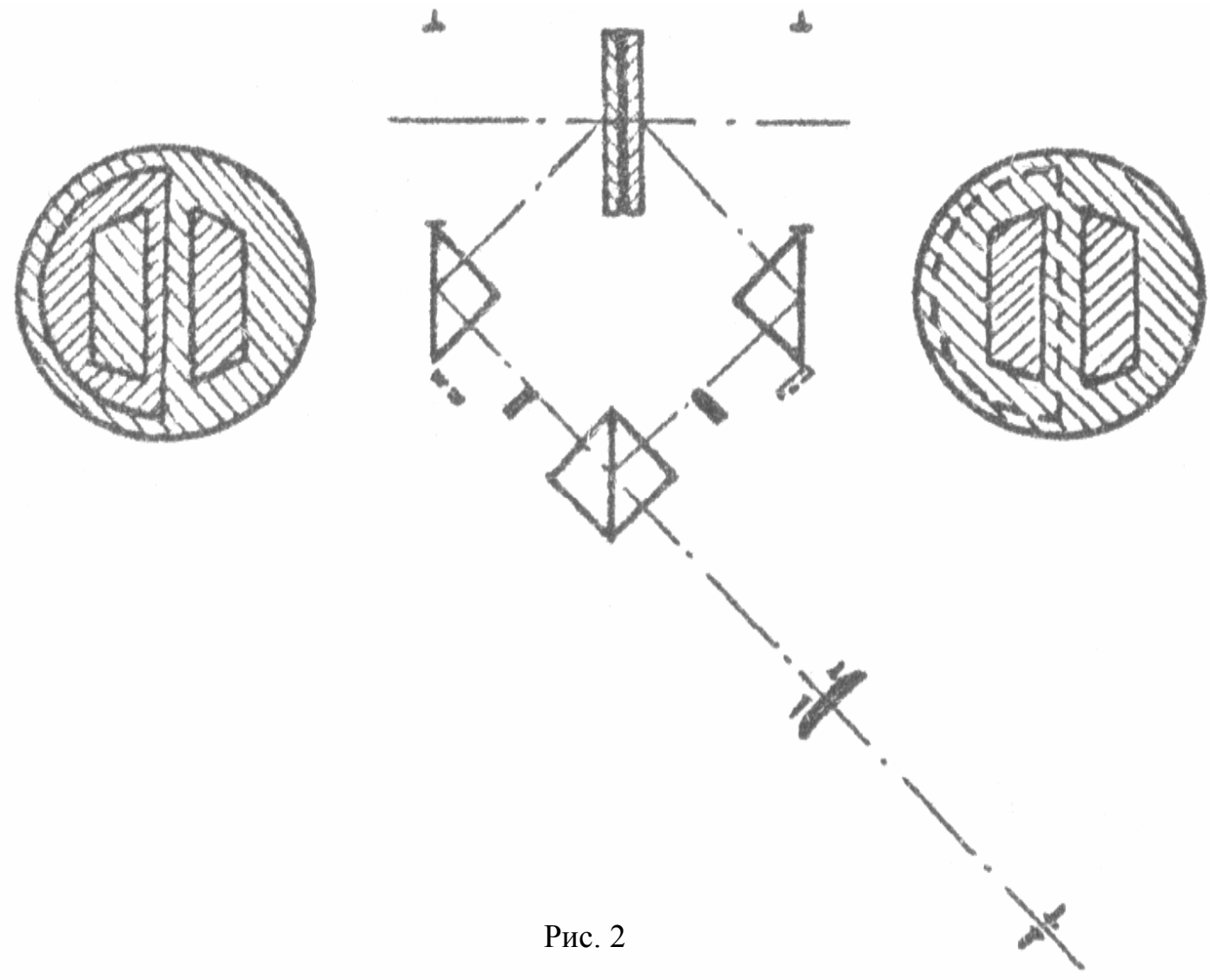


Рис. 2

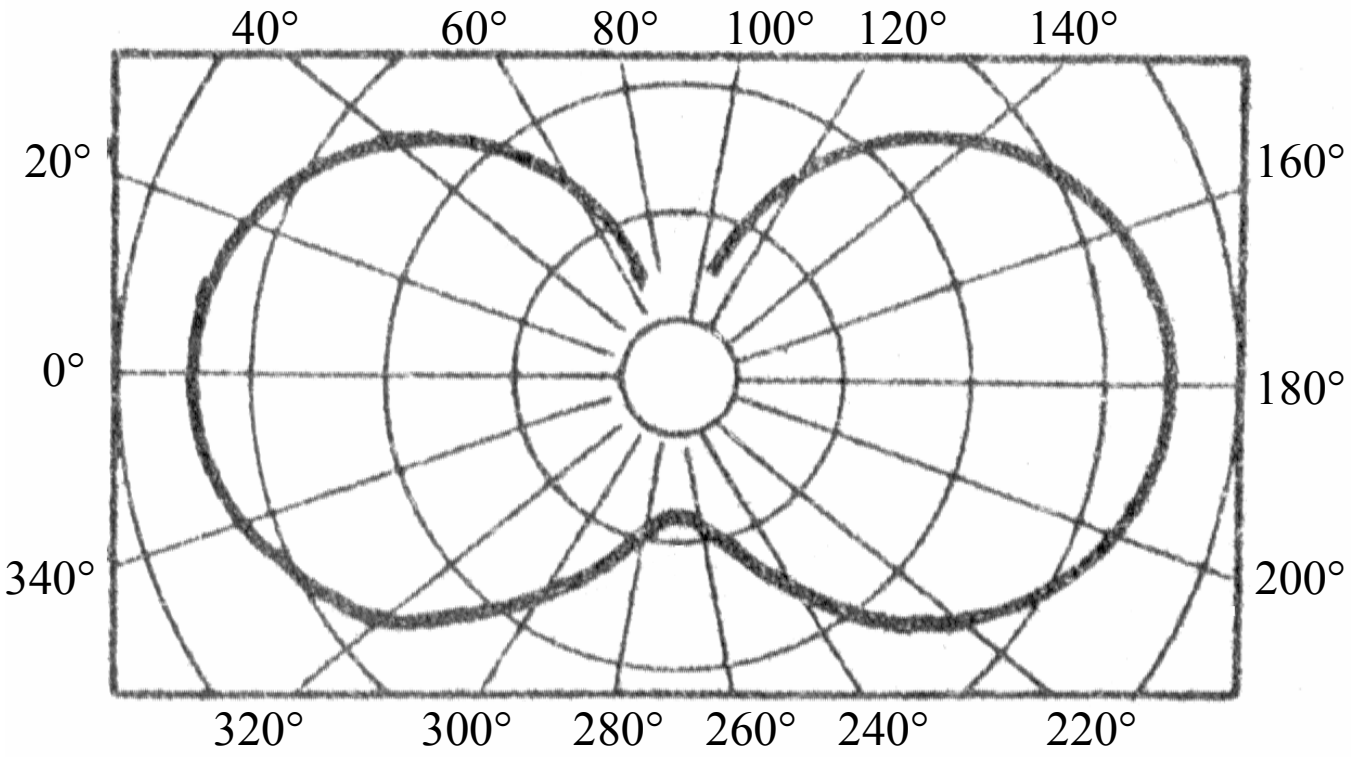


Рис. 3

Робота №6 – "Поглинання".

АБСОРБЦІЙНИЙ АНАЛІЗ ЗА ДОПОМОГОЮ УНІВЕРСАЛЬНОГО ФОТОМЕТРА

Мета роботи: ознайомитись з конструкцією фотометра, навчитись його юстувати, оволодіти методом абсорбційного аналізу, визначити невідому концентрацію розчину.

Прилади і матеріали: універсальний фотометр Пульфріха, розчини різних концентрацій.

Теоретичні відомості:

Серед різноманітних оптичних методів аналізу широке застосування має абсорбційний аналіз, в основі якого лежить закон поглинання Бугера-Ламберта-Беєра-Вавілова:

$$J=J_o e^{-k\lambda l},$$

де J– інтенсивність світла, що пройшло через поглинаючий шар товщиною l : J_o – інтенсивність світла, що падає, k_λ - коефіцієнт поглинання, який не залежить від пройденого шляху (Бугер), а визначається властивостями середовища і світла, що падає. Зокрема, для рідин (Беєр):

$$k_\lambda=R_\lambda \cdot c \ ,$$

де с – концентрація.

Другою практично важливою величиною, що характеризує поглинальну здатність розчину, є оптична густина **E**, яка визначається співвідношенням:

$$E = \lg \frac{J_o}{J}, \text{ тобто } \ E=lge \cdot k_\lambda cl \ .$$

Залежність поглинання від концентрації використовується на практиці для визначення невідомих концентрацій розчинів. Для цього графічно будують залежність $E=f(c)$ для розчинів з відомою концентрацією і, вимірявши оптичну густину E_x розчину з відомою концентрацією c_x , знаходять її величину, користуючись побудованим графіком.

Вимірювання оптичної густини в даній роботі проводяться на універсальному фотометрі Пульфріха.

Будова універсального фотометра. Універсальний фотометр (рис.1) складається з фотометричної головки 1 з висувним окуляром 2, штатива 3, плоского дзеркала 4, барабана з фільтрами 5, предметного столика 6, освітлювача 7, патрона 8 і лампи.

На корпусі фотометричної головки закріплено барабани з двома шкалами: шкалою оптичної густини (червона) і шкалою коефіцієнтів пропускання $T = \frac{J}{J_o}$ (чорна). Відлік по шкалі проводиться відносно індексів, нанесених на скляних пластинках. Корпус закріплено в штативі 3 за допомогою потрійної муфти 11. Муфта побудована так, що фотометрична головка може закріплюватися в двох положеннях: вертикальному або горизонтальному.

Предметний столик 6 за допомогою рейки 12 може переміщуватися вздовж штатива і закріплюватися гвинтом 13. Плоске дзеркало кріпиться двома гайками 11а, а освітлювач – гвинтом 15.

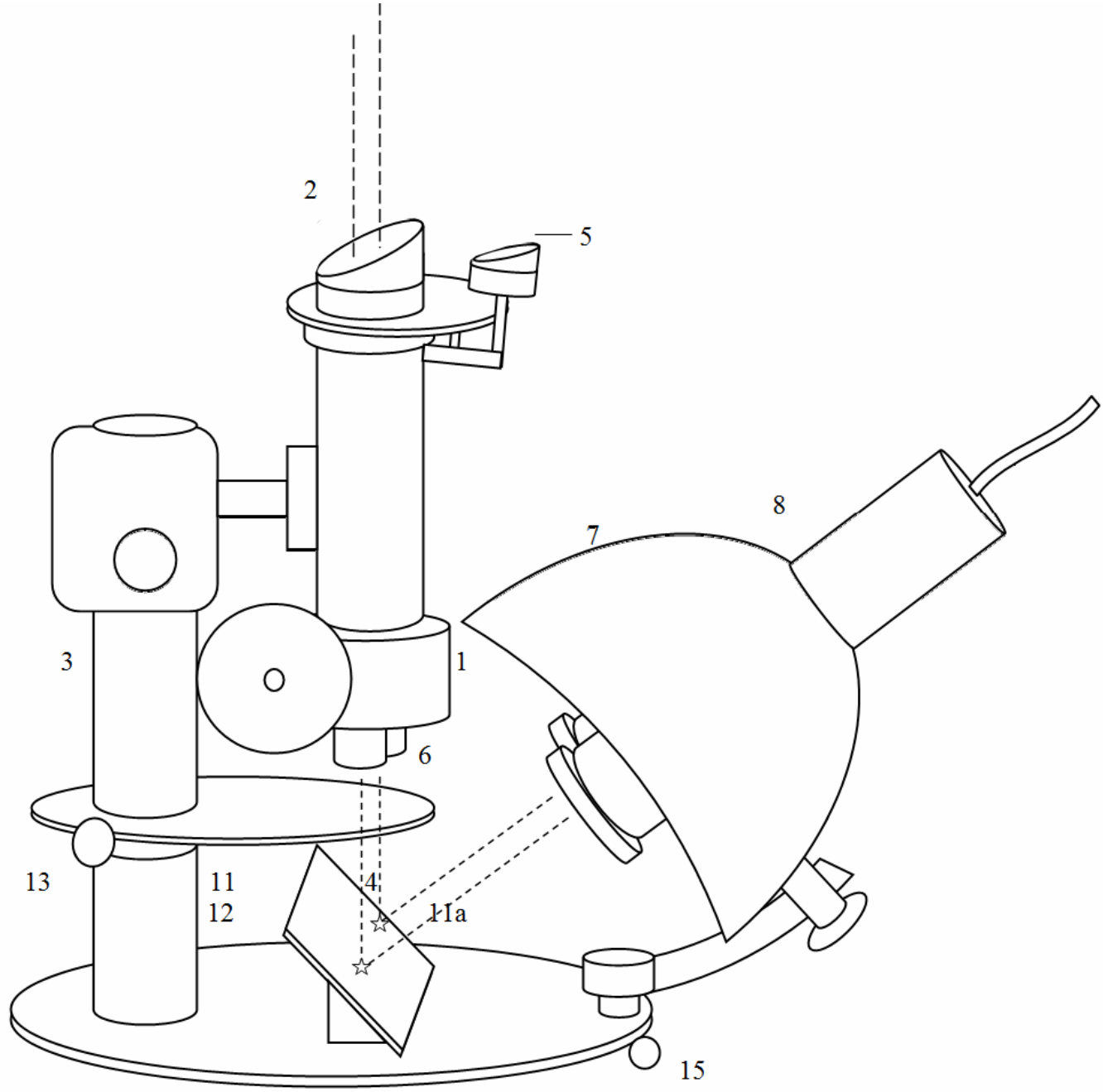


Рис.1. Універсальний фотометр Пульфріха.

Принципову оптичну схему фотометра подано на рис.2. Джерелом світла служить лампа розжарювання. Промені від нитки лампи потрапляють на два плоских дзеркала Z_1 та Z_2, відбиваються від них і, пройшовши крізь конденсори O_1 і O_2, виходять з освітлювача двома паралельними пучками. В більшості випадків (виміри коефіцієнтів пропускання, коефіцієнтів дзеркального відбивання) перед конденсорами з зовнішнього боку вміщують розсіювачі з матового скла N_1 та N_2 . Зображення цих розсіювачів N_1 та N_2 являють безструктурні і рівномірно освітлені поля зору.

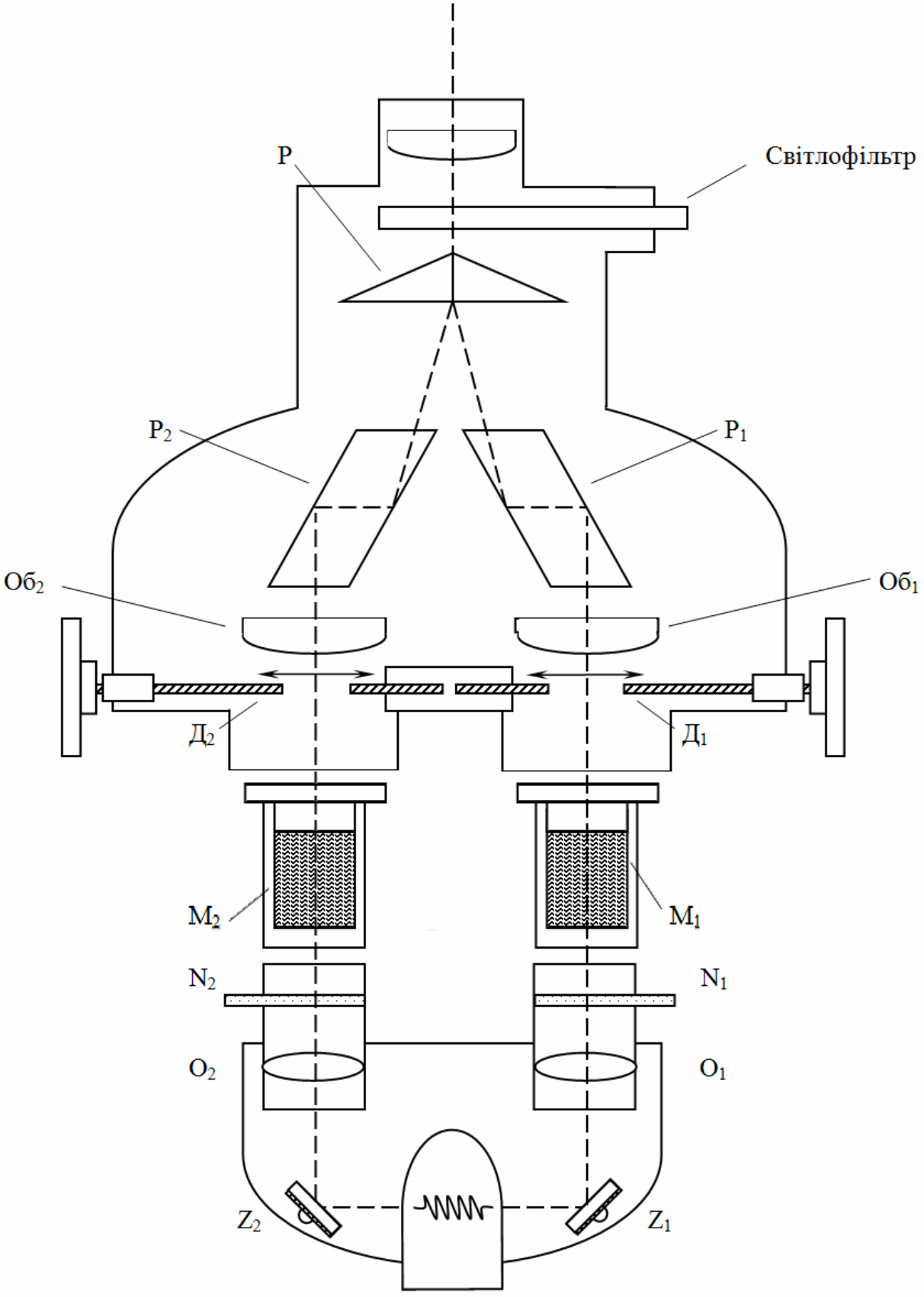
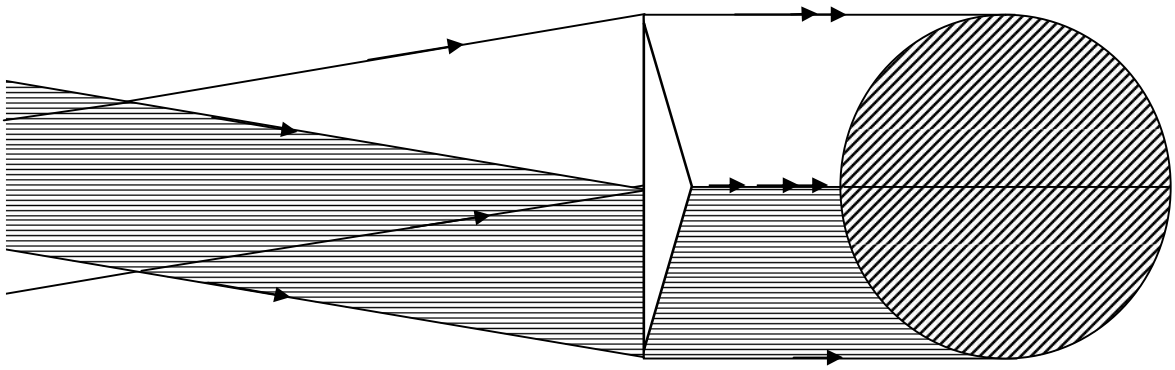


Рис.2

Проходячи крізь вимірюваний зразок M_1 і зразок порівняння M_2 (в нашому випадку – розчинник) і послабляючись у них, паралельні пучки світла потрапляють у фотометричну частину приладу. Тут промені проходять крізь діафрагми D_1 і D_2, які є діючими апертурними діафрагмами і отже вхідними зіницями приладу, об'єктиви $Об_1$ і $Об_2$ і ромбічні призми P_1 і P_2. Зображення діафрагм D_1,D_2 лежать трохи вище оправи окуляра і є вихідними зіницями приладу. Пройшовши призми

P_1 и P_2, світлові пучки йдуть під кутом один до одного і потрапляють на біпризму Р. Докладніше хід променів у біпризмі подано на рис.3.

Рис.3. Ход променів в у призмі Р.



Біпризма використовується для одержання (або конструювання) світлових полів порівняння, тому нахил пучків, що падають на біпризму, підбирається так, щоб, вийшовши з біпризми, пучки йшли, просторово стикаючись.

Зображення розсіювачів з матового скла проектується об'єктивами $Об_1$ та $Об_2$ на відповідні грані біпризми Р. Завдяки цьому ми через окуляр (лупу) одночасно спостерігаємо зображення розсіювачів і зображення ребра призми. Останнє і служить лінією розділу полів порівняння. При однаковій їх яскравості ця лінія повинна зникати.

Зображення апертурних діафрагм D_1 і D_2 (тобто вихідні зіниці) проектуються оптичною системою фотометра в площину, яка знаходиться трохи вище оправи окуляра. Вихідні зіниці обох плечей фотометра накладаються одна на одну і при спостереженні оком співпадають з його вхідною зіницею.

Діафрагми D_1 і D_2 складаються з двох металевих пластинок з прямокутнім вирізом, закріплених на мікрометричному гвинті. При обертанні барабана обидві половини діафрагми рухаються в протилежні сторони так, що центри отворів залишаються на місці, а площа отвору змінюється від нуля до певної величини. На шкалі барабана нанесено в процентах відношення S/S_o, тобто відношення площі отвору, що діє при даній установці, до максимального отвору діафрагми S_o. При зміні отвору від 0 до S_o відлік по шкалі збільшуватиметься від 0 до 100%. Ця шкала називається шкалою світло пропускання.

Зміст цих термінів стає зрозумілим, якщо прослідкувати за способом вимірювання коефіцієнта пропускання на універсальному фотометрі. Спочатку обидва барабани встановлюються на поділки 100 (розкрита діафрагма). Правильне встановлення освітлювача забезпечує рівність інтенсивностей світла в обох полях, що спостерігаються в окуляр. Поставимо на шляху одного з променів кювету з розчином. Тоді інтенсивність цього пучка зміниться за законом:

$$J=J_o e^{-k\lambda l},$$

і відповідне поле стане темнішим. Для вирівнювання полів слід зменшити отвір другої діафрагми.

Показники шкали пропорційні інтенсивності світла, що пройшло крізь зразок, і дають безпосередньо коефіцієнт світло пропускання. Друга шкала барабана про градуйована в одиницях оптичної густини. Наприклад, якщо при даному встановленні барабана відлік по шкалі світло пропускання дорівнює 10%, то по шкалі оптичної густини одержуємо 1,0. така будова вимірювального механізму зручна тим, що не потребує додаткових обчислень. Крім того, шкала барабана побудована так, що відносна точність відліків залишається приблизно сталою при різних величинах отвору діафрагм D_1 і D_2. Для вимірювання об'єктів, що селективно поглинають, до фотометра додається набір з 10 світлофільтрів, які поділяють видиму ділянку

спектра приблизно на однакові ділянки в 40 нм. Світлофільтри розміщуються між окуляром Ок. і призмою Р на барабані 5 (рис.1), який може повертатися.

Освітлювач і його встановлення. Фотометр має спеціальний освітлювач, який кріпіться на основі штатива гвинтом 15 (рис.1). Освітлювач складається з кожуха, в середині якого нерухомо кріпляться два дзеркала і лампа з рухомим патроном. Два конденсори в оправах можуть переміщуватися в кожусі освітлювача вздовж оптичної осі. Юстування лампи здійснюється за допомогою гвинтів 7. До освітлювача додається пара світлофільтрів з матового скла.

Освітлювач закріплюють на основі штатива фотометра так, щоб світлові пучки падали на дзеркало. Потім знаходять зображення нитки в полі зору фотометра. Для цього переміщують патрон з лампою в кожусі, а також трохи повертають дзеркало фотометра. Оскільки яскравість нитки дуже велика, розглядати її зображення слід крізь світлофільтр (краще №5).

Закріпивши патрон, незначним обертанням всього освітлювача домагаються симетричного розташування нитки лампи по відношенню до лінії поділу поля зору. При правильному встановленні освітлювача в полі зору повинно спостерігатися чітке зображення нитки. При заміні лампи необхідно правильно встановити її в освітлювачі.

Від'юстувавши освітлювач, у пази оправ конденсорів встановлюють матові світлофільтри і перевіряють однаковість освітленостей обох світлових полів (обидва барабани при цьому повинні бути встановлені на 100). У випадку відсутності рівності світлофільтри слід поміняти місцями. Обертання конденсорів також сприяє одержанню двох однакових за інтенсивністю світлових пучків.

Дослідження спектрів поглинання розчинів

Роботу умовно можна поділити на дві частини.

1. Підбір світлофільтра, при якому чутливість методу буде найбільшою.

Щоб правильно підібрати світлофільтр, необхідно зняти спектр поглинання для розчину середньої концентрації (еталонний розчин середньої концентрації) і побудувати графік залежності величини світло пропускання $T = \frac{J}{J_o} \cdot 100\%$ від довжини хвилі λ, $T=f(\lambda)$. Для цього, промивши кювету, наповнюють її розчином і ставлять на столик. Для компенсації втрат на відбивання і розсіювання світла в другий пучок ставлять другу кювету і наповнюють її розчинником. Слід уважно стежити, щоб рівень рідини завжди був вищим від нижньої поверхні пробки, якою закривають кювету. Встановлюють барабан діафрагми в світловому плечі, де стоїть кювета з розчином на поділку 100 по чорній шкалі. Вводять в поле зору перший фільтр. Зрівнюють яскравості обох половин поля зору, обертаючи другий барабан. Відлік на останньому барабані дає пропускання розчину для даного фільтра або оптичну густину (по червоній шкалі). Подібні виміри з тим же розчином роблять для всіх фільтрів, вводячи їх послідовно. Результати вимірів наносять на графік (T – по осі ординат, по осі абсцис – значення ефективних довжин хвиль світлофільтрів).

Відносна чутливість R абсорбційного аналізу може бути визначена із закону поглинання:

$$R = \frac{dJ}{dc} = -R_\lambda \cdot l \cdot J_o e^{-R_\lambda \cdot c \cdot l} .$$

Максимум чутливості по довжині хвилі падаючого світла визначають за умовою:

$$\frac{dR}{dR_\lambda} = l \cdot J_o e^{-R_\lambda \cdot c \cdot l} \cdot (R_\lambda c \cdot l - 1) = 0$$

Остання умова виконується, якщо $(R_\lambda cl-1) = 0$, тобто $\frac{J}{J_o} = e^{-1}$. Отже, максимальна чутливість методу відповідає умові, коли величина світло пропускання $T=e^{-1}$, що приблизно становить 30%. Перетин цієї прямої з експериментальною кривою $T=f(\lambda)$ дає нам дві точки. Вибираємо ту із них, що ближча до 550 нм (максимальна чутливість ока), і вибираємо світлофільтр. Другу частину роботи виконуємо з цим світлофільтром.

2. Визначення концентрації розчинів.

У цій частині роботи необхідно виміряти оптичну густину розчинів усіх еталонних концентрацій, а також оптичну густину невідомих розчинів при вибраному світлофільтрі. На початку вимірів обидва барабани встановлюють на поділках 100. Кювету з розчином розміщують над лівим отвором предметного столика, кювету з розчинником – над правим. Обертаючи правий барабан, домагаються рівності освітлення половин поля зору. Відлік по червоній шкалі барабана безпосередньо дає величину оптичної густини розчину. Встановлення на рівність освітлення слід робити по декілька разів, обчисливши середнє значення. Потім кювети з розчином і розчинником міняють місцями і відліки беруть тепер по лівому барабану. Величина оптичної густини дорівнюватиме середньому з показників обох барабанів. Подібні виміри слід зробити для всіх розчинів, які видаються. Після цього будують градуювальник графік залежності оптичної густини $E = \lg \frac{J_o}{J}$ від концентрації *c* (%) для розчинів з відомими концентраціями. Він повинен бути лінійним, що випливає з закону Ламберта-Бера. Знаючи оптичну густину розчинів з невідомими концентраціями, за допомогою побудованого графіка знаходять відповідні їм концентрації досліджуваних розчинів. Обчислюють похибки експерименту.

Характеристики світлофільтрів

№ Світлофільтра	Ефективна довжина хвилі, нм	Пояснення
1	-	
2	660	Червоне світло
3	610	
4	570	Жовте світло
5	550	
6	500	
7	470	Сине світло
8	430	

Контрольні питання

1. Спектр поглинання, коефіцієнт поглинання (від чого він залежить), оптична густина, світло пропускання.
2. Закон Бугера-Ламберта-Беєра-Вавілова, відхилення від цього закону.
3. Апертурні і хвильові діафрагми.
4. Максимальна чутливість методу.
5. Точність аналізу і вибір світлофільтра.
6. Пояснити необхідність проведення двох вимірів концентрації одного й того ж розчину на різних плечах фотометра.

Література

Ландсберг Г.С., “Оптика”. Москва, 1976, гл. XXVIII.
Фриш С.Э., Тиморєва А.В., “Курс физики: в 3-х томах” – Москва, 1961, т.3.
Шишловский А.А., “Прикладная физическая оптика”. Москва, 1961, гл.XIII.

Робота №7 – "Рефрактометр"

ВИЗНАЧЕННЯ КОНЦЕНТРАЦІЇ РОЗЧИНІВ РЕФРАКТОМЕТРОМ

Мета роботи: ознайомитись з конструкцією і роботою рефрактометра, навчитись вимірювати показник заломлення речовин.

Прилади і матеріали: рефрактометр РЛ-2, дистильована вода, набір розчинів різної концентрації, розчини невідомої концентрації, суміш розчинів, піпетка, фільтрувальний папір.

Перед початком роботи слід ознайомитись з такими питаннями:

1. Закон заломлення світла. Показник заломлення. Граничний кут.
2. Дисперсія показника заломлення.
3. Дисперсійні призми.
4. Питома рефракція речовини.

Вступ.

Рефрактометрами називаються прилади, за допомогою яких вимірюють показники заломлення. Рефрактометр РЛ-2 призначений для вимірювання показника заломлення рідин в межах 1,300-1,540.

Принцип дії приладу ґрунтується на явищах, що спостерігаються при проходженні світла через плоску межу розділу двох середовищ. Згідно закону заломлення кут падіння світла на межу розділу і кут заломлення (Рис.1) пов'язані таким співвідношенням:

$$\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = \frac{n_2}{n_1},$$

де n_1 та n_2 – абсолютні показники заломлення першого та другого середовищ відповідно. При проходженні світла із середовища з меншим показником заломлення в середовище з більшим показником заломлення ($n_1<n_2$) кут заломлення не може бути більшим за граничний кут $\beta_{гр} = \arcsin\frac{n_1}{n_2}$ при будь-яких кутах падіння (Рис.1). Вимірювання граничного кута дає простий і разом з тим досить точний метод визначення відносного показника заломлення двох середовищ.

Опис лабораторного рефрактометра. Принцип дії лабораторного рефрактометра РЛ-2 подібний до принципу дії класичного рефрактометра Аббе.

Головні складові частини рефрактометра – дві призми К та K' (Рис.2). Призми повернуті одна до одної діагональними поверхнями, між якими утворюється тонкий плоскопаралельний прошарок. Грань АВ верхньої (освітлювальної) призми матова і служить для освітлення розсіяним світлом рідини. Нижня, вимірююча призма K' зроблена з важкого флінту (n>1,7) і має величину заломлюючого кута близьку до 60°. Призма К зв'язана з шарніром і може бути відведена від призми K'. 2-3 краплі досліджуваної рідини капають на гіпотенузну грань вимірювальної призми K' і опускають на неї освітлювальну призму так, що між призмами залишається тонкий шар рідини.

Світло, розсіяне матовою поверхнею верхньої призми, проходить тонкий шар досліджуваної рідини і падає на діагональну грань вимірювальної призми під різними кутами в межах від 0 до 90º. Промінь світла, кут падіння якого дорівнює 90º, називається ковзним. Оскільки показник заломлення досліджуваної рідини менший за показник заломлення призми K', то ковзний світловий пучок, заломлюючись на межі рідина-скло, піде у нижній призмі під граничним кутом заломлення $\beta_{гр}$. Далі він виходить з призми, зазнаючи ще одного заломлення. Всі промені, які падають на грань призми K' в різні точки грані під кутами, близькими до 90º, поширюються в призмі K' паралельно один до одного. Вони залишаються паралельними і після заломлення. Якщо оптична вісь зорової труби співпадає з напрямком граничного променя, то всі промені, паралельні граничному, зійдуться в точку у фокальній площині на оптичній осі зорової труби. При всіх кутах падіння α<90º світлові промені заломлюються під меншими кутами,

виходять з призми K' під більшими кутами до її гіпотенузи і дадуть зображення в зоровій трубі в точках фокальної площини нижче, ніж точка для променів з граничним кутом $\beta_{гр}$. Таким чином, нижня половина поля зору в трубі буде світлою, а верхня - темною, оскільки паралельні промені з кутами заломлення, більшими, ніж $\beta_{гр}$ відсутні. Межею світла та тіні є промінь з граничним кутом.

При використанні білого світла замість різкої межі між світлою і темною частинами поля зору спостерігається райдужне, кольорове забарвлення межі внаслідок розкладання білого променя. Кольорове забарвлення межі зумовлене залежністю показників заломлення досліджуваної рідини та вимірювальної призми від довжини хвилі світла.

Щоб уникнути кольорового забарвлення межі, в рефрактометрі є спеціальний компенсатор дисперсії, який встановлено перед об'єктивом зорової труби. Компенсатор складається з двох призм прямого зору – призм Амічі, які можуть обертатися навколо оптичної осі зорової труби в протилежних напрямках. Призма Амічі складається з трьох призм: двох крайніх з крону і середньої з флінту, причому вони підібрані так, щоб жовті промені проходили цю систему без відхилення. Можна встановити призми Амічі в такому положенні, що їх сумарна дисперсія в напрямку, перпендикулярному до межі світла і тіні, компенсувала дисперсію досліджуваної рідини і вимірювальної призми. При цьому межа світла-тіні стане незабарвленою і її положення співпаде з положенням межі, яку утворює жовте світло. Тому шкала рефрактометра градуюється в значеннях показника заломлення n_D для довжини хвилі жовтої лінії натрію. За величиною кута повороту компенсатора можна приблизно визначити величину дисперсії досліджуваної рідини. Для цього на ручку компенсатора нанесена відповідна шкала.

Якщо відомі показник заломлення призми, заломлюючий кут призми і кут, під яким спостерігається межа світла і тіні, можна розрахувати показник заломлення досліджуваної рідини. На цьому принципі заснована робота лабораторного рефрактометра. У рефрактометрі РЛ-2 на шкалі приладу вже нанесені значення показника заломлення рідин, отже необхідно візирну лінію, яку видно в окуляр зорової труби, на границю світла й тіні, і тоді ми одержимо *n* вимірюваної речовини.

На Рис.3 подано оптичну схему рефрактометра РЛ-2. Промені від джерела світла через віконце у верхній камері потрапляють на освітлювальну призму 3, проходять тонкий шар досліджуваної рідини, який знаходиться між двома гіпотенузними гранями призм, та призму 4. Далі промені проходять дисперсійний компенсатор 5 (призму Амічі), об'єктив 6, призму 7, сітку 8, шкалу 9 і крізь окуляр 10, 11 потрапляють в око спостерігача. Зорова труба складається з об'єктива 6 та окуляра 10, 11. Прямокутна призма 7 повертає промені на 90º.

Дивлячись у зорову трубу, суміщають границю світлотіні з візирною лінією сітки 8 і по шкалі 9 вимірюють відповідний показник заломлення.

Джерелом світла може бути звичайна електролампа або денне світло. При дослідженні прозорих розчинів слід працювати у світлі, що проходить. Для цього світло направляють у вікно верхньої камери. При дослідженні темних розчинів краще працювати у відбитому світлі, щоб уникнути значного поглинання світлової енергії в шарі рідини, від чого контрастність світлових полів і чіткість границі світлотіні зменшуються. При роботі у відбитому світлі світловий потік направляється безпосередньо у вікно вимірювальної призми.

Порядок виконання роботи

1. Повернути прилад так, щоб денне світло або світло лампи падало на грань освітлювальної призми (при роботі у відбитому світлі – на грань вимірювальної призми). При цьому в полі зору спостерігатиметься яскраво освітлена шкала.
2. Нанести на вимірювальну призму 2-3 краплі дистильованої води.

Увага! Скло, з якого виготовлена вимірювальна призма, має невисоку твердість і може бути легко подряпане, тому при роботі не торкайтеся поверхні призми руками,

піпеткою та іншими предметами. Після виміру рідину прибирайте з поверхні призми за допомогою чистого м'якого фільтрувального паперу або вати.

3. Притиснути освітлювальну призму до вимірювальної. Слід пам'ятати: якщо верхня камера присунута нещільно, то границя світла і тіні не буде чіткою. Переміщуючи окуляр вздовж шкали, знайти межу світла і тіні. Поворотом компенсатора усунути різнокольорове забарвлення на межі розділу.

4. Сумістити штрихову візирну лінію із межею розділу світла і тіні. Зняти відлік. Якщо отримане значення відрізняється від показника заломлення води (1,333), визначити необхідну поправку і враховувати її в усіх наступних вимірах.

5. Аналогічним чином виміряти показники заломлення всіх наявних розчинів і сумішей.

6. Для розчинів відомої концентрації побудувати графік залежності показника заломлення від концентрації розчину. Зробити висновок про вигляд цієї залежності.

7. Користуючись графіком і виміряними показниками заломлення розчинів невідомої концентрації визначити їх концентрації. Оцінити похибку визначення концентрації.

8. Для розчинів з відомою густиною розрахувати питому рефракцію: $R = \frac{n^2 - 1}{n^2 + 1} \cdot \frac{1}{\rho}$, де ρ – густина розчину.

9. Розрахувати питому рефракцію суміші двох речовин за формулою: $R_c = C_1 R_1 + C_2 R_2$, де C_1 та C_2 – частки цих речовин в суміші.

10. Порівняти отриманий результат з питомою рефракцією суміші, визначеною через її показник заломлення n_c і густину ρ_c: $R_c = \frac{n^2{}_c - 1}{n^2{}_c + 2} \frac{1}{\rho_c}$.

Запитання для роздумів:

1. Як пов'язана робота рефрактометра Аббе з явищем повного внутрішнього відбивання?
2. Чим відрізняється картина, яку видно в окуляр, коли світло падає на освітлювальну призму, та коли світло падає на вимірювальну призму? Чому останній метод недоцільно застосовувати для прозорих рідин?
3. Чи можна за допомогою рефрактометрів такого типу вимірювати показники заломлення твердих тіл?
4. Чому виміряний показник заломлення води може відрізнятися від табличного значення?
5. Оцінити наскільки змінюється показник заломлення води при зміні температури на 1°С.

Література

1. Ландсберг Г. С. Оптика. - М., 1976, разд. XXIII, XXУП.
2. Сивухин Оптика.
3. Горбань І.С. Оптика.
4. Шишловский А. А. Прикладная физическая оптика. - М., 1961, гл. XIУ.
5. Борбат А.М., Горбань И.С. и др. Оптические измерения. – Киев, 1967, гл. УП.

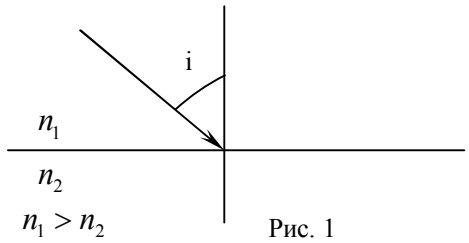


Рис. 1

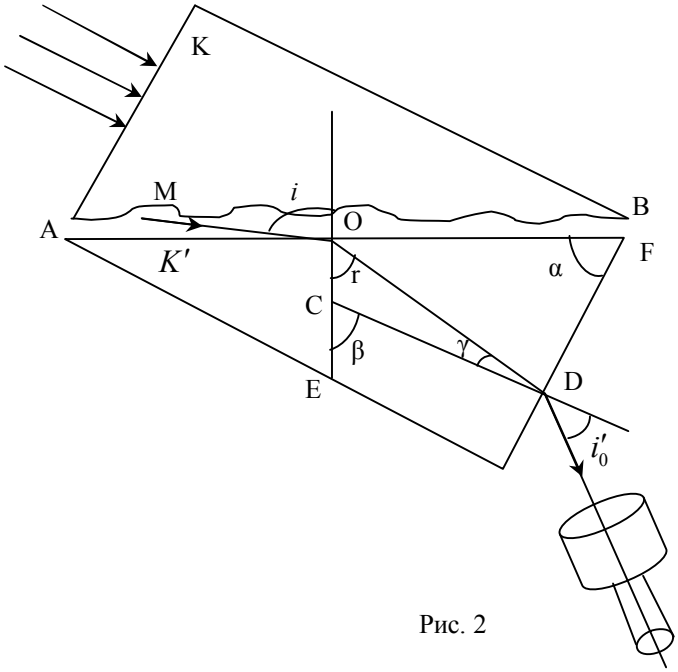


Рис. 2

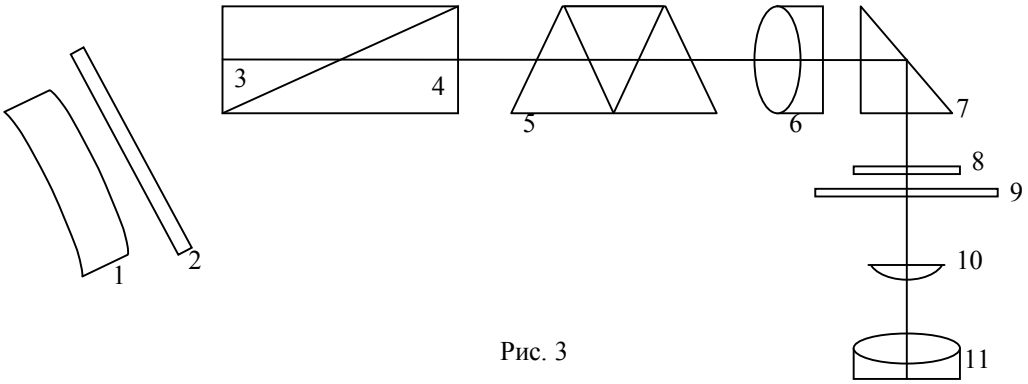


Рис. 3

Робота №8 – "Дифракція".

ВИВЧЕННЯ ІНТЕРФЕРЕНЦІЇ ТА ДИФРАКЦІЇ ФРЕНЕЛЯ.

Мета роботи: одержати і сфотографувати інтерференційні і дифракційні картини.

Прилади і матеріали: оптична лава, джерело світла, конденсор, щілина, біпризма Френеля, волосок, лезо, зонна пластинка, екран, фотоматеріали.

В даній роботі хвильові властивості світла вивчаються в інтерференційному досліді з біпризмою Френеля та в дифракційних дослідах із зонною пластинкою, прямолінійним краєм непрозорого екрана і з вузьким непрозорим екраном.

I. Інтерференція Френеля

Якщо на шляху світла, що випромінюється точковим джерелом *S* (рис. I)розмістити біпризму Френеля B , то сферичний фронт хвилі F , досягнувши ребра біпризми в точці 0 , поділиться цим ребром на дві частини. Користуючись побудовою Гюйгенса, можна показати, що після заломлення в біпризмі кожна з двох ділянок хвильового фронту матиме сферичну форму з центрами в точках S_1 і S_2. В усіх точках цих нових фронтів F_1 та F_2 відбуваються когерентні коливання, оскільки фронти F_1 та F_2 походять від ділянок одного хвильового фронту F , у всіх точках якого коливання відбуваються в однакових фазах. Такий спосіб одержання когерентних хвиль називається способом поділу фронту хвилі. Інтерференційні явища, що виникають у схемах з поділом фронту хвилі, іноді називають інтерференцією Френеля, на відміну від інтерференції Ньютона, яка виникає при поділі амплітуди хвилі (наприклад, кільця Ньютона).

Розглянемо властивості інтерференційних картин тилу Френеля. Зрозуміло, що інтерференція матиме місце лише в області перекривання когерентних хвиль F_1 та F_2 . Границі цієї області легко встановити, вважаючи, що сферичні фронти F_1 та F_2 утворені уявними точковими джерелами S_1 та S_2 . Положення останніх можна знайти за законами геометричної оптики, якщо відомі відстань від біпризми до джерела S , показник заломлення матеріалу біпризмі та кут між її гранями (тупий кут з вершиною в точці O лише на кілька хвилин менший від 180% .Уявні когерентні джерела S_1 та S_2 легка спостерігати, розташовуючи око праворуч від біпризми (рис. I).

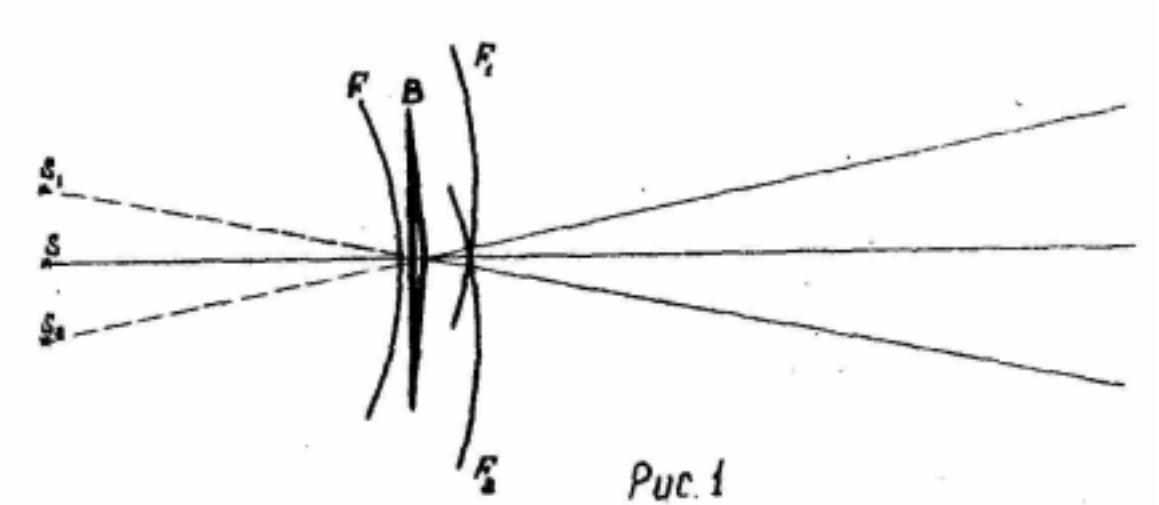


Рис. 1

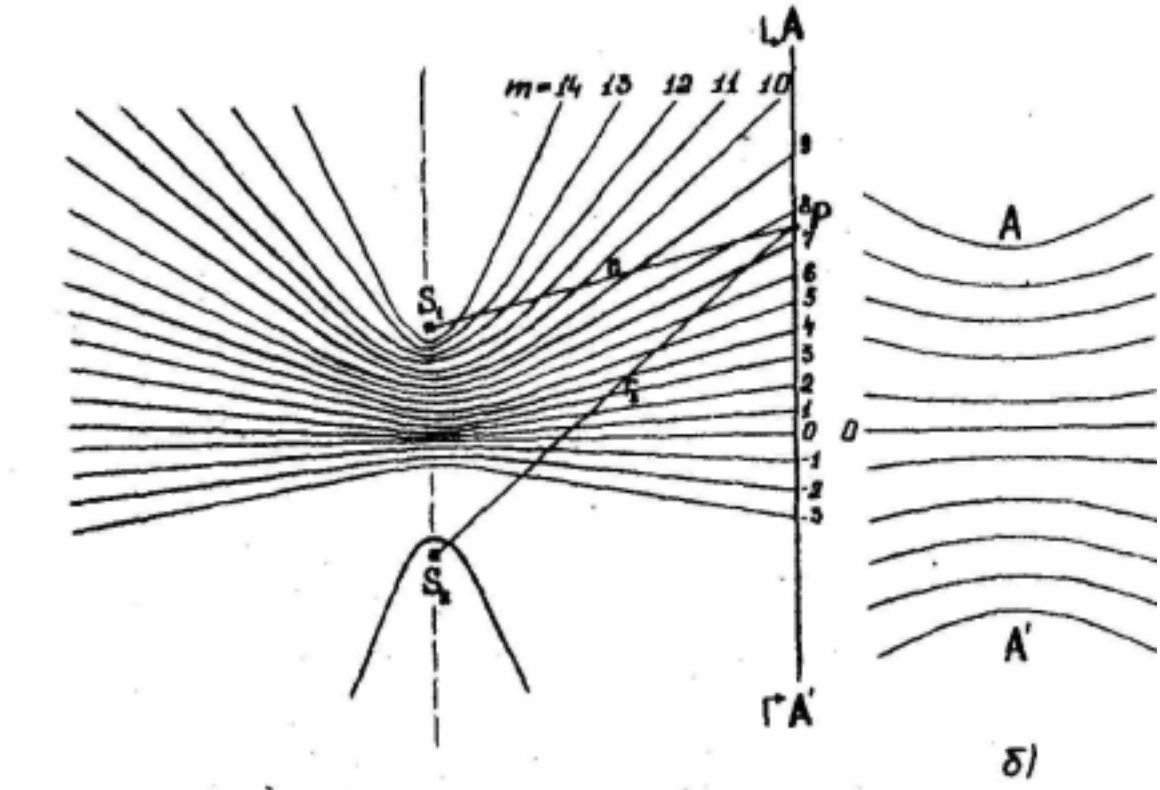


Рис. 2

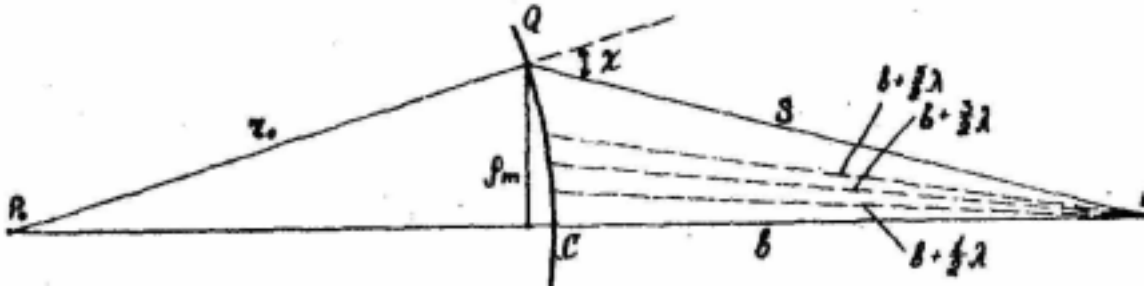


Рис. 3.

Введення когерентних джерел дає можливість розглянуті основні риси явища інтерференції типу Френеля незалежно від способу реалізації когерентних джерел. Нехай ми маємо взаємно когерентні джерела S_1 та S_2 (рис. 2) і різниця фаз їх коливань дорівнюють нулю. Оптична різниця ходу променів до точки спостереження Р становить величину $(r_2-r_1)n$, де n-показник заломлення середовища заповнив простір між джерелами та точкою спостереження.

Відомо, що максимуми амплітуди при інтерференції двох хвиль спостерігаються в тих точках простору, де коливання в обох хвилях відбуваються у фазі, а мінімуми - в точках, де коливання відбуваються у протифазі. Оскільки різниця фаз

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda}\Delta = \frac{2\pi}{\lambda}(r_1 - r_2)\cdot n, \qquad (1)$$

де Δ - різниця ходу, то для умови максимуму ($\delta = 2\pi m$) отримуємо:

$$\Delta = m\lambda, \qquad (2)$$

а для умови мінімуму $\delta = (2m+1)\pi$

$$\Delta = (2m+1)\frac{\lambda}{2}. \qquad (3)$$

Поверхні $(r_1\text{-}r_2)$=const являють собою гіперболоїди обертання навколо осі S_1 S_2 з фокусами в точках S_1 та S_2 . Отже, всі поверхні рівної різниці ходу належать до цього сімейства гіперболоїдів обертання. На рис. 2 показані сліди перетину "поверхонь максимумів" (умова (2)) з площиною рисунка. Площина, що проходить перпендикулярно до середини відрізка S_1S_2 являє собою геометричне місце точок, які відповідають нульовій різниці ходу. Якщо паралельно лінії S_1 S_2 розмістити плоский екран AA` , то в точках перетину "поверхонь максимумів" спостерігатиметься максимальна освітленість, а там, де екран перетинав "поверхні мінімумів", - мінімальна освітленість. При вказаному розміщенні екрана перерізами гіперболоїдів обертання будуть гіперболи (рис. 2б). Якщо розглядати лише область малих порядків інтерференції, близьких до площині m=0 , то відрізки гіпербол мало відрізняються від відрізків прямих і можна вважати інтерференційні смуги прямими, паралельними смузі нульового порядку (m=0) . З викладеного випливає важлива особливість інтерференції типу Френеля: інтерференційну картину можна спостерігати, розміщуючи екран на будь-якій віддалі від когерентних джерел, причому контраст картини K буде однаковий для всіх положень екрана, а змінюватиметься лише лінійна віддаль між смугами. Про такі інтерференційні смуги кажуть, що вони не локалізовані. (Контраст або видність) інтерференційної картини звичайно оцінюють за критерієм Майкельсона: $K = \frac{E_{\max} - E_{\min}}{E_{\max} - E_{\min}}$,де E_{max} - освітленість у максимумах, а E_{min} - освітленість у мінімумах.)

Друга важлива особливість інтерференції типу Френеля полягає в тому, що існує критичний розмір джерела S , при досягненні якого видність інтерференційних смуг різко погіршується.

Як відомо, хвилі, що випромінюються різними ділянками одного й того ж самого реального джерела, наприклад, різними точками розжареної нитки лампи, не є когерентними, оскільки елементарні акти випромінювання не зв’язані між собою.

Якщо (рис. I) разом з точковим джерелом S розглянути точкове джерело S' , некогерентне з S і зміщене на відрізок X ,то йому відповідатимуть уявні джерела S_1` та $S_2$` , когерентні між собою, зміщені на відрізок X відносно S_1 та S_2 . Як можна бачити з рис. 2, вся система поверхонь однакової різниці ходу і відповідно інтерференційних смуг на екрані AA` , що їх дають джерела $S_1$` та S_2 ` буде зміщена відносно смуг, що виникають внаслідок інтерференції хвиль від джерел S_1 та S_2 . Смуги на екрані повністю зникають, коли максимуми однієї інтерференційної картини збігаються з мінімумами іншої. З рис. 2 ясно, що нульовий контраст інтерференційної картини буде тоді, коли відстань X між двома незалежними джерелами S та S` досягне половини ширини інтерференційної смуги на екрані (половини відстані між темними та світлими смугами). У випадку реального джерела ми маємо неперервну низку точкових джерел і для кожної пари відповідних уявних джерел можна повторити аналогічні міркування. Зрозуміло, що допустимі розміри джерела дещо менші за наведений вище критичний розмір (при якому інтерференційна картина зовсім втрачає контраст) і що вони залежать від відстані до екрана, тобто зростають із збільшенням цієї відстані. Розрахунки допустимих розмірів джерела можна знайти в підручниках з курсу загальної фізики.

Оскільки інтерференційні смуги малих порядків у випадку інтерференції типу Френеля являють собою відрізки прямих, то в лабораторній практиці в ролі джерела S використовують добре освітлену щілину, розміщену паралельно ребру біпризми. Інтерференційні картини від різних точок щілини будуть зсунуті одна відносно одної в горизонтальному напрямку, але це звичайно не призводить до погіршення контрасту в області малих порядків. У той же час освітленість смуг у максимумах значно зростає. Зрозуміло, що невиконання умов паралельності щілини та ребра біпризми різко погіршує контраст картини.

2.ДифракціяФренеля

Згідно з принципом Гюйгенса-Френеля дифракційні картини виникають при інтерференції когерентних вторинних хвиль, що випускаються точками, які лежать на поверхні хвильового фронту.

Розглянемо основні риси дифракційних явищ Френзеля у випадках дифракції на так званій зонній пластинці та на прямолінійному краї непрозорого екрана.

I. Метод зон Френеля. Нехай F - миттєве положення сферичного фронту радіуса r_0, монохроматичної хвилі, що поширюється від точкового джерела P_0 /рис. 3/. Збурення в точці Q хвильового фронту з точністю до періодичного множника $exp(-i\omega t)$ можна подати у вигляді:

$$\frac{A\cdot\exp(ikr_0)}{r_0}, \tag{4}$$

де $K=\frac{2\pi}{\lambda}$ -хвильове число.

Згідно з принципом Гюйгенса-Френеля кожний елемент хвильового фронту розглядається як центр вторинних збурень, які розповсюджуються у вигляді елементарних сферичних хвиль. Внесок dU(p) елемента фронту dS , що знаходиться в точці Q , у збурення в точці спостереження P запишеться у вигляді:

$$dU(p)=K(x)\frac{A\cdot\exp(ikr_0)}{r_0}\cdot\frac{\exp(iks)}{S}dS, \tag{5}$$

де S=QP, K($\aleph$) - коефіцієнт нахилу, що характеризує зміну амплітуди вторинних хвиль залежно від напрямку, $\aleph$ - кут дифракції. Величина K($\aleph$) за Френелем максимальна при $\aleph$=0,швидко зменшується із збільшенням $\aleph$ і дорівнює нулю, коли QP стає дотичною до хвильового фронту, тобто при $\aleph=\frac{\pi}{2}$ Нарешті, припустимо, що до точки P доходять збурення лише від тієї частини фронту хвилі S` , яка не закрита якимись перешкодами, що розташовані між P_0 та P . Тоді повне збурення в точці P:

$$U(p)=\frac{A\cdot\exp(ikr_0)}{r_0}\cdot\iint_{S`}\frac{\exp(iks)}{S_0}K(\aleph)dS, \tag{6}$$

У деяких спеціальних випадках, коли задача має осьову симетрію (вісь симетрії проходить через точки P та P_0), для обчислення інтеграла зручно скористатись методом так званих зон Френзеля. Побудуємо навколо точки P сфери з радіусами

$$b, b+\frac{\lambda}{2}, b+\frac{2\lambda}{2},...,b+\frac{j\lambda}{2},...,$$

де b=cp (рис. 3). Лінії перетину таких сфер з поверхнею хвильового фронту ділятехрь останню на ряд кільцевих зон Z_1 , Z_2 ,Z_3 ,…,Z_j ,… Якщо r_0 і b великі порівняно з λ , то можна вважати, що в межах будь-якої зони величина K($\aleph$) стала. Відповідно до нашої побудови збурення від двох сусідніх кільцевих зон - зон Френеля - приходить у точку спостереження в протифазі. Можна показати (див. додаток), що внесок j -тої зони у збурення в точці P

$$U_j(p)=2i\lambda(-1)^{j+1}K_j\frac{A\cdot\exp(ik(r_0+b))}{r_0+b}, \tag{7}$$

Результуюча дія в точці P дається сумою внесків усіх зон:

$$U(p) = 2i\lambda \frac{A \cdot \exp(ik(r_0 + b))}{r_0 + b} \sum_{j=1}^{n} (-1)^{j+1} K_j, \tag{8}$$

Таким чином, користуючись побудовою зон Френеля, вдається перейти від інтеграла по поверхні хвильового фронту до суми по кільцевих зонах Френеля. Зокрема, розгляд повністю відкритого фронту хвилі за допомогою зон Френеля дає правильний результат(див додаток).

Виходячи з формул (7) та (8) , можна проаналізувати різні випадки дифракції Френеля на перешкодах, що не порушують осьової симетрії задачі (круглі диски та отвори, центри яких лежать на прямій PP_0 , а площини нормальні до цієї прямої). Зокрема, можна показати, що при дифракції на круглому диску, який закриває центральні зони, в точці *P* освітленість завжди відмінна від нуля. Якщо ж на шляху світла розмістити екран з круглим отвором і поступово збільшувати розміри останнього, то в точці P спостерігатиметься періодична зміна освітленості залежно від того, скільки центральних зон відкрито. Освітленість в точці P буде більша від освітленості, яку дає повністю відкритий фронт, якщо відкрито непарне число зон, і менша, якщо відкрито парне число зон.

Постановка відповідних лабораторних дослідів з метою порівняння їх результатів з розрахунками утруднюється малою освітленістю дифракційних картин, бо остання має величину такого ж порядку, як половина дії першої зони, внаслідок того, що дія парних зон протилежна дії непарних. Амплітуда результуючої хвилі точці P, обумовлена дією лише парних або лише непарних зон, звичайно, буде значно більшою за амплітуду, що дає повністю відкритий фронт. Це твердження може бути перевірене експериментальною якщо встановити на шляху світла екран, який повністю перекриває непарні зони, а парні залишає відкритими, або навпаки. Такий екран називають зонною пластинкою /Френеля/. Ще більше підвищення освітленості може бути досягнуте, якщо для світла, що проходять через парні /або непарні/ зони створити відставання по фазі на півперіода відносно непарних /парних/ зон. Тоді від усіх зон в точку спостереження хвилі приходитимуть в однаковій фазі /так звана фазова пластинка/.

Розглянемо проходження через зонну пластинку світла від дуже віддаленого точкового джерела. З рис. 3 може бути розрахований радіус ρ_j j-ої зони Френеля:

$$\rho_j = \sqrt{\frac{j\lambda r_0 b}{r_0 + b}}, \tag{9}$$

якщо $r_0 \to \infty$,то

$$\rho_j = \sqrt{i\lambda b_\infty}, \tag{10}$$

У такому разі максимальна освітленість спостерігатиметься на віддалі

$$f = b_\infty = \frac{\rho_j^{\,2}}{j\lambda}. \tag{11}$$

На екрані, розташованому на такій відстані від зонної пластинки, ми побачимо яскраву пляму, яку можна розглядати як зображення точкового джерела. Таким чином, зонна пластинка подібно до лінзи збирає паралельний пучок променів у точці , що називається фокусом. Зонна пластинка може давати також і зображення предметів, що знаходяться на скінченій віддалі.

<u>Дифракція Френеля на щілині та на краю непрозорого екрана. Метод інтегралів Френеля</u>.

Метод, який буде розглянуто, має загальне застосування. Він особливо зручний у тих випадках, коли перешкода або отвір обмежені двома парами взаємно перпендикулярних ліній (цілина, дротина тощо).

Для спрощення математичних виразів ми обмежимось розглядом плоских хвиль, що падають на перешкоду.

На рис. 4 показано плоский фронт хвилі *A* , діафрагму *V* з отвором у вигляді щілини шириною 2Q та екран W на відстані Z_1 від діафрагми *V*.

Розглянемо збурення, що його створює мала ділянка хвильового фронту поблизу точки $Q(x_0,y_0,0)$ в площині діафрагми площею $dS = dx_0\, dy_0$ в точці спостереження $P(x_1,y_1,z_1)$.

$$dU(p) = A \cdot \frac{\exp(ikr)}{r_0} dx_0 \cdot dy_0, \tag{12}$$

Порівняння з формулою (5) показує, що в (12) ми поклали коефіцієнт нахилу K(ℵ) = const , що є допустимим при малих кутах. Відстань від точки P до точки Q

$$r^2 = z^2 + (x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2, \tag{13}$$

звідки наближено

$$r = z_1 + \frac{(x_1 - x_0)^2}{2z_1} + \frac{(y_1 - y_0)^2}{2z_1}, \tag{14}$$

що справедливо для випадків, коли $\frac{x - x_0}{z} \langle\langle 1, \frac{y - y_0}{z} \langle\langle 1$.

Обчислюючи амплітуду вторинних хвиль у точці *P* за формулою (12) у знаменник підставимо значення r=z_1 тобто знехтуємо різницею віддалей від різних точок отвору діафрагми V ,але при обчисленні різниці фаз цю різницю віддалей ми врахуємо за допомогою наближеного виразу (14).

Така постановка питання може бути виправдана тим, що z_1 завжди має величину, яка дорівнює щонайменше декільком міліметрам (тобто щонайменше декільком тисячам довжин хвиль), і різниця в кілька довжин хвиль практично не впливає на амплітуду, але рівниця в $\frac{\lambda}{2}$ достатня для зміни знака множника, що залежить від різниці фаз.

Оскільки нас цікавить розподіл інтенсивності в різних точка екрана W , то можна опустити постійні множники в (12) і записати:

$$U(p) = \iint \exp\left\{ \frac{ik}{2z_1} \left[(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 \right] \right\}, \tag{15}$$

Інтеграл необхідно брати по всій площі діафрагми в екрані. У випадку дифракції на щілині права частина (15) являє собою добуток двох інтегралів, один з яких мав вигляд:

$$U(p)_x = \int_{a_1}^{a_2} \exp\left[\frac{ik}{2z_1} (x - x_0)^2 \right] dx_0, \tag{16}$$

де x=a_1, та x_0=a_2 - це лінії, що обмежують щілину.

Введемо нову змінну *v,*що визначається співвідношенням:

$$\sqrt{\frac{k}{2z_1}}(x - x_0) = \sqrt{\frac{\pi}{\lambda z_1}}(x - x_0) = -\sqrt{\frac{\pi}{2}} v, \tag{17}$$

Тоді

$$U(p)_x = \int_{v_1}^{v_2} \exp(-\frac{1}{2} i\pi v^2) dv, \tag{18}$$

а зміна освітленості в напрямі осі X має вигляд:

$$E(x) = U(P)_x \cdot U^*(P)_x = C_f^2 + S_f^2, \tag{19}$$

$$\left.\begin{aligned} C_f &= \int_{v_1}^{v_2} \cos(\frac{1}{2}\pi v^2) dv \\ S_f &= \int_{v_1}^{v_2} \sin(\frac{1}{2}\pi v^2) dv \end{aligned}\right\}, \tag{20}$$

Функції C_f та S_f відомі під назвою інтегралів Френеля. Якщо межі інтегрування в (20) $\pm \infty$, то інтеграли легко звести до відомих інтегралів Пуасона і величина кожного з них дорівнює $\pm \frac{\pi}{2}$.Для інтегрування інтегралів Френеля у скінченних границях їх розкладають у спеціальні ряди. Внаслідок частої зміни знака підінтегральної функції частина проміжку інтегрування, де v

перевищує порівняно невелике ціле число (наприклад,10), мало впливає на величину інтеграла Френзеля.

Спіраль Корню

Якщо розглядати C_f і S_F як декартові координати, а інтегрування проводити від 0 до v , то система (20) задає в параметричному вигляді (параметр v) деяку криву. Цю криву (рис.5) побудував і дослідив Корню. Квадрат довжини відрізка, що з'єднує дві точки, які визначаються значеннями параметрів v ,v_1 та v_2, дорівнює сумі квадратів інтегралів і, згідно з (19) , пропорційний інтенсивності світла, що проходить точку спостереження.

Дифракція на краю непрозорого екрана

Застосуємо спіраль Корню для визначення освітленості поблизу границі тіні від краю прямолінійного екрана. Нехай точка *P* знаходиться спочатку в освітленій області і віддалена від геометричної границі тіні. При цьому для точки P практично відкритий весь хвильовий фронт: границі інтегрування настільки широкі, що освітленість в точці P відповідає квадрату відрізка, проведеного між точками, гранично близькими до асимтотичних точок спіралі A_1 та A_2. Якщо точка й переміщується в напрямку геометричної тіні, то один кінець відрізка залишається фіксованим у точці, дуже близькій до асимптотичної, оскільки з одного боку хвильовий фронт не обмежений. Другий кінець відрізка переміщується вздовж спіралі від асимптотичної точки до точки 0 . Величина освітленості осцилює між значеннями більшими і меншими від тих, що були б при відсутності екрана. Після проходження точки 0 осциляції освітленості припиняються - освітленість монотонно прямує до нуля.

Порядок виконання роботи

Експериментальна частина роботи полягає в тому, щоб одержати на екрані найбільш чітку інтерференційну або дифракційну картину, а потім, після підбору потрібної експозиції, сфотографувати її. Фотографування провадиться безпосередньо на фотопапір.

І. Одержання інтерференційних смуг за допомогою біпризми Френеля.

Встановити на оптичній лаві лампу розжарювання S , конденсор К , який дає зображення розжареної нитки на щілині S_p , біпризму В та екран *W* з пристроєм для закріплення фотопаперу.

Зорієнтувати ребро біпризми паралельно площині. Поступово зменшуючи ширину щілини, спостерігати інтерференційну картину на екрані і, встановивши найкращий контраст, сфотографувати її. Виміряти відстані від біпризми до щілини і до екрана. Оцінити ширину щілини, при якій інтерференція зникає.

2. Одержання дифракційної картини від краю екрана.

Розміщення залишається таким, як і в попередньому пункті, тільки біпризма В замінюється екраном з гострим краєм (лезо бритви, закріплене на штативі).

3. Одержання дифракційної картини від вузького екрану.

Схема досліду така, як і в попередньому пункті, але замість леза бритви встановлюється штатив із закріпленим на ньому волоском.

4. Досліди із зонною пластиною.

Обмежити щілину по висоті до розміру порядку 0,5 мм. Переміщуючи штатив із зонною пластиною вздовж оптичної лави, знайти положення, при якому на екрані спостерігатиметься зображення джерела в вигляді освітленої плями.

Виміряти відстань від зонної пластини до точкового джерела (обмеженої по висоті щілини) та до екрана. Визначити фокусну віддаль зонної пластинки. Для цього необхідно створити колімований світловий пучок за допомогою об'єктива, у фокусі якого розташована щілина S_p ,обмежена по висоті. На шляху колімованого пучка розміщується зонна пластинка. Фокусною віддаллю згідно з означенням буде відстань від зонної пластинки до зображення щілини.

5.Обробка результатів дослідів.

а)З дослідів з біпризмою оцінити довжину хвилі світла (визначена довжина хвилі світла буде середньою для інтервалу довжин хвиль, у якому чутливий фотопапір).

б)За допомогою спіралі Корню пояснити вигляд дифракційних картин у випадку дифракції на прямолінійному краю екрана та на вузькому екрані. Оцінити допустимі розміри джерела (щілин) для спостереження цих дифракційних картин.

в)Перевірити, з якою точністю виконується формула лінзи $\frac{1}{f}=\frac{1}{a}+\frac{1}{b}$ в досліді із зонною пластинкою. Оцінити довжину хвилі з досліду із зонною пластинкою та порівняти її з оцінкою пункту а).

Контрольні питання

1.Способи одержання інтерференційних картин.
2.Вплив розміру джерела на якість інтерференційної картини.
3.Зонна пластинка Френзеля.
4.Спіраль Корню та її застосування при розподілі інтенсивності у дифракційних картинах.

Література

Ландсберг Г.С. Оптика.
Горбань І.С.Оптика.

Калитиєвский Н.И. Волновая оптика.
Дитчберн Р. Физическая оптика.
Борн М.,Вольф Э. Основы оптики.

Додаток

1.Введемо сферичну систему координат з початком у точці P_0 таким чином, щоб кут Q відраховувався від напрямку P_0P. Для елементу площі хвильового фронту тоді запишемо:

$$dS = r_0^2 \sin\theta d\theta d\varphi, \qquad <1>$$

де φ -азимутний кут.

Оскільки з трикутника P_0QP

$$S^2 = r_0^2 + (r_0+b)^2 - 2r_0(r_0+b)\cos\theta, \qquad <2>$$

то

$$SdS=r_0(r_0+b)\sin\Theta d\Theta \qquad <3>$$

звідки

$$\sin\theta d\theta = \frac{SdS}{r_0(r_0+b)}. \qquad <4>$$

Отже, елемент площі dS можна подати у вигляді

$$dS = r_0^2 \sin\theta d\theta d\varphi = \frac{r_0}{r_0+b} SdSd\varphi. \qquad <5>$$

Внесок j-ої зони у збурення в точці P становить

$$U_j(p) = \frac{A\cdot\exp(ikr_0)}{r_0+b}\cdot K_j \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{b+(j-1)\frac{\lambda}{2}}^{b+j\frac{\lambda}{2}} \exp(ikS)dS = -\frac{2\pi}{k} K_j \frac{A\cdot\exp(ik(r_0+b))}{r_0+b}\exp(\frac{ikj\lambda}{2})\left[1-\exp(-\frac{ik\lambda}{2})\right].$$

<6>

Підставляючи в $k=\frac{2\pi}{\lambda}$,маємо:

$$U_j(p) = 2i\lambda(-1)^{j+1} K_j \frac{A\cdot\exp(ik(r_0+b))}{r_0+b}. \qquad <7>$$

Таким чином, формула <7> описує внесок j-ої зони у збурення в точці P.
Результуюча дія в точці P дається сумою внесків усіх зон:

$$U(p) = 2i\lambda \frac{A \cdot \exp(ik(r_0 + b))}{r_0 + b} \sum_{j=1}^{n} (-1)^{j+1} K_j \ , \qquad <8>$$

Можна показати (див.Борн М.,Вольф Є. Основи оптики.-М.,1970,с.407) ,що

$$\sum_{j=1}^{n} (-1)^{j+1} K_j = \begin{cases} \frac{K_1}{2} + \frac{K_n}{2} \\ \frac{K_1}{2} - \frac{K_n}{2} \end{cases} \qquad <9>$$

і сумарне збурення в точці Р можна подати у вигляді:

$$U(p) = i\lambda (K_1 \pm K_n) \frac{A \cdot \exp(ik(r_0 + b))}{r_0 + b}, \qquad <10>$$

де верхній знак беруть при непарному n ,а нижній - при парному.

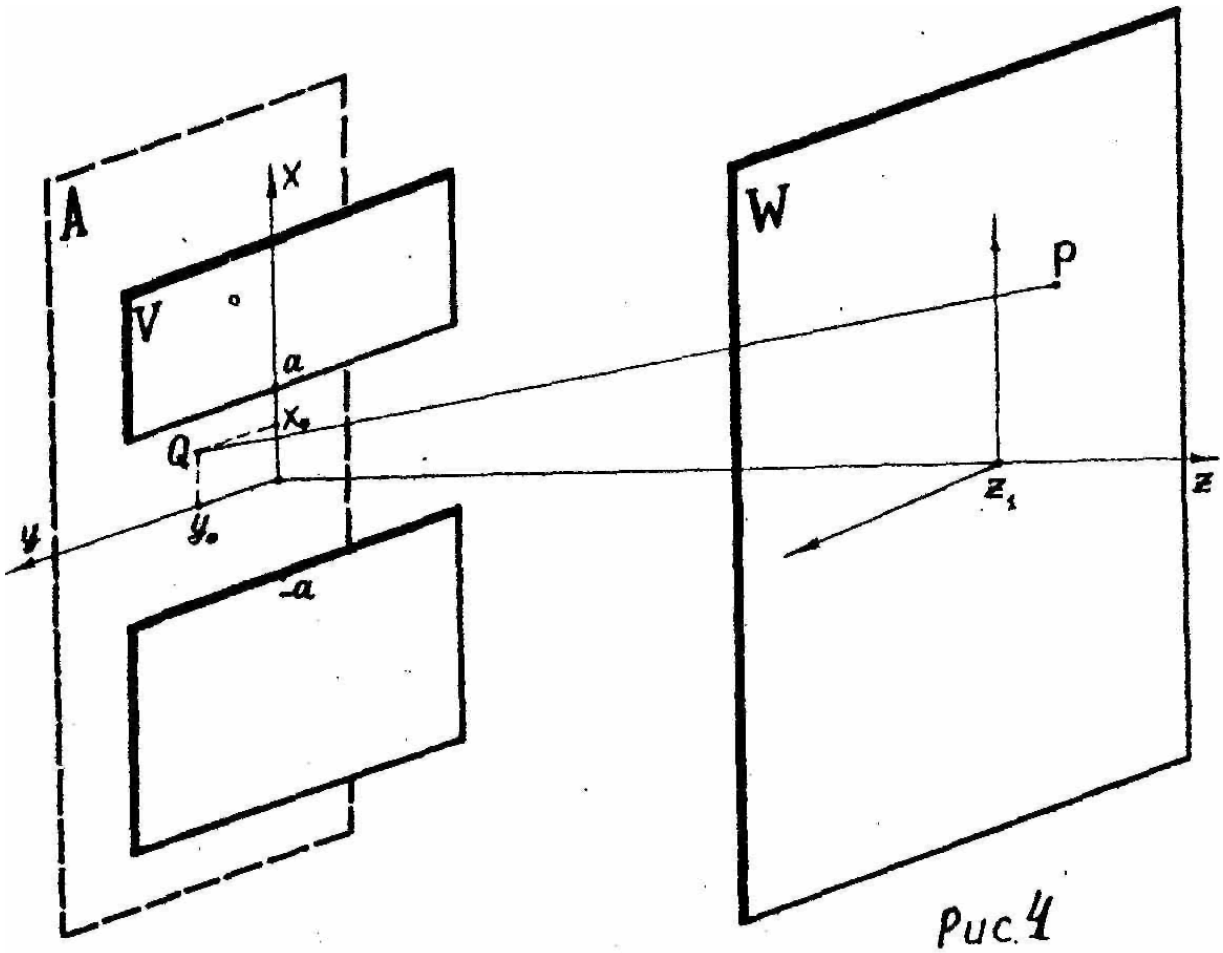


Рис. 4

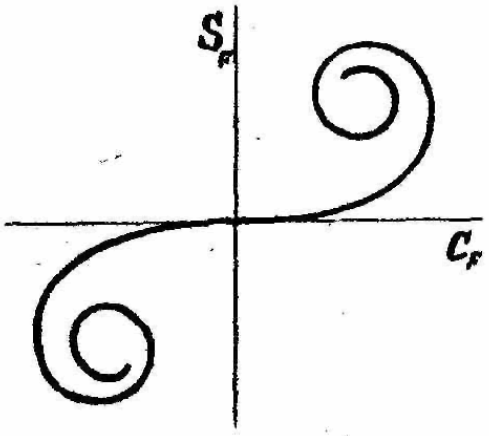
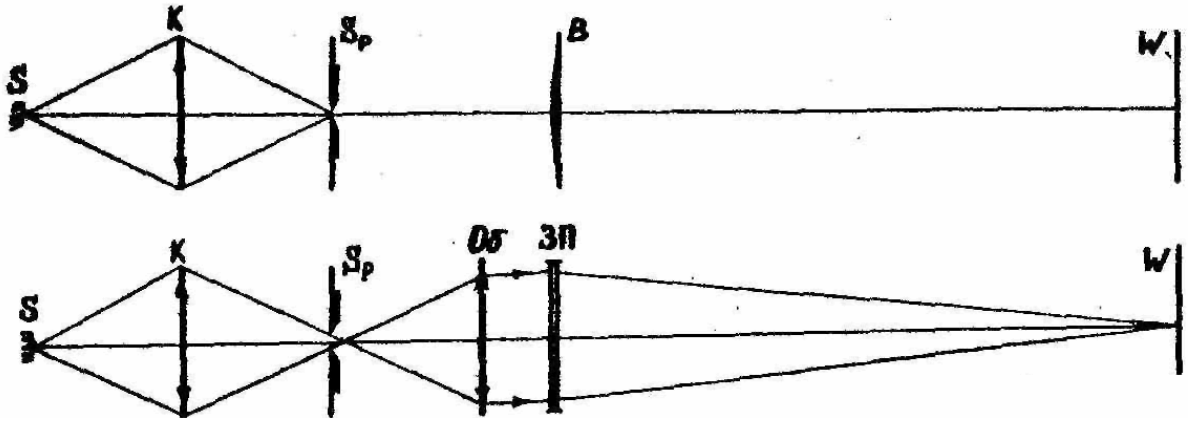


Рис. 5



Робота №9 – "Кільця Ньютона".

ВИЗНАЧЕННЯ РАДІУСА КРИВИЗНИ ЛІНЗИ ТА ДОВЖИНИ СВІТЛОВОЇ ХВИЛІ ЗА ДОПОМОГОЮ КІЛЕЦЬ НЬОТОНА

Мета роботи: засвоїти інтерференційний метод кілець Ньотона для вимірювання великих радіусів кривизни, а також довжини хвилі.

Прилади і матеріали: вимірювальний мікроскоп з вертикальним освітлювачем, плоско-опукла лінза великого радіуса кривизни, плоскопаралельна пластинка, електролампа, набір світлофільтрів.

Теоретичні відомості

Кільця Ньютона спостерігають у тому випадку, коли, наприк-лад, опукла поверхня лінзи торкається плоскої, добре відполіро-ваної поверхні пластинки. При цьому між лінзою і пластинкою утворюється повітряний клин, де поступово розширюється від центра до країв. Якщо на лінзу падає пучок монохроматичного світла, то хвилі, відбиті від верхньої та нижньої поверхонь такого кільця, інтерферуватимуть між собою. При спостереженні у відбитому світлі в центрі буде чорна пляма, навколо якої розміститься ряд концентричних світлих та чорних кілець. При спостереженні у прохідному світлі матимо зворотну картину, пляма в центрі буде світлою, а всі світлі кільця зміняться темними і навпаки. Схему утворення інтерферуючих променів у відбитому та прохідному світлі подано на рис. І. Однак в останньому випадку контрастність інтерференційної картини буде значно меншою, ніж у первому. Тому кільця Ньютона звичайно спостерігають у відбитому світлі.

Розміри кілець Ньютона досить легко можна обчислити. Розрахунки проведено для інтерференційної картини у відбитих променях. Оскільки інтерференція відбувається між хвилями, відбитими від верхньої та нижньої поверхонь повітряного клина, то для знаходження повної різничі ходу потрібно враховувати, що при відбиванні хвиль від густішого середовища /скла в даному випадку/ втрачається півхвилі /для електричного вектора $\bar{E}$ /, тобто фаза коливань змінюється на π . Строго кажучи, слід окремо розглядати два компоненти поляризації, на які можна розкласти природньо поляризований промінь. Для S -компоненти /вектор $\bar{E}$ перпендикулярний до площини падіння / спостерігається зміна фази коливань на π при відбиванні від оптично густішого середовища, а для P -компоненти /вектор $\bar{E}$ паралельний до площини падіння / - навпаки. Сказане вище справедливе для малих кутів падіння.

В результаті між променями 1" і 2" виникає додаткова різни-ця ходу $\lambda/2$: тоді повна оптична різниця ходу:

$$\Delta = 2\delta_m n\cos\varphi + \frac{\lambda}{2} \qquad (1)$$

де δ_m - товщина повітряного пару /рис. 2/; n - показник заломлення речовини, що знаходиться між лінзою і пластинкою, тобто повітря; φ - кут заломлення променів при переході зі скла в повітряний клин. При нормальному падінні променів $\boldsymbol{\lambda \to 0}$, тоді

$$\Delta = 2\delta_m n + \frac{\lambda}{2} \qquad (2)$$

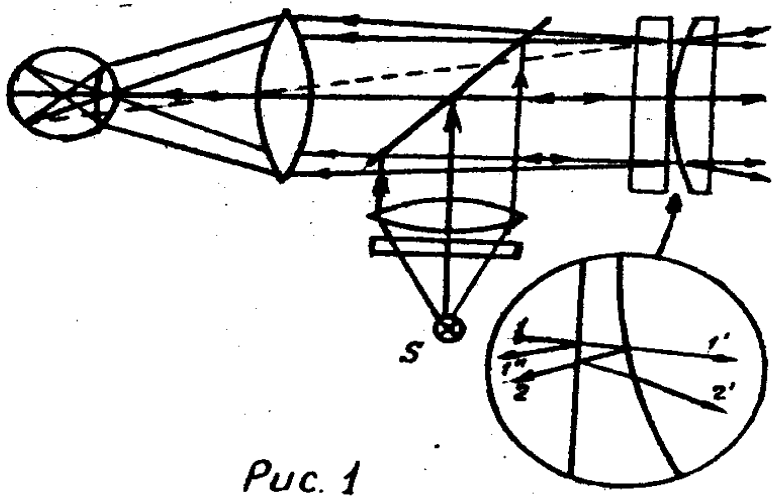


Рис. 1

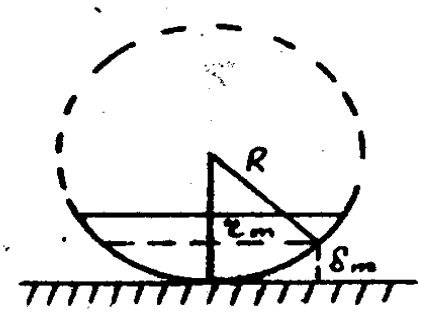


Рис. 2

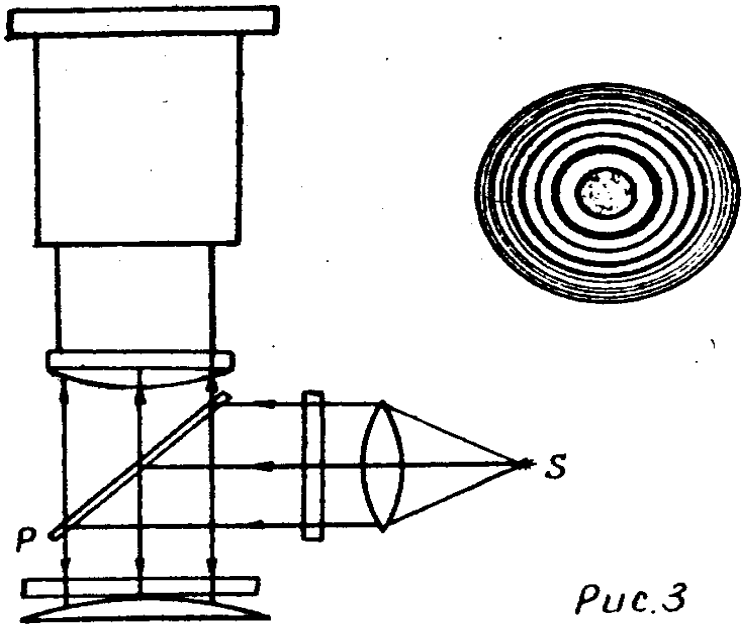


Рис. 3

Величину δ_m можна знайти на основі геометричних міркувань із рис. 2, враховуючи, що $r_m << R$

$$\delta_m = \frac{r_m^2}{2R} \tag{3}$$

де R - радіус кривизни лінзи; r_m - радіус m інтерфереційного кільця.

Умова утворення m темного кільця має вигляд:

$$\Delta = 2m + 1\frac{\lambda}{2} \tag{4}$$

На основі формул (2), (3)та (4) одержуємо:

$$r_m = \sqrt{\frac{mR\lambda}{n}} \tag{5}$$

Тобто, чим більше m, тим менша різниця між радіусами сусідніх кілець і тим густіше вони розміщуються. Якщо між лінзою та пластинкою знаходиться речовина а n>1, то радіуси кілець при цьому зменшуються по відношенню з відповідними радіусами у повітрі. Для радіусів світлих кілець можна знайти, що

$$r_m^{`} = \sqrt{\frac{(2m-1)R\lambda}{2n}} \tag{6}$$

На основі формул (5) та (6) можна визначити **R** (або λ), але внаслідок пружної деформації скла неможливо добитися дотику лінзи а пластинкою лише в одній точці, внаслідок чого більш правильні результати можна одержати, обчислюючи R (або Лямда (за різ-ницею радіусів двох кілець r_m та r_k :

$$R = \frac{(r_m^2 - r_k^2)n}{(m-k)\lambda} \tag{7}$$

де m, k - номери кілець. Для розрахунків цей вираз краще переписати у вигляді:

$$R = \frac{(r_m - r_k)(r_m + r_k)n}{(m-k)\lambda} \tag{8}$$

Опис приладу. У роботі використовується вимірювальний мікроскоп, перед тубусом якого розміщується досліджувана скляна пластинка з лінзою, скріплені між собою за допомогою трьох гвинтів. Щоб збільшення лінзи не вносило похибки при визначенні **R** та λ , спостереження кілець найкраще проводити крізь плоскопаралельну пластинку, а не крізь лінзу. До тубуса мікроскопа кріпиться вертикальний освітлювач, що являє собою невелику трубку з боковим отвором. Всередині трубки, перед отвором, знаходиться скляна пластинка Р , що встановлюється під кутом 45° до осі мікроскопа /рис. 3/. Світло від джерела падає на лінзу після відбиван-ня від цієї пластинки.

Тубус мікроскопа можна переміщувати в напрямі, перпендикулярному до площини рисунка, за допомогою мікрометричного гвинта, з`єднаного з барабаном Т . Повний оберт цього барабана відповідає горизонтальному переміщенню тубуса на 0,05 см. Відлік цілих обер-тів роблять по шкалі, з`єднаній з рухомою частиною мікроскопа, а частини обертів відраховують по шкалі, нанесеній на боковій по-верхні барабана Т.

Порядок виконання роботи

1. Визначення радіуса кривизни лінзи

Встановити перед джерелом світла зелений світлофльтр λ =5550 $\dot{A}$ / і відфокусувати мікроскоп так, щоб кільця Ньютона були чітко видними. При цьому в центрі картини повинна бути темна пля-ма. Якщо в центрі спостерігається світла пляма, то це означає, що між поверхнями лінзи та скляної пластинки е пилинки, які треба зняти за допомогою щіточки.

Обертаючи барабан вимірювального мікроскопа, встановлюють його хрест на середину досить віддаленого від центра темного кіль-ця, наприклад, 15-го зліва, і роблять відлік по овалі барабана. Після цього, обертаючи барабан, наводять хрест на І4-е, 13-е, 12-е і т.д. кільця, роблячи такі ж відліки. Пройшовши центральну пляму, продовжують виміри в тому ж напрямку, тобто вправо від центральної плями, доходячи до того ж І5-го кільця. Такі вимірювання слід повторити тричі.

На основі одержаних результатів визначають діаметри, а потім і радіуси кілець. Комбінуючи попарно радіуси кілець, за допомогою формули (8) визначають радіус кривизни лінзи. При цьому з метою підвищення точності результатів пропонується комбінувати радіус кільця к з радіусом кільця К/2 ; кільця (к-1) з /(К/2)-1 / 1 т.п.

Далі знаходять середнє арифметичне значення і похибки експерименту.

2. Визначення довиини хвилі світла

Встановити перед джерелом світла червовий (або жовтий, синів чи інший) фільтр і повторити такі ж виміри, як і у пункті 1.

Підставивши у формулу (8) значення радіуса кривизни лінзи R , визначеного раніше, знаходять ефективну довжину хвилі світла, яке пропускає досліджуваний фільтр. На основі декількох розрахунків знаходять середнє значення $\lambda_{ср}$ та похибку експерименту.

Контрольні питаная

*1.*Нарисувати хід променів, що пояснює виникнення кілець Ньютона у відбитому та прохідному світлі.

2.Чому на місці світлих кілець у відбитому світлі спостерігає-ться темні кільця у прохідному світлі і навпаки?

3.В якому світлі /прохідному чи відбитому/ картина більш конт-растна і чому?

4.Чому при різних світлофільтрах спостерігається різне число інтерференційних смуг?

Література

Поль Р.В. Оптика й атомная физика. - М., 1976.
Ландсберг Г.С. Оптика. - М. .1976, гл.УІ.
Горбань І.С. Оптика. - Київ, 1979, розд. П.
Винловский А.А. Прикладная физическая оптика. - М., 1961, гл.Ш.
Физический практикум / Под ред. В.И.Ивероновой. - М., 1968.
Королев Ф.А. Теоратическая оптика. - N.. 1966.
Дитчберв Р. Физическая оптика. - Н., 1965.

Робота №10 "Біпризма Френеля".

ВИЗНАЧЕННЯ ДОВЖИНИ ХВИЛІ ЗА ДОПОМОГОЮ БІПРИЗМИ ФРЕНЕЛЯ.

Мета роботи: засвоїти інтерференційний метод вимірювання довжини хвилі за допомогою біпризми Френеля.

Прилади і матеріали: оптична лава, джерело світла (ртутна лампа або газовий лазер), конденсор, щілинна діафрагма, світлофільтри, біпризма Френеля, окулярний мікрометр, теодоліт.

Теоретичні відомості

Як відомо, два незалежних джерела світла майже завжди некогерентні. Тому одержати інтерференцію від них практично неможливо. Проте можна здійснити багато схем дослідів, в яких когерентні джерела створюються шляхом розділення світла від основного джерела на два пучки. Існує багато приладів, які дозволяють спостерігати інтерференцію хвиль у таких пучках. Була запропонована реалізація інтерференції за допомогою білінзи Бійє, дзеркал Ллойда, біпризми Френеля.

У роботі ми зупинимося на інтерференційній схемі з біпризмою Френеля. Біпризма являє собою дві призми з малими заломлюючими кутами (близько 30'), накладеними одна на одну (рис.1).

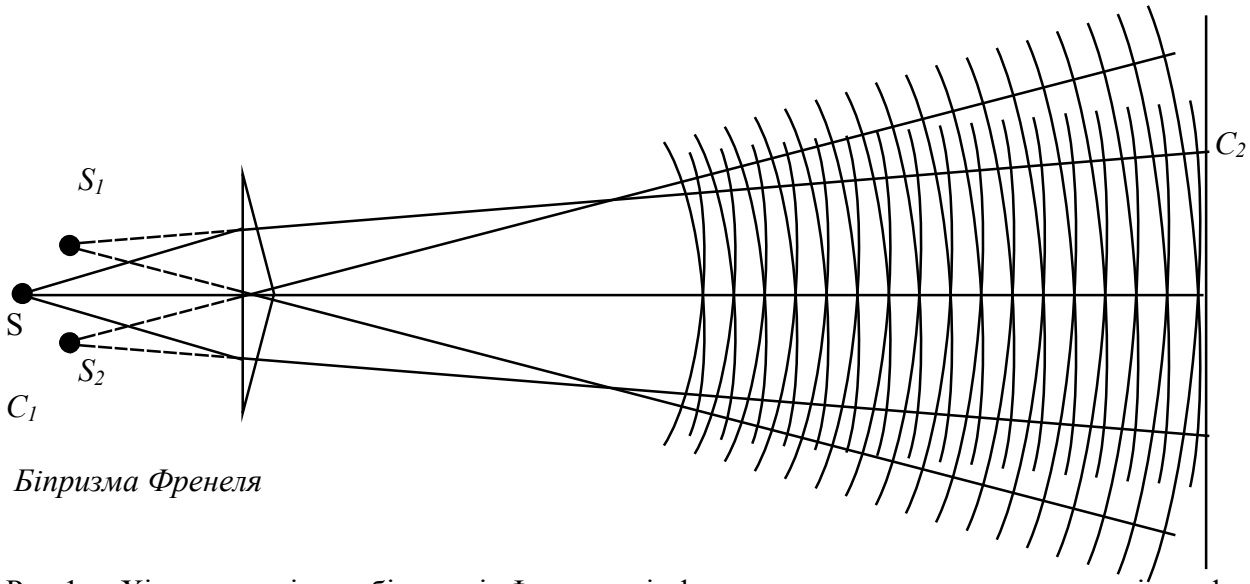


Рис.1 Хід променів у біпризмі Френеля і формування двох когерентних інтерферуючих світлових пучків.

Пучок світла, який падає від щілини S, після заломлення в біпризмі розділиться на два пучки, що перекриваються. При цьому пучки поширюються так, начебто вони виходять з двох різних зображень щілини S_1 та S_2 . Оскільки джерела S_1 та S_2 когерентні, то в просторі за біпризмою можна спостерігати інтерференційну картину, локалізовану в усій області перекривання пучків. На рис.1 промені S_1C_1 та S_2C_2 обмежують область, де має місце перекривання пучків, а тому й інтерференція. Дійсно, промінь S_1C_1 –граничній для променів, які проходять через верхню половину біпризми. Те ж саме стосується променя S_2C_2. Інтерференційна картина має вигляд світлих та темних смуг. Знайдемо зв'язок між характеристиками біпризми, умовами досліду, та властивостями інтерференційної картини. Нехай показник заломлення біпризми Френеля – n, заломлюючий кут - α, відстань від джерела до

біпризми – *l*, довжина хвилі - λ. Знайдемо число інтерференційних смуг *N* та відстань між темними або світлими смугами. У певному наближенні (кут α малий) можна вважати, що джерело *S* та його уявні зображення розташовані в одній площині.

Промінь від джерела, що нормально падає на верхню грань біпризми, відхиляється під кутом φ до нормалі к вихідної верхньої грані. Між кутами φ та α існує співвідношення:

$$n\sin\alpha=\sin\varphi \qquad (1)$$

З рис.2 можна знайти $\varphi=\beta+\alpha$.

Оскільки $\alpha\approx 0$, маємо:

$$n\alpha=\beta+\alpha,\ \beta=\alpha(n-1) \qquad (2)$$

Врешті, відстань між двома уявними джерелами:

$$d=2h=2l\cdot tg\beta \approx 2l\cdot\alpha(n-1) \qquad (3)$$

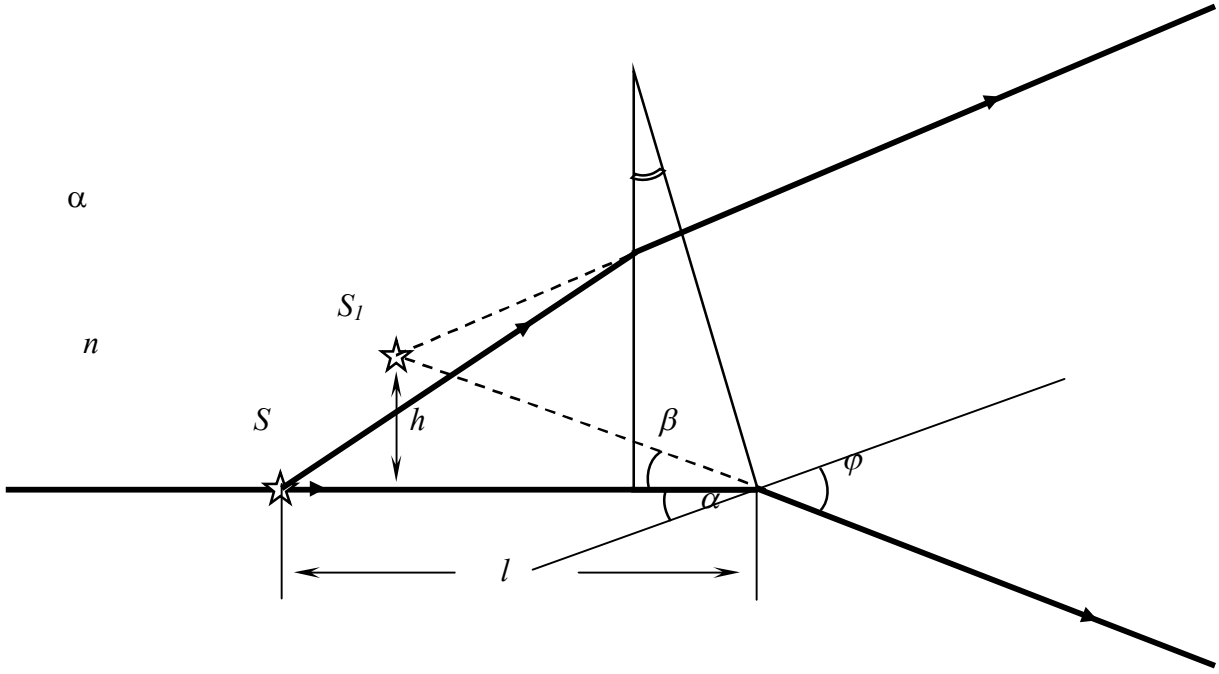


Рис.3. Докладніше: формування одного з уявних джерел і пучка у біпризмі, кути

Різниця ходу для деякої точки М екрана Е (рис.3) є:

$$\Delta = d\frac{x}{L+l}=\frac{2l\cdot(n-1)\cdot\alpha x}{L+l}, \qquad (4)$$

де *x* – відстань від точки М до точки О – основи перпендикуляра, опущеного на екран із середини відстані *d* між джерелами S_1 та S_2. Для світлої інтерференційної смуги виконується умова $\Delta=k\lambda$, де *k* – порядок інтерференції. Відстань між двома сусідніми смугами (ширина смуги) дорівнює:

$$\Delta X=\frac{\lambda\cdot(L+l)}{2l\cdot(n-1)\cdot\alpha}\ . \qquad (5)$$

З рис.3 видно, що максимальна область перекривання пучків визначається відстанню між точками М і М':

$$MM'=2X_{\max}=\frac{L\cdot d}{2l}\ . \qquad (6)$$

Число смуг, які можна спостерігати на екрані, буде таке:

$$N=\frac{MM'}{\Delta X}=\frac{L\cdot d}{2l\cdot\Delta X}=\frac{4l\cdot L\cdot(n-1)^2\alpha^2}{(L+l)\lambda}. \qquad (7)$$

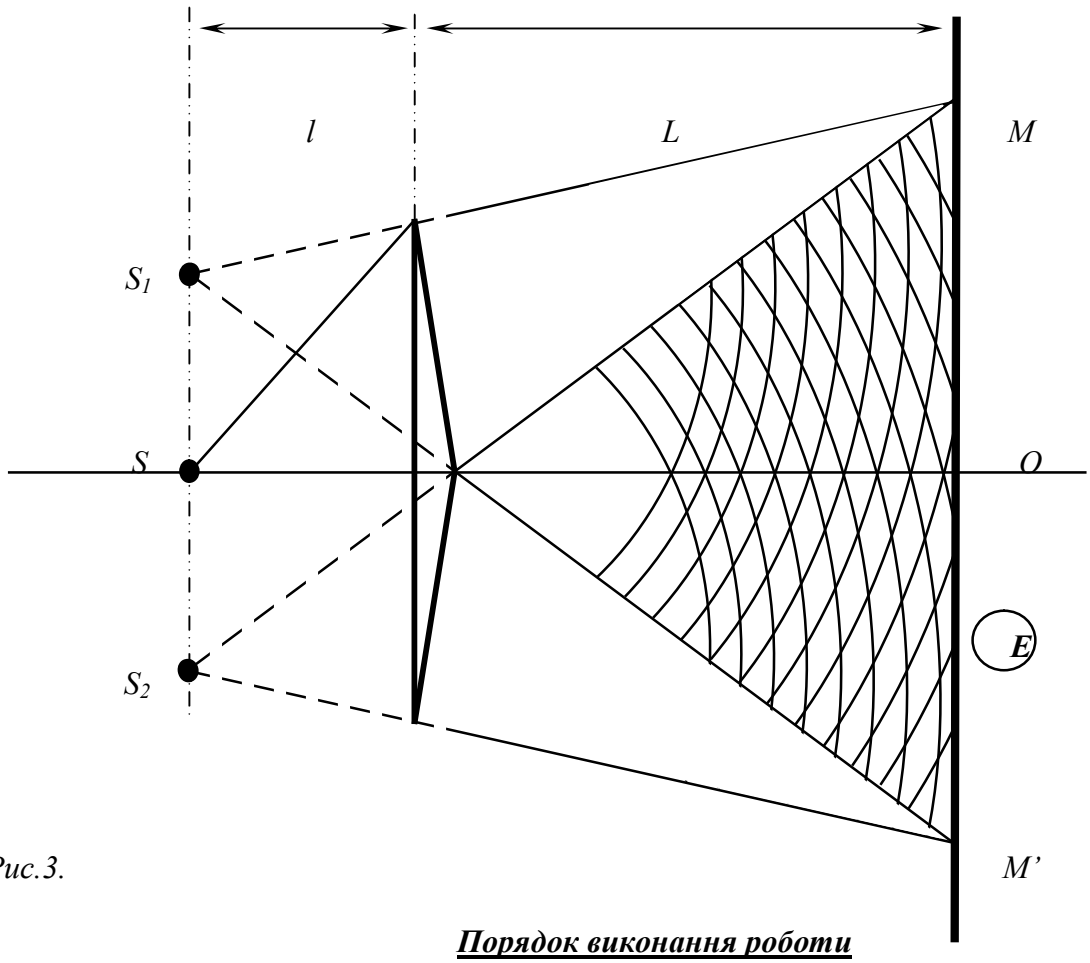


Рис.3.

<u>Порядок виконання роботи</u>

Для виконання роботи всі прилади встановлюються на оптичній лаві в такій послідовності: джерело світла, світлофільтр, конденсор, щілина, біпризма, окуляр.

Світлофільтр виділяє вузьку спектральну ділянку , що забезпечує необхідну контрастність інтерференційної картини.

Конденсор проектує джерело світла на щілину. Щілину встановлюють строго паралельно до ребра біпризми та перпендикулярно до оптичної осі конденсора. В нашому досліді щілина править за джерело *S* (рис.1-3). Її лінійні розміри 2δ обмежені умовою

$$2\delta \le \frac{\lambda}{4tg(w)} \quad . \qquad (8)$$

У формулі (8) *2w*- це апертура інтерференції, тобто кут між променями від уявних джерел S_1 та S_2 , що підходять до однієї точки екрана.

Для визначення ΔX та відстані між уявними джерелами S_1 та S_2 використовують окулярний мікрометр і теодоліт.

До початку вимірювань необхідно правильно встановити всі прилади. Для цього слід:

1) Забезпечити відстань між щілиною та біпризмою 10-30 см. Окулярний мікрометр встановлюють на такий відстані від щілини, щоб з його місця можна було спостерігати два різких зображення щілини в теодоліт.
2) Необхідно при широкий щілині (2-4 мм) добитись рівномірного освітлення ребра біпризми та потрапляння пучка променів на окулярний мікрометр.
3) Поступово зменшуючи ширину щілини і змінюючи її нахил відносно ребра біпризми, домагаються найбільш чіткої та контрастної картини. Змінюючи ширину щілини та переміщуючи біпризму вздовж оптичної лави домагаються, щоб інтерференційні смуги були яскравими, а відстань між ними – досить велика (0,08 – 0,15 мм).

4) Одержавши чітку картину, за допомогою окулярного мікрометра визначають ΔX. Для більшої точності пропонується визначити відстань між кількома (наприклад, десятьма) смугами, а потім розділити її на число інтервалів між смугами (тобто 9).
5) Для визначення довжини хвилі, яку пропускає світлофільтр, можна скористуватися виразами (3) та (5). З них маємо:

$$\Delta X = \frac{\lambda \cdot (L + l)}{d} \quad . \tag{9}$$

Таким чином,

$$\lambda = \frac{d \cdot \Delta X}{L + l} \quad . \tag{10}$$

Для визначення величини $\frac{d}{L+l}$ використовують теодоліт. Для цього знімають окуляр з лави, а на його місце встановлюють теодоліт. Потім фіксують трубу теодоліта на уявні зображення щілини і заміряють кут ψ між ними .

Тоді:

$$\frac{d}{L + l} = 2tg\frac{\psi}{2} \approx \psi \quad . \tag{11}$$

(взято до уваги, що $d<<L+l$). В цьому разі формулу (10) можна записати так:

$$\lambda = \psi \cdot \Delta X \quad . \tag{12}$$

В (11) та (12) кут ψ взято у радіанній мірі. Для визначення α можна скористуватися формулою (5). З неї виходить, що

$$\alpha = \frac{\lambda \cdot (L + l)}{2l \cdot (n - 1) \cdot \Delta X} \quad . \tag{13}$$

Враховуючи (12), маємо:

$$\alpha = \frac{L + l}{2l \cdot (n - 1)} \cdot \psi \, , \tag{14}$$

де n – показник заломлення матеріалу біпризми – вважається заданим.

6) Підставляючи $d = (L + l)\psi$ в (11) та (7) маємо:

$$N = \frac{L(L + l)}{2l \cdot \Delta X} \cdot \psi \quad . \tag{15}$$

Це теоретичне значення слід зіставити з результатом експерименту (див. п.4). Всі виміри потрібно повторити по 5 раз і записати у вигляді таблиці. Обчислити довжину хвилі λ, заломлюючий кут біпризми α та загальне число інтерференційних смуг $N_{теоретичне}$ для кожного виміру. Знайти середні значення та похибки експерименту.

Виміри провести для кількох світлофільтрів.

Контрольні питання

1. Що таке часова та просторова когерентність?
2. Способи одержання та формального опису когерентного випромінювання.
3. Довести умову (8).
4. Як і чому змінюється інтерференційна картина при порушенні паралельності щілини до ребра біпризми?
5. Визначення апертури інтерференції.

Література

Калитиевский Н.И., «Волновая Оптика», Москва, 1971, с.143-154
Ландсберг Г.С., «Оптика», Москва, 1976, гл. IV.

Фриш С.Э., Тиморева А.В., «Курс общей физики: в 3-х томах», Москва, 1962, т.3.
Физический практикум (под ред. В.И. Ивероновой), Москва, 1968
Горбань І.С., «Оптика», Київ, 1979, розд.II
Остроухов А.А., Стрижевський В.Л., Цвелих М.Г., Цященко Ю.П., «Розв’язування задач з курсу загальної фізики», Київ, 1966, с.372, 374.

Робота №11 – "Мікроінтерферометр".

Дослідження полірованих поверхонь за допомогою мікроінтерферометра Лінника

Мета роботи: ознайомлення з конструкцією мікроінтерферометра та з інтерференційним методом контролю якості полірованих поверхонь.

Прилади: мікроінтерферометр Лінника, зразок.

Теоретичні відомості

Для контролю за чистотою обробки поверхонь високого класу точності, для вимірювання товщин плівок, тощо В. П. Лінник у 1938 році розробив прилад, який являє собою комбінацію інтерферометра і мікроскопа. Цей прилад дістав назву мікроінтерферометра.

Основну ідею інтерференційного способу контролю якості поверхні можна з розуміти з рис. 1а, на якому подано принципову оптичну схему інтерферометра Майкельсона. Розглянемо деякий промінь М, що падає на напівпрозору посріблену пластинку $П_1$, де він розділяється на два промені 1 і 2. промінь 1 проходить через плоскопаралельну пластинку $П_2$, роль якої пояснюється нижче, а потім, відбиваючись від дзеркала Z_1 та знову від посрібленої поверхні пластинки $П_1$, поширюється в напрямку спостереження Н. Промінь 2 після виходу із світлороздільної пластинки $П_1$ досягає дзеркала Z_2, відбивається і також поширюється в напрямку спостереження Н. Промені 1 і 2 є когерентними, оскільки виникли з одного вихідного променя М. Різниця ходу між ними визначається різницею оптичних довжин плечей інтерферометра (плечима інтерферометра називаються віддалі від точки поділу променя М на промені 1 та 2 до дзеркал приладу Z_1 nf Z_2).

Промінь 1 проходить через пластинку $П_1$ один раз, а промінь 2- тричі. Легко переконатись, що внаслідок цього між променями 1 і 2 виникає різниця ходу $\Delta = 2\boldsymbol{d} \cdot \boldsymbol{n} \cdot \cos\theta$, де d- товщина пластинки, n- показник заломлення пластинки, θ - кут заломлення світла в пластинці (рис. 1а). Щоб інтерферометр працював в області низьких порядків інтерференції, необхідно компенсувати вказану різницю ходу. Слід зауважити що ця різниця ходу залежить від довжин хвилі світла, внаслідок дисперсії показника заломлення матеріалу пластинки n. Однозначна компенсація для всіх довжин хвиль досягається розміщенням на шляху променя 1 плоскопаралельної пластинки $П_2$ такої ж товщини, як $П_1$ і виготовленої з того самого матеріалу. Цілком зрозуміло, що пластинка $П_2$ необхідна лише в приладах, призначених для роботи в білому світлі.

Простою побудовою зображення одного із дзеркал (Z_1 та Z_2) в напівпрозорому дзеркалі світлороздільної пластинки $П_1$ можна переконатися, що це зображення в загальному випадку утворює кут φ з другим дзеркалом.

Поверхні дзеркал (дійсна та уявна) утворюють повітряний клин. Відомо, що при освітленні такого клина паралельним пучком світла можна спостерігати так звані смуги рівної товщини. Звичайно в такому інтерферометрі одне із дзеркал ставлять перпендикулярно до оптичної осі приладу, а повітряний клин утворюється внаслідок невеликого відхилення другого дзеркала від перпендикулярного положення. Хід променів поблизу повітряного клина подано на рис.1б. з цього малюнка видно, що точка перетину променя 1 з продовженням променя 2 лежить на поверхні дзеркала Z_1. Це означає, що саме в цій площині локалізована інтерференційна картина. Таким чином, спостерігаючи цю картину смуг рівної товщини можна, розглядаючи площину дзеркала Z_1 безпосередньо оком або з допомоги лупи, мікроскопа, тощо. Смуги рівної товщини в клині мають форму рівновіддалених прямих ліній, паралельних до ребра клина. При спостереженні в білому світлі на лінії, по якій перетинаються поверхні Z_1 та Z_2, спостерігається незабарвлена смуга нульового порядку ($\Delta = 0$). При контролі якості поверхні замість одного із дзеркал використовують досліджувану поверхню. В місцях виступів або западин різниця ходу, обумовлена товщиною клина в деякому місці, змінюється, що призводить до викривлення інтерференційних смуг в той чи інший бік відносно смуги нульового порядку.

Величина нерівностей визначається за формулою

$$t = \frac{\lambda}{2} \cdot \frac{a}{b} \qquad (1)$$

де b- відстань між інтерференційними смугами, а- величина викривлення інтерференційних смуг, λ - довжина хвилі світла.

Оскільки при дослідженні якості обробки поверхонь високого класу точності дефекти мають дуже малі розміри, то досліджувану поверхню разом з локалізованою на ній інтерференційною картиною необхідно розглядати з великим збільшенням, наприклад, за допомогою мікроскопа.

На рис.2 показано, як така задача конструктивно розв'язується в мікроінтерферометрі МИИ-4, де 1- джерело світла (лампа розжарювання), 2- конденсор, 3- апертурна діафрагма, 4- об'єктив освітлювача, 5- діафрагма поля зору, 6, 7- мікрооб'єктиви, 8- плоскопаралельна світлороздільна пластинка, 9- об'єктив, 10- компенсаційна пластинка, 11а- еталонне дзеркало, 11б- досліджувана поверхня, 12- окуляр-мікрометр і 13- відхиляюче дзеркало.

Досліджувана та еталонна поверхні розміщені у фокусах мікрооб'єктивів 6 та 7, які дають їх зображення на нескінченності. Об'єктив 9 разом з окуляром 13 утворюють зорову трубу, настроєну на нескінченність, за допомогою якої можна спостерігати як поверхні 11а та 11б, так і інтерференційну картину смуг рівної товщини. Деталі 6 та 9 (або 7 та 9) можна також розглядати як компоненти складного об'єктива мікроскопа з окуляром 12.

На рисунку 3 подано загальний вид мікроінтерферометра. Тут необхідно вказати призначення деяких деталей. За допомогою гвинтів 14 проводиться центрування лампи на оптичній осі приладу. Ручка служить для введення заслонки, яка перекриває перше плече інтерферометра; при цьому прилад працює як мікроскоп. Гвинт 16 і контргайка 17 використовуються для зміни кута нахилу еталонного дзеркала.

Прилад настроєно і користуватися цими гвинтами заборонено. Мікрогвинт 18 служить для переміщення мікрооб'єктива 6, тобто для одержання чіткого зображення досліджуваної поверхні.

Слід зазначити, що спосіб одержання смуг рівної товщини за допомогою нахилу дзеркала хоча і простий, але не найкращий. Існує спосіб одержання інтерференційної картини у вигляді прямих ліній, локалізованих поблизу досліджуваної поверхні, який полягає у зміщенні з оптичної осі одного з об'єктивів (6 або 7). У цьому разі інтерференційні смуги в монохроматичному світлі спостерігаються практично в усьому полі зору.

Такий принцип використано в мікроінтерферометрі МИИ-5.

Вимірювання глибини нерівностей

Оскільки в даному приладі виміри проводяться в білому світлі, для якого середня довжина хвилі $\lambda = 0{,}55$ мкм, то глибина нерівності

$$t = 0{,}27 \cdot \frac{a}{b} \text{ (мкм).}$$

Виміри глибини нерівностей можна робити двома способами:

1) на око;
2) за допомогою гвинтового окулярного мікрометра.

Виміри на око. Для вимірів глибини рисок або нерівностей слід на око визначити, на яку долю інтервалу між смугами, або іншими словами, на скільки інтервалів скривлюється смуга в місці риски. Тоді глибина нерівності визначається за формулою:

$t = 0{,}27\Delta N$,

t- глибина нерівності в мікронах, ΔN - величина згину смуги в долях інтервалу.

Виміри за допомогою окулярного мікрометра. Гвинтовий окулярний мікрометр слід встановити на тубусі мікроскопа до упору і повертати його так, щоб одна з ниток перехрестя була спрямована вздовж інтерференційних смуг. Виміри складаються з трьох операцій:

а) вимірювання величини інтервалу між смугами;

б) вимірювання величини згину смуги;

в) обчислення величини нерівності.

При роботі в білому світлі всі вимірювання проводяться по двох чорних смугах. Для більшої точності вимірів слід наводити перехрестя ниток не на край, а на середину смуги. Величину інтервалу між смугами виражають в поділках барабана гвинтового окулярного мікрометра. Перший відлік N_1 роблять по шкалі мікрометра, коли одна з ниток перехрестя рухомої сітки наведена на середину смуги. Потім суміщають цю ж нитку з серединою будь-якої іншої смуги і роблять відлік N_2. При цьому необхідно визначити число інтервалів n між смугами. Величину згину смуг також виражають в поділках барабана гвинтового окулярного мікрометра.

Одну з ниток перехрестя суміщають з серединою смуги і поводять відлік N_3 по шкалі і барабану окулярного мікрометра, потім нитку перехрестя суміщають з тією ж смугою в місці згину і додержують другий відлік N_4. Вираз згину смуги в долях інтервалу між смугами має вигляд:

$$\Delta N = \frac{N_3 - N_4}{N_1 - N_2} n .$$

Обчислення висоти нерівностей. При роботі в білому світлі викривлення на одну інтерференційну смугу відповідає величині нерівності на досліджуваній поверхні, яка дорівнює 0,27 мікрона. Тоді виміряна висота нерівності обчислюється за формулою:

$$t = 0{,}27 \frac{N_3 - N_4}{N_1 - N_2} n ,$$

де t- висота нерівності, N_1- перший відлік при вимірюванні інтервалу, N_2- другий відлік при вимірюванні інтервалу, N_3- перший відлік при вимірюванні величини згину смуги, N_4- другий відлік при вимірюванні величини згину смуги, n- число інтервалів між смугами.

ΔN може бути виміряно з точністю до 0,1, тоді похибка визначеня t буде

$$\Delta t = \frac{\lambda}{2} \cdot 0{,}1 = \frac{\lambda}{20} = 0{,}027 \text{ мкм.}$$

Контрольні питання.

1. Як можна класифікувати інтерференційні смуги в мікро інтерферометрі за способом утворення?
2. Чи можна за допомогою мікроінтерферометра Лінника спостерігати смуги рівного нахилу? Що для цього потрібно зробити?
3. Чи потрібно компенсаційна пластинка в інтерферометрі Майкельсона, в якому джерелом світла є лазер?
4. Оптична схема мікроінтерферометра Лінника. Розміщення вхідних і вихідних зіниць, люків, апертурних та польових діафрагм.

Література

Ландсберг Г. С. Оптика. – М. 1976, гл. VII.

Шишловский А. А. Прикладная физическая оптика. – М. 1961, гл. XIV.

Борбат А. М., Горбань И. С., Охрименко Б. А., Суббота-Мельник П. А., Шайкевич И. А., Шишловский А. А. Оптические измерения. – Киев, 1967.

Ильин Р. С., Федотов Г. И., Федин Л. А. Лабараторные оптические приборы. – М. 1966, с. 183-190.

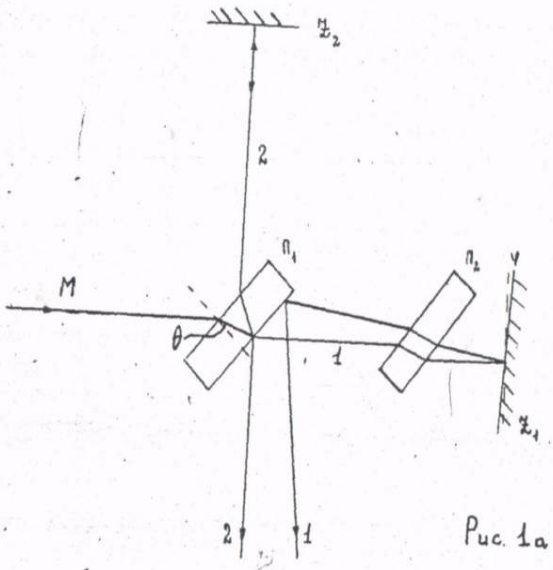


Рис. 1а

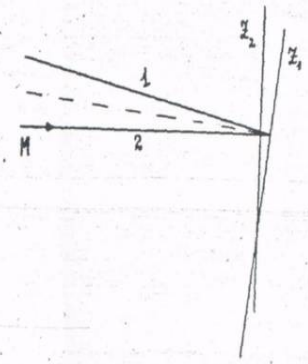


Рис. 1б

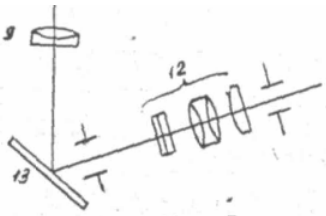
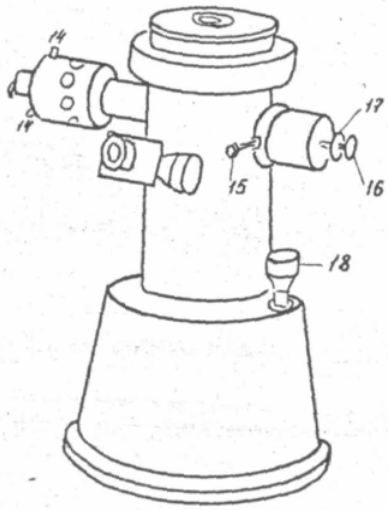


Рис. 2



Робота №12 – "Дифракційна гратка".

ВИЗНАЧЕННЯ ОПТИЧНИХ ХАРАКТЕРИСТИК ДИФРАКЦІЙНОЇ ҐРАТКИ ТА ДОВЖИНИ СВІТЛОВОЇ ХВИЛІ

Мета роботи: За допомогою спектроскопа-гоніометра визначити постійну дифракційної ґратки, її кутову дисперсію та роздільну здатність, довжини світлових хвиль у спектрі ртутної лампи.
Прилади: Спектроскоп-гоніометр, плоско паралельна скляна пластинка, дифракційна ґратка, ртутна лампа.

Теоретичні відомості

Оптична дифракційна ґратка – це скляна або металева пластинка, на якій за допомогою подільної машини нанесено ряд паралельних штрихів. В учбовій практиці звичайно застосовують так звані репліки. Найчастіше це желатинові зліпки-копії з металічних відбиваючих ґраток. Ці репліки розміщують між двома скляними плоско паралельними пластинками.
Основними параметрами дифракційної ґратки є її період d $(d = a + b)$, або постійна ґратки та число штрихів N.
Дифракційна ґратка застосовується при такому розміщенні, коли має місце дифракція Фраунгофера, тобто коли на ґратку падає плоска хвиля, а точка спостереження знаходиться практично на нескінченності або у фокальній площині лінзи, що збирає дифраговані промені (рис 1.). У цьому випадку положення точки спостереження визначається кутом φ між нормаллю до ґратки та напрямком променів.

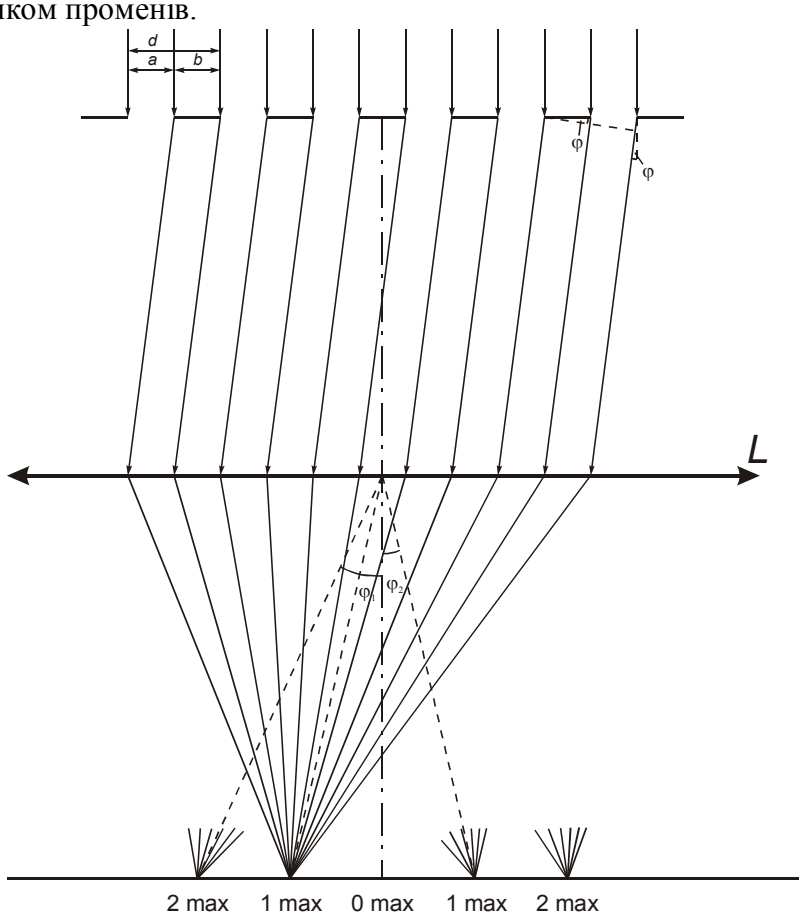


рис. 1

Розподіл інтенсивності в дифракційній картині визначається суперпозицією хвиль, що проходять у точку спостереження від різних щілин дифракційної ґратки. При цьому амплітуди всіх інтерферуючих хвиль при заданому куті φ практично однакові, а фази складають арифметичну

прогресію. Точна теорія дифракційної ґратки враховує як інтерференцію хвиль, що входять від різних щілин, так і інтерференцію хвиль, що виходять з різних точок однієї щілини. Розрахунки показують, що інтенсивність світла I, що поширюється під кутом φ до нормалі, дорівнює

$$I = A^2(\varphi)\frac{\sin^2\left(N\dfrac{kd\sin\varphi}{2}\right)}{\sin^2\left(\dfrac{kd\sin\varphi}{2}\right)}, \tag{1}$$

де $k = \dfrac{2\pi}{\lambda}$ - хвильове число, а множник $A^2(\varphi)$ враховує інтерференцію хвиль, що виходять з різних точок однієї щілини.

Аналіз виразу (1) показує, що при великому числі щілин світло після ґратки поширюється у певних напрямках, які визначаються співвідношенням

$$\sin\varphi = m\frac{\lambda}{d}, \tag{2}$$

де $m = 0, 1, 2, 3, \ldots$ Ці напрямки називаються напрямками головних максимумів ґратки, а m - порядком дифракційного максимуму.

Розміщення головних дифракційних мінімумів визначається умовою:

$$\sin\varphi = m\frac{\lambda}{a}, \tag{3}$$

де a - ширина однієї щілини. Ці мінімуми знаходяться на значно більших відстанях, ніж інтерференційні мінімуми, оскільки постійна d ґратки значно більша за ширину щілини.

Між кожними сусідніми головними максимумами виникає $(N-1)$ додаткових інтерференційних мінімумів. Напрямки пучків світла, в яких виникають мінімуми інтенсивності, визначаються умовами:

$$d\sin\varphi = \frac{\lambda}{N}, \frac{2\lambda}{N}, \ldots, \frac{(N-1)\lambda}{N}, \frac{(N+1)\lambda}{N}, \ldots \tag{4}$$

Чим більше щілин у ґратці, тим тоншими й інтенсивнішими будуть головні максимуми.

Якщо на ґратку падає біле світло, то в напрямку $\varphi = 0$ для всіх довжин хвиль виконується умова максимуму (2), тобто максимум порядку $m = 0$ спостерігатиметься у білому кольорі. Для значень $m = \pm1, \pm2, \pm3, \ldots$ умова (2) для різних λ дає різні напрямки φ при фіксованому m. Тому на екрані спостерігатимуться дві системи кольорових спектрів, розміщених симетрично по обидва боки від центрального (нульового) максимуму.

Граничне число спектрів, яке можна одержати за допомогою дифракційної ґратки дається співвідношенням $m_{\max} \le \dfrac{d}{\lambda}$, бо $\varphi_{\max} \le \dfrac{\pi}{2}$.

Дифракційні ґратки застосовуються для вимірювання довжин хвиль світла. Якщо виміряти кути φ, утворені невідхиленими ґраткою променями з напрямками головних максимумів для деякого монохроматичного світла, то за формулою (2) можна обчислити довжину хвилі цього світла по відомому періоду ґратки. Визначення напрямків головних максимумів можна провести за допомогою гоніометра.

Основними характеристиками дифракційної ґратки є кутова дисперсія та роздільна здатність.

Кутова дисперсія D_φ визначає кутову віддаль між двома спектральними лініями з різницею довжин хвиль $\Delta\lambda = 1$Å.

$$D_\varphi = \frac{d\varphi}{d\lambda}. \tag{5}$$

Диференціюючи обидві частини рівняння (2), одержимо

$d\cos\varphi \cdot d\varphi = md\lambda$.

Тоді

$$D_{\varphi} = \frac{d\varphi}{d\lambda} = \frac{m}{d \cdot \cos\varphi} = \frac{m}{\sqrt{d^2 - m^2\lambda^2}}.$$

Якщо дифраговані промені близькі до нормалі, кутова дисперсія буде постійною величиною $D_{\varphi \to 0} = \frac{m}{d}$. Спектри, що відповідають цій умові, називаються нормальними. Для одержання більшої дисперсії слід працювати у спектрах великих порядків. Проте, щоб не було програшу в інтенсивності $\left(I \propto \frac{N^2}{m^2} \right)$ зручніше використовувати менші порядки від ґратки з меншою сталою d і великим числом штрихів N.

Експериментальне визначення кутової дисперсії ґратки зводиться до вимірювання кутової відстані $\Delta\varphi$ між двома близькими спектральними лініями (наприклад, лініями ртуті $\lambda = 577$ нм та $\lambda = 579$ нм).

Роздільна здатність ґратки встановлюється критерієм Релея, згідно з яким дві лінії спектра однакової інтенсивності з довжинами хвиль λ та $(\lambda + \Delta\lambda)$ видні окремо (тобто розділяються), якщо головний максимум першої хвилі попадає в найближчий інтерференційний мінімум другої хвилі. Теоретично роздільна здатність R умовно визначається через інтервал довжин хвиль $d\lambda$ між максимумами цих ліній:

$$R = \frac{\lambda}{d\lambda}.$$

На основі умови Релея із формул (2) і (4) одержуємо таку рівність:

$$m(\lambda + d\lambda) = (mN + 1)\frac{\lambda}{N}.$$

Звідки $d\lambda = \frac{\lambda}{N \cdot m}$ і роздільна здатність ґратки $R = \frac{\lambda}{d\lambda}$ обчислюється за формулою

$$R = \frac{\lambda}{d\lambda} = mN. \qquad (6)$$

Таким чином, при роботі з дифракційною ґраткою велика роздільна здатність досягається за рахунок великих значень числа штрихів ґратки N, оскільки порядок m звичайно невисокий.

Порядок виконання роботи

При роботі з дифракційною ґраткою головним завданням є точне вимірювання кутів, у напрямку яких спостерігається головні максимуми різних довжин хвиль. Вимірюються ці кути за допомогою гоніометра. Докладний опис гоніометра, його настройка, наведені в роботі 3. Приступаючи до виконання роботи, слід насамперед ознайомитись з будовою гоніометра та провести юстування установки.

Етапи юстування

Встановити зорову трубу на нескінченність.

Встановити оптичну вісь зорової труби перпендикулярно до вертикальної осі приладу.

Настроїти коліматорну трубу так, щоб на виході вона давала паралельний пучок світла, а оптична вісь коліматора співпадала з оптичною віссю зорової труби. Закріпити обидві труби.

Встановити на столику гоніометра дифракційну ґратку так, щоб площина ґратки була перпендикулярна до оптичної осі коліматора (нормальне падіння світлових хвиль), штрихи ґратки були розміщені вертикально, а не заштрихований бік ґратки був повернутий до зорової труби.

При встановленні ґратки можна змінювати лише нахил столика, тому що оптична труба вже встановлена перпендикулярно до осі обертання приладу. Повертанням і нахилом столика суміщаємо в полі зору зображення хреста окуляра Гауса, одержане при відбиванні променів від гладкої поверхні ґратки, з самим хрестом, як це робилось у випадку плоско паралельної пластинки при настройці труби на нескінченність. Відрахувавши по ноніусу лімба положення столика відносно зорової труби, слід повернути столик на 180° разом з ґраткою і в такому

положенні закріпити його на весь час вимірювань. Повертати ґратку заштрихованим боком до труби треба для того, щоб уникнути додаткового відхилення дифрагованих променів при виході з ґратки.

Взявши за джерело ртутну лампу, необхідно виконати виміри у такій послідовності:

Зробити відлік λ_0 положення зорової труби спектрометра при настройці її на невідхилений промінь. Відлік виконувати на двох ноніусах лімба для виключення похибок не ексцентриситет.

Повертаючи зорову трубу, знайти спектральні лінії першого порядку. Зробити відліки кутів λ, що відповідають спектральним лініям різних довжин справа і зліва від центрального максимуму, при цьому кут дифракції дорівнюватиме $\varphi = \lambda - \lambda_0$.

Зробити такі ж виміри для спектральних ліній наступних порядків.

Повертаючи зорову трубу відносно осі приладу, знайти спектр максимального порядку.

Виміряти довжину заштрихованої частини дифракційної ґратки.

Завдання

За формулою (2) знайти постійну дифракційної ґратки d та кількість штрихів на 1 мм $n = \frac{1}{\alpha}$, вважаючи відомим значення довжини хвилі для фіолетової лінії $\lambda = 4047$Å та розрахувавши $\varphi = \lambda_{фіол} - \lambda_0$ для різних порядків.

Визначити довжини хвиль ліній спектру ртутної лампи, використовуючи формулу (2), розраховане значення α та експериментальні значення $\varphi = \lambda - \lambda_0$ для ліній різних порядків.

Визначити кутову дисперсію дифракційної ґратки D_φ, використовуючи формулу (5) та експериментальні виміри для двох жовтих ліній. Дослідити залежність кутової дисперсії D_φ дифракційної ґратки від порядку m.

Визначити роздільну здатність R дифракційної ґратки за формулою (6) у різних порядках, маючи на увазі, що число штрихів ґратки дорівнює $N = \frac{l}{d}$.

Обчислити максимальний порядок дифракційних максимумів для фіолетової та жовтої ліній спектра ртуті, які можна спостерігати у даній ґратці.

Оцінити похибки визначення величин d, N, D_φ, R.

Контрольні питання

Умови максимумів та мінімумів для однієї щілини, двох щілин та дифракційної ґратки.

Роздільна здатність ґратки, дисперсія кутова та лінійна.

Вплив на дифракційну картину ширини щілини, розмірів джерела.

Похиле падіння променів на ґратку.

Відбивні ґратки, фазові ґратки, ешелон Майкельсона.

Як зміниться вигляд спектра, якщо ґратку розтягнути?

Пояснити ходом променів встановлення зорової труби на нескінченність.

У чому полягає відміна між дисперсією ґратки і дисперсією призми?

Література

Лансберг Г.С. Оптика. – М., 1976, гл. IX.

Фриш С. Э., Тиморева А.В. курс общей физики: В 3-х т. – М., 1961, т.III, гл.XXIII.

Шишловський А.А. Прикладная физическая оптика. – М., 1961, гл.II.

Горбань І.С. Оптика. – Київ, 1979, розд.III.

Робота №13 – "Інтерферометр Релея".

ВИЗНАЧЕННЯ КОЕФІЦІЄНТА МОЛЕКУЛЯРНОЇ ПОЛЯРИЗАЦІЇ І ПОКАЗНИКА ЗАЛОМЛЕННЯ ПОВІТРЯ ЗА ДОПОМОГОЮ ІНТЕРФЕРОМЕТРА ИТР-І

Мета роботи: вивчити дифракцію типу Фраунгофера на двох щілинах, ознайомитись з інтерферометром Релея (ИТР-І).

Прилади*:* інтерферометр ИТР-І, манометр, інтерференційний фільтр $\lambda = 550\,нм$.

Теоретичні відомості

Дифракція на двох щілинах. Принцип дії інтерферометра Релея ґрунтується на явищі дифракції типу Фраунгофера на двох щілинах. Дифракцією називається відхилення від прямолінійного поширення світла, якщо воно не зводиться до простого заломлення та відбивання. Дифракція має місце тоді, коли зміна амплітуди або фази неоднакова в різних точках хвильового фронту. Найбільш чітко дифракційні явища спостерігаються при обмеженні світлового фронту непрозорими перешкодами.

Розглянемо дифракцію світла на двох паралельних щілинах нескінченної довжини, шириною b кожної з них, та шириною непрозорої перегородки a (рис. 1). На щілини перпендикулярно падає плоска хвиля і дифрагує після проходження щілин внаслідок обмеження фронту. Освітленість екрана, розміщеного за щілинами, є результатом інтерференції дифрагованих світлових хвиль.

Практично важливим є випадок, коли екран знаходиться на нескінченій відстані від щілин, або у фокальній площині F' лінзи $Л$, як це зображено на рис. І. Тип дифракції, при якому одержуємо картину, кожна точка якої утворена паралельними дифрагованими пучками, називається дифракцією Фраунгофера. Кут відхилення дифрагованого пучка від свого попереднього напрямку називається кутом дифракції.

Величина електричного вектора $d\vec{E}$, що посилається елементам щілини dx під кутом φ, дорівнює

$$dE = \frac{E_0}{b}\cos\left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda}x\sin\varphi\right)dx \qquad (1)$$

Тут E_0 - амплітуда хвилі, що посилається всією щілиною у напрямку $\varphi = 0$;

$\frac{2\pi}{\lambda}\sin\varphi$ - фаза коливань відносно точки O, взятої за початок відліку;

$x\sin\varphi = \Delta$ - різниця ходу відносно цієї ж точки;

x координата елемента dx.

Результуючі коливання, що подаються першою щілиною в точці A, визначаються інтегралом

$$E_1 = \frac{E_0}{b}\int_0^b \cos\left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda}x\sin\varphi\right)dx = E_0\frac{\sin u}{u}\cos(\omega t - u),\ (2)\ \text{де}\ u = (\pi b\sin\varphi)/\lambda.$$

Коливання, що подаються другою щілиною у тому ж напрямку, маючи таку ж амплітуду $E_0\frac{Sinu}{u}$, відстань по фазі від коливань поданих першою щілиною на $\delta = \frac{2\pi}{\lambda}\Delta_{21} = \frac{2\pi}{\lambda}(a+b)\sin\phi$.

Крім того, вважатимемо, що в правій щілині спеціально створена додаткова різниця ходу Δ_0, однакова для всіх її елементів. Це дозволяє описати зміщення інтерференційних максимумів, яке використовується для вимірювання на інтерферометрі Релея.

Маємо $E_2 = E_0\frac{\sin u}{u}\cos\left[\omega t - u - \frac{2\pi}{\lambda}(a+b)\sin\varphi - \frac{2\pi}{\lambda}\Delta_0\right]$ (2)

Інтенсивність в точці A визначається усередненим за часом квадратом амплітуди: $I = <(E_1 + E_2)^2>$.

Провівши відповідні обчислення, одержуємо $I = I_0 \frac{Sin^2 u}{u^2} \cos^2(v + v_0)$, (3)

де $v = \frac{\pi}{\lambda}(a+b)\sin\varphi$, $v_0 = \pi \frac{\Delta_0}{\lambda}$.

Множник $\sin^2 u / u^2 = < E_1^2 > = < E_2^2 >$ визначає розподіл інтенсивності світла в дифракційній картині від однієї щілини. На рис. 2 йому відповідає пунктирна крива. Мінімумам цієї картини відповідають значення $u = k\pi$, тобто $b\sin\varphi = k\lambda$, де $k = \pm 1, \pm 2, ...$

Центральний максимум знаходиться при $\varphi = 0$. Інтенсивності наступних максимумів зменшуються:
$I_0 : I_1 : I_2 = 1 : 0.047 : 0.017$.

Тому на практиці використовують кути дифракції, обмежені першими мінімумами $\sin\varphi \le \frac{\lambda}{b}$.

Останній співмножник $\cos^2(v + v_0)$ обумовлений інтерференцією коливань, що прийшли в точку спостереження від обох щілин. Розподіл інтенсивності в цьому випадку подається на рис. 2 суцільною кривою. Положення головних інтерференційних максимумів $\cos^2(v + v_0) = 1$ відповідає кутам дифракції

$$c\sin\varphi = m\lambda - \Delta_0, \tag{4}$$

де $c = a + b$, $m = 0, \pm 1, \pm 2, ...$

Максимуми розміщені один від одного на рівні кутових проміжків $\delta\varphi = \frac{\lambda}{c}$. У межах центрального дифракційного максимуму від однієї щілини розміщено $n_0 = \frac{2a}{b}$ головних максимумів (4).

Молекулярна поляризація газів. Поляризація середовища, яка виникає при проходженні через нього світла, є першоосновою найрізноманітніших оптичних явищ. Вона визначає швидкість поширення світлових хвиль в середовищі, оптичну активність, подвійне променезаломлення в кристалах, відбивання світла на межі двох середовищ і т.д.

Поляризація атома або молекули характеризується індукованим електричним дипольним моментом $\vec{d}$, який в межах пружності пропорційний електричному вектору світлової хвилі

$$\vec{d} = \varepsilon_0 \kappa \vec{E}, \tag{5}$$

де κ - коефіцієнт молекулярної поляризації. Макроскопічним параметром поляризації є вектор електричної поляризації $\vec{P}$, який у випадку однорідного середовища чисельно дорівнює дипольному моменту одиниці об'єму. При малій густині середовища (газ) електричне поле, що діє на окрему молекулу, збігається з макроскопічним полем в середовищі, тому

$$\vec{P} = N\vec{d} = \varepsilon_0 N\kappa\vec{E}, \tag{6}$$

де N - концентрація молекул газу. Отже показник заломлення газу $n = \sqrt{\varepsilon\mu} = \sqrt{\mu(1 + N\kappa)}$.

Для немагнітного середовища $\mu = 1$ і, беручи до уваги, що для газів $N\kappa << 1$, одержуємо $n \approx 1 + (N\kappa)/2$.

Концентрація молекул N зв'язана з тиском газу P співвідношенням $P = NkT$ і тому з (6) маємо

$$n - 1 = \frac{\kappa}{2kt} P \tag{7}$$

Оскільки показники заломлення газів дуже мало відрізняються від одиниці, то для їх визначення потрібно застосовувати метод, який дозволяє вимірювати n з високою точністю. В роботі для цього використовується інтерферометр Релея.

Опис установки. Схема інтерферометра з додатковими пристроями зображена на рис. 3. Світло лампочки розжарювання (S) проектується лінзою ($Л$) на вертикальну щілину (D_1), з якою збігається фокальна площина об'єктива (O_1). Паралельний пучок дифрагує на двох вертикальних щілинах діафрагми (D_2), проходить через двокамерну кювету (K_1), (K_2). Дифракційна картина Фрунгофера спостерігається за допомогою окуляра (O_k) у фокальній площині об'єктива (O_2). Кювета встановлена так, що займає тільки верхню частину простору (рис. 3).

В окулярі застосовується не сферична, а циліндрична лінза, вісь якої розміщена вертикально. Така лінза заломлює промені в горизонтальному напрямку, тому промені з нижньої і верхньої половин об'єктива (O_2) не переміщуються, і в площині діафрагми (D_3) спостерігаються дві системи інтерференційних смуг, верхню з яких утворюють промені, що пройшли через верхні половини щілин D_2 і кювету, нижню – промені, що пройшли нижче кювети. На рис. 3 зображено хід променів, що поширюються під кутом дифракції $\varphi = 0$.

Нижня інтерференційна картина нерухома і є індксом, відносно якого вимірюється зміщення верхньої інтерференційної картини. При вимірюваннях зміщення орієнтуються на два парні незабарвлені мінімуми, розташовані обабіч центрального білого максимуму. Зміщення верхньої картини зумовлене різними показниками заломлення газу або рідини в камерах (K_1) і (K_2). Якщо показники заломлення речовин у камерах n_1 і n_2, то між променями, що пройшли різні камери, виникає оптична різниця ходу

$$\Delta_0 = l(n_2 - n_1), \qquad (8)$$

де l - довжина кювети.

Користуючись нижньою системою інтерференційних смуг, як реперною, можна виразити різниця в показниках заломлення $(n_2 - n_1)$ у довжинах хвиль за величиною зміщення верхньої інтерференційної картини відносно нижньої.

Дійсно, при різниці ходу Δ_0, що виникає після проходження кювети, кутові положення дифракційних максимумів у верхній картині визначаються за формулою (4) $c\sin\varphi = m_b\lambda - \Delta_0$, а у нижній - $\Delta_0 = 0$ і $c\sin\varphi = m_н\lambda$

Якщо рухомий максимум у рухомій картині ($m_в = 0$) точно збігається з деяким ($m_н - \mu$) максимумом реперної системи смуг, то одержуємо $\Delta_0 = m_н\lambda$ і отже $n_2 - n_1 = \dfrac{m_н\lambda}{b}$.

Якщо максимуми збігаються не точно, то $m_н$ не є цілим числом.

Для визначення зміщення інтерференційної картини використовується компенсатор, який складається з двох однакових скляних пластинок, причому кожна з них розміщена напроти своєї камери. Одна з пластин ($П_н$) – нерухома, а друга ($П_р$) обертається навколо горизонтальної осі за допомогою мікрометричного гвинта ($Г$). Змінюючи нахил, а значить і товщину пластинки, можна ввести таку додаткову різницю ходу Δ' у плечі інтерферометра, при якій обидві інтерференційні картини сумістяться і отже $\Delta_0 = \Delta'$.

Тиск повітря у камері (K_1) має бути атмосферним. У камері (K_2) тиск повітря змінюється за допомогою ручного насоса ($\acute{I}$) і випускного крана (K_p) у межах $1 \div 1.4$ атм. (**не більше!**). Манометром (M) вимірюється різниця тисків у камерах. Балон ($Б$) встановлено для збільшення об'єму стиснутого повітря. Інтерференційний фільтр ($Ф$) служить для виділення вузької ділянки спектра навколо $\lambda = 550\,нм$ і використовується тільки при градуюванні.

Порядок виконання роботи

Слід уважно ознайомитись з приладом, перевірити, чи кран (K_p) відкритий. Перед початком вимірів необхідно від градуювати компенсатор і встановити початок відліку. Для встановлення нуля відліку слід при виведеному фільтрі обертати барабан компенсатора до точного збігу обох систем інтерференційних смуг. Це положення барабана і буде початком відліку при наступних вимірах. Провівши 3-5 таких вимірів, знаходять середнє значення нульової поділки.

При градуюванні компенсатора між окуляром і оком вводять інтерференційний фільтр і повільно обертають барабан в бік збільшення його показників до тих пір, поки верхня інтерференційна картина зміститься відносно ніжньої на один максимум, і тоді роблять відлік за барабаном. При цому різниця ходу Δ' дорівнюватиме λ ($\lambda = 550 нм$). Далі зміщуємо інтерференційну картину ще на один максимум і робимо відлік і т. д. При градуюванні слід використовувати всі максимуми, які ще можна розрізнити (11-12 поділка на нерухомій шкалі). Виміри проводять ще раз спочатку і визначають середні значення z. Будують графік $m = m(z)$, де z - відлік по шкалі компенсатора, а m - порядок смуги. Визначають тангенс кута нахилу одержаної прямої

$$tg\alpha_m = \frac{\Delta m}{\Delta z} \tag{9}$$

Після закінчення градуювання виводять світлофільтр, закривають кран і насосом накачують повітря в систему до відмітки 0,42 *атм* на манометрі. **Слід бути уважним, щоб не перевищувати вказаний тиск, інакше кювета може вийти з ладу!** Далі, обережно відкривши кран, встановлюють перше значення різниці тисків ΔP=0,4 *атм* і закривають кран. Спостерігають в окуляр і, обертаючи барабан компенсатора, суміщають обидві інтерференційні картини і знімають відлік. Після цього, відкриваючи на короткий час кран, знижують тиск на 0,02 *атм* і повторюють вимірювання. Виміри проводять до тих пір, поки тиски в обох камерах не зрівняються. Знову накачавши повітря в систему повторюють виміри. Одержані значення тиску наносять на графік $< P - P_{àòì} > = f(z)$. Визначають тангенс кута нахилу побудованої прямої

$$tg\alpha_p = \frac{\Delta P}{\Delta z} \tag{10}$$

Визначають тиск в $\frac{í}{ì^2}$, врахувавши, що $1\frac{êã}{ì^2} = 9.81 \cdot 10^4 \frac{í}{ì^2}$.

За допомогою інтерферометра Релея можна безпосередньо виміряти тільки різницю показників заломлення повітря при послідовних змінах тиску в обох з камер. Тому, про диференціювавши рівняння (7), одержують робочу формулу для визначення κ.

$$\kappa = 2kT\frac{\Delta n}{\Delta P}$$

Значення $\frac{\Delta n}{\Delta P}$ одержують з (8), (9), (10).

$$\kappa = 2kT\frac{\lambda}{l}\frac{tg\alpha_m}{tg\alpha_p} \tag{11}$$

Визначають коефіцієнт молекулярної поляризації κ при $T = 290 K$, $l = 108.1 ìì$, $K = 1.38 \cdot 10^{-23} Äæ/K$.

Використовуючи співвідношення (7) і знайдену величину κ, визначають величину показника заломлення повітря, вважаючи атмосферний тиск рівним $P = 10^5 \frac{í}{ì^2}$.

Контрольні запитання

1. Інтерференція світла. Дифракція Фраунгофера на одній та двох щілинах. Положення максимумів у розподілі інтенсивності дифрагованих променів.

2. Кутова ширина дифракційних максимумів.
3. Хід променів в інтерферометрі Релея.
4. Принцип дії інтерферометра Релея.
5. Для чого використовується інтерференційний фільтр при градуюванні приладу?
6. Пояснити необхідність застосування баластного балону в установці.

Література

Ландсберг Г. С. Оптика. М., 976, с. 172-179, 191-198.
Горбань І. С. Оптика. К., 1979, с. 43-44, 51-53.
Руководство к лабораторным занятиям по физике (Под ред. Гольдина Л. Л.) М., 1973, с. 361-375

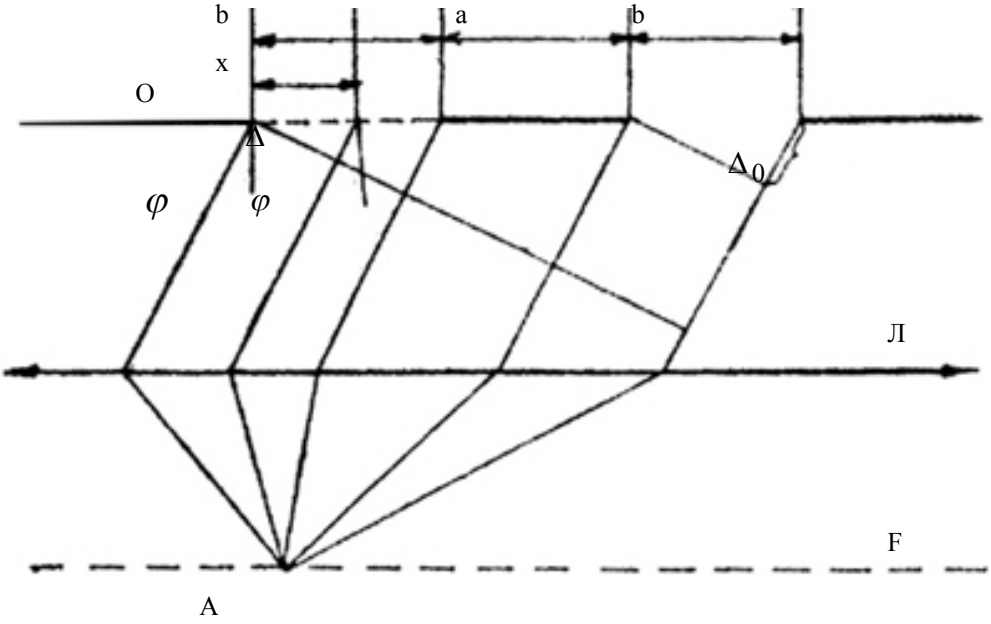


Рис. 1

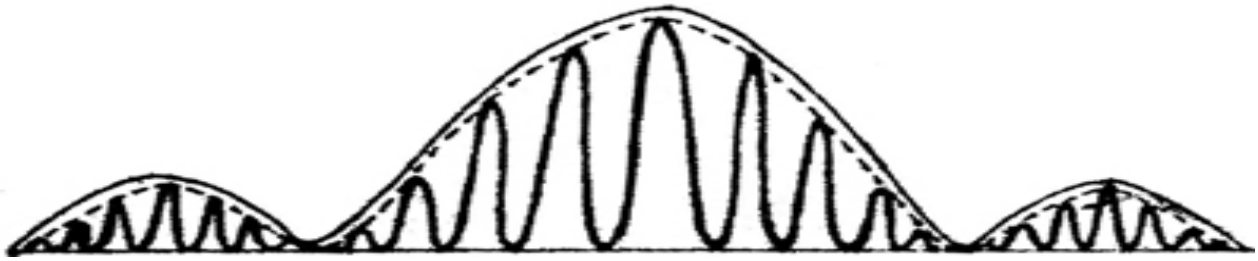


Рис. 2

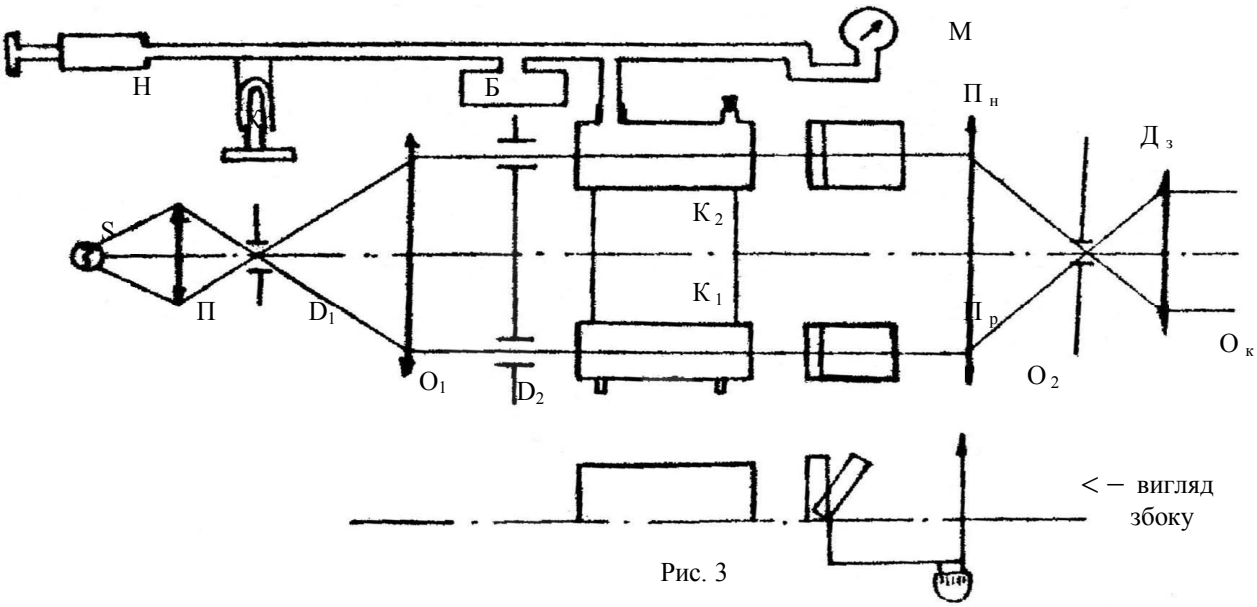


Рис. 3

Робота №14 – "Поляриметр".

ДОСЛІДЖЕННЯ ОПТИЧНОЇ АКТИВНОСТІ ВОДНОГО РОЗЧИНУ ЦУКРУ

Мета роботи: ознайомлення з роботою поляриметра і визначення невідомої концентрації цукру.

Прилади і матеріали: сахариметр Лорана, кювета для розчину, розчини цукру різної концентрації.

Теоретичні відомості

При проходженні через середовище світлова електромагнітна хвиля взаємодіє з ним, викликаючи вимушені коливання електронів, зв'язаних з атомами речовини. Електрон, що коливається, є джерелом вторинних електромагнітних хвиль. Останні, інтерферуючи між собою, а також з первинною хвилею, викликають різноманітні оптичні явища: зміну фазової швидкості поширення світла, дисперсію показника заломлення, подвійне променезаломлення, обертання площини поляризації світла, явище комбінаційного розсіяння світла, тощо.

Явище обертання площини поляризації полягає в тому, що після проходження світла через речовину напрямок коливань електричного вектора виявляється повернутим по відношенню до початкового напрямку. Речовини, в яких спостерігається це явище, називаються *оптично активними*.

Всі оптично активні речовини можна розділити на дві групи:
а) оптично активні в будь-якому агрегатному стані (скипидар, цукор та інші)
б) оптично активні тільки в кристалічному стані (кристалічній кварц, кіновар та інші).

Для твердих речовин кут повороту площини поляризації світла, що пройшло через пластинку, пропорціональний товщині цієї пластинки l:

$$\varphi=\alpha\cdot l \qquad (1)$$

α - обертальна здатність даної речовини (відповідає кутові повороту площини поляризації для пластинки товщиною 1 мм).

Якщо оптично активна речовина перебуває в розчиненому або газоподібному стані, то кут повороту φ залежить як від товщини шару l, так і від концентрації (С) молекул активної речовини, тому в цьому випадку:

$$\varphi=[\alpha]\cdot c\cdot l \qquad (2)$$

Коефіцієнт пропорціональності $[\alpha]$, аналогічно коефіцієнту α, характеризує обертальну здатність речовини, і носить назву "сталої обертання".

Як для α, так і для $[\alpha]$ спостерігається дисперсія, тобто залежність від довжини хвилі. Наближено $[\alpha]\sim\frac{1}{\lambda^2-\lambda_0^2}$, де λ_0 – довжина хвилі смуги поглинання речовини. Залежність від температури незначна.

Оптична активність речовин, які відносяться до першої групи, обумовлена несиметричною будовою їх молекул. Такі молекули характеризуються відсутністю центра симетрії та площини симетрії. Пояснити оптичну активність можна тільки у тому випадку, якщо врахувати, що вторинні джерела електромагнітних хвиль, що збуджуються первинною хвилею, мають різні фази в межах однієї молекули.

Оскільки розміри молекул набагато менше від довжини хвилі видимого світла (10^{-3}), то оптична активність – надзвичайно тонкий ефект, який до того ж легко спостерігати на практиці.

Речовини, які відносять до другої групи, проявляють оптичну активність тільки у кристалічному стані. Їх активність зумовлена не асиметричною будовою молекул, а специфічною асиметрією кристалічної гратки.

Для кожної оптично активної речовини існує щонайменше дві модифікації, одна з яких обертає площину поляризації вправо, якщо дивитися назустріч світлу, і називається "право-обертаючою" , а друга, відповідно – "ліво-обертаючою". Для обох модифікацій сталі обертання збігаються за абсолютною величиною.

Обидві модифікації активної речовини побудовані так, що одна з них є дзеркальним відображенням іншої. Термодинамічно обидві різновидності тотожні. Для активних речовин з другої групи існування модифікацій обумовлене можливістю існування двох різновидів кристалічної гратки, які дзеркально збігаються (так званий "енантіоморфізм" кристалів). У рідинах і газах наявність оптичної активності двох знаків обумовлена можливістю існування двох типів молекул, дзеркально рівних між собою, так званих "стереоізомерів". У складних органічних сполуках може існувати більше, ніж два ізомери. Для цукру, наприклад, можна передбачити 16 різних форм, що утворюють вісім пар (лівих і правих) оптичних ізомерів.

За Френелем явища оптичної активності – це особливий випадок подвійного променезаломлення. Плоскополяризовану хвилю формально можна представити у вигляді суперпозиції двох хвиль з однаковою амплітудою і частотою ($\omega = 2\pi\nu$), поляризованих по колу (циркулярно-поляризовані хвилі) в протилежних напрямках.

Якщо зобразити миттєву картину циркулярно-поляризованої хвилі, то сукупність усіх векторів утворить гвинт, або поверхню гвинтових сходів, як це зображено на рис.1. Напрямок поширення є віссю цього гвинта. Зауважимо, що гвинтова поверхня зовсім не обертається навколо z, як осі при проходженні хвилі. Навпаки, слід уявляти собі, що вся гвинтова поверхня, як ціле, не обертаючись, переноситься вздовж z з швидкістю, що дорівнює швидкості поширення хвилі. Провівши через нерухому точку в речовині площину, перпендикулярну осі z, одержуємо, що з часом кінець електричного вектора, який знаходиться у цій площині, буде рівномірно обертатися по колу. На рис.1 зображено правий гвинт, тому одержимо право-обертаюче світло.

Якщо середовище не є оптично активним, то швидкості поширення ліво- і право-обертаючих хвиль однакові. Тому у будь-яку точку середовища вектори цих хвиль приходять, повернувшись на однакові і протилежні кути, тобто напрямок коливань сумарного вектора $\vec{E} = \vec{E}_л + \vec{E}_п$ залишиться незмінним.

В оптично активній речовині швидкості поширення циркулярно поляризованих у протилежних напрямках хвиль різні, в чому і полягає суть явища оптичної активності. Якщо, наприклад, $\upsilon_п > \upsilon_л$, тобто правий гвинт рухається швидше лівого, то в дану точку речовини право-обертаюча хвиля прийде раніше, ніж ліво-обертаюча, і отже її вектор повернеться ще на деякий кут, перш ніж цієї точки досягне ліво-обертаюча хвиля. На рис.2 зображені електричні вектори цих хвиль у площині, перпендикулярній до напрямку поширення, проведеній в довільній точці речовини. Тут AA - напрямок коливань електричного вектора при вході в шар обертаючої речовини. $\vec{E}_л$ і $\vec{E}_п$ обертаються в площині з однаковими і протилежними кутовими швидкостями, тобто сумарний вектор коливатиметься вздовж бісектриси BB кута $\varphi_л + \varphi_п$.

З рисунка видно, що: $\varphi_л + \varphi = \varphi_п - \varphi$ і $\varphi = (\varphi_л + \varphi_п)/2$ - шуканий кут повороту поляризації електричного вектора.

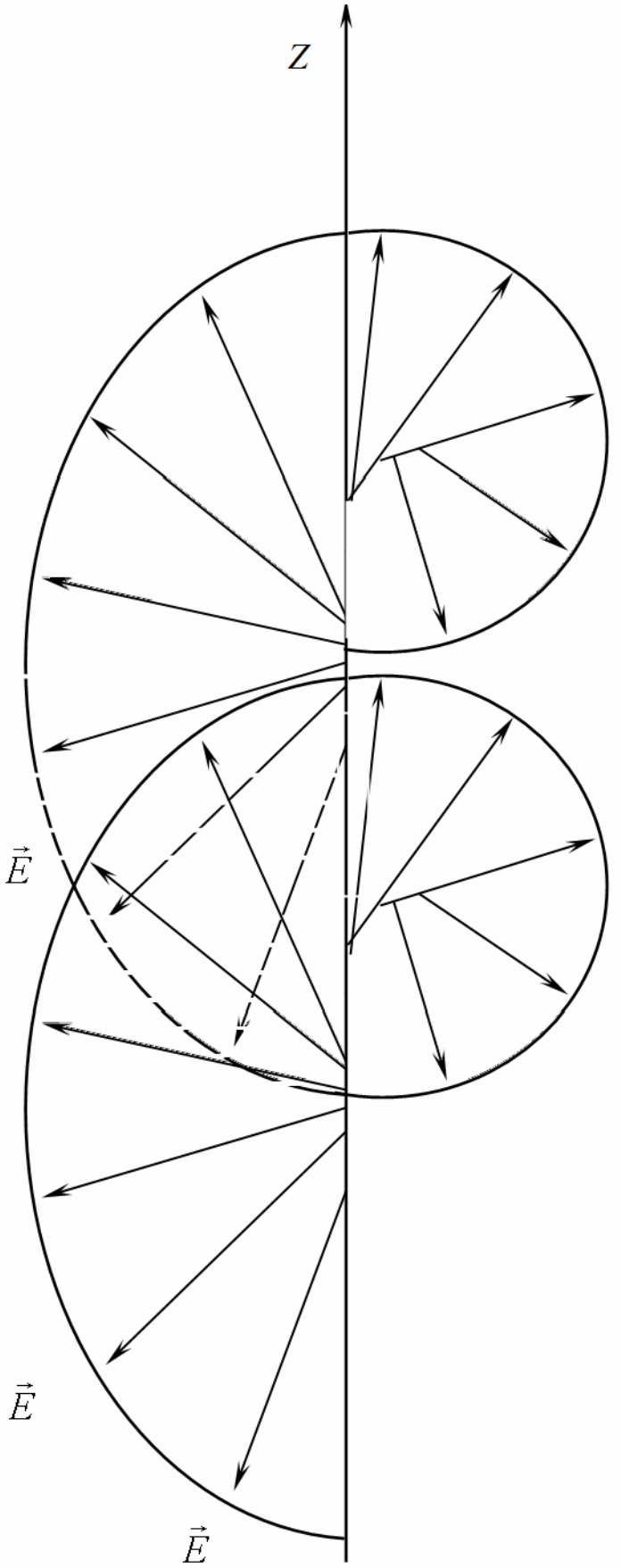


Рис.1 Циркулярно-поляризована хвиля: вектори утворюють гвинт.

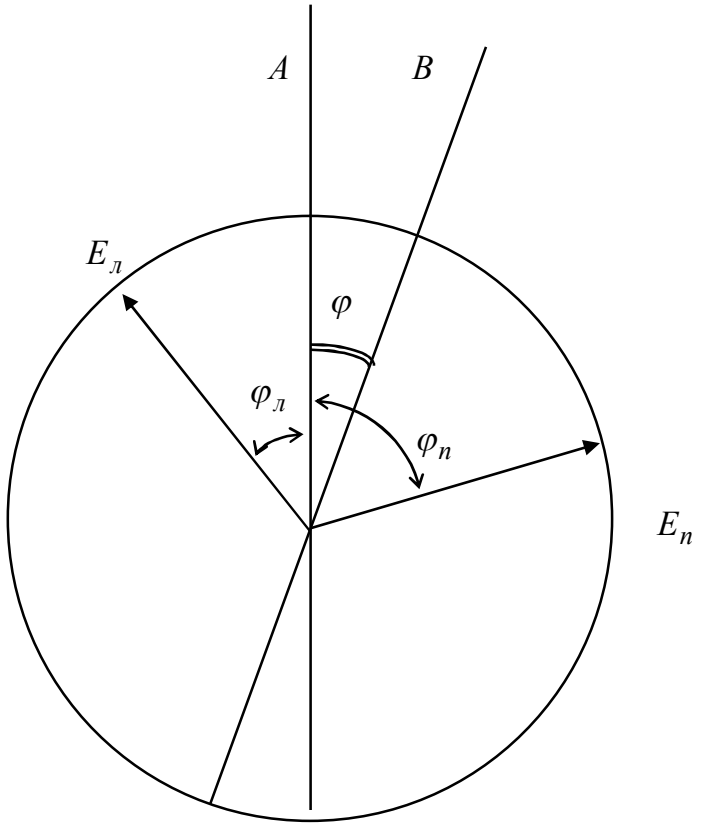


Рис.2. Електричні вектори хвиль у площині, перпендикулярній до шляху поширення.

Експериментальна частина

Спостереження оптичної активності: Для вимірювання кута обертання площини поляризації застосовують поляриметри. Поляриметри призначені для вимірювання концентрації цукру в розчині, називаються "сахариметрами".

Світло лампочки розжарювання являє собою сукупність випромінювань багатьох елементарних випромінювачів. У такому світлі подані всі можливі напрямки коливання електричного вектора. Для дослідів з оптично активними речовинами потрібне плоскополяризоване світло. Таке світло одержують за допомогою поляризаторів – пристроїв, які пропускають тільки складову електричного вектора, паралельну деякий площині, зв'язаній з поляризатором. Остання носить назву "площини пропускання поляризатора". Для аналізу поляризованого світла використовують аналізатори. За своєю будовою вони можуть буди ідентичними до поляризаторів.

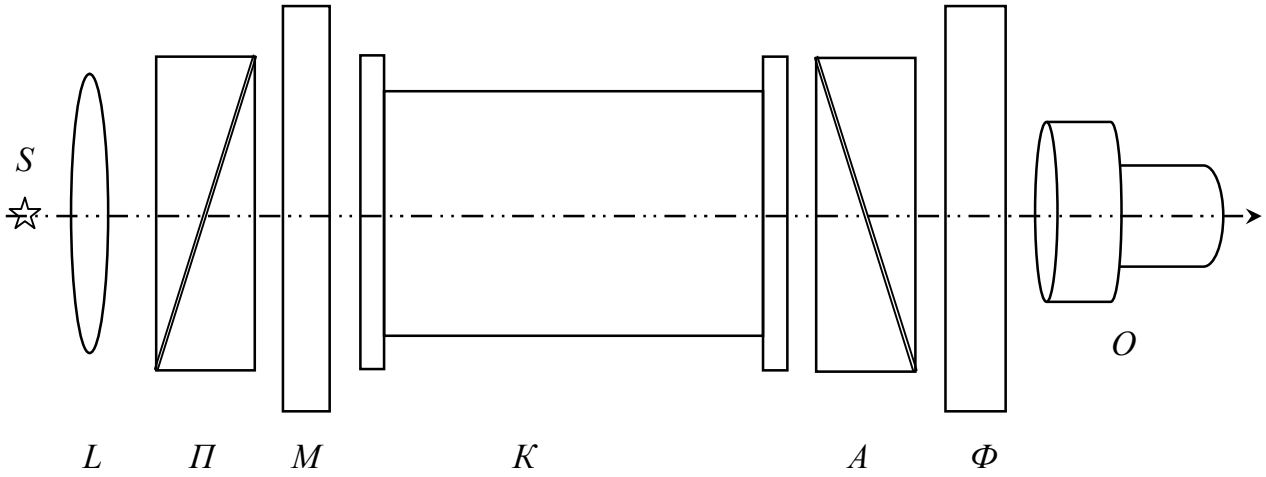
Якщо площини пропускання поляризатора (П) і аналізатора (А) взаємно перпендикулярні (схрещені П і А), то така система за відсутністю активної речовини між ними не пропускає світла. Помістивши між ними активну речовину спостерігаємо просвітлення поля зору після аналізатора. Щоб знову затемнити поле, необхідне повернути аналізатор на деякий кут φ, який і буде дорівнювати кутові обертання площини поляризації даної речовини.

Такий найпростіший поляризатор має низьку точність, тому що важко на око встановити прилад на повне затемнення поля (вірніше, на найменшу освітленість поля зору, оскільки поляризаційні пристрої не дають абсолютно плоскополяризованого світла).

Для збільшення точності поляриметра застосовують так звані "напівтіньові пристрої", які ґрунтуються на властивості ока з високою точністю встановлювати наявність рівності освітленостей двох полів зору, що межують між собою.

Схематична будова напівтіньового сахариметра подана на рис.3. Світло від джерела S послідовно проходить через колімаційну лінзу L, поляризатор П, напівтіньовий пристрій М,

кювету з розчином або розчинником К, аналізатор А, зв'язаний з відліковим пристроєм, фільтр Ф і окулярну трубу О. Конструкції напівтіньових пристроїв можуть бути різноманітними. У будь якому випадку процес вимірювання зводиться до вирівнювання освітленостей обох половинок полів зору, обертанням аналізатора. У роботі застосовується сахариметр з пластинкою Лорана в ролі напівтіньового пристрою.



Пластинка Лорана. Дія пластинки Лорана заснована на подвійному променезаломленні кристалічного кварцу (про подвійне заломлення див. [I] або с.34 даної роботи). Пластинка Лорана являє собою наклеєну на скло плоско паралельну пластинку з кристалічного кварцу, вирізану паралельно до його оптичної осі, вставлену в поляриметр так, щоб промінь світла падав перпендикулярно до Її робочої грані, тобто перпендикулярно до оптичної осі. Площина пропускання поляризатора і оптична вісь кварцової пластинки утворюють між собою малий кут ($\gamma = 5^o$). Принцип дії пластинки Лорана можна зрозуміти з рис. 4.

Тут $ПП$ – площина пропускання поляризатора, $O'O'$ - оптична вісь кварцу, $O\vec{E}_1$ зображує амплітудне значення електричного вектора променя в момент його падіння на передню грань пластинки. $O\vec{E}_{10}$ і $O\vec{E}_{1l}$, відповідно, амплітуди векторів звичайного та незвичайного променів, на яки розкладається $O\vec{E}_1$.

Звичайний та незвичайний промені поширюються з різними швидкостями, тому після виходу з пластинки між ними виникне додаткова різниця фаз, що дорівнює:

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda_0}(n_0 - n_l)\cdot l,$$

де λ_0 - довжина хвилі у вакуумі, n_0 і n_l - показники заломлення для звичайного та незвичайного променів, відповідно. Величину $(n_0 - n_l)\cdot l = \Delta$ називають "оптичною різницею ходу". Товщина пластинки l має бути такою, щоб для жовтої лінії натрію різниця фаз дорівнювала π (так звана "напівхвильова пластинка", оскільки при цьому повинно бути $\Delta = \frac{\lambda_{жовт.}}{2} = 0{,}032 мм.$).

Для λ_0, відмінних від вказаної, ця умова не виконуватиметься, оскільки має місце дисперсія подвійного променезаломлення. У зв'язку з цим у сахариметрі встановлено фільтр Ф, який виділяє з видимого світла жовту ділянку спектра. Зауважимо, що одночасно має місце дисперсія оптичної активності, тобто $\varphi = \varphi(\lambda_0)$, яка не заважає проведенню дослідів завдяки наявності фільтра.

Внаслідок додаткової різниці фаз $\delta = \pi$ після виходу із кварцу, площина коливань вектора $\vec{E}$ виявляється повернутою на кут 2γ відносно площини його коливань при вході в пластинку, причому оптична вісь $O'O'$ є бісектрисою кута 2γ. Справді, виберемо такий момент часу, коли вектор $\vec{E}$ незвичайного променя, що пройшов пластинку, досягне свого амплітудного значення і збігатиметься з $O\vec{E}_{1l}$ $(O\vec{E}_{2l} = O\vec{E}_{1l})$, як це показано на рис. 4. Тоді відповідний йому вектор звичайного променя теж досягне амплітудного значення $O\vec{E}_{20}$, але буде направлений протилежно до $O\vec{E}_{10}$ $(O\vec{E}_{20} = -O\vec{E}_{10})$ відповідно до створеної додаткової різниці фаз π.

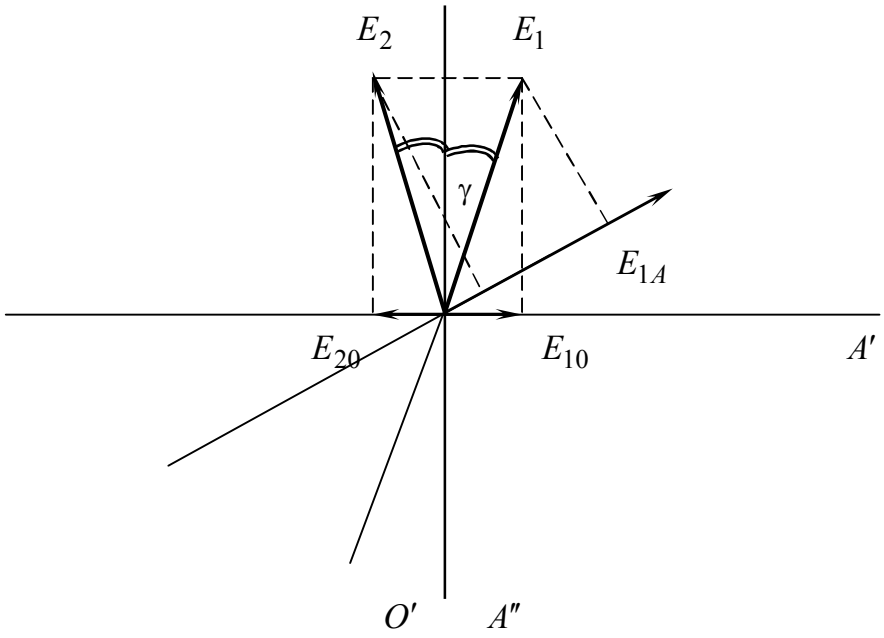


рис.4. Принцип дії пластинки Лорана.

Промені, що пройшли криз скляні частини пластинки Лорана зберігають початковий напрямок коливань електричного вектора, тобто вздовж $ПП$. Через окуляр при довільному положенні аналізатора (наприклад, AA, рис.4) спостерігаємо поле зору, яке складається з трьох ділянок. Дві крайні ділянки відповідають променю, що пройшли збоку від кварцової пластинки, і тому мають однакові освітленості, які, очевидно, пропорціональні квадрату проекції електричного вектора $O\vec{E}_1$ на площину пропускання аналізатора, тобто $(OE_{1A})^2$. Ділянка поля зору, яка відповідає променям, що пройшли через кварцову пластинку, при даному положенні аналізатора буде темнішою, ніж крайні, оскільки $(OE_{2A})^2 < (OE_{1A})^2$. З рис.4. видно, що для того, щоб зрівняти освітленість поля зору, слід зорієнтувати площину пропускання аналізатора вздовж оптичної осі кварцової пластинки $A''A''$, або вздовж перпендикулярного до неї напрямку $A'A'$. Остання орієнтація поступається перед попередньою освітленістю, оскільки кут γ малий, але переважає першу більшою кутовою чутливістю. Справді, швидкість зміни проекції з кутом для положення $A''A''$ пропорційна $\frac{dE}{d\gamma} \sim \cos\gamma$, а для $A'A'$, відповідно $\sin\gamma$. При $\gamma = 5^o$ $\cos\gamma >> \sin\gamma$, тому найбільш точні результати можна одержати у випадку малих освітленостей трьох ділянок поля зору сахариметра.

При внесенні в поляриметр оптично активної речовини електричні вектори, незалежно від того, якій ділянці поля зору вони відповідають, повертаються на один і той самий кут φ. Тому для відновлення рівномірної освітленості поля зору слід повернути аналізатор на такий же кут. У результаті кут повороту площині поляризації можна визначити, взявши кутову ризницю між кінцевим та початковим положеннями аналізатора.

Порядок виконання роботи

У роботі пропонується прокалібрувати сахариметр за відомими концентраціями водного розчину цукру, визначити невідому концентрацію, а також знайти сталу обертання цукру, розчиненого у воді.

З цією метою виконують таки операції:

1. Виймають кювету з приладу, включають освітлювач і фокусують окуляр на різку відомість ліній поділу поля зору на три частини.
2. Обертаючи аналізатор, визначають нульове положення приладу і добиваються рівномірної освітленості поля зору. Вибирають ті положення аналізатора, які відповідають малий освітленості. Користуючись кутовим ноніусом, роблять відлік по шкалі φ_0. Цю операцію виконують три - п'ять разів і беруть середнє значення.
3. Старанно промивши кювету чистою водою і протерши покривну пластинку так, щоб не залишилося слідів кристаликів цукру, заповнюють Її доверху розчином цукру найменшої концентрації. Накладають покривну пластинку і обережно загвинчують кришку. Якщо утворилася бульбочка повітря, то її заганяють у потовщення на кюветі. Підготовлену кювету вставляють у сахариметр і роблять відлік φ_1, за ноніусом 3 – 5 разів. Вказану операцію повторюють беручи щоразу більшу концентрацію, щоб не промивати кювету від попередніх розчинів.
4. Промивши кювету, заливають її розчином цукру невідомої концентрації і виконують вимірювання.
5. Різниця вимірів $\varphi = \varphi_i - \varphi_0$ дає кут повороту поляризації розчином цукру даної концентрації. На основі одержаних даних будують графік залежності кута φ від концентрації цукру $C(\varphi)$. Масштаби слід підбирати так, щоб графік залежності $C(\varphi)$ мав нахил приблизно 45^0 до осі абсцис.
6. Користуючись графіком, визначають величину невідомої концентрації цукру.
7. Із графіка знаходять сталу обертання водного розчину цукру. Згідно з означенням, $[\alpha] = \frac{\varphi}{c} \cdot \frac{100}{l}$, де φ вимірюється в градусах; l - товщина шару розчину в дм.; С – концентрація цукру в вагових процентах. Відношення $\frac{\varphi}{c}$ визначається з графіка, як тангенс кута нахилу прямої до осі концентрації.

Контрольні питання

1. Явище оптичної активності.
2. Циркулярно поляризоване світло.
3. Теорія Френеля оптичної активності.
4. Оптична активність кристалів, розчинів і газів.
5. Конструкція поляриметра.
6. Принцип дії пластинки Лорана.

Література

Ландсберг Г.С., "Оптика", Москва, 1976, с.379-384, 390-393, 607-618
Поль Р.В., "Оптика и атомная фізика", Москва, 1966, с.201-217, 225-226
Волькенштейн М.В., "Молекулярная Оптика", Москва, 1951, с. 621-623

Робота №15 – "Формули Френеля".

ВИЗНАЧЕННЯ ПОКАЗНИКА ЗАЛОМЛЕННЯ ДІЕЛЕКТРИЧНИХ ПЛАСТИНОК ЗА ДОПОМОГОЮ ФОРМУЛ ФРЕНЕЛЯ

Мета роботи: навчитись вимірювати показники заломлення скляної і кварцевої пластинок різними методами.

Прилади і матеріали: поляризаційний гоніометр, джерело світла, кварцева пластинка, скляна пластинка.

Теоретичні відомості

Світло як поперечна електромагнітна хвиля характеризується певним положенням площини коливань електричного вектора у просторі, тобто поляризацією. Історично склалося так, що площиною поляризації вважають площину, перпендикулярну до площини коливань електричного вектора, тобто в площині поляризації коливається електричний вектор.

Природне світло являє собою сукупність елементарних випромінювань окремих випромінювачів, фаза і поляризація яких хаотично змінюються, тому в середньому за часом поляризація в природньому світлі відсутня. Якщо ж електричний вектор коливається в одній площині, то таке світло називається лінійно поляризованим. У тому випадку, коли кінець вектора $\vec{E}$ описує в площині, перпендикулярній до напрямку поширення, еліпс, світло називається еліптично поляризованим. У окремому випадку одержуємо циркулярно поляризоване світло, коли кінець вектора описує коло. Часто бувають випадки, коли у природному світлі не всі напрямки коливань електричного вектора рівнозначні: у певному напрямку амплітуда коливань його більша, ніж у напрямку, перпендикулярному до першого. Таке світло називають частково поляризованим.

Для одержання лінійно поляризованого світла застосовують спеціальні пристрої, що називаються поляризаторами. Поляризатор характеризується так званою площиною пропускання, він пропускає тільки ті складові електричного вектора, які паралельні площині пропускання. Найчастіше використовують поляризатори, побудовані на явищі подвійного променезаломлення [1]: призма Ніколя (або просто ніколь), призми Глана, Аренса, Воластона, поляроїди і т. д. Поляризатор, який використовують для аналізу характеру поляризації світла, називають аналізатором. Конструктивно він не відрізняється від поляризаторів.

Формули Френеля. При проходженні світла через границю поділу двох ізотропних середовищ падаючий промінь розкладається на два: відбитий від межі поділу і заломлений у друге середовище. Всі три промені і перпендикуляр у точці падіння до межі поділу лежать в одній площині, що носить назву площини падіння, а напрямки поширення їх визначаються за законами відбивання та заломлення.

Енергетичні та поляризаційні характеристики відбитого та заломленого променів описуються за допомогою співвідношень, одержаних Френелем.

Нехай на плоску границю поділу двох середовищ 1 і 2 з показниками заломлення n_1 і n_2 падає промінь лінійно поляризованого світла. Зорієнтуємо систему координат таким чином, щоб площина падіння збігалась з площиною рисунка, а межа поділу була перпендикулярна до площини рисунка (рис. 1а, 1б). Вісь OZ можемо направити вздовж перпендикуляра в точку падіння, а вісь OY сумістити з перетином межі поділу з площиною падіння. Напрямки поширення падаючого, відбитого і заломленого променів вказуються векторами $\vec{S}$, $\vec{S}_r$ і $\vec{S}_\tau$ відповідно.

Виведення формул Френеля грунтується на неперервності тангенціальних складових векторів $\vec{E}$ і $\vec{B} = \vec{H}$ ($\mu = 1$) на межі поділу двох середовищ. Тобто, спроектувавши на площину XOY, маємо

$$\left(\vec{E} + \vec{E}_r\right)_t = \left(\vec{E}_\tau\right)_t,$$

$$\left(\vec{H}+H_r\right)_t=\left(\vec{H}_\tau\right)_t.$$

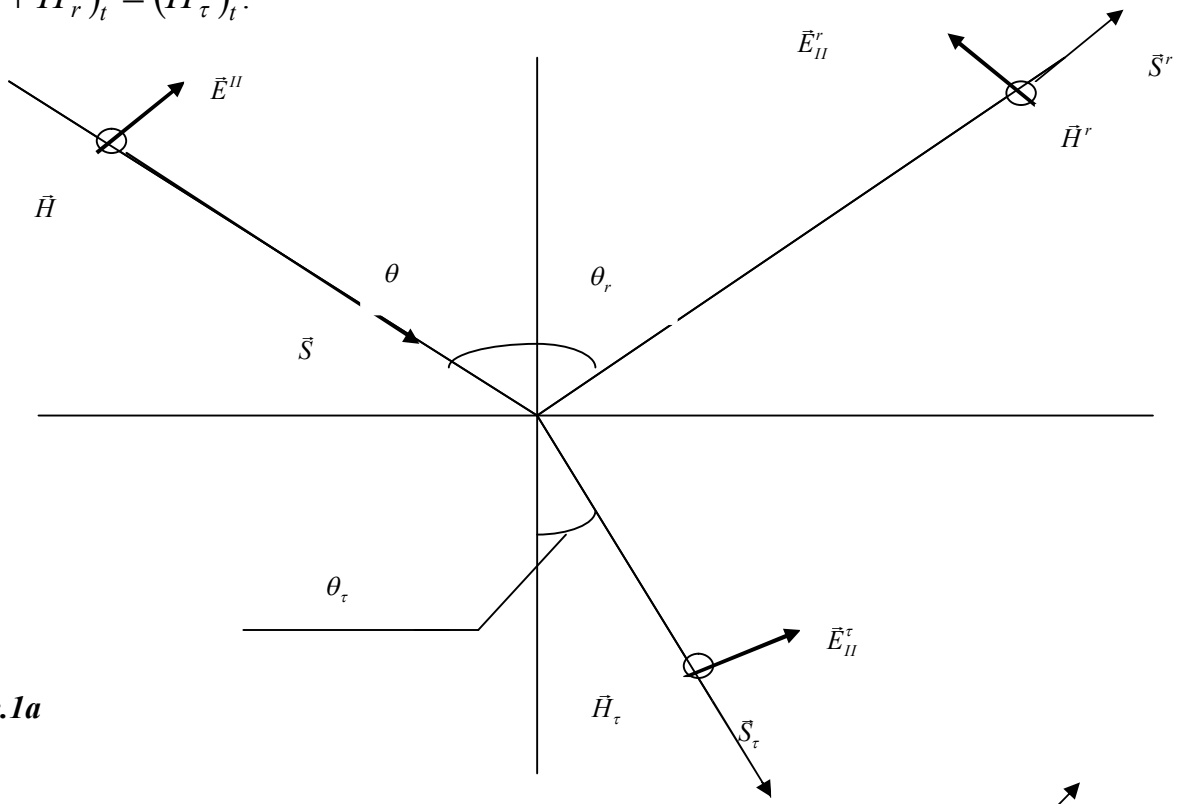


Рис.1а

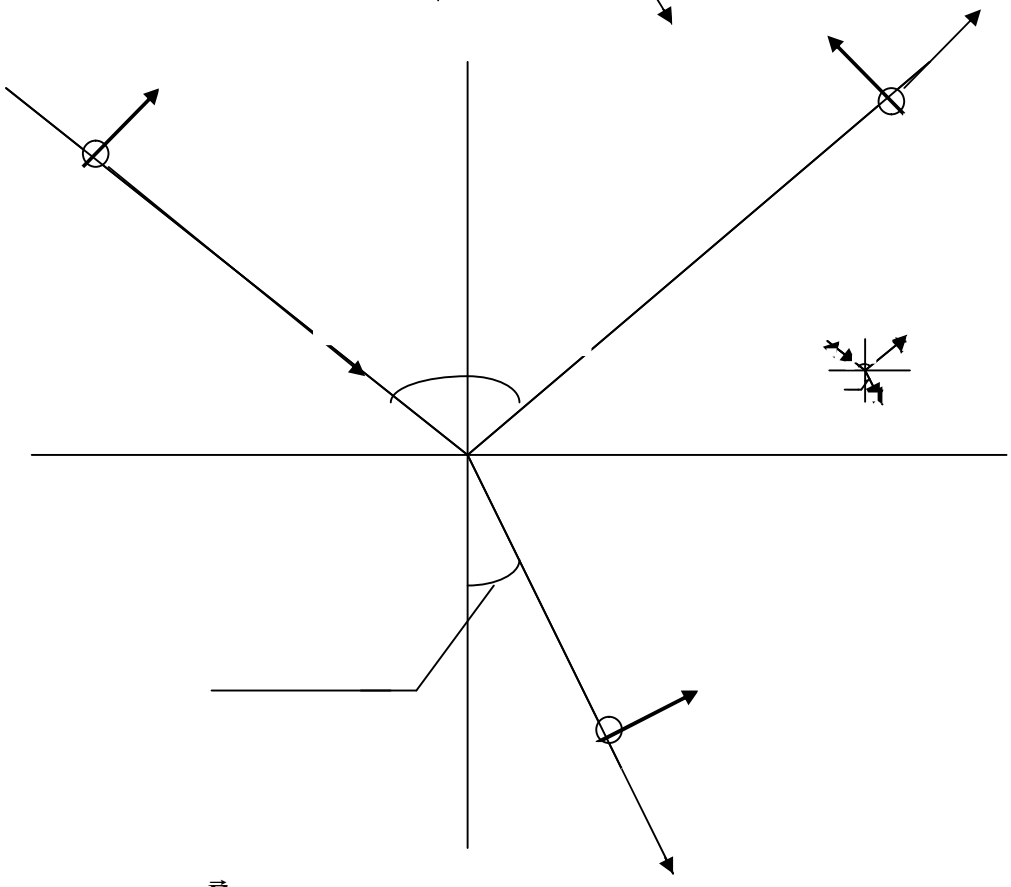


Рис. 1б

Орієнтація вектора $\vec{E}$ відносно площини падіння в загальному випадку довільна і утворює з нею кут α. Тому кожний з векторів $\vec{E}$, $\vec{E}_r$, $\vec{E}_\tau$ і $\vec{H}$, $\vec{H}_r$, $\vec{H}_\tau$ для зручності виведення розкласти на складові, що лежать у площині падіння $\vec{E}_{II}$, $\vec{E}^r_{II}$, $\vec{E}^\tau_{II}$, і складові, перпендикулярні до неї $\vec{E}_\perp$, $\vec{E}^r_\perp$, $\vec{E}^\tau_\perp$. При цьому задача розділяється на два незалежних випадки. У першому випадку розглядається проходження світла, що має електричний вектор у площині падіння, а

магнітний відповідно перпендикулярний до неї ($\vec{E}_{II}$ і $\vec{H}_{\perp}$ – рис. 1а), а у другому випадку $\vec{E}_{\perp}$ і $\vec{H}_{II}$, відповідно (рис. 1б). Із незалежності координат векторів випливає, що $\vec{E} = \vec{E}_{II} + \vec{E}_{\perp}$ і $E^2 = E_{II}^2 + E_{\perp}^2$.

$$\vec{E}^{\tau} = \vec{E}_{II}^{\tau} + \vec{E}_{\perp}^{\tau}, \qquad \left|E^{\tau}\right|^2 = \left|E_{II}^{\tau}\right|^2 + \left|E_{\perp}^{\tau}\right|^2, \qquad \left|E^{r}\right|^2 = \left|E_{II}^{r}\right|^2 + \left|E_{\perp}^{r}\right|^2.$$

Оскільки розглядається загальний випадок, то орієнтація векторів $\vec{E}$, $\vec{E}^{r}$, $\vec{E}^{\tau}$ на рис. 1а, 1б обрана довільно. Вектори ж $\vec{H}$, $\vec{H}^{r}$, $\vec{H}^{\tau}$ повинні бути такими, щоб відповідні вектори $\vec{E}$, $\vec{H}$, $\vec{S}$ утворювали праву трійку.

Застосувавши неперервність тангенціальних складових векторів $\vec{E}$, $\vec{H}$, матеріальні співвідношення між $\vec{H}$ і $\vec{E}$, а також закони заломлення і відбивання, після деяких перетворень, одержуємо

$$E_{II}^{r} = E_{II}\frac{tg(\theta_r - \theta_{\tau})}{tg(\theta_r + \theta_{\tau})}, \quad (1) \qquad E_{II}^{\tau} = E_{II}\frac{2\sin\theta_{\tau}\cos\theta_r}{\sin(\theta_r + \theta_{\tau})\cos(\theta_r - \theta_{\tau})}, \quad (2)$$

$$E_{\perp}^{r} = -E_{\perp}\frac{\sin(\theta_r - \theta_{\tau})}{\sin(\theta_r + \theta_{\tau})}, \quad (3) \qquad E_{\perp}^{\tau} = E_{\perp}\frac{2\sin\theta_{\tau}\cos\theta_r}{\sin(\theta_r + \theta_{\tau})}. \quad (4)$$

Слід запам'ятати, що при виведенні формул (1-4) орієнтація векторів $\vec{E}$, $\vec{E}^{r}$, $\vec{E}^{\tau}$, а отже і їх паралельних і перпендикулярних складових була довільною. У конкретному випадку, підставивши у відповідні формули певні значення θ_r і θ_{τ}, іноді одержуємо від'ємне значення відповідної складової.

Це означає, що орієнтацію відповідного вектора слід змінити на протилежну по відношенню до орієнтації, вказаної на рис. 1а, 1б. Додатне значення означатиме, що початкова орієнтація відповідної складової вибрана правильно.

Розглянемо окремі висновки з формул Френеля. Якщо на межу поділу двох середовищ падає природне світло, то внаслідок хаотичності поляризацій елементарних випромінювань у падаючому світлі напрямки $\vec{E}_{II}$ і $\vec{E}_{\perp}$ рівноправні, тобто $E_{II} = E_{\perp}$. У той же час із (1) і (2) бачимо, що паралельні і перпендикулярні складові вектора відбитого світла залежать по-різному від кута падіння, тому в загальному випадку $E_{II}^{r} \neq E_{\perp}^{r}$, тобто відбите природне світло є частково поляризованим, так само, як і заломлене світло. Зокрема із (1) бачимо, що при $\theta_r + \theta_{\tau} = \pi/2 \quad tg(\theta_r + \theta_{\tau}) = \infty$ і тому $E_{II}^{r} = 0$. Таким чином, при $\theta_r + \theta_{\tau} = \pi/2$ від межі поділу двох середовищ відбивається тільки складова електричного вектора, перпендикулярна до площини падіння, а складова E_{II} цілком пройде у друге середовище. Кут $\theta_r = \theta_{БР}$, при якому виконується вказана умова, називається кутом Брюстера. При цьому $\sin\theta_r = \cos\theta_r$ і значить

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{\sin\theta_r}{\sin\theta_{\tau}} = \frac{\sin\theta_r}{\cos\theta_r} = tg\theta_r = tg\theta_{БР}.$$

Отже, при $\theta_r = \theta_{БР}$ відбите природне світло є лінійно поляризованим.

На рис. 2 показана залежність коефіцієнтів відбивання $R_{II} = \left(\frac{E_{II}^{r}}{E_{II}}\right)^2$, $R_{\perp} = \left(\frac{E_{\perp}^{r}}{E_{\perp}}\right)^2$, коефіцієнтів заломлення від кута падіння світла із середовища менш оптично густого в більш

густе $n_1 < n_2$. При кутах падіння, близьких до 90°, коефіцієнт відбивання швидко наближається до 1, а при $\theta_r = \theta_{БР}$ $R_{II} = 0$ і $T_{II} = 1$.

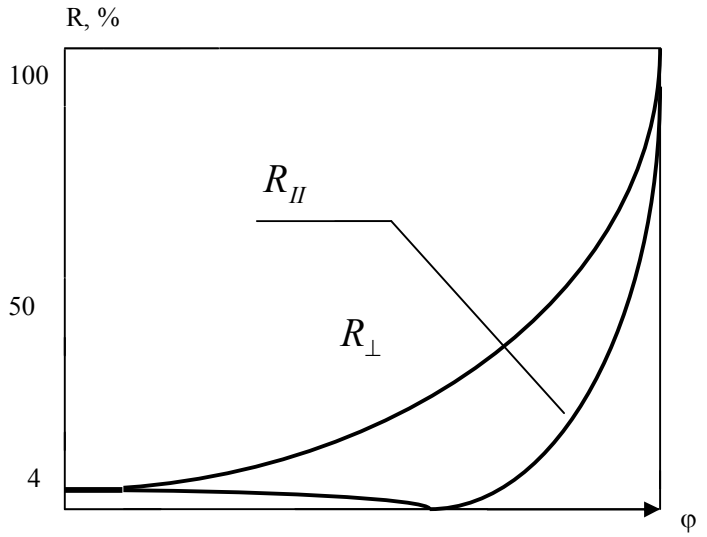


Рис. 2

Якщо падаюче світло лінійно поляризоване і площина коливань вектора $\vec{E}$ утворює з площиною падіння косий кут ($\neq 0$, $\neq 90^\circ$), то відбите світло теж повинно бути лінійно поляризованим, але площина коливань вектора $\vec{E}^r$ відбитого світла з площиною вектора коливань падаючого світла $\vec{E}$, оскільки $\frac{E_{II}^r}{E_{\perp}^r} \neq \frac{E_{II}}{E_{\perp}}$. Тому, в загальному випадку при відбиванні лінійно поляризованого світла має місце обертання площини поляризації.

Залежність R_{II}, $R_{\perp}$ від θ_r використовується для визначення показника заломлення. В даній роботі потрібно визначити показники заломлення скляної і кварцевої пластинок, грунтуючись на законі Брюстера, а також аналізуючи обертання площини поляризації відбитого лінійно поляризованого світла.

Опис приладу

Для роботи використовується поляризаційний гоніометр. На нерухомому штативі гоніометра А (рис. 3) знаходиться горизонтальний круг з градусними поділками (лімб) Q. Навколо лімба можуть обертатися відносно спільної вертикальної осі столик Т і дві труби Ф і К. У трубі Ф знаходиться ніколь-поляризатор, а в трубі Ф – ніколь-аналізатор. Кутове положення труб визначається за допомогою ноніусів. Перед трубою Ф встановлюється джерело світла (лампочка розжарювання). На горизонтальний столик під час вимірів ставлять досліджувану скляну або кварцеву пластинку. Труби та столик можуть обертатися незалежно один від одного. Труби закріплюються в потрібному положенні затискачами.

Порядок виконання роботи

Визначення показників заломлення за кутом Брюстера. Оскільки $n = tg\theta_{БР}$, то знаходження n зводиться до знаходження кута Брюстера, тобто такого кута відбивання, при якому у відбитому світлі відсутня паралельна складова вектора $\vec{E}_r$. Для цього з труби Ф виймаємо поляризатор і на досліджувану пластинку пускаємо під довільним кутом θ паралельний пучок променів природного світла. Дивлячись в окуляр труби К, знаходимо таке положення пластинки, при якому відбитий пучок променів попадає в трубу К і в око. Оскільки відбите світло – частково поляризоване, то при обертанні аналізатора помічаємо, що яскравість відбитого світла то зменшується, то збільшується. Знаходимо таке положення аналізатора, при

якому яскравість мінімальна. Оскільки $R_{II}(\theta) < R_{\perp}(\theta)$ (рис. 2), то таке положення аналізатора свідчить, що його площина пропускання збігається з площиною падіння світла. Після цього, змінюючи кут падіння променя, тобто переміщуючи трубу К по колу і водночас повертаючи столик з пластинкою так, щоб відбитий промінь весь час попадав в трубу з окуляром, знаходимо такий кут падіння, при якому в у ні світло повністю зникає.

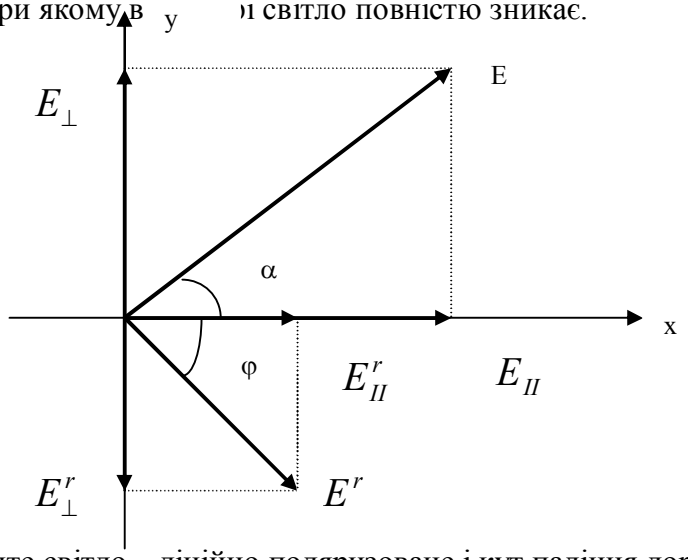


Рис. 4

Це означає, що відбите світло – лінійно поляризоване і кут падіння дорівнює куту Брюстера. Якщо ж не вдається добитися повного погасання, то це свідчить, що площина пропускання аналізатора зорієнтована не зовсім точно відносно площини падіння. У такому випадку, добившись мінімального пропускання світла зміною кута падіння, повертаємо додатково аналізатор на невеликий кут, добиваючись повного погасання поля зору.

Знімаємо відліки за ноніусами обох труб. Половина одержаного кута і буде кутом Брюстера.

Виміри повторити 3-5 разів для скляної і кварцевої пластинок, обчислити середнє значення n і похибки вимірів.

Положення аналізатора, коли його площина пропускання паралельна площині падіння, слід записати, оскільки воно буде необхідним для наступних вимірів.

<u>Визначення показника заломлення із аналізу обертання площини поляризації відбитого світла</u>. Одержимо формулу для розрахунків. Пустимо пучок лінійно поляризованого світла на межу поділу двох середовищ. Для спрощення розрахунку встановимо площину коливань вектора $\vec{E}$ під кутом 45° до площини падіння (рис. 4), оскільки при цьому $E_{II} = E_{\perp} = E/\sqrt{2}$. На рис. 4 межа поділу двох середовищ лежить у площині рисунка, а площина падіння, перпендикулярна до неї, перетинає її по прямій OX. Оскільки $R_{II} < R_{\perp}$, тобто $E^r_{II} < E^r_{\perp}$, коливання вектора E_r відбувається у площині, що утворює кут $\psi \neq 45^{\circ}$ з площиною OX. Тут розглядається випадок $n_1 < n_2$, тобто $\theta_r > \theta_{\tau}$. Це означає, що $E^r_{\perp} < 0$ і його слід орієнтувати в напрямку, протилежному до $E_{\perp}$. З рис. 4 видно, що при відбиванні відбувається поворот площини поляризації вектора $\vec{E}^r$ на кут $\alpha = 45^{\circ} + \psi$. Кут ψ знаходимо із формул (1) і (2)

$$tg\psi = \frac{E^r_{\perp}}{E^r_{II}} = \frac{\cos(\theta_r - \theta_{\tau})}{\cos(\theta_r + \theta_{\tau})}.$$

Використавши закон заломлення, виключимо з виразу для ψ кут θ_{τ}

$$\frac{n_2}{n_1} = n = \frac{\sin\theta_r}{\sin\theta_\tau}, \qquad tg\psi = \frac{\cos\theta_r\sqrt{n^2 - \sin^2\theta_r} + \sin^2\theta_r}{\cos\theta_r\sqrt{n^2 - \sin^2\theta_r} - \sin^2\theta_r}.$$

Одержуємо робочу формулу для визначення n

$$n = \frac{tg\theta_r}{tg\psi - 1}\sqrt{\sin^2\theta_r\left(tg\psi + 1\right)^2 + \cos^2\theta_r\left(tg\psi - 1\right)^2}.$$

Кут падіння θ можна обрати для зручності рівним 30°, 45°, або 60°. Для знаходження n досить дослідним шляхом визначити кут повороту площини поляризації α відбитого світла.

Вимірювання. Спочатку необхідно встановити площину пропускання поляризатора під кутом 45° до площини падіння світла. Для цього встановлюємо джерело світла, поляризатор і аналізатор на одній прямій. Знаючи положення аналізатора, при якому його площина пропускання паралельна площині падіння, повертаємо його на 45° від цього положення. Потім ми повертаємо поляризатор до повного затемнення. При цьому площини пропускань поляризатора і аналізатора перпендикулярні (схрещені ніколі), тобто площина пропускання поляризатора теж складає кут у 45° з площиною падіння.

Встановлюємо труби Ф і К під кутом 60°, на столик ставимо пластинку і орієнтуємо її так, щоб в окуляр потрапляло світло, відбите від пластинки. При цьому кут падіння дорівнюватиме 30°.

Після цього повертаємо аналізатор від встановленого положення α_1 в тому ж напрямку до тих пір α_2, поки знову не дістанемо повного затемнення. Очевидно, що різниця $\alpha = \alpha_2 - \alpha_1$ і дасть нам кут повороту площини поляризації, оскільки в положенні α_1 площина пропускання аналізатора буде перпендикулярною до площини коливань падаючого світла, а в положенні α_2 – вона перпендикулярна до площини коливань відбитого світла.

Кут α потрібно знайти для двох кутів падіння 30° і 45° для скляної і кварцевої пластинок. Кожний вимір повторити не менше двох разів. Розрахувати показники заломлення для обох пластин за знайденими значеннями кутів.

УВАГА! З рис. 4 видно, що кут повороту $\alpha < 90^\circ$. Щоб уникнути помилок, слід аналізатор повертати у тому ж напрямку, в якому його перед тим повертали на 45°. При повороті в зворотному напрямку знайдене значення кута слід відняти від 180°.

Контрольні питання

1. Явище подвійного променезаломлення.
2. Будова і принцип роботи поляризаційних призм Ніколя, Глана, Воластона.
3. Вивід формули $n = tg\theta$ з формул Френеля.

Література

Ландсберг Г.С. Оптика. М., 1976, с. 470-482.
Калитиевский Н.И. Волновая оптика. М., 1971, с. 62-65, 68-77.

ВИВЧЕННЯ ДИФРАКЦІЇ ФРАУНГОФЕРА НА ВІДБИВАЮЧІЙ ФАЗОВІЙ ДИФРАКЦІЙНІЙ ҐРАТЦІ

Мета роботи: Вивчити дифракцію типу Фраунгофера на відбиваючій дифракційній ґратці (ешелеті). Визначити сталу ґратки і довжини хвиль випромінювання ртуті.

Прилади і матеріали: Гоніометр Г-5, дифракційна ґратка, ртутна лампа, скляна пластина і рівень для юстування гоніометра.

Амплітудна дифракційна ґратка, яка вивчається в загальному курсі фізики, має незначну світлосилу і тому на практиці не використовується. Частина світла в ній затримується непрозорими штрихами (при спостереженні у прохідному світлі), а значна частина світла, що пройшло крізь ґратку, концентрується в нерозкладеному головному максимумі. Якщо непрозорі штрихи ґраток мають дзеркальну поверхню, то дифракція спостерігається і у відбитому світлі. Розглянута ґратка носить назву амплітудної тому, що дифракція виникає внаслідок періодичної модуляції світлової хвилі вздовж площини її фронту.

Будова і принцип роботи ешелета

У сучасних спектральних приладах використовують відбиваючі фазові дифракційні ґраток або ешелети. Це пластинка з дзеркально відбиваючого матеріалу, найчастіше з алюмінію, на яку нанесено ряд паралельних рівновіддалених штрихів певного профілю (рис. 1). Штрихи наносяться алмазним різцем спеціальною ділильною машиною. Кількість штрихів на 1 мм ґраток коливається від 300 до 2400. Довжина ґраток з нанесеними штрихами становить $10 \div 20$ см.

Ешелет – це фазова ґратка, оскільки окремі його елементи (штрихи) відрізняються не відмінністю у відбиваючій чи пропускній здатності (що впливає на амплітуду хвилі), а своєю здатністю змінювати фазу хвилі. Підбираючи певний профіль штрихів та орієнтацію їх відбиваючих граней, можна одержати такі різниці фаз між дифрагованими від окремих штрихів хвилями, коли максимальна інтенсивність дифрагованого світла припадатиме на перший (або другий і т.д.) порядок спектра, а не на нульовий порядок, як це має місце у звичайній амплітудній ґратці.

Профіль ешелета показано на рис.1, де:

1-4 і 1'-4' – падаючі і дифраговані промені відповідно; n_1 – нормаль до площини ґраток, тобто до площини, проведеної через ребра ґраток; n_1 – нормаль до робочої грані; θ, ι – кути падіння променя відносно n_1 та n_2 відповідно; θ', ι' – відповідні кути дифракції; γ – кут між площиною ґраток і площиною робочої грані – кут «блиску»; b – ширина робочої грані; c – постійна ґраток, тобто відстань між сусідніми ребрами ґраток.

Значення кутів, які відраховуються від нормалей у напрямку руху годинникової стрілки, є додатними, а в протилежному – від'ємними. На рис.1 кути $\theta, \theta', \iota' > 0$, а $\iota < 0$ ($\iota = -|\iota|$).

При падінні на ґратку плоскої світлової хвилі у фокальній площині лінзи спостерігається явище дифракції (дифракція за Фраунгофером).

Розподіл інтенсивності дифрагованого світла у випадку ешелета описується таким же виразом, як і для амплітудної ґраток:

$$I = I_0 \cdot I_1 \cdot I_2 = I_0 \left(\frac{\sin^2 u}{u^2} \right) \cdot \left(\frac{\sin^2 Nv}{\sin^2 v} \right), \qquad (1)$$

де N – загальне число штрихів ґраток.

Кутові параметри u і v визначаються за формулами:

$$u = \frac{\pi}{\lambda} b \left(\sin \iota + \sin \iota' \right), \qquad (2)$$

$$v = \frac{\pi}{\lambda} c\left(\sin\theta + \sin\theta'\right). \qquad (3)$$

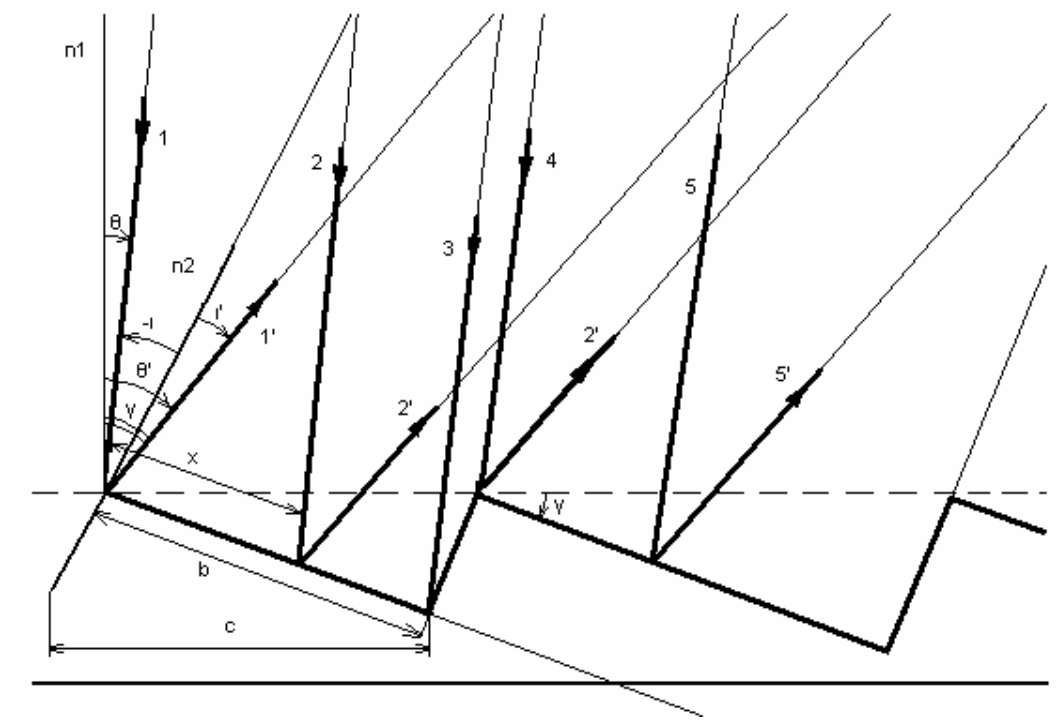


Рис. 1

Вираз для v (3) збігається з відповідним виразом для амплітудної ґраток при похилому падіння світла, тоді як u залежить від кутів ι, ι' (для амплітудної ґраток $u = (\pi/\lambda)(\sin\theta+\sin\theta')$). Саме ця відмінність і обумовлює специфічні особливості ешелета – концентрувати світлову енергію у певному порядку.

Згідно рис.1 $\iota = \theta - \gamma$, $\iota' = \theta' - \gamma$.

Множник $I_2 = \sin^2 Nv/\sin^2 v$ визначає результат інтерференції N променів, що виходять з ідентичних точок кожної робочої грані, наприклад 1', 4' і т. д. Різниця ходу між двома сусідніми променями становить $\Delta = c(\sin\theta+\sin\theta')$. Як і випадку амплітудної ґраток, умова утворення головних максимумів має вигляд;

$v = m\pi$,

тобто

$$c(\sin\theta+\sin\theta')=m\lambda, \qquad (4)$$

де m – ціле число, що називається порядком дифракційного максимуму.

«Пікові» значення всіх головних максимумів I_2 – однакові і дорівнюють N^2 (рис. 2). Між m та $(m+1)$ головними максимумами знаходиться (N – 1) побічних максимумів. Інтенсивність побічних максимумів незначна і в спектрі вони зливаються в неперервний і мало інтенсивний фон, на якому різко виділяються головні максимуми.

З умови (4) видно, що при заданому куті падіння θ і порядку m кутове розміщення θ' головних максимумів залежить від довжини хвилі. На рис. 2 зображена функція I_2 для двох

довжин хвиль $\lambda_1<\lambda$ в залежності від θ'. Отже

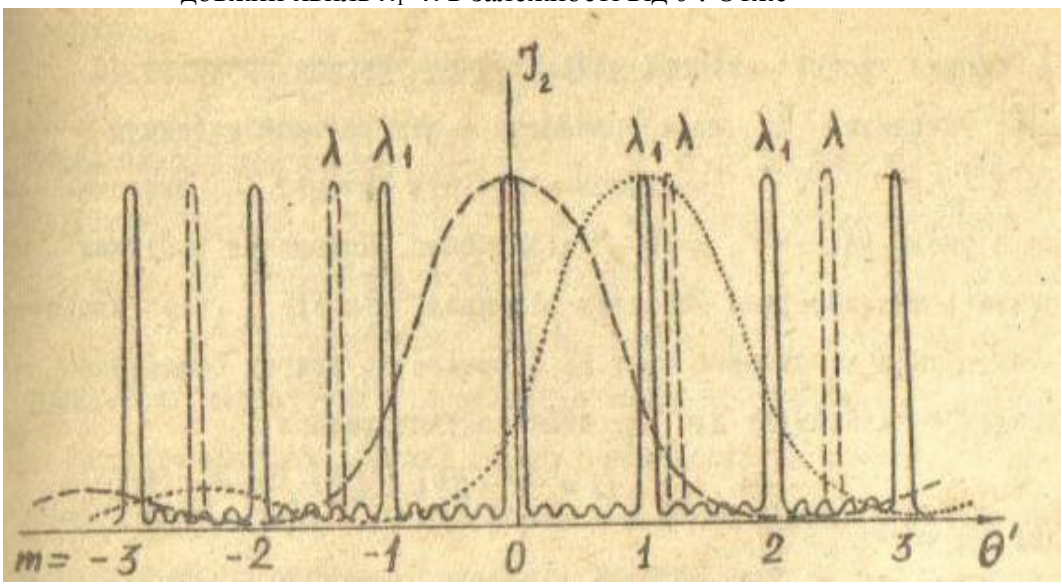


Рис. 2

дифракційна ґратка просторово розкладає світло в спектри, кількість яких відповідає можливим значенням ***m***. При ***m*** = 0 умова (4) набирає вигляду ***sin***$\theta' = -$ ***sin***θ, тобто $\theta' = -\theta$, і виконується відразу для всіх довжин хвиль. Отже, в нульовому порядку не відбувається розкладення світла на спектри, і напрямок нульового максимуму визначається згідно з правилом звичайного дзеркального відбивання від граней ґраток.

Таким чином, при складанні N відповідних променів монохроматичного світла, наприклад 1', 4' і т. д., одержуємо (в залежності від θ') ряд вузьких і однаково інтенсивних максимумів. Взявши будь-яку іншу сукупність паралельних променів, наприклад, відповідних променю 2, одержуємо таку ж саму залежність $I_2(\theta')$. Кожна з сукупностей описується плоскою хвилею з початковою фазою, пропорціональною відстані x від точки падіння променя до ребра грані (рис.1). У результаті суперпозиції (тобто інтерференції) амплітуд усіх таких сукупностей одержується дифракційна картина, яка у випадку світла з однією довжиною хвилі являє собою ряд головних максимумів, промодульованих плавною функцією $I_1 = \boldsymbol{sin}^2 u/u^2$ як це зображено на рис. 3, 4 для $\boldsymbol{\lambda}$ та $\boldsymbol{\lambda}_1$. Як відомо, функція I_1 описує також розподіл інтенсивності світла при дифракції на одній щілині (або на одній дзеркальній смужці).

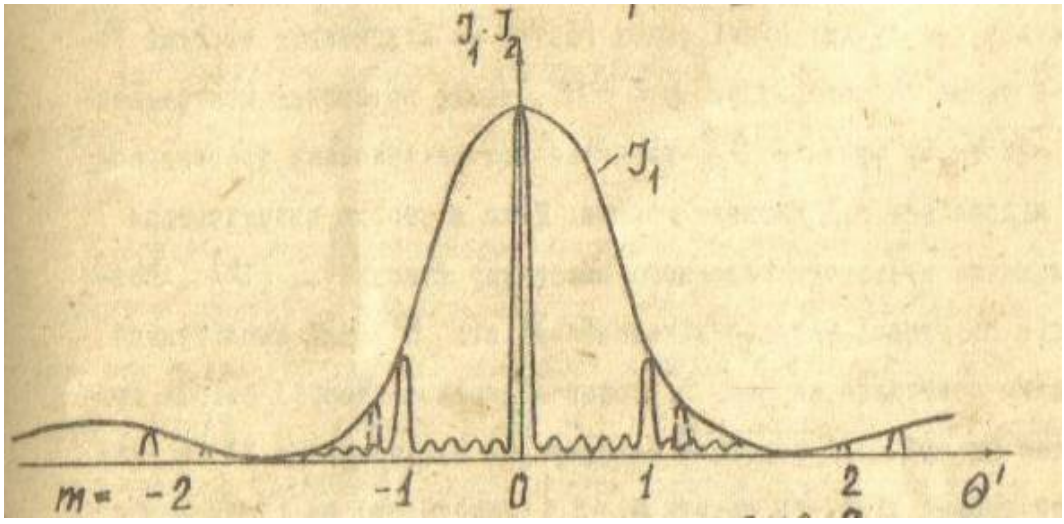


Рис. 3

Основна частина енергії дифрагованого світла припадає на головні максимуми I_2, що потрапляють у центральний максимум функції $I_1 = \boldsymbol{sin}^2 u/u^2$. Положення мінімумів функції I_1 визначається з умови ***sin*** $u = k\pi$, k – ціле число. Положення побічних максимумів визначається

коренями рівняння ***tgu*** = *u*. Інтенсивність цих максимумів незначна і тому не береться до уваги. Положення центрального максимуму для I_1 визначається умовою

$$u = \frac{\pi b}{\lambda}\left(\sin i + \sin i'\right) = 0\,, \qquad (5)$$

звідки $\iota = -\iota'$.

У випадку амплітудної дифракційної ґраток маємо $\gamma = 0$ (вважається, що вузькі грані такої ґраток не відбивають світла). Тоді з умови (5) одержуємо $\theta = -\theta'$, тобто центрального максимуму функції I_1 визначається за законами дзеркального відбивання від площини ґраток. Цією ж умовою визначається положення нульового максимуму функції $I_2(v)$. Розподіл світлової енергії в залежності від θ' для амплітудної ґраток приведено на рис. 3. Основна частина енергії світла припадає на нульовий головний максимум, а значно менша її частина – на перший лівий а правий ***m*** = ± 1 максимуми, що і обумовлює малу світлову силу амплітудної ґраток.

<u>Розподіл інтенсивності в дифракційному спектрі ешелета.</u> З умови (5) одержуємо, що для центрального максимуму функції виконується співвідношення

$$\theta' + \theta = 2\gamma\,. \qquad (6)$$

Оскільки для нульового (***m*** = 0) головного максимуму (функція I_2) повинно бути $\theta+\theta'=0$, то він згідно з формулою (6) не матиме найбільшого значення. Підставивши значення θ' з (6) у формулу (4) для знаходження положення головного максимуму, одержуємо

$$\lambda_m = \frac{c}{m}\left[\sin(2\gamma - \theta) + \sin\theta\right]. \qquad (7)$$

Таким чином, для ґраток γ, c = const і кута падіння θ найбільшу інтенсивність $I_1 = 1$, $I = I_0 N^2$ в ***m*** – ому порядку має головний максимум, що відповідає довжині хвилі $\boldsymbol{\lambda}_m$.

Розподіл інтенсивності дифрагованого на ешелеті світла (в залежності від кута θ') схематично зображено на рис. 4. Найбільшу інтенсивність у першому порядку має головний максимум з деякою довжиною хвилі $\boldsymbol{\lambda}_1$. У цьому положенні повинен знаходитися рівний йому за величиною максимум другого порядку для хвилі довжиною $\boldsymbol{\lambda}_1/2$ і т.д.

Інтенсивність головних максимумів для хвиль з $\boldsymbol{\lambda} \neq \boldsymbol{\lambda}_m$ буде меншою $I_1 < 1$, як це показано на рис. 4 для деякої довжини хвилі $\boldsymbol{\lambda} = \boldsymbol{\lambda}_1$.

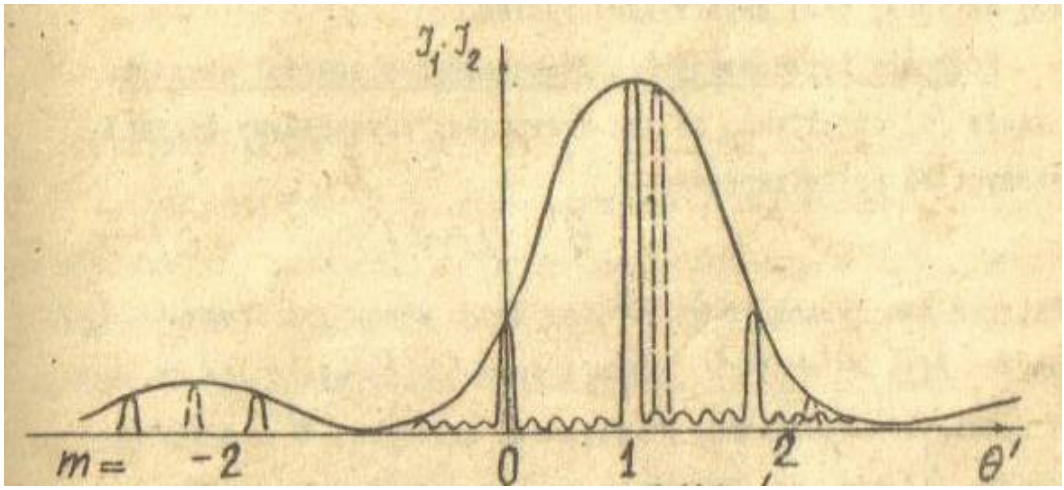


Рис. 4

При дослідженні широкого спектра необхідно врахувати, що ешелет концентрує світлову енергію у вибраному порядку тільки для тих довжин хвиль, які розміщені в межах центрального максимуму функції I_1 навколо лінії λ_m. Для розширення досліджуваного спектра прилади укомплектовують набором ґраток, що мають різні значення c, наприклад, 300, 600, 1200 штр/мм.

<u>Порядок виконання роботи</u>

Вимірювання на гоніометрі можна проводити двома способами.

Спосіб I. Дифракційна ґратка встановлена нерухомо відносно вхідного коліматора, і спектр спостерігають, повертаючи зорову трубу. У спектрографах – приладах з фотографічною реєстрацією спектра – замість окуляра у фокальній площині об'єктива встановлюється фотопластинка.

Спосіб II . Вхідний коліматор і зорова труба нерухомі, а дифракційна ґратка може обертатися. У цьому випадку при обертанні ґратки змінюються одночасно θ та θ', але так, що $\theta - \theta' = \text{const}$. Цей спосіб застосовується в монохроматорах – приладах для монохроматизації світла. У вихідному коліматорі монохроматора замість окуляра встановлюється щілина, ідентична вхідній щілині.

При виконанні лабораторної роботи рекомендується використовувати другий спосіб як більш зручний. Крім того, рекомендується встановити вісь зорової труби перпендикулярно до осі вхідного коліматора, оскільки це спрощує розрахунки. Далі будемо користуватися арифметичними значеннями кутів θ та θ'. Отже, для обраного розміщення $\theta+\theta' = \pi/2$ умова (4) набирає вигляд

$$\lambda = \frac{c}{m}\left(\sin\theta' - \cos\theta\right)$$ або, як неважко показати,

$$\lambda = \frac{\sqrt{2}\cdot c}{m}\sin\left(\theta' - \frac{\pi}{4}\right),$$ (8) де $(\theta' - \pi/4)$ – кут між напрямками на дифракційний максимум $\boldsymbol{m}$ – ого порядку для хвилі з довжиною $\boldsymbol{\lambda}$ і напрямком на нульовий максимум. При $\theta' = \theta' = \pi/4$ спостерігається нульовий максимум, при $\theta' > \pi/4$ – правий спектр $\boldsymbol{m} > 0$ і при $\theta' < \pi/4$ – лівий спектр $\boldsymbol{m} < 0$.

У роботі слід визначити стале ешелета c за відомою довжиною зеленої лінії ртуті $\boldsymbol{\lambda}$ = 546,07 нм, а також довжини хвиль, що відповідають: жовтому дублету, найбільш інтенсивним синьої (з трьох) і фіолетової (з двох) ліній.

Для цього потрібно:

1. Ґрунтовно ознайомитися з будовою гоніометра ГС-5 і зі способами вимірювання кутів на ньому за додатком, вміщеним у кінці даної роботи.
2. Перевірити, чи від від'юстовано гоніометр. Для цього включити освітлення гоніометра, помістити пробну скляну пластину на столик і, обертаючи його, одержати автоколімаційне зображення реперного хреста. Якщо зображення не вдається знайти, потрібно від'юстовано гоніометр згідно з інструкцією.
3. Включити ртутну лампу, ослабити фіксуючий гвинт алідади 29 і, обертаючи її, знайти зображення вхідної щілини. Закріпити гвинт, встановити різке зображення вхідної щілини, обертаючи ручку 5, і остаточно сумістити зображення з вертикальною лінією за допомогою мікрогвинта 31. За шкалою гоніометра робити відлік φ_0.
4. Ослабивши гвинт 29, повернути алідаду вліво або вправо на 90°. Обертати алідаду слід до тих пір, поки значення кута за шкалою не дорівнюватиме $\varphi = \varphi_0 \pm 90°$. Точне значення кута теж встановлюють за допомогою мікрогвинта 31. При цьому не слід повертати ручку мікрометра 19.
5. Поставити на столик гоніометра дифракційну ґратку , стежачи за тим, щоб її поверхня була повернута до вхідного коліматора. Обертаючи столик, знайти зображення нульового максимуму і зробити відлік кута, що відповідає цьому положенню, способом, описаним вище.
6. Знайти кутові положення спектральних ліній ртуті, а також зеленої лінії $\boldsymbol{\lambda}$ = 546,07 нм. Вимірювання проводити в усіх порядках, які можна спостерігати.
7. Визначити постійну ґратки і довжини хвиль за формулою (8). При підрахунках слід звернути увагу на порядок максимумів, відповідних тим чи іншим лініям, оскільки деякі лінії у порядках, вищих за перший, відсутні. Обчислити середні значення з одержаних результатів. Вказати, які лінії ртуті відсутні в тому чи іншому порядку.

Контрольні питання

1. У чому полягає явище дифракції Фраунгофера на амплітудній ґратці при похилому падінні променів?
2. Чому фазова ґратка (ешелет) здатна концентрувати енергію світла в певному напрямку?
3. Роздільна здатність ґратки.
4. Кутова та лінійна дифракція ґратки.

Література

Ландсберг Г.С. Оптика. М., 1976, с. 198-209.
Горбань І.С. Оптика К.,1979, с. 54-58.
Пейсахсон И.В. Оптика спектральных приборов. Л., 1970, с. 52-58.
Тарасов К.И. Спектральные приборы. Л., 1977, с. 61- 67.

Робота №19 – "Лазер".

Ознайомлення з роботою гелій-неонового лазера і спостереження дифракції з його допомогою

Мета роботи: вивчити конструкцію і роботу гелій-неонового лазера, дифракцію лазерного випромінювання на щілинах і періодичних структурах.

Прилади: гелій-неоновий лазер, лінзи, щілини, сітки, настільна лампа.

Вступ

Лазерами називають прилади, які використовуються для генерації когерентних електромагнітних хвиль в оптичному діапазоні спектра. Особливістю лазера є те, що для перетворення енергії у випромінювання використовується явище індукованого (вимушеного) випромінювання. Саме завдяки цьому явищу й особливостям конструкції лазера його випромінювання має надзвичайно високу когерентність, монохроматичність, направленість, а у ряді випадків велику потужність. Крім того, випромінювання більшості лазерів поляризоване; на відміну від лазерів класичні джерела випромінювання в оптичній області спектру (теплові, люмінесцентні й ін.) є по суті генераторами електромагнітного шуму. Загальні риси цих пристроїв - некогерентність, немонохроматичність, мала спектральна густина енергії випромінювання, їхнє випромінювання, як правило, є ненаправленим.

Особливості лазерного випромінювання визначають його застосування практично у всіх областях науки і техніки: для зварювання металів, різання надтвердих матеріалів, для надточних вимірів кутів, відстаней та швидкостей, в медицині, біології, голографії, військовій справі іт.д.

1. Спонтанне та вимушене випромінювання.

Для того, щоб ізольований атом змінив свій енергетичний стан, він повинен або поглинути фотон (одержати енергію) і перейти на більш високий енергетичний рівень, або випромінити фотон і перейти на нижчий енергетичний рівень.

Якщо атом знаходиться в збудженому стані з енергією E_2 (мал.1) і є повністю ізольованим від будь-яких впливів, все одно існує певна імовірність, що через деякий час він перейде в більш низький стан з

енергією E_1 і випромінить фотон з частотою $\nu = \frac{E_2 - E_1}{h}$. Такий процес називається ***спонтанним випромінюванням світла***, а відповідні переходи атома - ***спонтанними переходами.*** Спонтанне випромінювання різних атомів некогерентне, тому що атоми випромінюють незалежно один від одного. Спонтанне випромінювання використовується, наприклад, у теплових джерелах світла.

Якщо ж атом знаходиться у зовнішньому електромагнітному полі з частотою, яка збігається з частотою випромінюваного фотона, то це поле, виявляється, змушує атом випромінювати, тобто підвищує імовірність переходу атома на нижчий енергетичний рівень. Такий процес називається ***вимушеним*** чи ***індукованим випромінюванням.*** Імовірність індукованого випромінювання пропорційна густині енергії зовнішнього електромагнітного поля. Важливою є та обставина, що електромагнітні хвилі, випромінені атомами, мають ту ж частоту, напрямок поширення, фазу і поляризацію, що і зовнішнє електромагнітне поле, тобто вимушене випромінювання системи атомів буде когерентним. При цьому процес спонтанного переходу атомів на нижчий енергетичний стан відбувається так само, як і у відсутності поля. Спонтанне випромінювання пояснюється квантовою електродинамікою як наслідок взаємодії з електромагнітним вакуумом.

Зовнішнє електромагнітне поле відіграє роль "каталізатора" вимушеного випромінювання, тому енергія зовнішнього поля при вимушених переходах на більш низький енергетичний рівень не витрачається. Вона, навпаки, збільшується на величину енергії випромінених фотонів.

Проте, одночасно відбуваються і зворотні процеси: атоми поглинають фотони частотою $\nu = \frac{E_2 - E_1}{h}$ і переходять у збуджений стан, а енергія електромагнітного поля зменшується. Тому поглинання світла є вимушеним процесом.

2. Рівноважна та інверсна заселеність.

При звичайних умовах існує рівновага між процесами випромінювання та поглинання, тому, загалом, у навколишній природі не спостерігається підсилення електромагнітного поля.

Розглянемо ці процеси більш докладно. Нехай ми маємо систему невзаємодіючих атомів. Для простоти розглянемо два стани атома: нижній, незбуджений стан 1 з енергією E_1 і верхній, збуджений стан 2 з енергією E_2 (рис.1). Атоми знаходяться в полі випромінювання, густина енергії якого на частоті $\nu = \frac{E_2 - E_1}{h}$ дорівнює $\rho_{\nu_{21}}$. Тоді імовірність переходу для одного атома зі збудженого рівня на основний (2→1) дорівнює:

$$P_{21} = A_{21} + B_{21}\rho_{\nu_{21}}, \quad (1)$$

а для зворотного переходу 1→2, тобто поглинання:

$$P_{12} = B_{12}\rho_{\nu_{12}}, \quad (2)$$

Величина A_{21} називається коефіцієнтом Ейнштейна для спонтанного переходу, а B_{12}, B_{21} - коефіцієнтами Ейнштейна для індукованих переходів. З (1) і (2) видно, що імовірності індукованих переходів пропорційні $\rho_{\nu_{12}}$.

Кількість переходів за 1 сек з випромінюванням (2→1) пропорційна

числу атомів у збудженому стані N2, а з поглинанням (1→2) — числу атомів в основному стані N_1. Тому в стані термодинамічної рівноваги маємо рівність:

$$(A_{21} + B_{21}\rho_{\nu_{21}})N_2 = B_{12}\rho_{\nu_{21}}N_1, \quad (3)$$

яка виражає той факт, що за однаковий час кількість переходів з випромінюванням дорівнює кількості переходів з поглинанням.

При термодинамічній рівновазі розподіл частинок за енергетичними станами *E,* описується співвідношенням Больцмана:

$$N_i = g_i N_0 e^{-\frac{E_i}{kT}} \quad (4)$$

де N_0 - число частинок, - так звана статистична вага або кратність рівня, яка вказує на те, скільки квантових станів атома мають одну і ту ж саму енергію.

Поклавши для простоти $g_1=g_2$, одержимо з (4), що при термодинамічній рівновазі $N_2<<N_1$, оскільки $E_2>E_i$. Для того, щоб підсилити випромінювання, тобто збільшити р необхідно домогтися перевищення процесів випромінювання над процесами поглинання. Це буде мати місце, якщо $N_2>N_1$. Така, заселеність, зворотна до рівноважної, називається ***інверсною заселеністю***.

Існують різні способи створення інверсної заселеності. Можна опромінити систему атомів оптичним некогерентним чи когерентним (лазерним) випромінюванням - це є оптична накачка. Атоми, поглинаючи випромінювання накачки, переходять на більш високі збуджені рівні E_3, E_4, ... (мал. 1), з яких вони потім переходять на найнижчий збуджений рівень E_2. Для полегшення умови виникнення генерації підбираються такі атоми або іони, для яких імовірність спонтанного переходу з рівня 2 на рівень 1 значно менше від ймовірностей переходів 3→2 чи 4→2 і т.д. Такий рівень називається ***метастабільним***. Ця умова дозволяє створити значну інверсну заселеність рівня 2 при порівняно малій потужності накачки.

При накачці електричним розрядом (струмом) атоми збуджуються внаслідок непружних зіткнень. У хімічних лазерах використовується енергія, яка виділяється при хімічних, реакціях і т.д.

3. Основні елементи лазера.

Основними елементами лазера є: активна речовина (середовище), система накачки, оптичний резонатор. Їх наявності необхідно і достатньо для отримання когерентного випромінювання.

а) *активне середовище.* Середовище з інверсною заселеністю, здатне підсилювати оптичне випромінювання, яке проходить через нього, називається *активним середовищем.*

У якості активних середовищ в даний чає використовуються гази: N_2, CO_2, He+Ne, Ar; пари металів: Cd, Cu; рідини: органічні барвники, а також тверді склоподібні і кристалічні речовини. В останньому випадку в речовину вводять деяку кількість домішкових атомів, які мають необхідні параметри для одержання інверсної заселеності. Це рубін $A1_2O_3+Cr^{3+}$, ітрій-алюмінієвий гранат $Y_3Al_5O_{12}$, легований іонами рідкоземельних елементів, найчастіше неодимом (Nd^{3+}), ряд інших речовин.

б) оптичний резонатор.

Для поліпшення когерентного випромінювання, крім створення інверсної заселеності, необхідно забезпечити високий рівень густини випромінювання ρ_v в активному середовищі на частоті переходу v_{21}. Це випромінювання можна підвести в інверсно заселене середовище ззовні, наприклад, від лазера невеликої потужності. В результаті отримаємо підсилювач когерентного випромінювання (оптичний квантовий підсилювач).

Розглянемо процес когерентного підсилення більш докладно. Нехай інтенсивність світла, що падає на інверсно заселене середовище вздовж осі Z дорівнює I_0, а інтенсивність світла, яке пройшло шар довільної товщини Z - $I(Z)$. Тоді зміна інтенсивності світла в шарі середовища $[Z; Z+dZ]$ дорівнює:

$d[I(Z)]=dI(Z)dZ$

Якщо довжина проміжку, зайнятого середовищем, дорівнює l, то на виході інтенсивність світла дорівнює:

$I(l)=I_0e^{\alpha l}$

Коефіцієнт пропорційності α визначається процесами випромінювання і поглинання світла, а також його розсіюванням на неоднорідностях середовища:

$\alpha \sim B_{21}\rho_v N_2 - B_{12}\rho_{12}N_1 - S$,

де перший член визначає збільшення інтенсивності внаслідок когерентного випромінювання, другий - зменшення її внаслідок поглинання, а S враховує розсіювання світла на неоднорідностях середовища.

Якщо інверсна заселеність середовища досить висока, то $\alpha>0$ і спостерігається підсилення інтенсивності світла; а в цьому випадку називається ***коефіцієнтом підсилення.*** При $\alpha<0$ у середовищі переважають процеси поглинання і розсіювання світла і $I(l)<I_0$.

Умови генерації лазерного випромінювання принципово не відрізняються від умов генерації електричних коливань радіочастотного діапазону. Відомо, що для генерації електричних коливань, підсилювач необхідно охопити глибоким позитивним зворотним зв'язком.

Позитивний зворотний зв'язок, чи умова балансу фаз, полягає в тому, що фаза напруги зворотного зв'язку збігається чи відрізняється на $2\pi n$ $(n=1,2,...)$ від фази напруги сигналу, який подається на вхід підсилювача. Необхідна глибина зворотного зв'язку (умова балансу амплітуд) визначається умовою:

$k_0\beta > 1$

де k_0 - коефіцієнт підсилення підсилювача, не охопленого зворотним зв'язком, при малому рівні вхідного сигналу, а β - модуль коефіцієнта передачі ланцюжка зворотного зв'язку. При наростанні амплітуди коливань коефіцієнт підсилення підсилювача зменшується через наявність у схемі нелінійних елементів (наприклад, транзисторів) і генерація коливань з незмінною амплітудою відповідає умові $k_0\beta > 1$ $(k<k_0)$.

Позитивний зворотний зв'язок у генераторі лазерного випромінювання здійснюється за допомогою оптичного резонатора. У найпростішому випадку оптичний резонатор являє собою систему з двох строго плоско-паралельних дзеркал, між якими знаходиться активне середовище (мал.2). Такий резонатор відомий ще як резонатор Фабрі-Перо. Одне з дзеркал відбиває майже все падаюче на нього випромінювання з частотою v_{21} (r_1= 99-100%), а інше,

напівпрозоре дзеркало, відбиває лише частину випромінювання: r_2=(50-95%). Через це дзеркало і виводиться випромінювання лазера.

"Запалом" для генерації когерентного випромінювання є спонтанне випромінювання. Світлова хвиля, що утворюється в результаті спонтанного переходу, підсилюється за рахунок вимушеного випромінювання при поширенні її через інверсно заселене середовище. Дійшовши до дзеркала, світло цілком чи частково (якщо дзеркало напівпрозоре) відбивається від нього і, поширюючись в зворотному напрямку, дає початок новій лавині фотонів.

Незважаючи на простоту будови оптичного резонатора, електромагнітні процеси в ньому дуже складні, власні коливання чи моди резонатора в першому наближенні можна представити як інтерференцію плоских (у цьому і полягає наближення) хвиль при їх багаторазовому відбиванні від дзеркал, що утворюють інтерферометр Фабрі-Перо.

У резонаторі можуть стаціонарно існувати лише ті коливання, для яких на довжині резонатора укладається ціле число півхвиль (стояча хвиля), тобто

$\lambda_m = \frac{2L}{m}$, *або для частоти* $\nu_m = \frac{mc}{2L}$

де ***c*** - швидкість світла, L - відстань між дзеркалами, m - ціле число. На мал. 3 штриховою лінією представлений розподіл інтерференційних максимумів в інтерферометрі Фабрі-Перо. Таким чином, оптичний резонатор можна розглядати як деякий фільтр, поміщений у ланцюг зворотного зв'язку і який має частотно залежний коефіцієнт зворотного зв'язку $\beta(\nu)$. Частотна характеристика $\beta(\nu)$ приведена на мал. 3. Тому лазер може генерувати лише на тих частотах, яким відповідають максимуми $\beta(\nu)$ тобто $\nu_m = \frac{mc}{2L}$.

Для одержання умови балансу амплітуд, необхідно врахувати баланс між підсиленням світлового потоку при проходженні через активне середовище і його послабленням (втратами). Елементарний цикл роботи лазера включає два послідовних проходження через активне середовище і відповідні відбивання і r_1 і r_2 ($r_1 \neq r_2$) на дзеркалах.

При відсутності втрат інтенсивність випромінювання за цикл

збільшується в $k_0 = \frac{I}{I_{0\nu}} = e^{\alpha_0 \lambda l}$ раз, де $I_{0\nu}$ - інтенсивність випромінювання на початку циклу, α_0 - коефіцієнт підсилення активного середовища при низькій густині випромінювання $\rho_{0\nu}$, l - довжина проміжку, зайнятого активним середовищем. Втрати насамперед обумовлені виходом частини випромінювання з резонатора ($r_1, r_2 < 1$).Частина енергії губиться через дифракцію на дзеркалах, а також через розсіювання і поглинання в активному середовищі. Останні втрати можуть бути враховані введенням ефективних коефіцієнтів відбивання дзеркал $r_{1еф.}$ та $r_{2еф.}$. Тоді умова виникнення генерації визначається нерівністю:

$e^{\alpha 21} r_{1еф.} r_{2еф.} \geq 1$,

де $\beta_{1еф.} = r_{1еф.} r_{2еф.}$ відповідає ефективному модулю коефіцієнта передачі ланцюжка зворотного зв'язку на частотах генерації $\nu_m = \frac{mc}{2L}$.

Для газових лазерів (L~1м, λ~500нм) m є дуже великим (10^5-10^6). Однак генеруватися будуть не всі ці частоти, а лише ті, яким, згідно (6), будуть відповідати досить великі значення $k_0 = e^{2l\alpha 0(\nu)}$. На мал. 3 суцільною кривою приведена частотна характеристика $k(\nu) = e^{2l\alpha 0(\nu)}$ яка пропорційна контуру лінії спонтанного випромінювання атомів. Ширина цього контуру в газовому середовищі визначається в основному допплерівським ефектом, який обумовлений тепловими рухами випромінюючих атомів. У твердотільній робочій речовині ширина контуру визначається взаємодією домішкових атомів з атомами гратки. Видно, що в контурі міститься лише невелике число інтерференційних смуг $\beta(\nu)$. Найменше значення α_0 при якому настає генерація, називається *порогом генерації і* тому відповідає умові:

$e^{\alpha 21} r_{1еф.} r_{2еф.} = 1$

На мал. 3 цій умові відповідає горизонтальна пряма, що відтинає від осі координат відрізок $1/(r_{1еф.} r_{2еф.})$Тому в наведеному прикладі генерація можлива лише на трьох частотах. У гелій-неоновому лазері, як правило, кількість частот, що генеруються, складає 5-10, а в рубіновому

лазері внаслідок значно більш широкого контуру лінії спонтанного випромінювання іонів хрому - кілька сотень.

4. Моди резонатора.

Розглянуті вище коливання відповідають плоскій хвилі, що поширюється строго вздовж осі резонатора. Коливання такого типу називаються *повздовжніми,* чи *аксіальними модами.* Крім них умова утворення стоячих хвиль буде виконуватися і для інших типів коливань, що поширюються під невеликими кутами до осі резонатора. Ці коливання утворять так звані бічні чи *поперечні моди.* Кутові відстані між двома сусідніми поперечними модами в газових лазерах складають кілька десятків мінут. Тому поперечні моди можна легко спостерігати, збільшивши діаметр лазерного пучка за допомогою телескопічної системи. Таким чином, аксіальні моди відрізняються одна від одної частотою коливання; поперечні моди відрізняються між собою як за частотою, так і за розподілом поля в площині, перпендикулярній осі резонатора. У теорії резонаторів моди прийнято позначати символом TEM_{mnq} (скорочення від англійської назви "Transverse Electromagnetic Mode"), де m і n позначають індекси поперечних мод, а q - аксіальних мод. Значення m і n відповідають числу змін поля, тобто числу областей нульової інтенсивності чи вузлів на картині, що спостерігається. Для поперечних мод m, таким чином, відповідає числу темних проміжків між світлими плямами уздовж осі x у площині дзеркала, а n - числу таких проміжків уздовж осі y. Деякі модові конфігурації приведені на мал. 4.

Приклади *а-г* на мал. 4 відповідають генерації однієї поперечної моди, а на мал.4д - двох поперечних мод TEM_{50q} та TEM_{07q}.

Мода TEM_{00q} називається ще *центральною.* Найбільш легко збуджується центральна *(n, m=0)* мода, тому що їй відповідає поширення хвилі вздовж осі резонатора і, отже, найбільш низький поріг генерації. Для одержання одномодового режиму генерації досить всередину резонатора між дзеркалом і активним середовищем помістити діафрагму, яка б частково обмежувала діаметр лазерного пучка. В результаті умова генерації буде виконуватися тільки для однієї моди.

5. Конструкція і робота гелій-неонового лазера.

Гелій-неоновий лазер неперервної дії вирізняється високою когерентністю і направленістю випромінювання, має просту конструкцію, невеликі габарити і є порівняно безпечним в експлуатації. He-Ne лазер може генерувати випромінювання як у видимій: λ=632,6 нм, так і в інфрачервоній області: λ=1,15мкм та 3,39мкм. Прилади такого типу стали найбільш розповсюдженим видом лабораторного лазера. Вони використовуються для настроювання (юстування) оптичних систем, для виміру відстаней, швидкостей і т.д.

Принципова схема гелій-неонового лазера зображена на мал. 5. Тут 1-газорозрядна скляна трубка (капіляр), діаметром 1-5 мм і довжиною від декількох десятків сантиметрів до 1,5 м і більше. Торці трубки закриті плоскопаралельними скляними чи кварцовими пластинами, орієнтованими під кутом Брюстера до осі трубки. Для поляризованого в площині падіння світла на пластинки, коефіцієнт відбивання від них дорівнює нулю.

Тиск гелію в трубці ~ 1 Тор (мм.рт.ст.), тиск неону ~ 0,1 Тор. Трубка має катод 2, розжарюваний низьковольтним джерелом живлення, і циліндричний пустотілий анод 3. Між катодом і анодом прикладається напруга 1-2,5 кв. Розрядний струм у ній дорівнює декільком десяткам мА. Розрядна трубка лазера розміщена між дзеркалами 4, 5. Дзеркала, звичайно сферичні, робляться з багатошаровими діелектричними покриттями (інтерференційні дзеркала), мають високі значення коефіцієнтів відбивання на довжині хвилі генерації і майже не поглинають. Пропускання одного дзеркала складає звичайно близько 2%, іншого - менше 1%.

Ненаправлене (спонтанне) випромінювання працюючої трубки можна спостерігати через її бічну поверхню. Воно цілком аналогічне випромінюванню газорозрядних неонових рекламних трубок (червоне світіння) і містить велике число спектральних ліній неону, розташованих у різних областях спектра, і жовті лінії гелію. Діри правильній орієнтації дзеркал уздовж осі

трубки поширюється добре колімований інтенсивний пучок світла. У його спектрі присутня тільки лінія з довжиною хвилі 632,8нм.

Для генерації інфрачервоного випромінювання того ж лазера необхідно мати прозорі для нього торцеві вікна газорозрядної трубки і дзеркала резонатора з високими коефіцієнтами відбивання на довжині хвилі генерації.

Збудження атомів Ne і He відбувається внаслідок зіткнень з електронами газорозрядної плазми. Лінія 632,8нм відповідає випромінювальному переходу в атомі неону між двома збудженими рівнями E_m і E_n *(m>n)*. При відсутності гелію і звичайних умовах збудження електричного розряду інверсна заселеність більш високого рівня *m,* у порівнянні з рівнем *n* не досягається, тому в трубці з чистим Ne генерація не відбувається.

Ситуація змінюється, якщо в розрядну трубку ввести гелій. Гелій має довгоживучі (метастабільні) стани, спонтанний перехід з яких заборонений, причому енергія одного з цих станів дуже близька до енергії E_m неону. Ця обставина (квазірезонанс) сприятлива для передачі енергії від збудженого атома гелію до неону, що відбувається при їхніх зіткненнях. В результаті концентрація атомів неону, що знаходяться на рівні E_m різко збільшується, і виникає інверсна заселеність цього рівня відносно розташованого нижче рівня E_n.

6. Дифракція в паралельних променях (дифракція Фраунгофера)

Явище *дифракції,* тобто відхилення від прямолінійного поширення світла внаслідок обмеження фронту хвилі різними перешкодами можна спостерігати, розміщуючи між джерелом світла й екраном перешкоди з одним чи декількома отворами різної форми. Якщо джерело й екран знаходяться на невеликій відстані від перешкоди, то на екрані з'являється спотворене дифракцією зображення отвору в перешкоді (дифракція Френеля).

Дифракція Фраунгофера є граничним випадком дифракції Френеля, коли екран знаходиться на значній відстані від перешкоди, тобто коли на екран падають практично паралельні світлові промені. Дифракція Фраунгофера реалізується, якщо між екраном і точковим джерелом світла міститься лінза, у фокусі якої знаходиться джерело, а дифракційна картина спостерігається на екрані, розміщеному у фокальній площині другої лінзи, яка знаходиться за перешкодою з отворами.

Яскравість дифракційної картини при цьому виявляється значною, тому що спостереження ведеться в площині, спряженій з площиною джерела світла. Математичний аналіз дифракції Фраунгофера значно простіший, ніж дифракції Френеля.

а) Дифракція Фраунгофера на одній щілині.

Щілиною будемо вважати отвір, поперечний розмір якого значно менший його повздовжнього розміру. При перпендикулярному падінні плоскої, хвилі на екран із щілиною інтенсивність світла у фокальній площині лінзи, поставленої за щілиною (кал. 6) у напрямку, перпендикулярному висоті щілини, описується рівністю

$$I = I_0 \frac{\sin^2(\frac{\pi a \cdot \sin\varphi}{\lambda})}{(\frac{\pi a \cdot \sin\varphi}{\lambda})^2}, \qquad (7)$$

де a - ширина щілини, λ - довжина хвилі світла, φ - кут дифракції, тобто кут між напрямком падаючого світла і напрямком спостереження. При зміні φ, а значить і положення на екрані, спостерігається чергування максимумів і мінімумів інтенсивності (мал. 7), причому положення мінімумів визначається умовою

$a \cdot \sin\varphi_{\min.} = \pm m\lambda$ *(8)*

де $m = 1,2,3...$ порядок мінімуму.

Значенню *m=0 (φ=0)* відповідає центральний максимум. Положення інших, побічних максимумів знаходиться з трансцендентного рівняння

$$tg(\frac{\pi a \sin\varphi}{\lambda}) = (\frac{\pi a \sin\varphi}{\lambda})$$

Інтенсивності їх швидко падають із зростанням m (1:0,041:0,017 ...).

б) Дифракція на двовимірних гратках.

Амплітудні дифракційні гратки складаються з великого числа паралельних, однакових і розташованих на рівних відстанях одна від одної щілин. Величина $a+b=c$, де a - ширина непрозорого проміжку між сусідніми щілинами, називається ***періодом*** чи ***сталою гратки.***

Інтенсивність дифрагованого світла при його перпендикулярному падінні описується співвідношенням:

$$I = I_0 I_1 I_2 = I_0 \frac{\sin^2(\frac{\pi a \cdot \sin\varphi}{\lambda}) \sin^2(\frac{N\pi c \cdot \sin\varphi}{\lambda})}{(\frac{\pi a \cdot \sin\varphi}{\lambda})^2 \sin^2(\frac{\pi c \cdot \sin\varphi}{\lambda})}$$

Член I_2 визначає інтерференцію N когерентних пучків світла, що посилаються в напрямку φ кожною щілиною. Графік приведений на мал.7 (крива). Максимальні значення $I_2=1$ спостерігаються в напрямках, що відповідають умові

$$c \cdot \sin\varphi_{\max.} = \pm k\lambda \qquad (10)$$

яка визначає положення так званих головних максимумів. Між сусідніми максимумами знаходиться $(N-1)$ мінімум і $(N-2)$ побічних максимуми, інтенсивність яких значно менше інтенсивності головних максимумів.

Інтенсивність головних максимумів модулюється множником I_1, що описує розподіл інтенсивності при дифракції на одній щілині. Тому найбільш інтенсивна дифракційна картина спостерігається в межах центрального максимуму від однієї щілини.

При певних співвідношеннях між a і b деякі головні максимуми будуть відсутні або ж їхня інтенсивність буде незначною, тому що їхнє кутове положення буде збігатися з положеннями мінімумів для дифракції на одній щілині. Для таких максимумів

$\sin\varphi = \frac{k\lambda}{c} = \frac{m\lambda}{a}$, тобто $\frac{c}{a} = \frac{k}{m}$.

У роботі вивчається дифракція на сітці із взаємно перпендикулярних тонких металевих дротиків. Дифракційну картину від такої структури можна представити, розглянувши послідовно дифракцію від поставлених одна за одною граток з періодами c_1 і c_2 і взаємно перпендикулярними штрихами.

Якщо на таку структуру направити пучок монохроматичного випромінювання, що має, наприклад, форму круглої плями, то при дифракції на ґратках з вертикальними штрихами виходить дифракційна картина у вигляді плям, що чергуються в горизонтальному напрямку.

Світлові пучки, що відповідають кожній з цих плям, проходячи через другу гратку з горизонтальними штрихами, розпадаються на нову сукупність світлових пучків, що дають максимуми вже вздовж вертикального напрямку. Тому результуюча дифракційна картина буде мати вигляд плям, що утворять деяку прямокутну структуру в площині спостереження. Положення цих плям визначається двома індексами m_1 і m_2 (наприклад 01, 20, 11), де m_1 відповідає порядку головного максимуму, що дається ґратками з вертикальними штрихами, а m_2 - з горизонтальними штрихами.

ПОРЯДОК ВИКОНАННЯ РОБОТИ

I. Вивчення мод лазерного випромінювання

Перед початком роботи потрібно добитися, щоб лазерний промінь після проходження через дві призми, проектувався на білий екран. Потім встановити після другої призми лінзу (f=35мм, діаметр d=55мм) і за допомогою юстувальних гвинтів лінзи направити промінь на екран. При невеликих поворотах (~1/10 обороту) юстувальних гвинтів переднього виносного дзеркала лазера на екрані можна спостерігати різні поперечні моди лазерного випромінювання. При незмінному положенні переднього дзеркала, тільки за рахунок діафрагмування лазерного променя, можна також одержати різні моди. Для цього треба встановити круглу діафрагму, вирізану на металевій пластині, яка може переміщуватися в горизонтальному і вертикальному напрямках за допомогою гвинтів, між випромінювальною трубкою і переднім виносним дзеркалом. Причому, за рахунок діафрагмування променя зі складних мод можна одержувати моди більш прості.

Необхідно отримати центральну моду і деякі інші моди, приведені на мал. 4. Замалювати моди, що спостерігаються.

II Дифракція щілини

Визначити ширину щілини *a* для п'яти значень поділок барабана *n* і побудувати градуювальну залежність *n=f(a).* Встановити щілину на рейку за переднім дзеркалом. У даній установці лазерний промінь за допомогою призм змінює свій попередній напрямок. Тому щілину необхідно встановити безпосередньо після другої повертаючої призми. Переміщуючи щілину в поперечному напрямку, добитися, щоб промінь лазера попадав на неї. Змінюючи ширину щілини за допомогою барабана, одержати на екрані дифракційну картину з чітко вираженими мінімумами. Вимірюючи відстань *2l* між симетрично розташованими мінімумами дифракційної картини, визначити ширину щілини *a* за формулою

$$a = \frac{m\lambda}{\sin\varphi} \cong \frac{m\lambda}{l/L} = \frac{m\lambda L}{l}$$

де *L* - відстань від щілини до екрана, яку необхідно вимірювати в кожному конкретному випадку. λ= 632,8нм, *m* - порядок мінімуму.

Плавно змінюючи ширину щілини *a,* одержати дифракційні картини для п'яти значень *n* відлікового барабана.

III Вивчення параметрів двомірних дифракційних граток (сітки)

Установити двомірну дифракційну гратку *{сітку)* за другою повертаючою призмою. Сітка закріплена на вертикальній металевій пластині. Переміщуючи пластину за допомогою двох гвинтів, установити гратку симетрично падаючому на неї лазерному променю. Між призмою і граткою встановити телескопічний розширювач. Розширювач складається з двох лінз з різними фокусними відстанями. Спочатку встановлюють за переднім дзеркалом короткофокусну лінзу меншого діаметру в білій, металевій оправі так, щоб лазерний промінь знову попадав у центр гратки; при цьому гратка повинна залишатися нерухомою. Потім встановлюють другу лінзу так, щоб на гратку падав паралельний пучок і освітлював всю її поверхню. При цьому на екрані спостерігається дифракційна картина.

Визначити період c_1 для гратки з вертикальними штрихами і період c_2 для гратки з горизонтальними штрихами, використовуючи формулу

$$c = \frac{k\lambda L}{l}$$

де *L* - відстань від гратки до екрана, *l* - відстань між центральним максимумом і відповідним максимумом *k*-го порядку в горизонтальному чи вертикальному напрямках. За виглядом дифракційної картини для даних ґраток пояснити дуже слабку інтенсивність парних максимумів і визначиш діаметр дроту (непрозорої частини *b)*.

Література

1. Ландсберг Г.С. Оптика. М., 1976, с.769.
2. Горбань І.С. Оптика. К., 1979, с.51.
3. Качмарек Ф. Введение в физику лазеров. М., Мир, с.101.

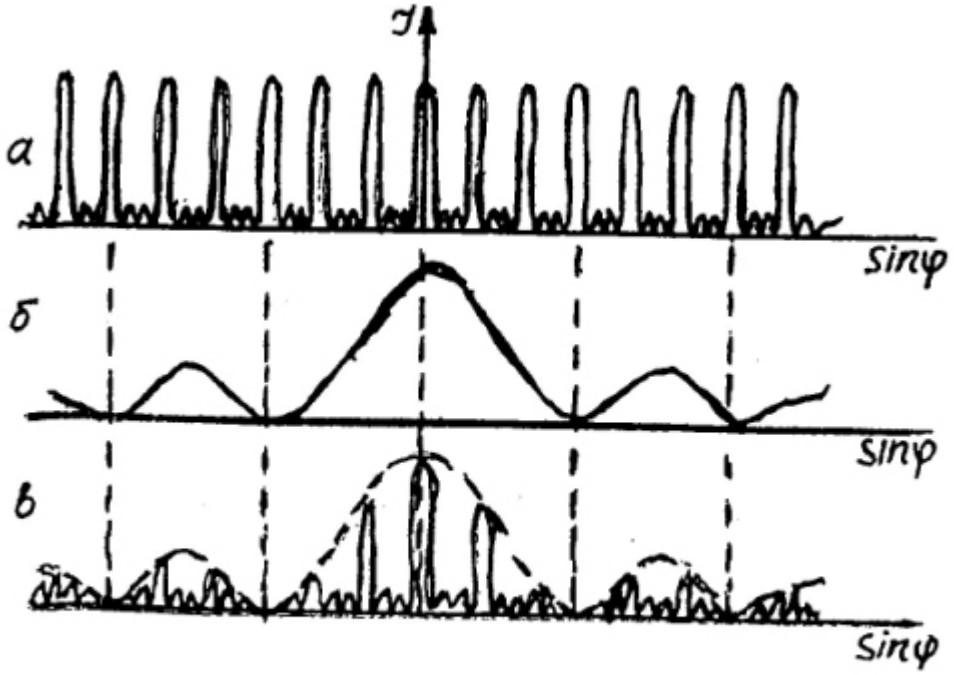
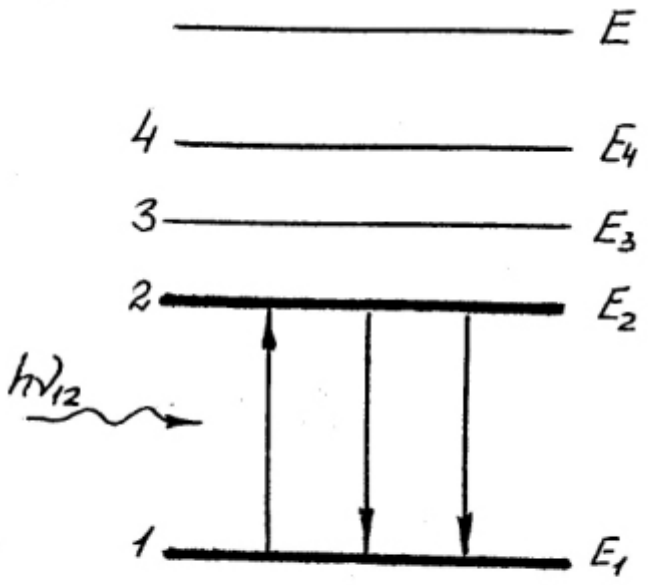


Рис. 7



Фис. 1



Рис.2

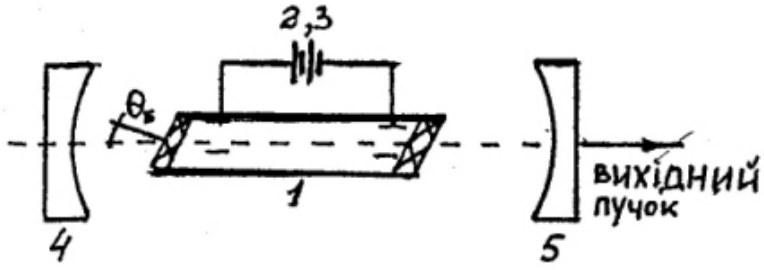


Рис.5

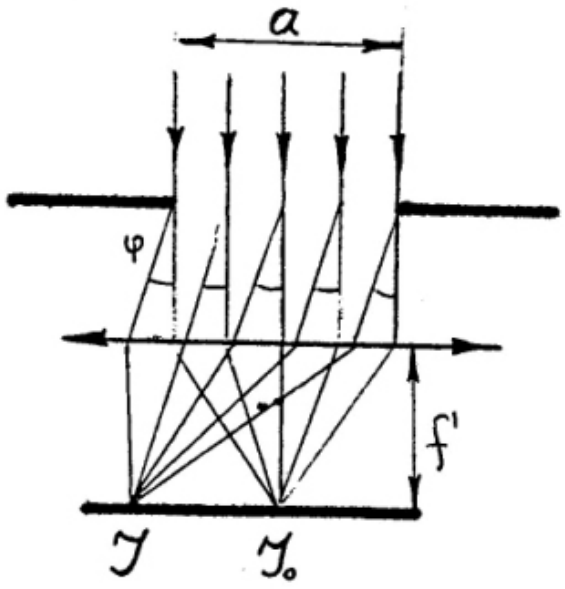
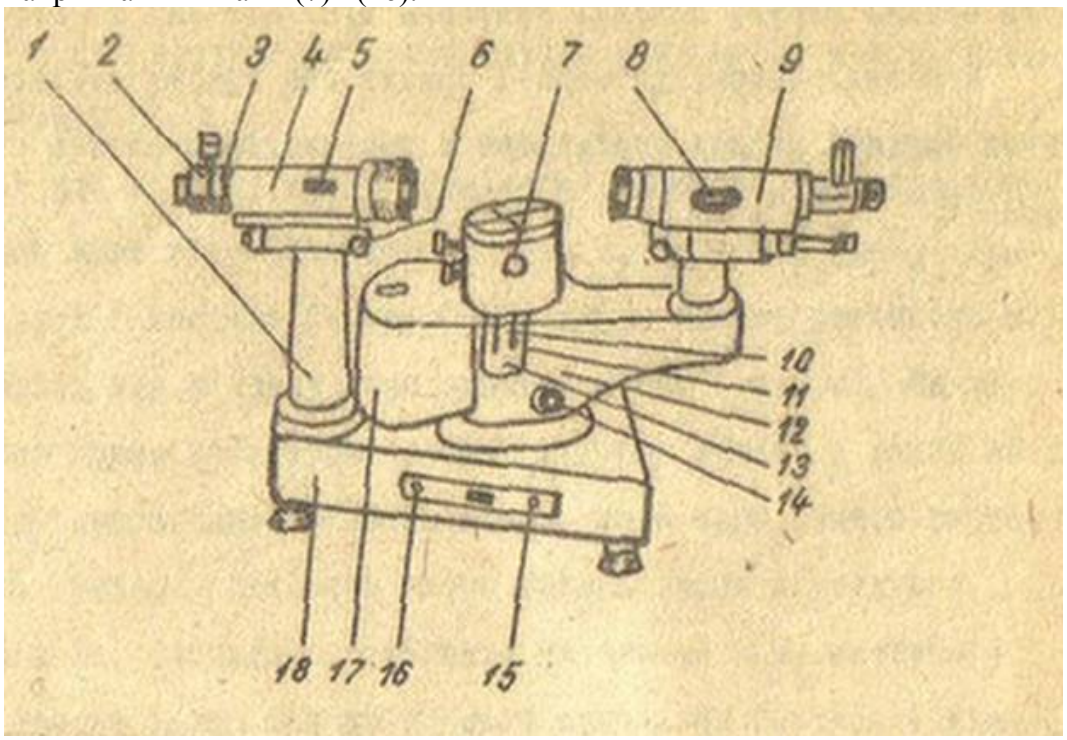


Рис. 6

Д О Д А Т О К

Гоніометр ГС-5

Гоніометр ГС-5 – це точний оптичний прилад, призначений для вимірювання кутів. Похибка вимірювань становить 5". Зовнішній вигляд приладу наведено на рис. 1. На основі (18) нерухомо закріплено стояк (1), на якому розміщено коліматор (4). До переднього кінця коліматора закріплена насадка з щілиною (2), ширину якої можна регулювати. Посередині основи знаходиться алідада (17), яка обертається навколо вертикальної осі. На алідаді розміщені зорова труба (9) та предметний столик(24), який можна нахиляти у двох взаємно перпендикулярних напрямках гвинтами (7) і (26).



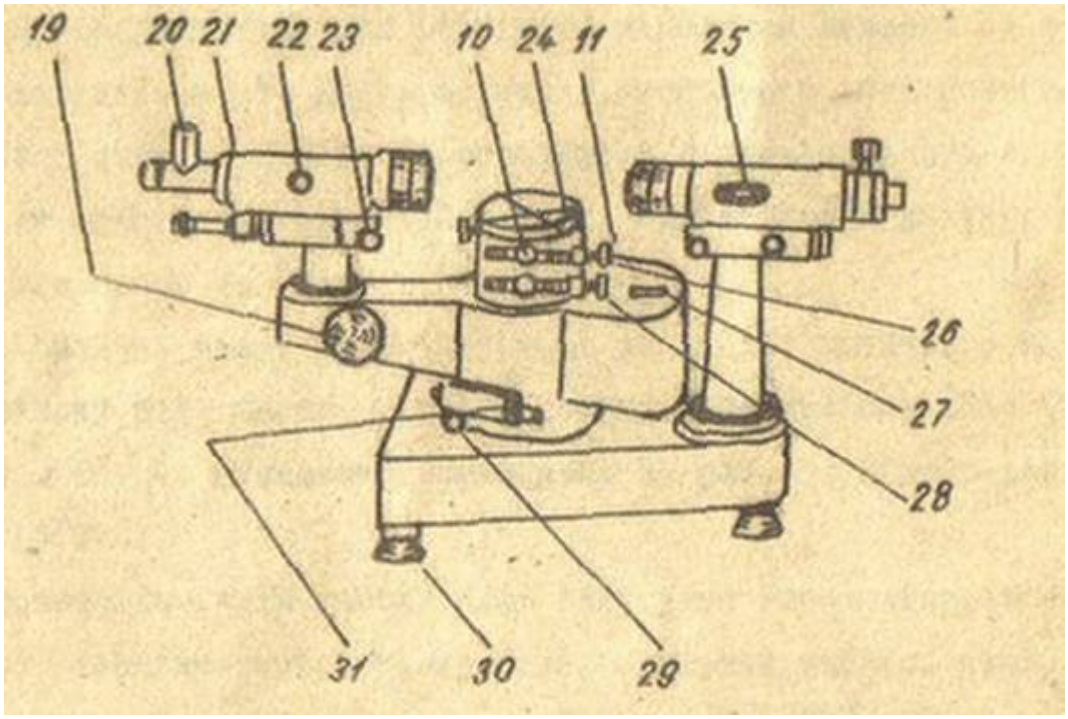


Рис. 1

Об’єктиви коліматора і зорової труби ідентичні. Фокусування здійснюється гвинтами (5) і (22) відповідно. За допомогою гвинтів (6) і (23) коліматор і зорову трубу можна нахиляти вгору і вниз на невеликі кути.

Конструкція приладу дозволяє повертати столик, лімб (скляне кільце з кутовими поділками) і алідаду як незалежно одне від одного (в різних комбінаціях), так і разом. Для того, щоб повернути столик незалежно від лімба і алідади, відпускають фіксуючий гвинт (10) столика. Для точного встановлення кутового положення столика гвинт (10) затискають і обертають мікрометричний гвинт (11). Нижче від столика знаходиться оправа з фіксуючим і мікрометричним гвинтами (28), механічно з’єднана з лімбом.

Поворот столика разом з лімбом здійснюється при зафіксованому гвинті (10) і відпущеному відповідному гвинті, що знаходиться нижче. Точне положення столика з лімбом встановлюється за допомогою мікрометричного гвинта (28).

Поворот і встановлення точного кутового положення алідади здійснюється за допомогою фіксуючого гвинта (29) і мікрометричного гвинта (31).

У даній роботі використовується режим роздільного обертання алідади і лімба. Для цього необхідно натиснути на верхню кнопку, розміщену на алідаді.

Автоколімаційний окуляр-куб

Окуляр (рис. 2) складається з власне окуляра (4), лампи (1), захисного скла (2), автоколімаційної сітки (3) (зображення її подано на рис. 2 ліворуч), світло-подільного кубика (6,7), сітки (5) (див. рис. 2 ліворуч). Світло лампи освітлює сітку (3).

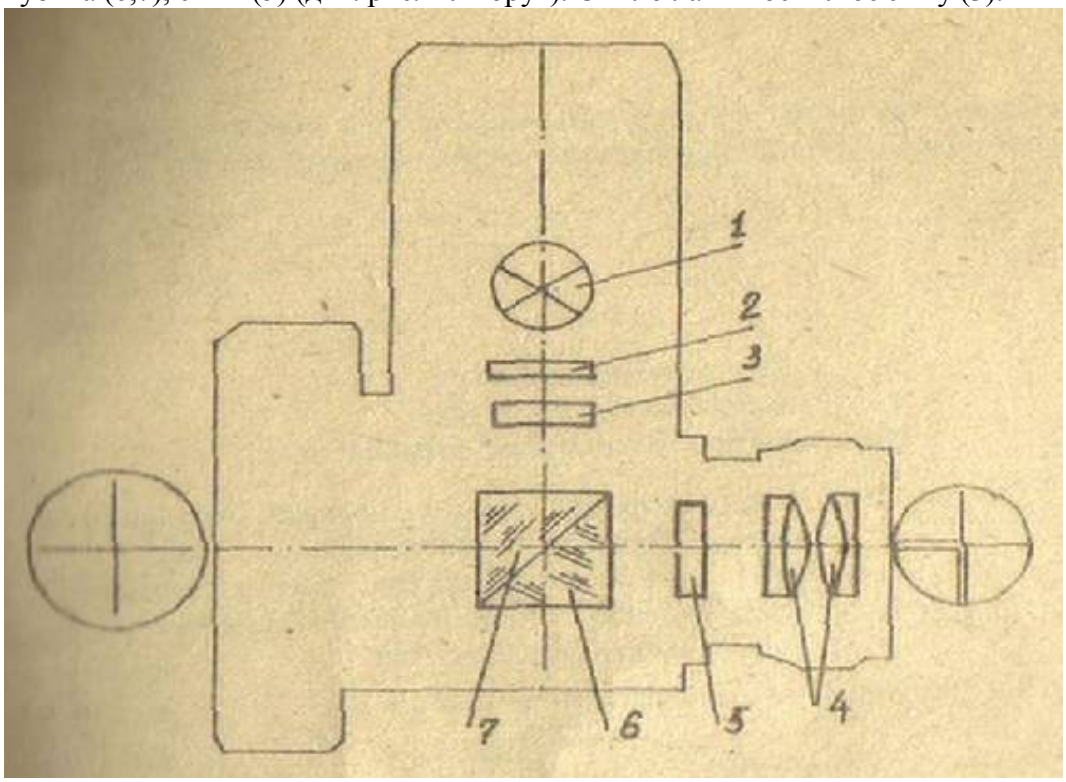


Рис. 2

Після відбивання від напівпрозорої діагональної поверхні кубика світло проходить через об’єктив і падає на плоску поверхню досліджуваного предмета (призма, пластинка, дифракційна ґратка). Відбившись від нього, світловий пучок проходить знову через об’єктив, який дає зображення сітки (3) (при правильному фокусуванні) в площині сітки (5). Зображення обох сіток спостерігаємо в окуляр.

Юстування гоніометра

Наближене юстування приладу здійснюють за допомогою рівня, точне – автоколімаційним методом.

1. Встановлюють прилад у вертикальному положенні за рівнем (27), вмонтованим в алідаду, за допомогою установочних гвинтів (30).
2. Встановлюють горизонтально зорову трубу. Для цього розміщують рівень на корпусі труби вздовж її осі і повертають гвинт (23) у потрібному напрямку до встановлення бульбашки посередині рівня.
3. Встановлюють горизонтально предметний столик. Рівень кладуть на столик вздовж осі одного з гвинтів (7) або (26) і, обертаючи встановлюють вісь горизонтально. Після цього рівень повертають на 90˚ відносно його початкового положення і вирівнюють столик, діючи другим гвинтом. Описані операції слід повторювати до тих пір, поки бульбашка рівня перестане зміщуватися.
4. Відфокусовують зорову трубу на нескінченність. Повертаючи оправу окуляра труби, добиваються різкого зображення сітки (5). Після цього прикладають плоскопаралельну скляну пластинку до оправи об'єктива труби (1); обертаючи барабан (22), добиваються різкого зображення авто- колімаційної сітки.
5. Завершують юстування, використовуючи автоколімаційний метод. Для цього встановлюють плоскопаралельну пластинку полірованою гранею на столик перпендикулярно до осі труби і знаходять зображення авто колімаційної сітки (3). При наявності відхилення між зображеннями (3) та (5) його виправляють, діючи гвинтами (7) або (26) столика і гвинтом (23) труби. Кожний гвинт повинен виправляти приблизно половину відхилення. Повернувши алідаду на 180˚, перевіряють збіжність зображень сіток і при необхідності проводять юстування, як описано вище. Перевірку проводять до тих пір, поки не буде досягнуто точної збіжності. Після цього повертають трубу і пластинку на 90˚ відносно столика і перевіряють збіжність зображень сіток, регулюючи, при необхідності нахил столика гвинтом (26) або (7).
6. Для юстування коліматора освітлюють його щілину і домагаються її чіткого зображення за допомогою гвинта.

Вимірювання кутів на гоніометрі

Оптична система для відліку кутів розміщена на алідаді. Лімб розділений на 1080 поділок, ціна кожної з них становить 20'. Оцифровані поділки розміщені через 1˚. Для відрахування кутових значень, менших за 10' застосовується оптичний мікрометр, кожна поділка якого становить 1'.

Мікроскоп для відліку кутів розміщений нижче від окуляра зорової труби. Поле його зору приведене на рис. 3. За лівою шкалою відраховують градуси і десятки мінут. Права шкала (шкала оптичного мікрометра) служить для відрахування одиниць мінут і секунд. На лівій шкалі видно пряме зображення деякої ділянки лімба, а також обернене зображення протилежної ділянки лімба. Крім того, видно вертикальний індекс (репер), відносно якого здійснюється підрахунок. Щоб робити відлік, необхідно повертати маховичок (19) оптичного мікрометра в той чи інший бік до точного суміщення верхніх і нижніх зображень кутових поділок. Тоді число градусів визначає цифра (у верхньому зображенні), яка розміщена найближче ліворуч від репера. Число десятків мінут дорівнює числу інтервалів, які розміщені між знайденою цифрою на верхній половині і першою праворуч од репера цифрою на нижній половині зображення. Обидві цифри повинні відрізнятися між собою на 180˚. Число одиниць мінут відраховується по шкалі оптичного мікрометра по лівому ряду чисел, а число секунд – по правому ряду чисел у тому ж вікні. Положення, приведене на рис. 3, відповідає відліку 0˚15'57".

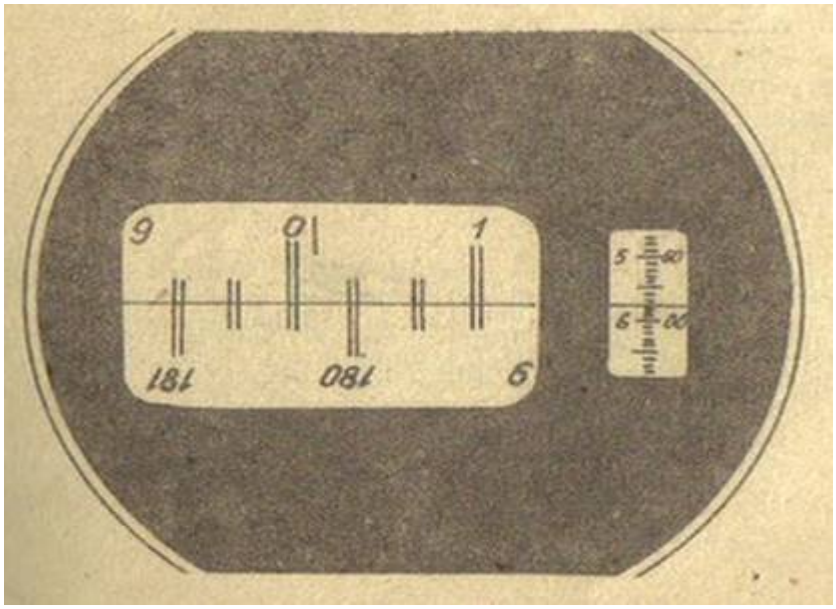


Рис. 3

Для визначення кута призми слід сумістити автоколімаційне зображення (3) вертикального штриха з вертикальним штрихом сітки (5) діючи на кінцевому стані мікрометричним гвинтом (28) алідади. Узявши відлік (А), повертають алідаду, одержують автоколімаційне зображення при відбиванні світла від другої грані призми і роблять відлік (В).

Кожний з відліків (А) і (В) слід провести декілька разів, кожного разу збиваючи автоколімаційне наведення. Для визначення кута призми беруть середні значення відліків (А) і (В).

При вимірюванні дисперсії призми або ґратки суміщають зображення вхідної щілини коліматора з вертикально рискою сітки (3) окуляра.