

С.Г.Орловська

ОПТИКА

ПРАКТИКУМ



МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
ОДЕСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ
імені І.І. МЕЧНИКОВА



С.Г.Орловська

ОПТИКА

Практикум

ОЛДІПЛЮС

2023

УДК 535(076)
О-666

Автор:

С. Г. Орловська, к.ф.-м.наук, доцент

Рецензенти:

Ю. А. Ніцук, доктор фізико-математичних наук, професор, декан факультету математики, фізики та інформаційних технологій Одеського національного університету імені І.І.Мечникова;

Д. М. Дойков, доктор фізико-математичних наук, професор кафедри фізики Одеського національного морського університету

*Рекомендовано до друку науково-методичною радою
Одеського національного університету імені І.І.Мечникова
(протокол № 1 від 23 березня 2023 року)*

Орловська С. Г.

О-666 Оптика : практикум / С. Г. Орловська. – Одеса : Олді+, 2023. – 70 с.

Практикум призначено для виконання лабораторних робіт з курсу загальної фізики. Видання містить лабораторні роботи з оптики з описом теоретичних основ робіт, методики і методів проведення вимірювань, обробки та аналізу результатів.

Навчальне видання укладено відповідно до програми курсу «Фізика» для студентів факультету хімія та фармація першого (бакалаврського) рівня навчання, спеціальність 102 - Хімія. Може бути рекомендовано для студентів інших природничих факультетів.

УДК 535(076)

З М І С Т

Лабораторна робота № 1. Вивчення явища інтерференції. Біпризма Френеля	5
Лабораторна робота № 2. Інтерференція світла у тонких плівках. Кільця Ньютона	10
Лабораторна робота № 3. Визначення показників заломлення рідин і газів за допомогою інтерферометра Релея	18
Лабораторна робота № 4. Вивчення явища дифракції на дифракційній решітці. Визначення довжини хвилі за допомогою гоніометра	24
Лабораторна робота № 5. Визначення розмірів мікрочастинок за допомогою лазера	31
Лабораторна робота № 6. Проведення спектрального аналізу за допомогою спектроскопу	39
Лабораторна робота № 7. Вивчення явища поляризації світла	44
Лабораторна робота № 8. Вимірювання температури випромінюючих тіл за допомогою яскравісного пірометра	51
Лабораторна робота № 9. Визначення лінійного збільшення мікроскопу	59
Література	68

Передмова

Історія взаємодії хімії та фізики сповнена прикладами обміну ідеями, об'єктами і методами дослідження. На різних етапах свого розвитку фізика постачала хімію поняттями і теоретичними концепціями, що мало значний вплив на розвиток хімії. При цьому чим більше ускладнювалися хімічні дослідження, тим більше апаратура і методи розрахунків фізики проникали в хімію. Необхідність вимірювання теплових ефектів реакції, розвиток спектрального та рентгеноструктурного аналізу, вивчення ізотопів і радіоактивних хімічних елементів, кристалічних решіток речовини, молекулярних структур вимагали створення і привели до використання складних фізичних приладів - спектроскопів, мас - спектрографів, дифракційних решіток, електронних мікроскопів і т.д .

В даному навчальному виданні за допомогою лабораторних робіт викладено оптичні методи вимірювання фізичних величин. Оптика – це розділ фізики, який вивчає властивості і фізичну природу світла, а також його взаємодію з речовиною. Світло – це не тільки видиме випромінювання, але й ультрафіолетова та інфрачервона складові спектра, які відрізняються не за своєю фізичною природою, а за способом генерації та прийому випромінювання.

Мета видання – ознайомлення з основними принципами і методами вимірювання у фізиці; формування у студентів навичок проведення фізичного експерименту.

Практикум до виконання лабораторних робіт з оптики укладений за єдиною схемою: містить класичні лабораторні роботи, базою для виконання яких є лекційний матеріал, що у стислом вигляді викладено в теоретичній частині на початку кожної роботи. Завдання для кожної лабораторної роботи побудовані таким чином, щоб студенти пройшли через основні етапи наукового дослідження: мета та задачі дослідження, короткі теоретичні відомості досліджуваного фізичного явища та методу вимірювання, методика проведення досліду, опис приладів, проведення вимірювань, обробка та аналіз результатів. Для закріплення матеріалу в кінці кожної роботи приводяться контрольні запитання. Для зручності використовується своя нумерація в рамках кожної лабораторної роботи.

Лабораторна робота №1

ВИВЧЕННЯ ЯВИЩА ІНТЕРФЕРЕНЦІЇ. БІПРИЗМА ФРЕНЕЛЯ

Мета роботи : Дослідити явище інтерференції світлових хвиль за допомогою біпризми Френеля; знайти довжину світлової хвилі.

Теоретична частина

1.Інтерференція світла.

Припустимо, що дві монохроматичні світлові хвилі, накладаючись одна на одну, збуджують у визначеній точці простору коливання однакового напрямку: $x_1 = A_1 \cos(\omega t + \varphi_1)$ і $x_2 = A_2 \cos(\omega t + \varphi_2)$. Під x розуміють напруженість електричного E або магнітного H полів хвилі; вектори $\vec{E}$ і $\vec{H}$ коливаються у взаємно перпендикулярних площинах. Амплітуда результуючого коливання у даній точці

$$A = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1 A_2 \cos(\varphi_2 - \varphi_1),$$

A_1, A_2 - амплітуди коливань, φ_2, φ_1 - початкові фази, ω – циклічна частота.

Нехай ці хвилі є когерентними. **Когерентними** називаються хвилі, що мають однакову частоту і сталу з часом різницю фаз $\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1 = \text{const}$. Отже для когерентних хвиль $\cos(\varphi_2 - \varphi_1)$ має стале за часом (але своє для кожної точки простору) значення, тому інтенсивність I результуючої хвилі ($I \sim A^2$) буде дорівнювати:

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\varphi_2 - \varphi_1). \quad (1)$$

У точках простору, де $\cos(\varphi_2 - \varphi_1) > 0$, інтенсивність $I > I_1 + I_2$, де $\cos(\varphi_2 - \varphi_1) < 0$, інтенсивність $I < I_1 + I_2$. Отже, при накладанні двох (або декількох) світлових хвиль відбувається просторовий перерозподіл світлового потоку, у результаті чого в одних точках простору виникають максимуми, а в інших - мінімуми

інтенсивності світла. Це явище називають **інтерференцією світла**. При $I_1 = I_2$ інтенсивність у максимумі $I = 4I_1$ а у мінімумі $I = 0$.

Розглянемо суперпозицію двох когерентних хвиль. Для отримання когерентних світлових хвиль використовують метод поділу хвилі, яка випромінюється одним джерелом на дві частини, які після проходження різних оптичних шляхів накладаються одна на одну і спостерігається інтерференційна картина.

Нехай поділ на дві когерентні хвилі відбувається у точці О, яка розташована на границі двох середовищ з оптичними показниками заломлення n_1 і n_2 . До точки М, у якій спостерігається інтерференційна картина, одна хвиля пройшла шлях S_1 у середовищі з показником заломлення n_1 друга шлях S_2 у середовищі з показником заломлення n_2 . Якщо у точці О фаза коливань дорівнює ωt , то у точці М перша хвиля збудить коливання $A_1 \cos \omega(t - \frac{S_1}{v_1})$, а друга хвиля - коливання $A_1 \cos \omega(t - \frac{S_2}{v_2})$, де $v_1 = \frac{c}{n_1}$, $v_2 = \frac{c}{n_2}$ відповідно фазові швидкості першої і другої хвилі. Різниця фаз коливань, які збуджуються хвилями у точці М, дорівнює:

$$\delta = \omega \left(\frac{S_2}{v_2} - \frac{S_1}{v_1} \right) = \frac{2\pi}{\lambda_0} (S_2 n_2 - S_1 n_1) = \frac{2\pi}{\lambda_0} (L_2 - L_1) = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta$$

де λ_0 - довжина хвилі у вакуумі. Добуток геометричної довжини S шляху світлової хвилі у даному середовищі на показник n заломлення цього середовища називається оптичною довжиною шляху L , а $\Delta = L_2 - L_1$ - різниця оптичних довжин шляху називається оптичною різницею ходу.

Якщо оптична різниця ходу дорівнює цілому числу хвиль у вакуумі

$$\Delta = \pm (m \lambda_0), \quad (m = 0, 1, 2, \dots), \quad (2)$$

то $\delta = \pm 2m\pi$ і коливання, які збуджуються у точці М обома хвилями, відбуваються у однаковій фазі. Рівність (10) є **умовою інтерференційного максимуму**. Якщо оптична різниця ходу дорівнює

$$\Delta = \pm(2m+1)\frac{\lambda_0}{2}, \quad (m = 0, 1, 2...), \quad (3)$$

то $\delta = \pm(2m+1)\pi$ і коливання, які збуджуються у точці М обома хвилями, відбуваються у протилежних фазах. Рівність (11) є **умовою інтерференційного мінімуму**.

2. Біпризма Френеля

Спостерігати інтерференцію можна за допомогою біпризми Френеля. Вона складається з двох однакових, складених основами призм з малими заломлюючими кутами (рис.1). Світло джерела S заломлюється в обох призмах, в результаті чого за біпризмою розповсюджуються світлові промені, які начебто виходять з джерел S_1 та S_2 , що являються когерентними.

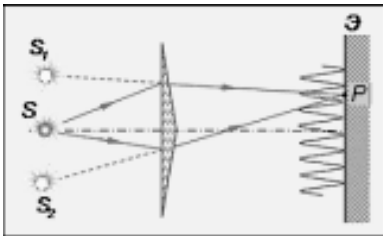


Рис.1.

Таким чином, на поверхні екрану (в затемненій області) відбувається накладання когерентних жмуктів і спостерігається інтерференція.

Когерентні джерела світла S_1 і S_2 знаходяться на відстані d одне від одного (рис.2), інтерференція спостерігається у довільній точці А екрану, який паралельний площинам обох джерел і розташований на відстані l від них, причому $l \gg d$. Початок відліку обрано у точці О, симетричній відносно S_1 і S_2

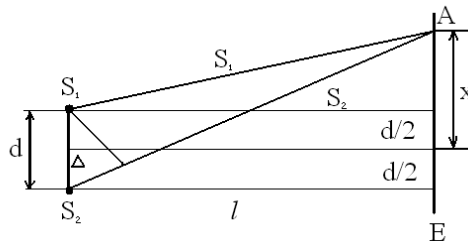


Рис. 2

Інтенсивність у будь-якій точці А екрану, розташованій на відстані x від О, визначається оптичною різницею ходу $\Delta = s_1 - s_2$. З рис. 2 маємо:

$$s_2^2 = l^2 + \left(x + \frac{d}{2}\right)^2; \quad s_1^2 = l^2 + \left(x - \frac{d}{2}\right)^2,$$

$$\text{звідки } s_2^2 - s_1^2 = 2xd, \quad \text{або } \Delta = s_2 - s_1 = \frac{2xd}{s_1 + s_2}$$

З умови $l \gg d$ випливає, що $s_1 + s_2 \approx 2l$,

$$\text{тому} \quad \Delta = \frac{xd}{l}. \quad (4)$$

Підставивши знайдене значення Δ (4) в умови максимуму і мінімуму (2) і (3), отримаємо, що максимуми інтенсивності будуть спостерігатися у випадку, якщо

$$x_{max} = \pm m \frac{l}{d} \lambda_0 \quad (m = 0, 1, 2, \dots), \quad (5)$$

а мінімуми – у випадку, якщо

$$x_{min} = \pm \left(m + \frac{1}{2}\right) \frac{l}{d} \lambda_0 \quad (m = 0, 1, 2, \dots). \quad (6)$$

Відстань між двома сусідніми максимумами (або мінімумами), називається *шириною інтерференційної смуги* і дорівнює

$$\Delta x = \frac{l}{d} \lambda_0, \quad (7)$$

Δx не залежить від порядку інтерференції (величини m) та є сталою для даних l , d і λ_0 . Згідно з формулою (7), Δx обернено пропорційне d , отже, при великій відстані між джерелами, наприклад при $d \approx l$, окремі смуги стають невиразними. Тому чітка, доступна для візуального спостереження інтерференційна картина для видимого світла ($\lambda_0 \approx 10^{-7}$ м) має місце при $l \gg d$ (ця умова і враховувалась при розрахунку).

Практична частина

За вимірними значеннями l , d і Δx , використовуючи (7), можна експериментально визначити довжину хвилі світла. Із виразів (5) і (6) виходить,

що інтерференційна картина, що створюється на екрані когерентними джерелами світла, являє собою чергування світлих та темних смуг, паралельних одна одній. Головний максимум, що відповідає $m = 0$, проходить через точку О. Вгору і вниз від нього на рівних відстанях однин від одного розташовуються максимуми (мінімуми) першого ($m = 1$), другого ($m = 2$), третього ($m = 3$) порядків, тощо.

Описана картина, проте, дійсна лише при освітленні монохроматичним світлом ($\lambda_0 = \text{const}$). Якщо використовувати біле світло, що являє собою безперервний набір довжин хвиль від 0,39 мкм (фіолетова межа спектру) до 0,75 мкм (червона межа спектру), то інтерференційні максимуми для кожної довжини хвилі будуть, відповідно формулі (7), зміщені один відносно іншого і мати вигляд веселкових смуг. Тільки для $m = 0$ максимуми усіх довжин хвиль співпадають, і всередині екрану буде спостерігатися біла смуга, по обидва боки якої симетрично розташовані зафарбовані смуги максимумів першого, другого порядків тощо (ближче до білої смуги знаходитимуться ділянки фіолетового кольору, далі – ділянки червоного кольору).

Завдання

1. Ввімкнути джерело світла експериментального стенду для дослідження інтерференції за допомогою біпризми Френеля .
2. Досягти чіткості інтерференційної картини від монохроматичного (пройденного через фільтр) світла з невідомою довжиною хвилі.
3. Спостерігати інтерференційну картину через окуляр, яка характеризується чергуванням максимумів (світлі смуги) і мінімумів (темні смуги) освітлення.
4. За допомогою регулятора (барабанного типу) переміщувати показувач на фоні інтерференційної картини вправо від головного максимуму на певну кількість поділок для знаходження відстані між сусідніми максимумами і мінімумами інтерференційної картини, тобто ширини інтерференційної смуги Δx в межах першого і другого порядків. Результати записати для п'яти вимірів.

Аналогічні виміри виконати вліво від головного максимуму на інтерференційній картині.

5. Результати вимірів Δx усереднити.
6. Знаючи відстань l від когерентних джерел світла до екрану, на якому ми спостерігаємо інтерференцію, та відстань d між когерентними джерелами світла (рис.2) із формули (7) знайти довжину монохроматичного світла λ_0 .
7. Розрахувати абсолютну і відносну похибки вимірювань.

Контрольні питання :

1. Які хвилі називаються когерентними? Як отримати когерентні джерела світла?
2. Як знайти результуючу інтенсивність хвиль при накладанні?
3. Коли виникає інтерференція і як вона виглядає?
4. Сформулювати умови інтерференційного мінімуму і максимуму.
5. Що таке різниця ходу та оптична різниця ходу?
6. Що являє собою біпризма Френеля?
7. Що називається шириною інтерференційної смуги?
8. Як знайти довжину світлової хвилі за допомогою біпризми Френеля?

Лабораторна робота №2

ІНТЕРФЕРЕНЦІЯ СВІТЛА У ТОНКИХ ПЛІВКАХ. КІЛЬЦЯ НЬЮТОНА.

Мета роботи: Дослідити явище інтерференції світла від прошарку змінної товщини (кільця Ньютона) та знайти довжину світлової хвилі.

Теоретична частина

1. Інтерференція у тонких плівках

У природі дуже часто можливо спостерігати райдужне забарвлення тонких плівок (масляні плівки на поверхні води, мильні бульбашки), яке виникає у результаті інтерференції світла, при віддзеркаленні двома поверхнями плівки.

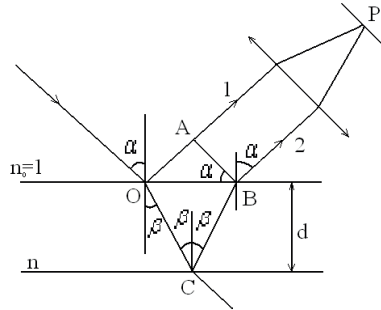


Рис. 1

Нехай на плоско паралельну прозору плівку з показником заломлення n і товщиною d під кутом α (рис. 3) падає плоска монохроматична хвиля (для спрощення розглянемо тільки один промінь). На поверхні плівки у точці O промінь розділяється на два: частково відіб'ється від верхньої поверхні плівки, а частково заломиться. Заломлений промінь, що дійшов до точки C , частково заломиться у повітря ($n_0 = 1$), а частково відіб'ється і піде до точки B . Тут він знову частково відбивається (цей промінь має дуже малу інтенсивність і не розглядається) і заломиться, виходячи у повітря під кутом α . Промені 1 і 2, які вийшли з плівки, є когерентними. Якщо на їх шляху поставити збиральну лінзу, то вони зійдуться у одній з точок фокальної площини лінзи та дадуть інтерференційну картину, яка визначається оптичною різницею ходу між променями. Оптична різниця ходу, яка виникає між двома інтерферуючими променями від точки O до площини AB ,

$$\Delta = n(OC + CB) - \left(OA \pm \frac{\lambda_0}{2} \right),$$

де показник заломлення довколишнього середовища дорівнює 1, а член $\pm \frac{\lambda_0}{2}$ обумовлений втратою півхвилі при відбиванні світла від межі розділу.

Якщо $n > n_0$, то втрата півхвилі відбувається у точці О і член, згаданий вище, буде мати знак «мінус», якщо $n < n_0$, то втрата півхвилі має місце у точці С і буде мати знак «плюс».

$$\text{Згідно рис. 1, } OC = CB = \frac{d}{\cos \beta}, \quad OA = OB \sin \alpha = 2d \tan \beta \sin \alpha.$$

Враховуючи для даного випадку закон заломлення $\sin \alpha = n \sin \beta$, отримаємо

$$\Delta = 2dn \cos \beta = 2dn \sqrt{1 - \sin^2 \beta} = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}.$$

З врахуванням втрати півхвилі для оптичної різниці ходу отримаємо

$$\Delta = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} \pm \frac{\lambda_0}{2}.$$

У точці Р буде **максимум**, якщо

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

і **мінімум**, якщо

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

2. Кільця Ньютона

У 1675 р. англійський фізик і математик Ісак Ньютон спостерігав кольори тонкого прошарку повітря, що знаходиться між плоским склом і опуклою поверхнею об'єктива, астрономічного рефрактора (рис.2).

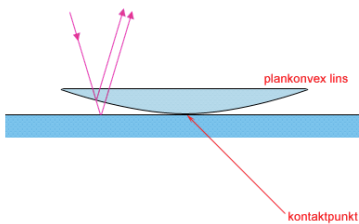


Рис.2

Радіус кривизни опуклої поверхні об'єктива в досліді Ньютона був близько 10 м, тому товщина прошарку повітря між щільно стиснутими скельцями дуже повільно і правильно зростала від місця зіткнення скельць (де вона дорівнює нулю) до зовнішніх частин об'єктива.

Якщо дивитися на таку систему, то темне місце зіткнення обох скельць виявляється оточеним світловою кільцевою смугою, яка поступово переходить в темну, знову змінюється світлою і т.д. (рис.2). У міру збільшення діаметра кільця товщина повітряного прошарку зростає нерівномірно, повітряний клин стає все крутіше і відповідно ширина кільцевих смуг, тобто відстань між двома сусідніми мінімумами, стає меншою. Такою є картина, що спостерігається в монохроматичному світлі.

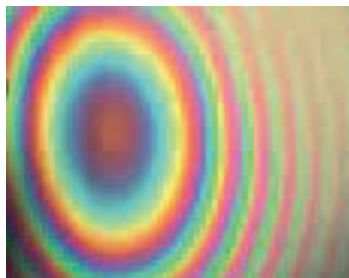


Рис.3.

На підставі викладеного вище неважко зрозуміти, чому інтерференційна картина має в даному випадку вид системи концентричних кілець. Місця рівної товщини в повітряному прошарку, які відповідають місцям з однаковою

різницею ходу світлових хвиль, мають форму кола. За цими колами і розташовуються місця рівної інтенсивності в інтерференційній картині.

Практична частина

Кільця Ньютона є класичним прикладом інтерференції від пластинки змінної товщини (або смуг рівної товщини); яка спостерігається при відбиванні світла від повітряного зазору, який створюється між плоско паралельною пластинкою і плоско опуклою лінзою великим радіусом кривизни (рис. 4).

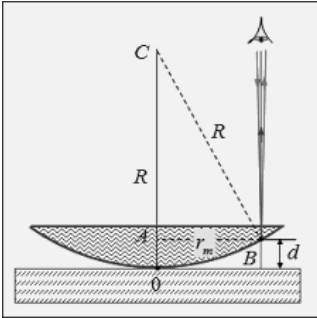


Рис.4.

Паралельний пучок світла падає нормально на плоску поверхню лінзи і частково відбивається від верхньої і нижньої поверхні повітряного зазору між пластинкою і лінзою. При накладанні відбитих променів виникають смуги рівної товщини, які при нормальному падінні світла мають вид концентричних кіл.

Експериментальна установка

Експериментальна установка для дослідження явища інтерференції від пластинки змінної товщини (смуги рівної товщини) надається на рис.5.

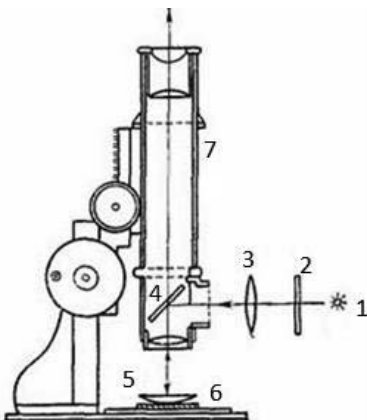


Рис.5.

1 – джерело світла; 2 – лампочка з фільтром; 3 – допоміжний конденсор; 4 – скляна пластинка, що відбиває світло; 5 – довгофокусна лінза та 6 – плоска пластинка, що утворюють повітряний прошарок; 7 – мікроскоп для спостереження кілець і вимірювання їх діаметра.

На столику мікроскопу з невеликим збільшенням розташоване плоске скло, складене з лінзою малої кривизни. Спостереження ведеться через мікроскоп у напрямку, перпендикулярному до площини скла. Для того щоб світло, яке освітлює, також було направлено перпендикулярно до площини скла, світло джерела змушують відбиватися від скляної пластинки, яка розташована під кутом 45° відносно осі мікроскопу. Таким чином, інтерференційна картина розглядається через цю скляну пластинку. Практично пластинка не заважає спостереженню кілець, так як крізь неї проходить цілком достатньо світла. Для підсилення освітлення можна застосовувати конденсор. Джерелом світла служить лампочка прожарювання, яку можна прикривати кольоровими світлофільтрами.

У відбитому світлі оптична різниця ходу (з врахуванням втрати півхвилі при відбиванні) при умові, що показник заломлення повітря $n = 1$, $\alpha = 0$, де d - ширина зазору.

Із рис. 4 витікає, що $R^2 = (R - d)^2 + r^2$, де R - радіус кривизни лінзи, r - радіус кривизни кола, усім точкам якого відповідає однаковий повітряний зазор. Враховуючи, що d мале, отримаємо $d = \frac{r^2}{2R}$. Як наслідок,

$$\Delta = \frac{r^2}{R} + \frac{\lambda_0}{2} \quad (3)$$

Порівнявши (3) з умовами максимуму (1) і мінімуму (2), отримаємо вирази для радіуса m -го світлового кільця

$$r_m = \sqrt{\left(m - \frac{1}{2}\right) \lambda_0 R}, \quad (m = 1, 2, 3, \dots) \quad (4)$$

і радіуса m -го темного кільця

$$r_m = \sqrt{m R \lambda_0}, \quad (m = 1, 2, 3, \dots). \quad (5)$$

Вимірюючи радіуси відповідних кілець, можливо (знаючи радіуси кривини лінзи R) визначити λ_0 і, навпаки, по відомій λ_0 , знайти радіус кривини лінзи R формули (4) і (5).

Завдання

1. Включити джерело світла на експериментальному стенді (рис.5).
2. Спостерігати через окуляр мікроскопу інтерференційну картину у вигляді кілець Ньютона: у центрі буде темна пляма (місце контакту лінзи та скляної пластини), від неї відходять світлі (максимуми) та темні (мінімуми) концентричні кільця. Визначити номери кілець зліва і справа від темної плями.
3. Переміщуючи у полі зору інтерференційної картини покажчик у вигляді перехрестя (рис.6) за допомогою барабана з вимірювальною шкалою, встановленого на мікроскопі, виміряти межі кожного кільця зліва і справа. Дані заносимо в таблицю.

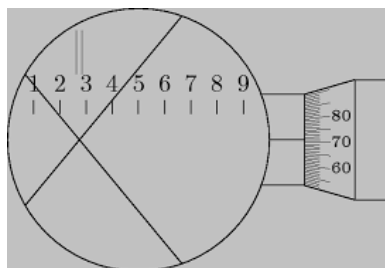


Рис.6.

4. Знайти діаметр кілець в поділках мікроскопу віднявши від лівої межі праву, а потім знаходимо радіус відповідного кільця, розділивши діаметр навпіл. Дані заносимо в таблицю.

№ кільця	Відлік за мікроскопом зліва d_1	Відлік за мікроскопом справа d_2	Діаметр кіль- ця в поділках мікроскопа $d=d_2-d_1$	Радіус кіль- ця в поділ- ках мікрос- копа, $r_0=d/2$	Радіус кільця в см, r	λ , мкм
1						
2						
3						
4						
5						
6						
7						
8						

5. Радіуси кілець перевести в сантиметри, знаючи збільшення мікроскопу за формулою $r=r_0 \cdot 0,00017$, см .
6. Для визначення довжини хвилі світла краще використовувати пару кілець. Використовуючи формулу (4) для m -го і k -го кілець, легко отримати формулу для довжини хвилі:

$$\lambda = \frac{r_m^2 - r_k^2}{(m - k)R} , \quad (6)$$

де m, k – номери кілець, r_m, r_k – радіуси відповідних кілець в см.

Для розрахунків взяти наступні пари кілець: 2-6, 3-7, 4-8, 5-8, 3-7 ,
радіус лінзи $R=10,5$ см

7. Знайти середнє значення довжини світлової хвилі та розрахувати абсолютну і відносну похибки вимірів.

Контрольні питання :

1. Що являє собою інтерференція в тонких плівках ?
2. Як знайти умови інтерференційного максимуму і мінімуму.

3. Які інтерференційні картини називаються полосами рівного нахилу та полосами рівної товщини? Як вони виникають?
4. Як виглядає експериментальна установка для спостереження кілець Ньютона?
5. Як утворюються кільця Ньютона, як виникають когерентні промені?
6. В яких випадках можна спостерігати монохроматичні і різнокольорові (веселкові) кільця Ньютона?
4. Як знайти радіуси кілець Ньютона?

Лабораторна робота №3

ВИЗНАЧЕННЯ ПОКАЗНИКІВ ЗАЛОМЛЕННЯ РІДИН І ГАЗІВ ЗА ДОПОМОГОЮ ІНТЕРФЕРОМЕТРА РЕЛЕЯ

Мета роботи: Ознайомитись з роботою інтерферометра та визначити показник заломлення речовини

Теоретична частина

Показники заломлення непоглинаючих видиме світло газів вельми мало відрізняються від одиниці (для повітря при нормальному тиску і температурі для жовтої лінії натрію $n = 1.000294$, а для гелію $n = 1.000035$). Показники заломлення газів, що містять невелику кількість домішок, мають значення, що відрізняються від показника заломлення основної компоненти, лише в п'ятому-сьомому десяткових знаках. Вимірювання показників заломлення газів є важливим і надійним засобом встановлення складу газових сумішей. Аналогічні завдання виникають і при необхідності проводити аналізи різних розчинів малої концентрації.

Практично єдиними методами, що дозволяють проводити такі аналізи з необхідною точністю, є інтерферометричні методи, які дають можливість реєструвати різниці показників заломлення до сьомої-восьмої цифри після коми.

Метод вимірювання за допомогою інтерферометра Релея є розвитком класичного досвіду по одержанню інтерференційної картини від двох когерентних світлових пучків, що пройшли через дві паралельні щілини.

Пристрій інтерферометра ІТП-I і його принцип дії неважко усвідомити, розглянувши схему, наведену на рис.1.

Світло від лампочки розжарювання Л збирається за допомогою конденсора К на вхідній щілині приладу S. Щілина S знаходиться в фокальній площині об'єктива O_1 , з фокусною відстанню близько 300 мм.

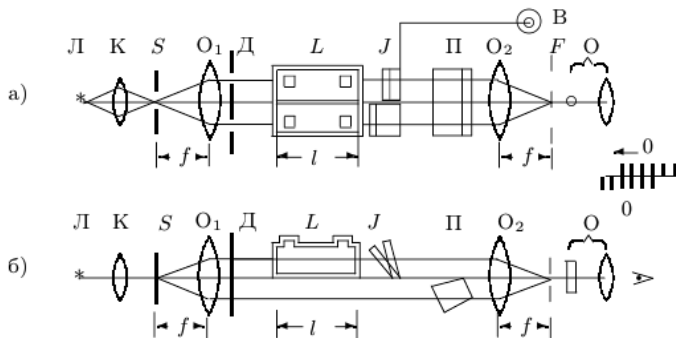


Рис.1. Інтерферометр Релея: а) вигляд зверху, б) вигляд збоку.

За об'єктивом O_1 , поміщена діафрагма Д з двома довгими (25 мм), розташованими вертикально, паралельними щілинами. Ширина цих щілин 5 мм, знаходяться вони на відстані 25 мм одна від одної. На відстані близько одного метра від об'єктива O_1 , розташований другий об'єктив O_2 і поблизу його в фокальній площині сильний окуляр О, що являє собою циліндричну лінзу діаметром 2-3 мм з приблизно з стократним збільшенням. Ось циліндра цієї лінзи паралельна щілинам S_1 і S_2 . Зображена на рис.1 оптична система являє собою установку для спостереження дифракції світла в паралельних променях. Об'єктив O_2 і окуляр О утворюють, наведену на нескінченність зорову трубу, в

якій розглядається дифракційна картина від двох щілин - система паралельних інтерференційних смуг (рис.2,а).

Наявність двох когерентних світлових пучків, виділених щілинами S_1 і S_2 , в діафрагмі D дозволяє використовувати систему для вимірювання показників заломлення. Розташуємо на шляху обох променів дві однакові кювети L з речовинами, що мають однаковий показник заломлення n_1 . Очевидно, оптичні шляхи променів залишаться рівними один одному, різниця ходу буде дорівнювати нулю ($\Delta=0$); інтерференційна картина, що виникає при їх накладенні, буде розташована в центрі поля зору (рис.2а). Якщо в одній із кювет, наприклад, в кюветі 1 змінити показник заломлення на n_2 , то тепер різниця ходу променів $\Delta=n_2l - n_1l = (n_2 - n_1)l$. (l - довжина кювет). Інтерференційна картина зміститься при цьому в напрямі, перпендикулярному напрямку розташування щілин (рис.2б). Таким чином, вимірявши величину Δ , можна при відомому значенні n_1 визначити n_2 . Визначити Δ можна легко, якщо поставити на шляху променя, що йде через кювету 2, спеціальний компенсаційний пристрій J (рис.1), який змінює оптичний шлях другого променя на таку ж величину, як і зміна показника заломлення речовини на шляху першого променя. Цей пристрій називається компенсатором Жамена (містить компенсаційний клин). Він дає змогу за допомогою мікрометричного гвинта B (рис.1а) зміщувати верхню інтерференційну картину відносно нижньої.

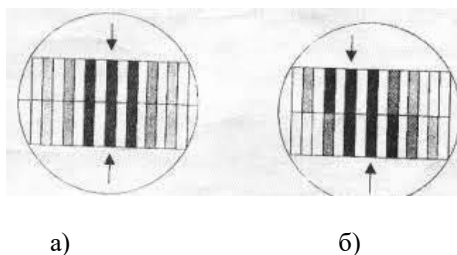


Рис.2. Інтерференційні смуги: а) співставленні, б) зміщені одна відносно іншої.

При цьому оптичні шляхи променів знову зрівнюються, результуюча різниця ходу стане рівною нулю і інтерференційна картина займе вихідне положення (рис.2а). Мікрометричний гвинт проградуйований так, що поворот його на одну поділку змінює різницю ходу, що вноситься клином, на $\lambda/30$.

Для забезпечення спостереження та визначення зміщення інтерференційної картини промені від щілин s_1 і s_2 і розділяються по довжині на дві частини. Верхні половини променів проходять через кювети, нижні - під ними. В результаті утворюється дві системи смуг (рис. 2, а).

Таким чином, вимір невідомого показника заломлення n_x зводиться до наступної процедури. Розмістимо на шляху обох променів кювети з однаковою речовиною, у якого показник заломлення n_0 відомий. Змінюючи положення компенсатора, доб'ємося суміщення верхньої і нижньої систем інтерференційних смуг і зробимо відлік N_0 по барабану мікрогвинта компенсатора. Якщо в одну із кювет помістимо тепер речовину з показником заломлення n_x , між променями виникне різниця ходу

$$\Delta_1 = n_x l - n_0 l = (N_x - N_0) l, \quad (1)$$

де l - довжина кювети, і верхня система інтерференційних смуг зміститься. Вводимо компенсатор, повертаючи мікрогвинт до тих пір, поки верхня система смуг не повернеться в початкове положення. Робимо відлік по барабану мікрогвинта N_x . Очевидно, що введена при цьому додаткова різниця ходу:

$$\Delta_2 = (N_x - N_0) \frac{\lambda}{30} = \Delta_1. \quad (2)$$

Звідси:

$$(n_x - n_0) l = \frac{N_x - N_0}{30} \lambda; \quad n_x = n_0 + \frac{N_x - N_0}{30L} \lambda. \quad (3)$$

Практична частина

У даній роботі проводиться визначення показника заломлення деяких слабо концентрованих розчинів, а також вимірюється залежність показника заломлення атмосферного повітря від тиску.

Якщо в приладі використовується джерело білого світла, то інтерференційні смуги будуть різнокольоровими. У зв'язку з цим при виконанні роботи треба дуже уважно стежити за тим, щоб поєднувалися між собою відповідні кольорові смуги обох систем.

Завдання1. Визначення показника заломлення цукрових розчинів.

1.Рідинні кювети ополіскують і заповнюють на 3/4 водою.

2.Вмикають освітлювальну лампочку інтерферометра, що живиться від понижуючого трансформатора.

3.Фокусують окуляром інтерференційну картину і обертанням барабана компенсаційного пристрою домагаються суміщення верхньої і нижньої систем смуг. Записують показання N_0 . Відкриваючи і закриваючи шторку в передній частині приладу, яка перекриває шлях одного з нижніх променів, переконуються в тому, що видима інтерференційна картина дійсно зобов'язана своїм походженням інтерференції двох світлових пучків.

4. Вводять у праву кювету одну краплю розчину цукру і обертанням мікрометричного барабана домагаються суміщення обох інтерференційних картин. Записують показання N_x . Відлік проводять не менше п'яти разів.

5. За формулою (3) визначають показник заломлення n_x . Знаходять помилку вимірювань.

Завдання 2. Вимірювання залежності показника заломлення повітря від тиску.

Дослід і елементарна теорія показують, що показник заломлення речовини залежить від його густини ρ при інших незмінних умовах. Ця залежність може бути представлена співвідношенням наступного виду:

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

Для газів, що знаходяться при невисоких тисках, записане співвідношення може бути спрощено. Оскільки в даному випадку n мало відрізняється від одиниці, то можна записати:

$$\frac{n^2-1}{n^2+2} \cdot \frac{1}{\rho} \approx \frac{2(n-1)}{3\rho} = \text{const} \quad \text{або} \quad \frac{n-1}{\rho} = \text{const}$$

З іншого боку, з огляду на те, що при постійній температурі густина газу ρ обернено пропорційна тиску P , можна записати:

$$n - 1 = kP,$$

де k - коефіцієнт пропорційності. Звідси видно, що залежність $n - 1$ від тиску має лінійний характер. Метою даної вправи є перевірка цього співвідношення.

Вправа виконується наступним чином:

1. На шляху променів, що інтерферують поміщають газові кювети. Обидві камери продувають повітрям і зрівнюють в них тиск. Поєднують верхню і нижню інтерференційні картини і записують показання.

2. Ліву камеру під'єднують до насоса Комовського. Зменшуючи тиск стрибкоподібно на 20-30 мм рт. ст., поєднують інтерференційні картини при кожному тиску і записують показання барабана компенсатора N_x . Вимірювання проводять при змінах трансформаційного тиску в камері від атмосферного до 200- 300 мм рт. ст. Тиск вимірюють мембранним манометром. Оскільки тиск в камері зменшується, то очевидно:

$$n_x = n_0 - \frac{N_x - N_0}{30L} \lambda, \quad (4)$$

де n_0 - показник заломлення повітря при тиску, що відповідає відліку N_0 .

Контрольні питання :

1. Розповісти принцип дії інтерферометра.
2. Яке явище називають інтерференцією?
3. Як отримуються когерентні світлові пучки в інтерферометрі?
4. Як отримати формулу для розрахунку показника заломлення речовини?
5. Як залежить показник заломлення газу від тиску?

Лабораторна робота №4

ВИВЧЕННЯ ЯВИЩА ДИФРАКЦІЇ НА ДИФРАКЦІЙНІЙ РЕШІТЦІ. ВИЗНАЧЕННЯ ДОВЖИНИ ХВИЛІ ЗА ДОПОМОГОЮ ГОНІОМЕТРА

Мета роботи: Познайомитись з явищем дифракції на прозорій дифракційній решітці та знайти довжини хвиль в спектрі випромінювання ртутної лампи.

Теоретичні положення:

1. Дифракція світла

Дифракцією називають відхилення світла від прямолінійного поширення, або огинання світлом непрозорих перешкод і проникнення його в область геометричної тіні. Дифракція є одним із проявів хвильової природи світла. Особливо чітко дифракцію можна спостерігати, коли розміри перешкод є не дуже великими порівняно з довжиною хвилі.

Дифракцію світла можна пояснити та описати за допомогою **принципу Гюйгенса – Френеля**. Згідно з принципом Гюйгенса - Френеля, світлова хвиля, що збуджується будь-яким джерелом S , може бути представлена **як результат суперпозиції когерентних вторинних хвиль**, «випромінюваних» фіктивними джерелами. Такими джерелами можуть служити нескінченно малі елементи будь-якої замкнутої поверхні, що охоплює джерело S . Зазвичай в якості цієї поверхні вибирають одну з хвильових поверхонь, тому всі фіктивні джерела діють синфазно. Таким чином, хвилі, що поширюються від джерела, є **результатом інтерференції всіх когерентних вторинних хвиль**.

Одним із типів дифракції є **дифракція Фраунгофера** (або дифракція в паралельних променях). Вона спостерігається в тому випадку, коли джерело світла й точка спостереження нескінченно віддалені від перешкоди, що викликала дифракцію.

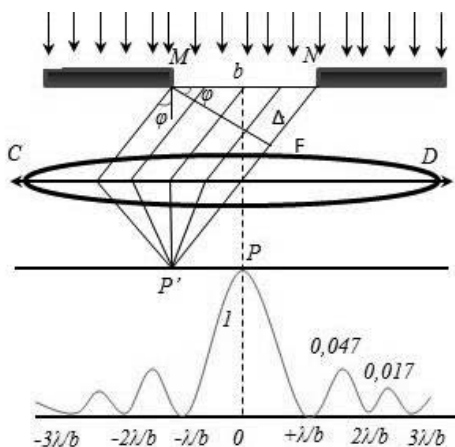


Рис.1. Дифракція Фраунгофера на одній щілині.

Нехай монохроматична хвиля падає нормально до площини нескінченно довгої вузької щілини ($l \gg b$), l - довжина, b - ширина щілини. Різниця ходу між променями 1 і 2 у напрямку φ :

$$\Delta = NF = b \sin \varphi.$$

Розіб'ємо хвильову поверхню на ділянці щілини MN на зони Френеля, що мають вид смуг, паралельних ребру M щілини. Ширина кожної смуги вибирається так, щоб різниця ходу від країв цих зон була рівна $\lambda/2$, тобто всього на ширині щілини укладеться $\Delta \frac{\lambda}{2}$ зон. Так як світло падає на щілину під прямим кутом, то площа щілини збігається зі фронтом хвилі, отже, усі точки фронту в площині щілини будуть коливатися синфазно. Амплітуди вторинних хвиль у площині щілини будуть рівні, тому, що обрані зони Френеля мають однакові площі й однаково нахилені до напрямку спостереження. Число зон Френеля $\Delta \frac{\lambda}{2}$ що укладаються на ширині щілини, залежить від кута φ .

Якщо число зон Френеля парне $\Delta \frac{\lambda}{2} = \pm 2m$ або

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

то в точці P спостерігається **дифракційний мінімум** (повна темрява),

Для спостереження дифракції Фраунгофера необхідно точкове джерело помістити у фокусі збиральної лінзи, а дифракційну картину можна досліджувати у фокальній площині другої збиральної лінзи, установленної за перешкодою (рис.1).

Якщо ж число зон Френеля непарне

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

то спостерігається **дифракційний максимум**, відповідний дії однієї не скомпенсованої зони Френеля.

При $\varphi=0$, $\Delta = 0$ в щілині укладається одна зона Френеля й, отже, у т. Р буде головний (центральный) максимум нульового порядку.

Основна частина світлової енергії зосереджена в головному максимумі: $m=0:1:2:3\dots$; $I=1:0,047: 0,017: 0,0083\dots$ (m - порядок максимуму; I - інтенсивність).

Звуження щілини приводить до розширення головного максимуму й зменшенню його яскравості (те ж і з іншими максимумами). При розширенні щілини ($b>\lambda$) максимумами будуть яскравіші, але дифракційні смуги стають вузьчі, а число самих смуг - більшим. При $b>>\lambda$ в центрі виходить різке зображення джерела світла, тобто має місце прямолінійне поширення світла.

При падінні білого світла буде розкладання його в спектр (рис.2). При цьому фіолетове світло буде відхилятися менше, синє - більше і т.д., червоне - максимально. Головний максимум у цьому випадку буде білого кольору.

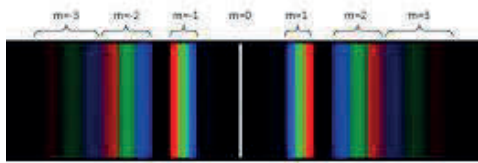
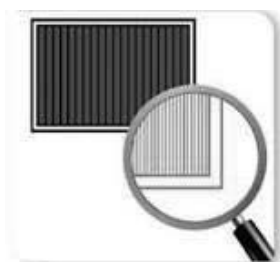


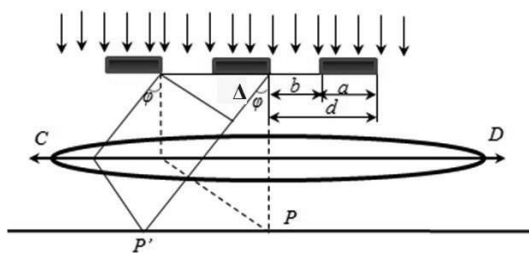
Рис.2.

2. Дифракція Фраунгофера на дифракційній решітці

На явищі дифракції ґрунтується будова чудового оптичного приладу — **дифракційної решітки**. Дифракційна решітка — це сукупність великої кількості вузьких щілин, розділених непрозорими проміжками (рис.3 а).



а)



б)

Рис.3. а) дифракційна решітка, б) хід променів в дифракційній решітці

Нехай N – кількість однакових по ширині й паралельних одна одній щілин, розділених непрозорими проміжками, також однаковими по ширині, b – ширина щілини, a – ширина непрозорої ділянки (рис.3 б).

Величина $d = a + b$ – називається **періодом решітки** або сталою решітки, $d = \frac{1}{N}$.

Дифракційна картина на решітці визначається як результат взаємної інтерференції хвиль, що йдуть від усіх щілин, тобто в дифракційній решітці здійснюється багатопроменева інтерференція. Так як щілини знаходяться одна відносно іншої на однакових відстанях, то різниці ходу променів, що йдуть від двох сусідніх щілин, будуть для даного напрямку ϕ однакові в межах усієї дифракційної решітки:

$$\Delta = (a+b) \sin\phi = d \sin\phi. \quad (1)$$

У напрямках, у яких спостерігається мінімум для однієї щілини, будуть мінімуми й у випадку N щілин, тобто **умова головних мінімумів** дифракційної решітки буде аналогічно умові мінімумів для щілини:

$$b \sin\phi = \pm m\lambda, \quad (m=1,2,3, \dots). \quad (2)$$

Крім того, внаслідок взаємного впливу світлових променів, що посиляються двома щілинами, в деяких напрямках вони будуть гасити один одного, тобто виникнуть додаткові мінімуми. Очевидно, що ці додаткові мінімуми будуть спостерігатися в тих напрямках, яким відповідає різниця ходу

променів $\lambda/2, 3\lambda/2, \dots$, що посиляються, наприклад, від крайніх лівих точок обох щілин. Таким чином, з урахуванням (1) умова **додаткових мінімумів** для решітки має вигляд:

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

Навпаки, дія однієї щілини буде посилювати дію іншої, якщо:

$$d \sin \varphi = \pm 2m \frac{\lambda}{2} = \pm m\lambda \quad (m=0,1,2, \dots), \quad (4)$$

- це є умова **головних максимумів**

$$d \sin \varphi = 0, \lambda, 2\lambda, 3\lambda, \dots,$$

тобто між двома головними максимумами розташовується один додатковий мінімум. При трьох щілинах, між кожними двома головними максимумами розташовується два додаткових мінімуми, при чотирьох щілинах - три і т. д.

Між головними максимумами є додаткові дуже слабкі максимуми, інтенсивність яких у багато разів менше інтенсивності головних максимумів. При N щілинах в решітці додаткових максимумів буде $N - 2$, додаткових мінімумів $(N-1)$ додаткових мінімумів. Таким чином, дифракційна картина при дифракції на решітці буде мати вигляд (рис.4):

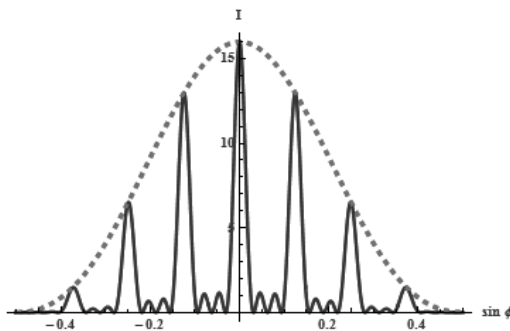


Рис.4. Дифракційна картина на решітці при $N=4$

Якщо решітку висвітлювати білим світлом, те всі

максимуми, крім центрального ($m = 0$) розкладуться в спектр, причому фіолетові лінії будуть ближче до центру, а червоні далі, тому що $\lambda_{\text{ф}} < \lambda_{\text{черв}}$, то $\varphi_{\text{ф}} < \varphi_{\text{черв}}$, (рис.5).

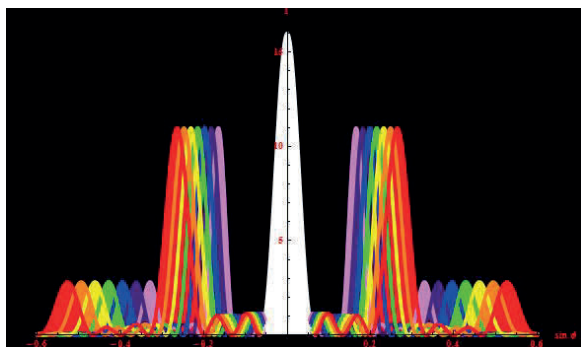
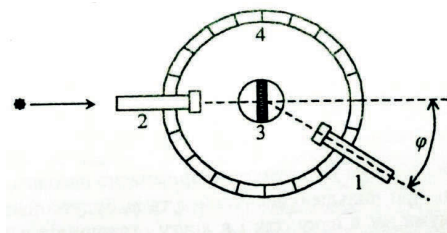


Рис.5.

Експериментальна частина

Опис експериментальної установки



Для визначення величини кута φ використовують гоніометр (рис. 6).

Рис.6. Будова гоніометра.

Він має зорову трубу 1, коліматор 2, столик, на якому розташовують дифракційну решітку 3, і лімб 4, із градусною шкалою, яка має ноніус. В полі зору трубки 1 є хрестовина, яку слід наводити на лінії у спектрах відповідних порядків, і робити виміри кутів.

Порядок виконання роботи й обробка результатів:

Увімкнути ртутну лампу, і направити світло від неї на щілину коліматора нерухомої трубки гоніометра. За допомогою зорової трубки вивчити спектри пари ртуті й розташування в ньому ліній відповідних порядків. Встановити перехрестя зорової трубки на одну з ліній спектра першого порядку (наприклад, на фіолетову лінію зліва від центрального максимуму), і на лімбі зробити відлік. Перевести перехрестя на таку ж саму лінію першого порядку, що знаходиться справа від центрального максимуму і знову зробити відлік на лімбі. Різницю цих відліків слід розділити наполовину і знайти кут φ . Знаючи

період решітки, розрахувати довжину хвилі за допомогою формули (4), у відповідності до якої:

$$\lambda = \frac{d \sin \varphi}{m}, \quad m=1,2,..$$

Таким чином, знаходимо довжини хвиль для фіолетових, синіх, блакитних, зелених, жовтих ліній спектра ртуті першого й другого порядків. Всі результати заносять у таблицю.

Лінія спектра	Період решітки d , мм	Порядок спектра m	Положення трубки гоніометра		Кут дифракції $\varphi_m = \frac{ \varphi'_m - \varphi''_m }{2}$	λ , А
			φ'_m відлік зліва від центрального максимуму	φ''_m відлік справа від центрального максимуму		
Фіолетова						
Синя						
Блакитна						
Зелена						
Жовта						

Контрольні питання:

1. Що таке дифракція?
2. Сформулюйте принцип Гюйгенса – Френеля. Поясніть за допомогою цього принципу явище дифракції.
3. При яких умовах спостерігається дифракція Фраунгофера?
4. Що являє собою дифракційна решітка? Що називається періодом решітки?
5. Чим відрізняється дифракційна картина при освітленні білим і монохроматичним світлом ?
- 6.Що являють собою зони Френеля?
7. Сформулюйте умови дифракційного максимуму і мінімуму для дифракції Фраунгофера на одній щілині.

8. Як розподілена енергія світлової хвилі при збільшенні порядку максимуму?
9. Чи впливає ширина щілини на дифракційну картину, що спостерігається на екрані ?
10. Сформулюйте умови головних мінімумів, додаткових мінімумів і головних максимумів для дифракції на дифракційній решітці.
11. Скільки додаткових мінімумів і максимумів виникне внаслідок дифракції на 5 щілинах ?
12. Для чого використовують дифракційні решітки ?

Лабораторна робота № 5

ВИЗНАЧЕННЯ РОЗМІРІВ МІКРОЧАСТИНОК ЗА ДОПОМОГОЮ ЛАЗЕРА

Мета роботи: Дослідити дифракцію світла на мікроскопічних частинках (джерело світла - лазерне випромінювання). Використовуючи умови дифракційного максимуму знайти розміри частинок.

Теоретична частина

1. Дифракція Френеля на круглій перешкоді (диску).

Дифракція сферичних хвиль, коли дифракційна картина спостерігається на кінцевій відстані від перешкоди, що викликала дифракцію, називається **дифракцією Френеля**.

Нехай сферична хвиля, що розповсюджується від точкового джерела S , зустрічає на своєму шляху диск. Дифракційну картину спостерігаємо на екрані (E) в точці B , яка лежить на лінії, що з'єднує S з центром диска (рис.1).

Розіб'ємо хвильову поверхню Φ на кільцеві зони Френеля. Відстань від країв кожної наступної зони до точки B збільшується на величину $\lambda/2$.

В даному випадку закрити диском ділянку фронту хвилі Φ треба виключити з розгляду і зони Френеля будувати починаючи з країв диска.

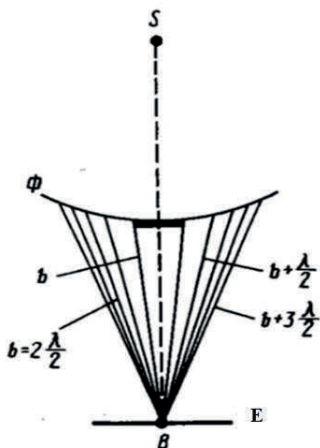


Рис.1. Дифракція на круглому диску. b – відстань від перешкоди до точки B , в якій спостерігаємо дифракцію, λ – довжина світлої хвилі, E – екран.

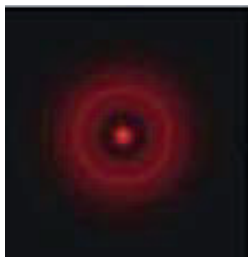
Нехай диск закриває m перших зон Френеля. Так як хвилі від сусідніх зон до точки B проходять відстань, яка відрізняється на $\lambda/2$, то в точку B вони приходять в протилежній фазі і при накладанні будуть послаблювати одна іншу. Тоді амплітуда результуючого коливання в точці B буде дорівнювати:

$$A = A_{m+1} - A_{m+2} + A_{m+3} - \dots = \frac{A_{m+1}}{2} + \left(\frac{A_{m+1}}{2} - A_{m+2} + \frac{A_{m+3}}{2} \right) + \dots$$

Згідно теорії Френеля вирази, що стоять в дужках, дорівнюють нулю, тому

$$A = A_{m+1}/2.$$

Отже, в точці B завжди спостерігається **інтерференційний максимум** (світла пляма), відповідний половині амплітуди першої відкритої зони Френеля.



Центральний максимум оточений концентричними з ним темними і світлими кільцями, а інтенсивність максимумів зменшується з відстанню від центру картини (рис.2).

Рис.2. Дифракційна картина на диску.

Зі збільшенням радіусу диска перша відкрита зона Френеля віддаляється від точки B і збільшується кут φ_m між нормаллю до поверхні цієї зони і напрямком на точку B . У результаті інтенсивність центрального максимуму зі збільшенням розмірів диска зменшується. При великих розмірах диска за ним спостерігається тінь, поблизу країв якої має місце вельми слабка дифракційна

картина. В даному випадку дифракцією світла можна знехтувати і вважати, що світло поширюється прямолінійно.

Розрахунки кутових радіусів φ_m максимумів і мінімумів згідно теорії Френеля надаються в таблиці 1.

Таблиця 1. (r – радіус диска)

Кутові радіуси мінімумів	$\sin\varphi_1 = \frac{0.61\lambda}{r}$	$\sin\varphi_2 = \frac{1.12\lambda}{r}$	$\sin\varphi_3 = \frac{1.62\lambda}{r}$
Кутові радіуси максимумів	$\sin\varphi_1 = 0$	$\sin\varphi_2 = \frac{0.81\lambda}{r}$	$\sin\varphi_3 = \frac{1.33\lambda}{r}$

2. Лазери

Оптичні квантові генератори, які дають випромінювання в оптичному діапазоні, називають **лазерами**. Принцип їх роботи базується на генерації і підсиленні світла за допомогою вимушеного індукованого випромінювання.

Індуковане випромінювання – це таке випромінювання електромагнітних хвиль, яке виникає, якщо атом переходить із збудженого стану в основний під дією зовнішнього фотона. Така взаємодія фотона зі збудженим атомом можлива, якщо енергія $h\nu$ фотона дорівнює різниці рівнів енергій атома в збудженому (2) й основному (1) станах (рис.3): $h\nu = E_2 - E_1$. В цьому випадку після взаємодії фотона з атомом, від атома будуть розповсюджуватись уже два фотони: той, що вимушує атом випромінювати і той, що випромінюється атомом.

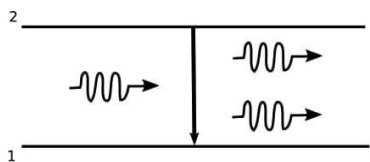


Рис.3.Вимушене (індуковане) випромінювання. 1- основний стан атома з енергією E_1 , 2- збуджений стан з енергією E_2 .

Утворене при цьому вимушене випромінювання має таку саму частоту й фазу, що і стимулююче, і розповсюджується в тому ж напрямку. Тобто, індуковане випромінювання є когерентним тому, що примушує збуджений атом випромінювати.

При взаємодії фотонів із речовиною поряд із вимушеним випромінюванням йде процес поглинання фотонів, при якому атом проходить з основного стану в збуджений. В нормальному стані не збуджених атомів у речовині значно більше, чим збуджених, тому при взаємодії фотонів із речовиною переважає процес поглинання останніх і підсилення світла немає. Для того щоб процес вимушеного випромінювання переважав над поглинанням, необхідно щоб концентрація атомів речовини на верхніх енергетичних рівнях, що відповідають збудженому стану, була більше чим на нижніх. Такий стан називають **інверсійною заселеністю**. Інтенсивність світла, що проходить через середовище з інверсійною заселеністю атомів зростає $I > I_0$ на відміну від нормального стану, для якого, згідно закону Бугера:

$$I = I_0 e^{-\alpha l}$$

інтенсивність зменшується $I < I_0$. Тут α - коефіцієнт поглинання, l – товщина шару речовини, через яку проходить світло.

Розглянемо будову на принципі дії газового гелій – неоновго лазера. Основним його елементом є розрядна трубка, що заповнена сумішшю газів гелію й неону. Парціальний тиск гелію – 1 мм рт.ст., неону – 0,1 мм рт.ст. Атоми неону є випромінюючими (робочими) атомами, атоми гелію – допоміжними, що необхідні для створення інверсійної заселеності.

На рис. 4а,б показані енергетичні рівні атомів неону та гелію. При електричному розряді в трубці збуджуються атоми гелію і переходять у стан 2 (рис.4а). При взаємодії з атомами неону атоми гелію передають їм свою енергію і переводять їх у збуджений стан 3 (рис.4б). Системи, що забезпечують збудження атомів називають **системами накачки**.

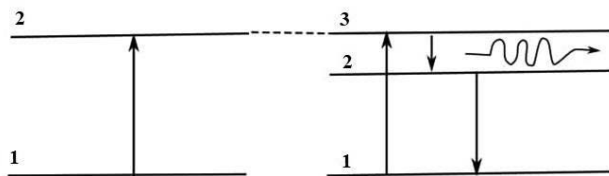


Рис.4.

а)

б)

Оскільки час перебування атомів на рівні 3 порівняно малий, вони досить швидко спонтанно переходять в ближній рівень 2. Рівень 2 являється **метастабільним**, час життя на ньому великий. За умови, що рівень 2 є метастабільним, у процесі дії накачки атоми будуть накопичуватися саме на таких рівнях. Як результат цього, досягається інверсійна заселеність рівнів 2. В середовищі з інверсійною заселеністю рівнів індукований перехід між рівнями 2 і 1, з енергіями E_2 і E_1 , відповідно, дозволяє підсилити світловий потік, якщо його частота відповідає умові:

$$\nu = \frac{(E_2 - E_1)}{h}, \quad h - \text{стала Планка.}$$

Для створення індукованого випромінювання необхідно, щоб випущений атомом фотон багаторазово проходив через активне середовище. Для цього на кінцях розрядної трубки (1) розміщують два сферичних дзеркала (2) (рис.5). У трубку впаяні два електроди (3), між якими створюється високовольтна напруга, необхідна для накачки. Дзеркала розташовують так, щоб вони утворили резонатор, тобто між ними повинно вміщатись ціле число напівхвиль.

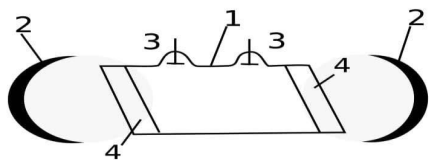


Рис.5. Основні елементи будови лазера

З трубки світло виходить через так звані **вікна Брюстера** (4), розташовані так, що світло, яке розповсюджується вздовж трубки, падає на них під **кутом Брюстера**. Завдяки цьому світло **поляризується** і при проходженні через них не відбивається, тобто повністю проходить через них без втрат. В результаті чого з лазера виходить когерентний, у високій степені монохроматичний поляризований пучок світла. Цей пучок практично складається з паралельних променів. Завдяки таким властивостям лазери знайшли досить широке використання в різних галузях науки, техніки, медицині, промисловості.

Практична частина

Завдання: Знайти довжину хвилі лазера, та визначити розміри мікроскопічних частинок за допомогою лазера

Порядок виконання роботи і обробки результатів:

1. Для визначення довжини хвилі лазера – λ , використовують дифракційну решітку з відомим періодом d . При освітленні решітки монохроматичним світлом відбувається дифракція. Вторинні когерентні хвилі, що утворюються в наслідок дифракції розповсюджується по всім напрямкам, інтерферують і утворюють на екрані дифракційну картину у вигляді смугастого ряду, де ділянки з максимальною освітленістю чергуються з темними ділянками (рис.6).

Умовою максимумів є:

$$d \sin \varphi = k\lambda,$$

де $k = 1, 2, 3 \dots$ - порядок головних максимумів. Знаючи період решітки d та кут φ під якими видно максимум k – го порядку можна визначити довжину хвилі світла, що падає на решітку.

$$\lambda = \frac{d \sin \varphi}{k}, \quad \sin \varphi = \frac{R}{\sqrt{R^2 + l^2}}.$$

тут l – відстань від дифракційної решітки до екрану, R – відстань від нульового до k -го максимуму. Розрахунки провести для декількох довжин хвиль. Знайти середнє значення і порівняти з паспортним значенням.

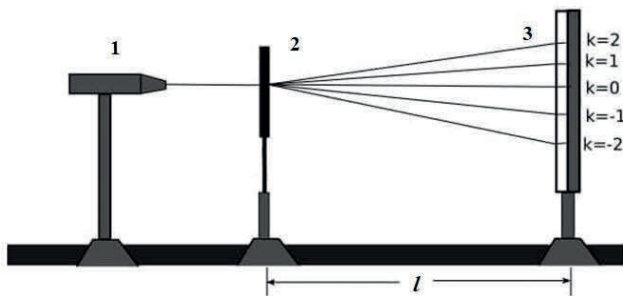


Рис.6. Схема експериментального стану: 1-лазер, 2- стійка з дифракційною решіткою, 3- екран.

2. Якщо замість дифракційної решітки взяти скляну пластинку і нанести на неї моношар мілких круглих частинок радіусом r , то на екрані також можна спостерігати явище дифракції, яке являє собою суму дифракційних картинок від окремих частинок. Ця картина буде мати вигляд концентричних кілець, розташованих навколо центрального кола (рис.7).

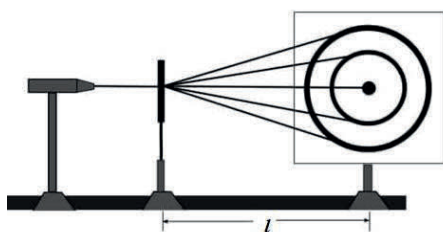
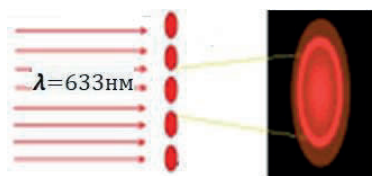


Рис.7.



Лазерне
випромінювання

Частинки

Екран

Далі виконуємо наступні дії:

2.1. Виміряти за допомогою лінійки радіуси світлих і темних кілець, отриманих на екрані.

2.2. Використовуючи дифракційну теорію Френеля (дані таблиці 1) , а саме

умови дифракційного максимуму (світлі кільця) і мінімуму (темні кільця), знайти радіуси мілких частинок, на яких відбувається дифракція.

Зручніше використовувати темні кільця. Умовою отримання мінімумів на круглих перешкодах є:

$$r \sin \varphi_0 = 0,61\lambda, \quad r \sin \varphi_2 = 1,12\lambda, \quad r \sin \varphi_3 = 1,62\lambda$$

З першого мінімуму знаходимо:

$$r_1 = \frac{0,61\lambda}{\sin \varphi_1}, \quad \text{де } \sin \varphi_1 = \frac{R}{\sqrt{R^2 + l^2}},$$

тут λ – довжина хвилі лазерного випромінювання, R - радіус першого темного кільця, l – відстань від скляної пластинки з частинками до екрану, де спостерігаємо дифракцію (вимірюється за допомогою лінійки).

Такі ж розрахунки зробити для другого та третього темних кілець. Знайти середнє значення радіусів частинок.

УВАГА! Слід пам'ятати, що попадання в очі прямого лазерного випромінювання шкідливо для зору.

Контрольні питання :

1. Яка дифракція називається дифракцією Френеля?
2. Як відбувається поділ хвильового фронту на зони Френеля?
3. Як виглядає дифракційна картина на круглій перешкоді (диску)?
4. Як знайти амплітуду коливань, виходячи з теорії Френеля?
5. Опишіть механізм виникнення спонтанного та індукованого випромінювання атомів.
6. Що таке інверсійна заселеність рівня?
7. Яке призначення гелію та неону в газовому лазері?
8. За рахунок чого досягається підсилення світла в лазері?
9. Яким чином поляризується світло в лазері?
10. Чому виникають темні та світлі кільця при попаданні лазерного випромінювання на мілкі частинки?

Лабораторна робота № 6

ПРОВЕДЕННЯ СПЕКТРАЛЬНОГО АНАЛІЗУ ЗА ДОПОМОГОЮ СПЕКТРОСКОПУ

Мета роботи: Ознайомитись з явищем дисперсії. За допомогою спектроскопу провести спектральний аналіз невідомого газу та визначити його склад.

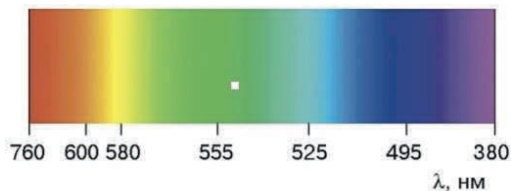
Теоретична частина

1. Спектри випромінювання. *Розподіл будь-якого випромінювання за довжинами хвиль (або частот коливань) називається спектром цього випромінювання.*

Дослідження спектрів світла, що випромінюється різними тілами, показують, що спектри випромінювання бувають трьох типів: *суцільні, лінійчаті та смугасті.*

Спектр, у якому довжини хвиль монохроматичного випромінювання змінюються безперервно, називається суцільним спектром. Розпечені тверді і рідкі тіла, наприклад розжарені метали, вугілля, дають *суцільний спектр* (рис.1а), що складається з кольорових смуг, що безперервно наступують один за одним. Суцільний спектр однаковий для всіх розпечених тіл незалежно від своїх хімічного складу.

Розжарені атомарні гази та пари при низьких тисках дають лінійний спектр, що складається з окремих кольорових ліній, розділених темними проміжками (рис.1б). Кожна речовина в газоподібному стані має свій лінійний спектр з певними кольором, положенням та кількістю спектральних ліній. Ці лінії можуть спостерігатися у видимій, а також можуть бути виявлені в ультрафіолетовій та інфрачервоній областях спектру. Лінійчаті спектри створюються випромінюванням вільних (не взаємодіючих) атомів, які пов'язані в молекули.

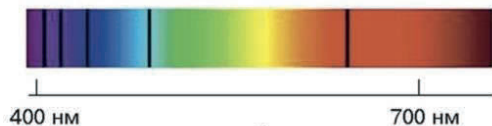


a

Спектр випромінювання водню



Спектр поглинання водню



б



в

Випромінюванням молекул утворюються **смугасті спектри**, що складаються з кольорових смуг, розділених темними проміжками (рис.1 в) У свою чергу кожна смуга складається з багатьох ліній, близько розташованих одна до одної.

Рис. 1. Спектри випромінювання: суцільний (а), лінійчатий (б, верхній), смугастий (в). 7 б, нижній - спектр поглинання.

Якщо біле світло пропустити через розріджений газ, то спектрі цього світлового потоку будуть виявлені темні смуги (рис.7 б, нижній спектр). Це **спектр поглинання**.

Поява темних смуг у спектрах поглинання викликано тим, що з проходження білого світла через розріджений газ його атоми поглинають випромінювання певної частоти. Спостерігаючи в спектроскопі по чергово спектри поглинання та випромінювання однієї й тієї ж речовини, виявляють, що темні лінії у спектрі поглинання розташовані в тих же місцях, де є кольорові лінії у спектрі випромінювання розпечених парів цієї речовини. Точне відповідність розташування темних ліній поглинання розташування кольорових ліній випромінювання означає, що будь-яка речовина поглинає світлові промені тих частот, які воно випромінює в даних умовах (рис. 7б).

Спектр сонячного світла – це спектр поглинання. Він перетнутий десятками тисяч темних ліній поглинання у видимій та невидимій областях

спектру. Лінії поглинання відповідають частотам світла, поглиненим газами та парами речовин, що містяться в газовій оболонці Сонця та в атмосфері Землі. По спектру поглинання встановлено, що у оболонці Сонця є водень, гелій, кальцій, натрій, залізо та інші елементи, що зустрічаються Землі.

Закономірності у спектрах випромінювання та спектрах поглинання покладено основою методу визначення хімічного складу речовини - **спектрального аналізу**.

2. Дисперсія

Спектр випромінювання, одержаний за допомогою призми, називають дисперсійним. У ньому розташування довжин хвиль нерівномірне: він стиснутий у довгохвильовій частині та розтягнутий у короткохвильовій.

Дисперсія світла – це залежність фазової швидкості v світла в середовищі від його частоти. Так як $v = \frac{c}{n}$ (c – швидкість світла у вакуумі, n - показник заломлення), то показник заломлення середовища виявляється залежним від частоти ν або довжини хвилі λ ($\lambda = c/\nu$):

$$n = f(\lambda) . \quad (1)$$

Наслідком дисперсії є розкладання в спектр білого світла при проходженні його через призму (рис.2).

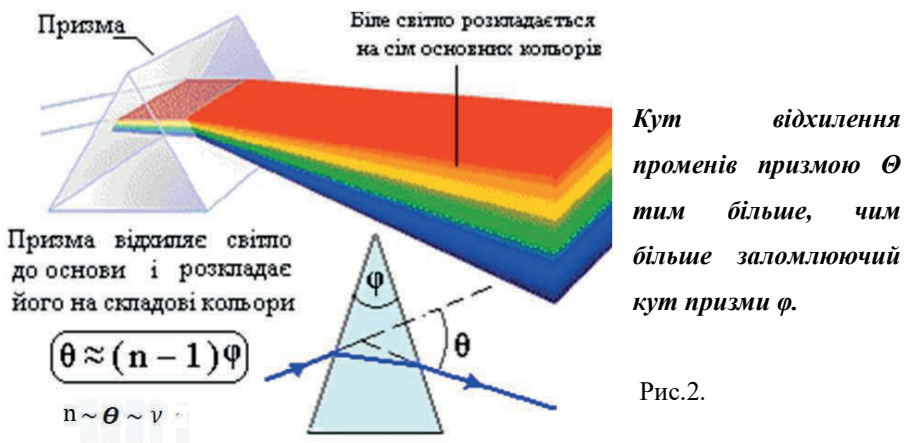


Рис.2.

У червоного світла довжина хвилі більша, ніж у інших кольорів, тому для нього кут заломлення найменший (рис.2). Найбільше відхиляється від напрямку падіння на призму після заломлення фіолетове світло, яке має найменшу довжину хвилі (серед видимого світла) і відповідно найбільшу частоту.

Дисперсія буває нормальною і аномальною. Дисперсія, коли зі зменшенням довжини хвилі λ (збільшенням частоти) показник заломлення n , а отже, величина $dn/d\lambda$ збільшуються, називається **нормальною**.

Якщо показник заломлення n буде убувати зі зменшенням λ , то такий хід залежності n від λ називається **аномальною дисперсією**. Таке явище спостерігається поблизу ліній і смуг поглинання.

На явищі нормальної дисперсії заснована дія **призменних спектрографів**. Не дивлячись на їх деякі недоліки (наприклад, необхідність градування, різна дисперсія на різних ділянках спектра) при визначенні спектрального складу світла, призменні спектрографи знаходять широке використання в спектральному аналізі.

Практична частина

1. Опис експериментальної установки

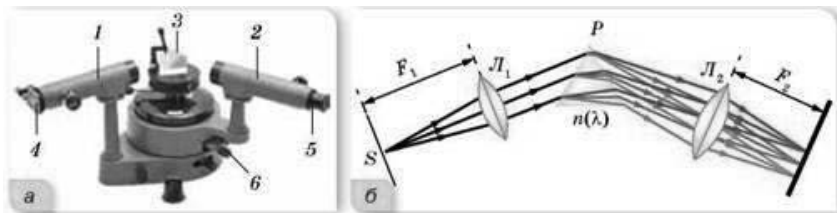


Рис.3.

Для спостереження спектрів тіл, що світяться, використовують спектроскоп (рис.3). Зовнішній вигляд і оптична схема призматичного спектроскопа показано на рис. а і б. Тригранна призма 3 (Р) міститься між двома трубами. Труба 1 - коліматор - складається з вузької щілини 4, ширину якої можна регулювати поворотом гвинта, та лінзи L_1 , у фокальній площині

якої розташована щілина 4. Джерело світла S, спектр якого необхідно досліджувати, міститься перед щілиною. Коліматор спрямовує на грань призми паралельний пучок світла. Утворений призмою спектр спостерігають у зорову трубу 2. У фокальній площині лінзи L_2 утворюється дисперсійний спектр, який розглядають крізь окуляр 5 зорової труби. В полі зору окуляра видно показчик (у вигляді стрілки), яку можна навести на любую лінію спектра за допомогою барабана, який повертає зорову трубу.

2. Виконання роботи

1. Градування приладу: Перед спектроскопом розміщують ртутну лампу. Включають блок живлення лампи і направляють пучок променів на щілину спектроскопу. Через окуляр спостерігають за лінійним спектром ртуті. Наводять показчик приладу на кожну лінію спектра і по шкалі барабана фіксують поділки. Довжини хвиль відповідних ліній ртуті знаходять із таблиць. Експериментальні дані заносять в таблицю

Колір лінії	Довжина хвилі, λ , А	Показник на барабані, α
Жовтий	5790	
Зелений	5460	
Блакитний	4960	
Синій	4358	
Фіолетовий	4077	

Побудувати графік залежності довжини хвилі від поділок на барабані приладу $\lambda=f(\alpha)$.

2. Проведення спектрального аналізу невідомого газу. Перед щілиною спектроскопу розміщують замість ртутної лампи іншу газорозрядну лампу з невідомим газом. Включають блок її живлення і спостерігають спектр (знаходять всі лінії спектра). За допомогою барабана по черзі на кожну лінію наводять показчик і фіксують відповідні поділки на барабані. По градуовальному графіку для ртутної лампи визначають довжини хвиль цих

ліній. Потім, користуючись каталогом, визначають невідомий газ по лініям спектру.

Контрольні питання :

1. Що називається дисперсією?
2. Чому розкладається світло в спектр після проходження через призму? Від чого залежить кут відхилення променів після виходу з призми?
3. Що називається нормальною і аномальною дисперсією?
4. Що таке спектр? Які бувають спектри, чим пояснюються відмінності?
5. Чим спектри поглинання відрізняються від спектрів випускання?
6. Як пояснити виникнення веселки після дощу?
7. Будова спектроскопу
8. Як провести спектральний аналіз за допомогою спектроскопу?

Лабораторна робота № 7

ВИВЧЕННЯ ЯВИЩА ПОЛЯРИЗАЦІЇ СВІТЛА

Мета роботи: за допомогою лабораторного стенду ознайомитись з явищем поляризації світла та методами отримання поляризованого світла. Дослідити властивості поляризованого світла, внаслідок візуалізації законів Малюса, Брюстера, явища подвійного променезаломлення.

Теоретична частина

Світло являє собою сумарне **електромагнітне випромінювання** безлічі атомів. Електромагнітні світлові хвилі є поперечними. Коливання векторів напруженості електричного $\vec{E}$ і магнітного $\vec{H}$ полів відбувається у взаємно перпендикулярних площинах (рис.1).

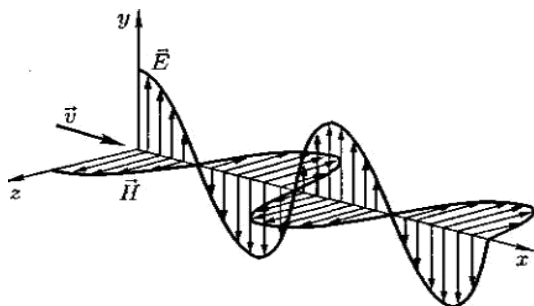


Рис.1. Електромагнітна хвиля.

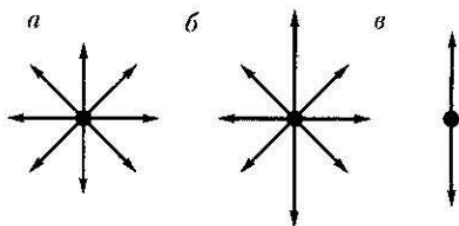
v – швидкість
розповсюдження хвилі

Атоми ж випромінюють світлові хвилі незалежно один від одного, тому світлова хвиля, що випромінюється тілом в цілому, характеризується всілякими рівномірними коливаннями світлового вектора (рис.2а, промінь перпендикулярний площині рисунка).

Світло зі всілякими рівномірними орієнтаціями вектора $\vec{E}$ (і, отже, $\vec{H}$) називається природним. (рис.2.а)

Світло, в якому напрямки коливань світлового вектора якимось чином впорядковані, називається поляризованим.

Якщо в результаті яких-небудь зовнішніх впливів з'являється переважний напрямок коливань вектора $\vec{E}$ (рис. 2б), то маємо справу з **частково поляризованим світлом**.

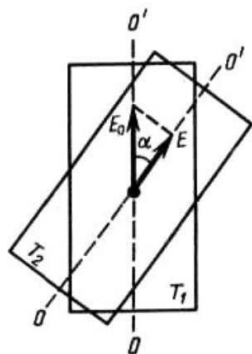


Світло, в якому вектор $\vec{E}$ коливається тільки в одному напрямку, перпендикулярному променю (рис. 2в), називається **плоско поляризованим** або **лінійно поляризованим**.

Рис.2. Світло: а) неполяризоване, б) частково поляризоване, в) плоско поляризоване.

Природне світло можна перетворити в плоскополяризоване, використовуючи так звані **поляризатори**, речовини які пропускають коливання **тільки певного напрямку** (наприклад, пропускають коливання, паралельно головній площині поляризатора), і повністю затримують коливання, перпендикулярні цій площині. В якості поляризаторів можуть використовуватись середовища, анізотропні відносно коливань вектора $\vec{E}$, наприклад, кристали. З природних кристалів, які використовуються в якості поляризатора, слід зазначити **турмалін**. Для того, щоб виявити поляризацію світла, його потрібно пропустити через інший поляризатор, який називають **аналізатором**.

1. Закон Малюса. Направимо природне світло перпендикулярно пластинці турмаліну T_1 вирізаній паралельно так званій **оптичній осі** OO'



(рис.3). Обертаючи кристал T_1 навколо напрямку променя, ніяких змін інтенсивності світла, що пройшло через турмалін, не спостерігаємо. Якщо на шляху променя поставити другу пластину турмаліну T_2 і обертати її навколо напрямку променя, то інтенсивність світла, що пройшло через пластинки, змінюється в залежності від кута α між оптичними осями кристалів **за законом Малюса** (французький вчений):

Рис.3. Закон Малюса

$$I = I_0 \cos^2 \alpha \quad (1)$$

I_0 –інтенсивність світла, що падає на другий кристал (аналізатор), I –інтенсивність світла, що виходить із нього.

Так як інтенсивність світла I прямо пропорційна квадрату напруженості E , закон Малюса можемо надати у вигляді:

$$E = E_0 \cos \alpha.$$

Інтенсивність світла, що пройшло через перший поляризатор дорівнює $I_0 = I_{\text{прир}}/2$, тоді закон Малюса (1) можна записати у вигляді:

$$I_0 = (I_{\text{прир}}/2) \cos^2 \alpha,$$

де $I_{\text{прир}}$ – інтенсивність природного світла, що падає на поляризатор.

Отже інтенсивність світла, що проходить через поляризатор і аналізатор (дві пластинки) змінюється від **мінімуму (повне гасіння світла) при $\varphi = \pi/2$ (оптичні осі пластинок перпендикулярні) до максимуму при $\varphi = 0$ (оптичні осі пластинок паралельні).**

2. Поляризація при відбитті та заломленні світла на межі двох діелектриків. Закон Брюстера.

Якщо природне світло падає на межу поділу двох діелектриків (наприклад, повітря і скла), то частина його відбивається, а частина заломлюється і поширюється в другому середовищі (рис.4). Встановлюючи на шляху відбитого і заломленого променів аналізатор (наприклад, турмалін), можна переконатися в тому, що відбитий і заломлений промені частково поляризовані: при обертанні аналізатора навколо променів інтенсивність світла періодично підсилюється або слабшає (повного гасіння не спостерігається, рис. 4а).

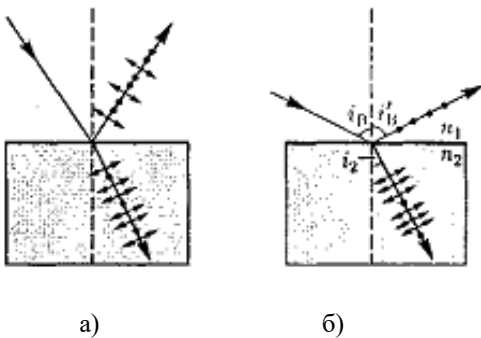


Рис.4. Поляризація при падінні світла на скляну пластинку а) часткова поляризація, б) повна поляризація відбитого світла - закон Брюстера. i_B - кут Брюстера

Дослідження показали, що у **відбитому промені переважають коливання, перпендикулярні до площини падіння, в заломленому - коливання, паралельні площині падіння.**

Шотландський фізик Д.Брюстер встановив закон, згідно якого :

При куті падіння i_B (кут Брюстера), який визначається умовою:

$$\operatorname{tg} i_B = n_{21} \quad (2)$$

відбитий промінь є повністю плоскополяризований (і містить тільки коливання перпендикулярні площині падіння), а **заломлений промінь поляризується максимально, але не повністю** (коливання лежать в площині падіння),(рис.4б). **Це є закон Брюстера.** Відношення $n_{21}=n_2/n_1$ - показник заломлення другого середовища відносно першого.

Якщо світло падає під кутом Брюстера, то відбитий промінь і заломлений взаємно перпендикулярні.

3. Подвійне променезаломлення

Всі прозорі кристали (крім кристалів кубічної системи, які оптично ізотропні) мають здатність **подвійного променезаломлення** - тобто **роздвоювання кожного падаючого на них світлового пучка**. Це явище, в 1669 р вперше виявлене датським вченим Е. Бартоліні для ісландського шпату (різновид кальциту CaCO_3).

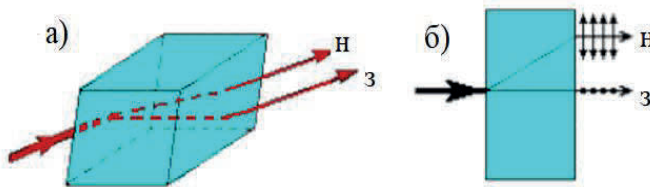


Рис.5. Подвійне променезаломлення.

Якщо на товстий кристал ісландського шпату направити вузький пучок світла, то з кристалу вийдуть два просторово розділених променя, **паралельно один одному і падаючому променю** (рис. 5а). Навіть в тому випадку, коли первинний пучок падає на кристал під прямим кутом (рис. 5б), заломлений пучок розділяється на два, причому один з них є продовженням первинного, а другий відхиляється. Другий з цих променів отримав назву **незвичайного (н)**, а перший - **звичайного (з)**.

Дослідження звичайного і незвичайного променів показують, що вони повністю поляризовані у взаємно перпендикулярних напрямках. Площина, що проходить через напрям променя світла і оптичну вісь кристала, називається **головною площиною** (або головним перерізом кристала). Коливання світлового вектора (вектора напруженості E електричного поля) в звичайному промені відбуваються перпендикулярно головній площині (рис. 5б, крапки) , в незвичайному - в головній площині (рис. 5б, стрілочки).

Неоднакове заломлення звичайного і незвичайного променів вказує на відмінність для них показника заломлення. Очевидно, що при будь-якому напрямку звичайного променя (з) коливання світлового вектора перпендикулярні оптичній осі кристала, тому **звичайний промінь розповсюджується по всіх напрямках з однаковою швидкістю і, отже, показник заломлення для нього є величина постійна.**

Для незвичайного променя (н) кут між напрямком коливань світлового вектора і оптичною віссю відмінний від прямого і залежить від напрямку променя, тому незвичайні промені розповсюджуються по різним напрямкам з різними швидкостями. **Отже, показник заломлення незвичайного променя є змінною величиною, яка залежить від напрямку променя.**

Таким чином, звичайний промінь підпорядковується закону заломлення (звідси і назва «звичайний»), а для незвичайного променя цей закон не виконується. Після виходу з кристала, якщо не брати до уваги поляризацію у взаємно перпендикулярних площинах, ці два промені нічим один від одного не відрізняються.

Практична частина

Порядок виконання роботи

1. На оптичній лаві зібрати наступну схему (рис.6.): джерело світла (S), конденсор (К), поляризатор (П), аналізатор (А), об'єктив (О), екран (Е)

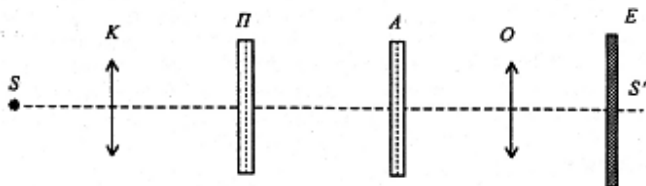


Рис.6. Схема лабораторної установки.

2. Вивчити властивості лінійно поляризованого світла використовуючи закон Малюса. Для цього потрібно обертати аналізатор навколо осі SS' і спостерігати за зміною інтенсивності світла на екрані. Результати дослідження описати і пояснити.
3. Ознайомитись з властивостями частково поляризованого світла (законом Брюстера). Для цього на оптичну лаву (рис.6) замість поляризатора П ставлять стопу скляних пластин. Обертаючи аналізатор, спостерігають за зміною інтенсивності світла на екрані. Результати дослідження описати і пояснити.
4. Вивчити явище подвійного променезаломлення внаслідок проходження світла через кристал ісландського шпату, встановленого на оптичній осі замість поляризатора. Перед кристалом розміщують вузьку щілину (діафрагму) для обмеження площі світлового потоку від джерела. Обертаючи аналізатор, спостерігають два промені, які, змінюючи свою інтенсивність, по черзі то з'являються, то зникають. Явище пояснити.
5. Вивчити явище деформації тіла, виготовленого з плексигласу, за допомогою поляризованого світла. Встановити тіло на оптичній лаві між поляризатором і аналізатором. Стискаючи його за допомогою гвинта, який вкручується, спостерігати за зміною забарвлення зображення на екрані. Явище пояснити.

Контрольні питання

1. Яке світло називають поляризованим, частково поляризованим?
2. Що являє собою поляризатор, аналізатор?
3. Сформулювати і пояснити закон Малюса.

4. Чому дорівнює інтенсивність світла, яке пройшло через поляризатор, по відношенню до світла, що падає на поляризатор?
5. Сформулювати закон Брюстера. В яких площинах поляризовані відбитий та заломлений промені? Які їх властивості?
6. Пояснити явище подвійного променезаломлення.
7. Які властивості мають звичайний і незвичайний промені при подвійному променезаломленні?

Лабораторна робота № 8

ВИМІРЮВАННЯ ТЕМПЕРАТУРИ ВИПРОМІНЮЮЧИХ ТІЛ ЗА ДОПОМОГОЮ ЯСКРАВИСНОГО ПІРОМЕТРА

Мета роботи: Ознайомитись з оптичними методами вимірювання температури; вивчити будову та принцип роботи яскравісного пірометра; виміряти температуру випромінюючого тіла за допомогою яскравісного пірометра.

Теоретичні частини

Закони теплового випромінювання

В основі оптичної пірометрії лежать закони теплового випромінювання твердих тіл, отримані для рівноважного випромінювання абсолютно чорного тіла. Тіла, які поглинають всю падаючу на них енергію, називаються **абсолютно чорними** (а.ч.т.). **Рівноважним** є випромінювання, яке знаходиться в термодинамічній рівновазі з речовиною, при цьому всі тіла, що входять до системи, приймають однакову температуру. Рівноважне випромінювання характеризується певним розподілом енергії по довжинах хвиль, що залежить лише від довжини хвилі та температури.

1.Закон Планка. Залежність спектральної щільності потоку випромінювання від довжини хвилі і температури описується **законом Планка** (для а.ч.т.):

$$E(\nu, T) = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \cdot \frac{h\nu}{\exp(h\nu/kT) - 1}, \quad (1)$$

де $h = 6.626 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}$ - стала Планка, $c = 3 \cdot 10^8 \text{ м/с}$ - швидкість світла в вакуумі, $k = 1.38 \cdot 10^{-23} \text{ Дж/К}$ стала Больцмана, ν - частота випромінювання електромагнітної хвилі.

Перейдемо в (1) до довжин хвиль:

$$E(\lambda, T) = \frac{C_1}{\lambda^5 \left[\exp\left(\frac{C_2}{\lambda T}\right) - 1 \right]}, \quad (2)$$

Враховано, що знаки $d\nu$ и $d\lambda$ протилежні і $\nu = c/\lambda$, звідки

$$E(\lambda, T) = -E(\nu, T) \frac{d\nu}{d\lambda} = \frac{c}{\lambda^2} E(\nu, T), \quad \text{а також вирази для сталих:}$$

$$C_1 = 2\pi h^2 c^2 = 3.7418 \cdot 10^{-16} \text{ Вт} \cdot \text{м}^2, \quad C_2 = \frac{hc}{k} = 1.4388 \cdot 10^{-2} \text{ м} \cdot \text{К}.$$

Розподіл Планка для різних температур в залежності від довжини хвилі надається на рис.1.

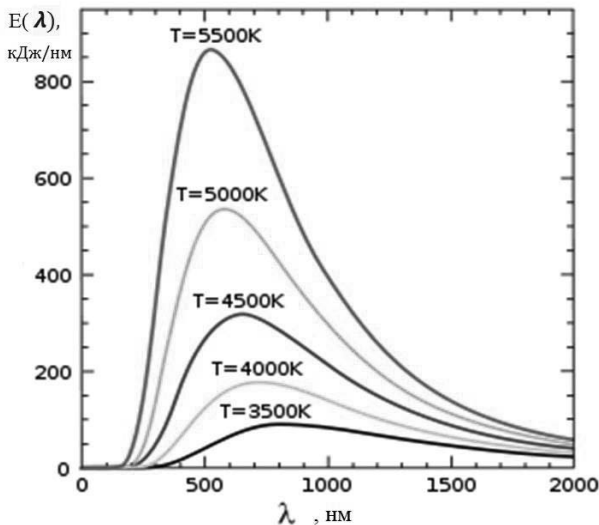


Рис. 1. Графічне подання закону Планка.

Оскільки закон Планка отримано для абсолютно чорного тіла, то по відношенню до нечорних тіл він надає максимально можливу щільність потоку випромінювання.

З формули Планка можна отримати класичні закони теплового випромінювання.

2. Закон Релея-Джинса. Закон Планка має два граничних випадки. До одного з них відноситься випадок, коли $h\nu \ll kT$ (низькі частоти і високі температури). Тоді експоненту можна розкласти в ряд Тейлора $\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) = 1 + \frac{h\nu}{kT} + \frac{1}{2}\left(\frac{h\nu}{kT}\right)^2 + \dots$ і обмежитись двома першими членами розкладання. Тоді з (1) отримаємо формулу Релея-Джинса:

$$E(\nu, T) = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} kT \quad (3)$$

Формула (3) задовільно описує спектр теплового випромінювання абсолютно чорного тіла **тільки в області низьких частот і високих температур**. В області високих частот закон Релея-Джинса розходиться з експериментом. Тоді інтегральний по всіх частотах монохроматичний коефіцієнт теплового випромінювання відповідно до формули (3) є величиною нескінченною:

$$E(T) = \frac{2\pi}{c^2} kT \int_0^{\infty} \nu^2 d\nu = \infty \text{!!!!!!}$$

Це означає, що рівновага між тілом і його випромінюванням досягається при температурі тіла, що дорівнює абсолютному нулю (коли вся внутрішня енергія тіла перейде в випромінювання). Такий висновок не відповідає дослідним даним, відповідно до яких тіла знаходяться в рівновазі з випромінюванням при довільних, відмінних від нуля, температурах. Таке протиріччя закону Релея -

Джинса з експериментом, що виникає в області високих частот (короткохвильовий - ультрафіолетовий діапазон довжин хвиль), отримало назву «*ультрафіолетової катастрофи*».

3. Закон Віна. Базуючись на законах термодинаміки і електромагнітної теорії світла, німецький фізик Вільям Він встановив, що монохроматична густина потоку теплового випромінювання абсолютно чорного тіла прямо пропорційна кубу частоти і є функцією відношення частоти до температури:

$$E(\nu, T) = \alpha \nu^3 F(\nu / T) , \quad (4)$$

де α - стала величина, залежить від частоти і температури.

Користуючись законом Планка (1) вирішимо невизначеність функції $F(\nu / T)$, а також знайдемо явний вигляд константи α . Для цього скористаємося наближенням високих частот і низьких температур:

Тобто $h\nu \gg kT$, звідки $\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) \gg 1$ і, відповідно,

$$E(\nu, T) = \frac{2\pi h}{c^2} \nu^3 \exp\left(-\frac{h\nu}{kT}\right) - \text{закон Віна,}$$

$$\text{де } \alpha = \frac{2\pi h}{c^2} = 4.62 \cdot 10^{-50} \text{ Дж} \cdot \text{с}^2 / (\text{К} \cdot \text{м}^2), \quad F(\nu / T) = \exp\left(-\frac{h\nu}{kT}\right).$$

4. Закон Стефана - Больцмана. Встановлено, що сумарна (тобто інтегрована по всім довжинам хвиль) густина потоку випромінювання абсолютно чорного тіла пропорційна четвертій степені його температури:

$$E(T) = \sigma T^4 , \quad (5)$$

де σ — стала Стефана—Больцмана. $\sigma = 5.67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт} / (\text{м}^2 \text{К}^4)$.

Отримаємо закон Стефана-Больцмана із формули Планка:

$$E(T) = \int_0^{\infty} E_{\nu}(\nu, T) d\nu = \frac{2\pi h}{c^2} \int_0^{\infty} \frac{\nu^3 d\nu}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1} = \left[x \equiv \frac{h\nu}{kT} \right] = \frac{2\pi^5 k^4}{15c^2 h^3} T^4 = \sigma T^4$$

5. Закон Кірхгофа. Для всіх тіл відношення випромінювальної здатності до їх поглинальної здатності дорівнює коефіцієнту теплового випромінювання абсолютно чорного тіла за тієї ж частоти і температури:

$$\frac{E(\nu, T)}{A(\nu, T)} = \varepsilon(\nu, T) \quad (6)$$

Функція $\varepsilon(\nu, T)$ є універсальною величиною, яка не залежить від природи тіл. Визначення її залежності від температури дозволяє, знаючи поглинальну здатність тіла, розрахувати відповідно до (6) спектр теплового випромінювання довільного тіла. Закон Кірхгофа встановлює кількісний зв'язок між енергіями випромінювання і поглинання поверхнями сірих і абсолютно чорних тіл.

Практична частина

Закони теплового випромінювання лежать в основі вимірювання температури *оптичними пірометрами*.

Закон Віна лежить в основі методу вимірювання температури **яскравісними пірометрами**. Принцип дії яскравісного пірометра оснований на порівнянні квазімонохроматичної інтенсивності випромінювання нагрітого тіла з яскравістю пірометричної лампи, градуйованої по чорному випромінювачу.

. При вимірюванні температури реальних фізичних тіл, що характеризуються меншою випромінювальною здатністю, ніж чорне тіло, показання пірометрів яскравості дають не дійсну, а так звану **яскравісну температуру** тіла.

Яскравісну температуру T_{λ} нечорного тіла з монохроматичним коефіцієнтом випромінювання $\varepsilon_{\lambda T}$, і дійсною температурою T , називається така температура абсолютно чорного тіла, при якій монохроматична яскравість $E_{\lambda T_{\lambda}}^0$ чорного тіла дорівнює монохроматичній яскравості $E'_{\lambda T}$ данного нечорного тіла

$$E_{\lambda T_y}^0 = E_{\lambda T}^{'}$$

Зазначені значення яскравості, згідно з формулою Віна, мають такий вигляд:

$$E_{\lambda T_y}^0 = K' \lambda^{-5} e^{-\frac{C_2}{\lambda T_y}} \quad \text{і} \quad E_{\lambda T}^{'} = \varepsilon_{\lambda T} K' \lambda^{-5} e^{-\frac{C_2}{\lambda T}}, \quad (7)$$

$$K' = c_1 = 2\pi h c^2, \quad C_2 = \frac{hc}{k} = 1.4388 \cdot 10^{-2} \text{ м} \cdot \text{К},$$

де $h = 6.626 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}$ - стала Планка, $c = 3 \cdot 10^8 \text{ м/с}$ - швидкість світла в вакуумі, $k = 1.38 \cdot 10^{-23} \text{ Дж/К}$ - стала Больцмана, λ - довжина хвилі.

При вимірах температури візуальними яскравісними пірометрами спостерігають не енергетичну, а видиму людським оком яскравість $B_{\lambda T}$, яка прямо пропорційна енергетичній яскравості $E_{\lambda T}$, тобто $B_{\lambda T} = K_{\lambda} E_{\lambda T}$, де K_{λ} - коефіцієнт пропорційності. Тому в цьому випадку K' – постійний коефіцієнт для даного λ , що включає в себе константи K_{λ} і C_1 .

Використовуючи визначення яскравісної температури знайдемо зв'язок між яскравісною температурою і дійсною. Прирівнюючи формули (7), отримаємо:

$$e^{-\frac{C_2}{\lambda T_y}} = \varepsilon_{\lambda T} e^{-\frac{C_2}{\lambda T}},$$

звідки після логарифмування і подальших перетворень маємо:

$$\frac{1}{T_y} - \frac{1}{T} = \frac{\lambda}{C_2} \ln \left(\frac{1}{\varepsilon_{\lambda T}} \right). \quad (8)$$

З формули (8) випливає, що яскравісна температура T_y завжди нижче дійсної.

Яскравісні візуальні пірометри, звані також оптичними, широко застосовуються для вимірювання температур вище 800°C у виробничих та лабораторних умовах.

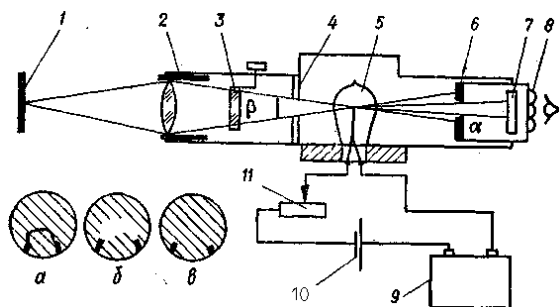


Рис. 2. Схема яскравісного пірометра типу ЕОП-66 (із зникаючою ниткою):

1 – випромінювач; 2 – лінза об'єктиву; 3 – поглинаюче скло; 4,6 – діафрагми; 5 – пірометрична лампа; 7 – світлофільтр; 8 – окуляр; 9- міліамперметр; 10 – джерело струму; 11 – реостат; а, б, в — зображення нитки розжарення на фоні об'єкту відповідно при різних співвідношеннях температури нитки та об'єкту.

На рисунку 2 наведено принципову схему пірометра зі зникаючою ниткою. Зображення джерела випромінювання (1), температуру якого необхідно виміряти за допомогою телескопічного об'єктива (2), проєктується в площину нитки розжарення пірометричної лампи (5). Спостерігач крізь окуляр (8) і червоний світлофільтр (7) розглядає нитку на фоні зображення джерела випромінювання. Яскравість випромінювання нитки пірометричної лампи можна варіювати, змінюючи за допомогою реостату (11) величину струму живлення від джерела живлення (10). Спостерігач плавно змінює яскравість нитки до зрівноваження з видимою яскравістю випромінювача. Якщо яскравості об'єкту дослідження і нитки розжарення пірометричної лампи рівні (випадок (в)), їх зображення зливаються, у цей момент їх яскравісні температури також є рівними. За допомогою приладу (9) фіксується сила струму, що протікає через нитку пірометричної лампи. Температуру об'єкту визначаємо за допомогою градувальних таблиць залежності яскравісної температури пірометричної лампи від величини струму розжарення. Відзначимо, що не можна допускати перегрівання нитки розжарювання пірометричної лампи до температури, вищої за 1500 К (що відповідає струму

крізь лампу 0.45 А). При перегріванні лампи її випромінювальні характеристики можуть змінитись. Використання сірих та кольорових світлофільтрів дозволяє розширити діапазон вимірювання температури без перегріву лампи порівняння.

Виконання роботи

1. Встановити перед об'єктивом пірометра випромінювач у вигляді лампи розжарювання з вольфрамовою стрічкою, яку ввімкнено до електричного кола з джерелом живлення, вольтметром та амперметром. Таким чином можна фіксувати потужність нагрівання об'єкта дослідження.
2. Ввімкнути яскравісний пірометр, знайти в полі зору окуляра об'єкт дослідження, сфокусувати нитку розжарення пірометричної лампи на центральну частину випромінювача. Досягти чіткості зображення нитки розжарення на фоні об'єкту.
3. При різних потужностях нагрівання випромінювача (вказаних викладачем), плавно змінюючи за допомогою реостату величину струму живлення на пірометричній лампі (рис.2), і відповідно її яскравість випромінювання, досягти зрівноваження яскравостей об'єкта дослідження і стрічки пірометричної лампи. Стрічка немовби зникає на тлі розжареного об'єкта дослідження (спостерігається випадок (б) на рис. 2). У цей момент їх зображення зливаються, яскравісні температури також є рівними.
4. За допомогою міліамперметра зафіксувати силу струму, що протікає через стрічку пірометричної лампи, на момент зрівноваження яскравостей.
5. Використовуючи градуовальні таблиці до яскравісного пірометра, за вимірним значенням сили струму знайти відповідне значення яскравісної температури T_{λ} стрічки пірометричної лампи.
6. Користуючись формулою (8) знайти дійсну температуру випромінювача. Вимірювання виконати при різних потужностях нагрівання випромінювача.

Контрольні питання

1. Яке випромінювання називається рівноважним?
2. Яке тіло називається абсолютно чорним? Які тіла називають сірими?
3. Запишіть формулу Планка. Як графічно виглядає розподіл Планка для залежності щільності енергії випромінювання від довжини хвилі?
4. Сформулюйте закон Релея-Джинса, як його отримати з формули Планка, для яких довжин хвиль (частот) він не коректний ?
5. Сформулюйте закон Віна, як його отримати з формули Планка?
6. Сформулюйте закон Стефана-Больцмана, що він описує?
7. Сформулюйте закон Кірхгофа.
8. Що називається яскравісною температурою, який закон лежить в основі її визначення?
9. Розкажіть про принцип вимірювання температури нагрітих тіл яскравісним пірометром.

Лабораторна робота № 9

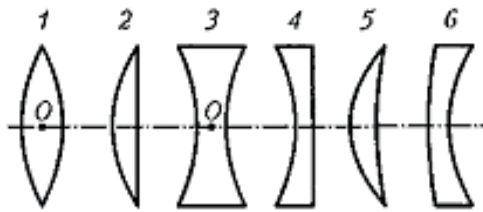
ВИЗНАЧЕННЯ ЛІНІЙНОГО ЗБІЛЬШЕННЯ МІКРОСКОПУ

Мета роботи: Ознайомитись з принципом роботи оптичного мікроскопа та методикою визначення лінійного збільшення мікроскопу.

Теоретична частина

1. Тонкі лінзи

Мікроскоп являє собою оптичну систему, що дозволяє отримати збільшене зображення предметів, непомітних неозброєному оку людини, за допомогою системи лінз. **Лінзи** - це прозорі тіла, обмежені двома поверхнями, які заломлюють світлові промені, що дає змогу отримувати оптичні зображення предметів. За зовнішньою поверхнею лінзи діляться на (рис.1): двоопуклі (1), плоско - опуклі (2), двовгнуті (3), плоско - вгнуті (4), опукло - вгнуті (5), вгнуто

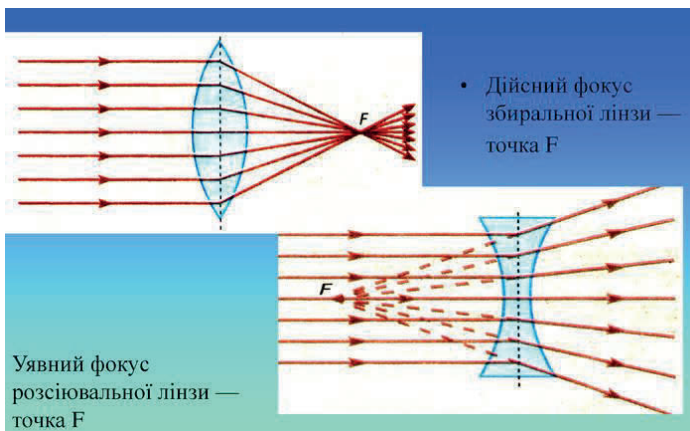


- опуклі (6). По оптичним властивостям лінзи діляться на **збиральні** і **розсіювальні**. Лінза 1 – збиральна, 3 – розсіювальна.

Рис.1. Види лінз.

Лінза називається тонкою, якщо її товщина (відстань між обмежувальними поверхнями) значно менша в порівнянні з радіусами поверхонь. Пряма, що проходить через центр кривизни поверхонь лінзи, називається **головною оптичною віссю**. Точка, що лежить на головній оптичній осі, через яку проходять промені не заломлюючись називається **оптичним центром лінзи**. Тільки для двоопуклих і двовгнутих лінз оптичний центр O співпадає з геометричним центром лінз (рис.1); для плоско-опуклих та плоско-вгнутих лінз лежить на перетині головної оптичної осі з сферичною поверхнею.

Фокус лінзи - це точка на головній оптичній осі, де збираються промені (або їх продовження), що падають на лінзу паралельно головній оптичній осі (рис.2). У найпростішому випадку, лінза має два фокуси— перед лінзою і за нею (відповідають двом можливим напрямкам проходження світла через лінзу). Якщо лінза симетрична, відстані від її центру до обох фокусів рівні.



a)

b)

Рис.2

Площини, що проходять через фокуси лінзи перпендикулярно її головній оптичній осі називаються **фокальними**.

2. Формула тонкої лінзи

Розглянемо заломлення променів в збиральній лінзі (рис.3). Нехай предмет АВ знаходиться від центра лінзи на відстані d , а його зображення A_1B_1 – на відстані f ; F – фокусна відстань лінзи, h – висота предмета, H – висота зображення. В цих визначеннях формула тонкої лінзи має вигляд:

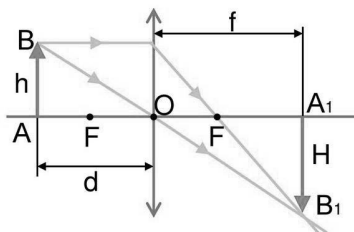


Рис.3.

$$\frac{1}{F} = \frac{1}{d} + \frac{1}{f}. \quad (1)$$

Або через оптичну силу лінзи: $D = \frac{1}{d} + \frac{1}{f}$.

Для розсіювальної лінзи (рис.4) відстані F і f вважаються від'ємними і формула тонкої лінзи (1) матиме вигляд:

$$-\frac{1}{F} = \frac{1}{d} - \frac{1}{f}.$$

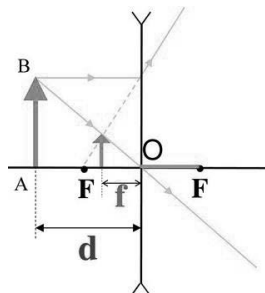


Рис.4.

Відношення висоти зображення до висоти предмета називають **лінійним збільшенням лінзи**:

$$\Gamma = \frac{H}{h} = \frac{|f|}{d}.$$

$\Gamma > 1$ – збільшене зображення, $\Gamma = 1$ – рівне за розміром зображення, $\Gamma < 1$ – зменшене зображення.

3. Правила побудови зображення в лінзах

Побудова зображення предмета в лінзах відбувається за допомогою наступних трьох променів (рис.5):

1. Промінь, що проходить через оптичний центр лінзи не змінює свого напрямку.
2. Промінь, що проходить паралельно головній оптичній осі; після заломлення в лінзі, цей промінь (або його продовження) проходить через другий фокус.
3. Промінь (або його продовження), що проходить через перший фокус лінзи; після заломлення в ній виходить із лінзи паралельно її головній оптичній осі.

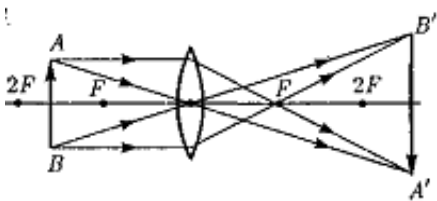
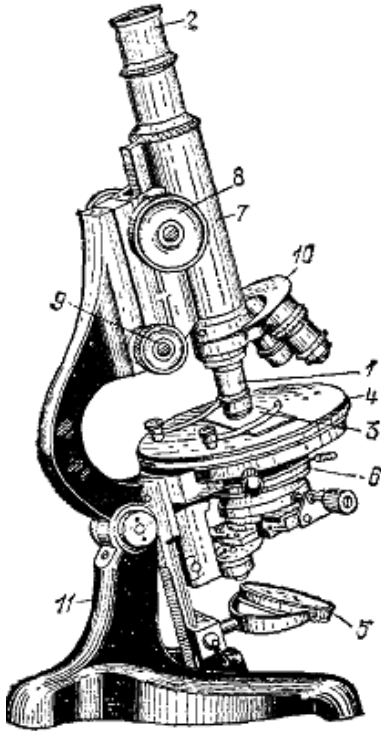


Рис.5. Побудова зображення в збиральній лінзі. Предмет знаходиться між фокусом і подвійним фокусом. Зображення дійсне, перевернуте, збільшене.

Практична частина

Для отримання великих збільшень застосовується мікроскоп. Оптична система мікроскопа складається з двох частин : **об'єктива** (1), повернутого до об'єкта та **окуляра** (2), повернутого до ока (рис.6).

Рис.6. Будова мікроскопа



Основні частини оптичної системи мікроскопа:

Об'єктив (1), **окуляр** (2) - розміщуються на кінцях циліндричної металевої трубки – **тубусі** (7), укріпленої в **штативі** (11). **Об'єкт** (3) поміщається на **предметному столику** (4) і освітлюється знизу за допомогою **дзеркала** (5) та **конденсора** (6). тубусі 7. Наведення на різкість зображення здійснюється за допомогою **гвинта** (8) (грубе наведення) або **мікрометричного гвинта** (9) (точна наводка). Окуляри та об'єктиви мікроскопа робляться змінними,

завдяки чому можна швидко змінювати збільшення системи. Швидка зміна об'єктивів з різним збільшенням здійснюється за допомогою револьвера (10).

Розглянемо хід променів у мікроскопі (рис. 7).

Невеликий предмет $S_1 S_2$ розміщується перед об'єктивом (1) мікроскопа на відстані, трохи більшій за фокусну відстань об'єктива. Об'єktiv являє собою короткофокусну лінзу і дає дійсне зображення предмета $S_1' S_2'$, що знаходиться поблизу переднього фокуса F_2 окуляра (2) (між окуляром і його переднім фокусом). Це зображення розглядається оком через окуляр - довгофокусну лінзу. Діючи як лупа окуляр дає уявне збільшене зображення $S_1'' S_2''$, яке сприймається оком і на сітківці ока утворюється зображення $S_1''' S_2'''$.

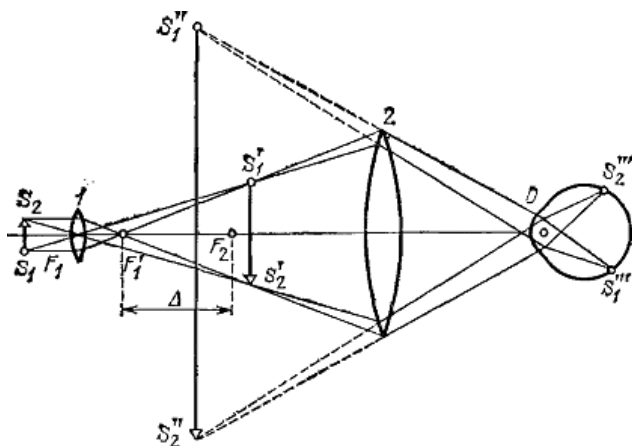


Рис. 7. Хід променів у мікроскопі

Відстань між заднім фокусом об'єктива та переднім фокусом окуляра Δ - називається **оптичною довжиною тубуса** мікроскопа (або оптичним інтервалом мікроскопа); від неї залежить збільшення мікроскопа. Довжину тубуса і фокусні відстані об'єктива і окуляра підбирають так, щоб уявне збільшене зображення $S_1'' S_2''$ окуляра знаходилося на відстані найкращого зору (≈ 25 см) від ока людини або на нескінченності. Зображення $S_1' S_2'$ перебуває в передній фокальній площині окуляра, тобто зображення $S_1'' S_2''$ лежить на нескінченності; при цьому око перебуває у ненапруженому стані.

Збільшенням мікроскопа називається відношення довжини зображення будь-якого відрізка, отриманого на сітківці ока за допомогою мікроскопа, до довжини зображення того ж відрізка на сітківці при розгляданні його неозброєним оком.

Лінійне збільшення мікроскопа дорівнює добутку збільшення об'єктива $n_{об}$ на збільшення окуляра $n_{ок}$:

$$N = n_{об} n_{ок} = \frac{s_1' s_2'}{s_1 s_2} \frac{s_1'' s_2''}{s_1' s_2'} = \frac{s_1'' s_2''}{s_1 s_2}. \quad (2)$$

Збільшення об'єктива і окуляра вказано на їх оправах. Крім того, збільшення мікроскопа можна виразити за формулою:

$$N = \frac{\Delta \cdot 25}{F_1 F_2},$$

де Δ – оптичний інтервал мікроскопа, F_1 і F_2 – фокусні відстані об’єктива і окуляра, а 25 см – відстань найкращого зору.

Збільшення оптичного мікроскопа не може бути як завгодно великим. Це пов’язано з обмеженою здатністю мікроскопа розділити в полі зору два об’єкти, що зумовлено дифракційними явищами.

Роздільною здатністю (або роздільною силою) R любого оптичного пристрою називають його здатність давати роздільне зображення мілких, близько розташованих предметів. Роздільна здатність об’єктива визначається за формулою:

$$R = 1/l, \quad (3)$$

де l – найменша кутова відстань між двома точками, при якій вони ще розділяються (розрізняються) оптичним прибором. Виходячи із критерію Релея кутова відстань між двома точками, які розділяються має бути: $l = \frac{1.22\lambda}{D}$, де λ – довжина світлової хвилі, D – діаметр об’єктива. Тоді роздільна здатність об’єктива дорівнює:

$$R = \frac{D}{1.22\lambda}.$$

Найменшу роздільну відстань для мікроскопа можна знайти за формулою:

$$l = \frac{0.61\lambda}{n \sin \frac{\alpha}{2}}, \quad (4)$$

де n – показник заломлення середовища, α – апертурний кут, утворений двома крайніми променями, що падають на об’єктив.

Формула (4) визначає межу роздільної здатності мікроскопу. Величину $A = n \sin \frac{\alpha}{2}$ називають числовою апертурою мікроскопу. Як видно із формул (3) і (4) роздільовальну силу мікроскопу можна збільшити, якщо збільшити апертурний кут α , показник заломлення n та зменшити довжину світлової хвилі. Для цього предмет, що розглядають, розміщують в імерсійні рідини з

великим показником заломлення, або освітлюють його монохроматичним світлом з малою довжиною хвилі.

Завдання: визначити лінійне збільшення мікроскопа.

Порядок виконання роботи:

1. В якості об'єкта для визначення збільшення мікроскопа використовується скляна шкала з поділками, відстань між якими ми знаємо, або дифракційна решітка з відомим періодом. Для визначення розмірів зображення $S'_1S'_2$, що дає об'єктив, користуються окуляром, в якому є нерухома шкала с поділками і рухомий показчик (ціна поділки 1мм). Рух показчика здійснюється за допомогою мікрометричного гвинта, барабан якого поділено на 100 поділок. Повний оберт барабана відповідає переміщенню показчика на 1мм, таким чином ціна поділки на барабані дорівнює $k_2=0.01$ мм.
2. Переміщуючи показчик на N_1 поділок скляної шкали з ціною поділки k_1 , визначають скільком поділкам окуляра N_2 з ціною поділки k_2 це переміщення відповідає.
3. Враховуючи, що розмір предмета $S_1S_2= N_1 k_1$, а розмір зображення предмета, отриманого за допомогою об'єктива, дорівнює $S'_1S'_2 = N_2 k_2$, знаходять його збільшення:

$$n_{об} = \frac{S'_1S'_2}{S_1S_2} = \frac{N_2 k_2}{N_1 k_1}.$$

4. Збільшення окуляра вказано на його оправі. Знайти збільшення мікроскопа, користуючись формулою (2), як добуток збільшень об'єктива і окуляра.
5. Вимірювання виконують для декількох значень N_1 та на різних об'єктивах, що є на револьєрах мікроскопу, за вказівкою викладача.
6. Розраховують середнє значення збільшення мікроскопу N для різних збільшень об'єктива.

Контрольні запитання

1. Які види лінз ви знаєте? Що називається тонкою лінзою?

2. Що називається оптичним центром, головною оптичною віссю лінзи?
3. Що називається фокусом лінзи? В яких лінзах фокус дійсний, в яких уявний? Пояснити.
4. Що називається оптичною силою лінзи? В яких одиницях вона вимірюється?
5. За допомогою яких променів будують зображення в лінзі?
6. Розповісти про будову оптичного мікроскопу, що називається оптичною довжиною тубуса?
7. Пояснити хід променів в мікроскопі.
8. Як визначити збільшення мікроскопу? Від чого воно залежить?
9. Що таке розділювальна здатність мікроскопа? Як її збільшити?
10. Де більша фокусна відстань в об'єктиві чи в окулярі? Чому?

Література

1. Понеділок Г.В. Данилов А.Б. Геометрична оптика. Оптичні системи та прилади: Навчальний посібник.- Львів: Видавництво Львівської політехніки, 2012. - 226 с.
2. Колобородов В.Г. Основи хвильової оптики: Підручник. - Київ : КПІ ім. І. Сікорського, 2020. - 403 с.
3. Сминтина В.А. Курс загальної фізики. Оптика Ч.3: Підручник. - Одеса: Видавництво «Астропрінт», 2007.- 104 с.
4. Чиж І. Г. Теорія оптичних систем. Підручник. - Київ: КПІ ім. Ігоря Сікорського, 2021. - 426 с.
5. Іванова В.В., Пономаренко С.М. Оптика: Практичний курс: Навч.посібник.- Київ: КПІ ім. Ігоря Сікорського, 2022.- 175 с.

ДЛЯ НОТАТОК

Навчальне видання

ОРЛОВСЬКА Світлана Георгіївна

ОПТИКА

Практикум

Підписано до друку 28.07.2023 р. Формат 60х84/16.
Папір офсетний. Гарнітура Times. Цифровий друк.
Ум. друк. арк. 4,06. Наклад 50. Замовлення № 0723/018.
Віддруковано з готового оригінал-макета.

Видавництво та друк: ОЛДІ+
65101, Україна, м. Одеса, вул. Інглезі, 6/1
Свідоцтво ДК № 7642 від 29.07.2022 р.

Тел.: +38 (098) 559-45-45,
+38 (095) 559-45-45, +38 (093) 559-45-45
Для листування: 65101, Україна, м. Одеса, вул. Інглезі, 6/1
E-mail: office@oldiplus.ua

