

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
Український державний морський технічний університет
імені адмірала Макарова

ОПТИКА

Методичні вказівки
до лабораторних робіт з курсу фізики

Під редакцією О.О. Мочалова, Ж.Ю. Буруніної

Рекомендовано Методичною радою УДМТУ

Миколаїв 2003

Оптика: Методичні вказівки до лабораторних робіт з курсу фізики / Під ред. *О.О. Мочалова, Ж.Ю. Буруніної*. – Миколаїв: УДМТУ, 2003. – 48 с.

Кафедра фізики

Описано лабораторні роботи з оптики, які виконуються в лабораторіях кафедри фізики УДМТУ на базі сучасного обладнання. Кожна лабораторна робота містить короткі теоретичні відомості, опис установки в цілому та окремих приладів, методику виконання робіт, контрольні запитання, які можуть бути використані при машинному способі контролю рівня підготовки студентів до їх виконання. Розробили викладачі кафедри фізики: *О.О. Таранчук (О-1); В.П. Сипко (О-2); Н.І. Коваль (О-3); Л.І. Титюченко (О-4); В.М. Шенкевич, Ж.Ю. Буруніна (О-5); В.В. Кондратенко (О-6); М.В. Ушкаць (О-7); О.О. Мочалов, С.С. Коваль (О-8); Л.І. Стратіснко, А.Д. Кулік (О-9)*.

Призначені для студентів усіх факультетів.

Рецензент канд. фіз.-мат. наук, доц. А.М. Кузнецов

Лабораторна робота О-1

ВИВЧЕННЯ ЗАЛЕЖНОСТІ ПОКАЗНИКА ЗАЛОМЛЕННЯ РІДИНИ ВІД ТЕМПЕРАТУРИ

Мета роботи: дослідити залежність показника заломлення гліцерину від температури.

Абсолютним показником заломлення даного середовища називається число, яке показує, у скільки разів швидкість світла в повітрі (вакуумі) більша від швидкості світла в даному середовищі: $n = c/v$.

Показник заломлення рідини залежить від її температури. З підвищенням температури густина рідини зменшується, внаслідок чого зменшується і показник заломлення.

Для визначення показника заломлення гліцерину в даній роботі використовується рефрактометр ІРФ-23. Головною його частиною є тригранна призма, на якій знаходиться посудина з гліце-рином (рис. 1.1). Якщо промінь S , який падає із середовища з меншим показником заломлення (рідина), відхилити до межі поділу цього середовища з іншим середовищем (скло), тобто спрямувати його (промінь S_1) вздовж цієї межі, то в другому середовищі з більшим показником заломлення він буде поширюватись під кутом i . Закон заломлення в точці A запишеться як

$$\frac{\sin 90^\circ}{\sin i} = \frac{n_{\text{СК}}}{n_{\text{Р}}} \quad \text{або} \quad n_{\text{Р}} = n_{\text{СК}} \sin i. \quad (1)$$

Промінь, заломлений під граничним кутом, падає всередині

вимірноюю призми на другу грань під кутом $90^\circ - i$ та після повторного заломлення в точці B вийде з призми під кутом φ . Закон заломлення в точці B має вигляд

$$\frac{\sin(90^\circ - i)}{\sin \varphi} = \frac{1}{n_{\text{ск}}} \quad \text{або} \quad \sin \varphi = n_{\text{ск}} \cos i. \quad (2)$$

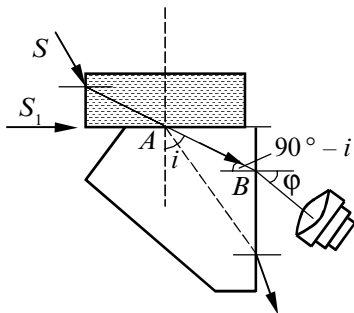


Рис. 1.1

Піднесемо до другого степеня рівняння (1) та (2) і додамо їх. У результаті одержимо $n_p^2 + \sin^2 \varphi = n_{\text{ск}}^2$, звідки

$$n_p = \sqrt{n_{\text{ск}}^2 - \sin^2 \varphi}, \quad (3)$$

де $n_{\text{ск}}$ – показник заломлення скла призми, який змінюється в залежності від зміни температури за законом $n_{\text{ск}} = n_{20} + \alpha(t - 20^\circ \text{C})$; $\alpha = 0,000002$ град⁻¹, а $n_{20} = 1,616750$.

Кут заломлення буде найменшим з усіх можливих кутів φ заломлення променів, які вийшли через бічну грань призми. Якщо на шляху цих променів розташувати зорову трубу таким чином, щоб промінь S_1 влучав у центр перехрестя, то нижня частина поля зору труби буде освітлена, а верхня залишиться темною. Таке положення межі поділу світла та тіні визначається променем, який виходить із призми під найменшим кутом φ .

Значення кута φ знаходять за допомогою лімба спірального окулярного мікрометра. У полі зору мікрометра одночасно можна бачити дві-три градусні риски лімба, нерухому вертикальну шкалу десятих часток градуса з поділками від 0 до 10, десять подвійних витків спіралі та кругову шкалу для відліку сотих і тисячних часток градуса. Для відліку необхідно маховичком підвести подвійний виток спіралі так, щоб градусна горизонтальна риска, яка розташована в зоні подвійних витків, знаходилась точно посередині між лініями витка. При цьому по горизонтальній градусній рисці визначаються цілі та десяті частки градуса.

На рис. 1.2 відлік становить 41° , до якого додається відрізок від цього положення градусної риски до нульової поділки шкали десятих часток градуса. Цей відрізок містить десяті, соті, тисячні

та десятитисячні частки градуса. На число десятих часток градуса вказує остання цифра вертикальної шкали, яка стоїть перед градусною рисою (цифра 2 на рис. 1.2), соті та тисячні частки градуса відраховуються за круговою шкалою – це число 78. Десятитисячні частки градуса оцінюють приблизно в десятих частках поділки шкали. Кінцевий відлік за рис. 1.2 становить $41,2788^\circ$.

Для підтримання сталої температури досліджуваної рідини призма підігрівається проточною водою від термостата. Температура визначається з точністю до 1°C термометром, який знаходиться в посудині з досліджуваною рідиною (гліцерином).

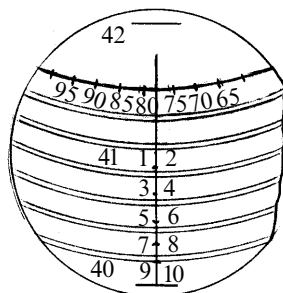


Рис. 1.2

Методика виконання роботи

Детальне ознайомлення з рефрактометром і термостатом відбувається в лабораторії.

1. Увімкнути натрову лампу, промінь якої проходить крізь гліцерин та заломлюється в точці *A*. Час її прогрівання 7...10 хв.
2. Увімкнути термостат (електродвигун і нагрівник).
3. Виміряти послідовно для п'яти-десяти температур (заданих викладачем) кути φ та занести результати вимірювань у таблицю:

Номер виміру	$t, ^\circ\text{C}$	φ	$n_{\text{СК}}$	$n_{\text{СК}}^2$	$\sin \varphi$	$\sin^2 \varphi$	n_p
1							
2							
3							
...							

4. Для спрощення розрахунків зручно за вимірними значеннями t та φ окремо обчислити $n_{\text{СК}}$, $n_{\text{СК}}^2$, $\sin \varphi$, $\sin^2 \varphi$ і за формулою (3) розрахувати показник заломлення рідини. Усю послідовність розрахунків бажано подати у вигляді таблиці. Показник заломлення рідини заокруглити до четвертого десяткового знака.

5. Знайти похибки t та φ . Похибку вимірювання температури взяти рівною половині ціни поділки термометра, тобто $\Delta t = 0,5^\circ\text{C}$.

Похибку $\Delta\varphi$ визначити за чіткістю межі поділу темної та світлої частин, тобто двічі навести на межу світлотіні. Різниця відліків дорівнює $2\Delta\varphi$.

6. Похибку Δn_p визначити методом частинного диференціювання для однієї-двох температур, указаних викладачем:

$$\begin{aligned}\Delta n_p &= \left| \frac{\partial n_p}{\partial t} \right| \Delta t + \left| \frac{\partial n_p}{\partial \varphi} \right| \Delta \varphi = \left| \frac{\partial n_p}{\partial n_{\text{СК}}} \frac{\partial n_{\text{СК}}}{\partial t} \right| \Delta t + \left| \frac{\partial n_p}{\partial \varphi} \right| \Delta \varphi = \\ &= \frac{1}{2} \frac{2n_{\text{СК}}}{n_p} \alpha \Delta t + \frac{1}{2} \frac{2 \sin \varphi \cos \varphi}{n_p} \Delta \varphi = \\ &= \frac{1}{n_p} (n_{\text{СК}} \alpha \Delta t + \sin \varphi \cos \varphi \cdot \Delta \varphi).\end{aligned}$$

7. За одержаними даними побудувати графік залежності показника заломлення гліцерину від температури $n = f(t)$.

8. Побудувати поле похибок точок, для яких розраховано Δn_p .

Контрольні запитання

1. Що називається абсолютним показником заломлення речовини?
2. Як залежить показник заломлення рідини від температури?
3. Що таке повне внутрішнє відбиття?
4. Як визначити кут φ , під яким виходить промінь?
5. Яке призначення термостата і рефрактометра в цій роботі?

Лабораторна робота О-2

ДОСЛІДЖЕННЯ СПЕКТРІВ ПОГЛИНАННЯ РОЗЧИНІВ ЗА ДОПОМОГОЮ ФОТОМЕТРА

Мета роботи: ознайомлення з будовою та принципом роботи фотометра; одержання спектрів поглинання різних розчинів.

Під час проходження світла крізь матеріальне середовище відбувається послаблення світлового потоку. Зменшення інтенсивності є наслідком взаємодії світлової хвилі з електронами речовини, внаслідок чого частина світлової енергії передається електронам.

Явище зменшення енергії світлової хвилі, яке відбувається під час її проникнення всередину речовини, одержало назву поглинання світла.

Зменшення інтенсивності відбувається також і внаслідок відбивання й розсіювання світла. Якщо знехтувати відбиванням та розсіюванням, то поглинання світла з енергетичної точки зору можна розраховувати таким чином: нехай світловий потік інтенсивністю I_0 паралельних монохроматичних променів довжиною хвилі λ падає на поверхню речовини. Розіб'ємо товщу речовини на ряд елементарних шарів завтовшки dL (рис. 2.1). Досвід показує, що при проходженні цього шару інтенсивність пучка променів зменшується пропорційно товщині шару та інтенсивності пучка, який падає, тобто

$$dI = -kIdL,$$

де k – коефіцієнт поглинання, який чисельно дорівнює відносному зменшенню інтенсивності світла в шарі одиничної товщини.

Проінтегрувавши цей вираз, одержимо закон Бугера

$$I = I_0 e^{-kL}.$$

Коефіцієнт поглинання для всіх речовин залежить від довжини хвилі λ падаючого світла, але не залежить від його інтенсивності, а отже і від товщини поглинального шару.

Оскільки довжина хвилі визначає колір світла, то промені різних кольорів поглинаються в даному середовищі по-різному. Прозорі незабарвлені тіла мало поглинають світло всіх довжин хвиль, які належать до інтервалу видимих променів. Кольорові прозорі тіла поглинають світло різних довжин хвиль неоднаково. Наприклад, "червоним" є скло, яке слабо поглинає червоні та оранжеві промені і сильно поглинає зелені, сині, фіолетові. Якщо на таке скло падає біле світло, то крізь нього пройдуть лише хвилі з більшою довжиною, котрі викликають відчуття червоного кольору. Більш короткі хвилі будуть погашені. При освітленні того ж скла зеленим або синім світлом воно здаватиметься "чорним", тому що скло поглинає ці промені.

У даній роботі досліджуються спектри поглинання різних роз-

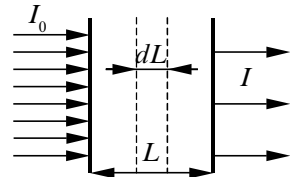


Рис. 2.1

чинів за допомогою фотометра. Безпосередньо вимірюваною величиною є пропускна здатність розчину D як функція довжини хвилі, що являє собою відношення інтенсивності I світла, яке пройшло крізь досліджуваний розчин, до інтенсивності світла I_0 , що падає на нього:

$$D = \frac{I}{I_0}.$$

Використовуючи закон Бугера, можна вивести залежність пропускної здатності розчину від коефіцієнта поглинання світла даної довжини хвилі та товщини поглинального шару:

$$D = \frac{I}{I_0} = e^{-k_\lambda L}.$$

Цей закон, як правило, пишуть у вигляді $\frac{I}{I_0} = 10^{-k'_\lambda L}$, де k'_λ пов'язане з k_λ співвідношенням $k'_\lambda = k_\lambda \cdot \lg e = 0,43k_\lambda$.

Величина k'_λ – це коефіцієнт екстинкції, або погашення, а величина $E = k'_\lambda L = \lg \frac{I_0}{I}$ – екстинкція розчину.

Екстинкція – послаблення світла, викликане як поглинанням, так і розсіюванням світла в речовині. Оптичну схему горизонтального фотометра зображено на рис. 2.2.

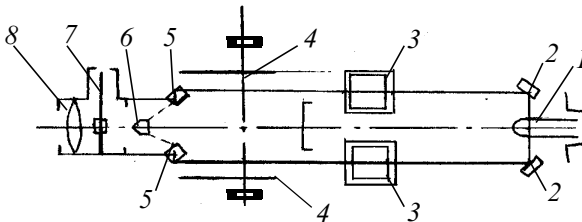


Рис. 2.2

Промені світла від лампи розжарювання 1 потрапляють на два плоскі дзеркала 2 . Відбиваючись від дзеркал, світло проходить крізь кювети 3 з досліджуваною рідиною та дистильованою во-

дою, діафрагми зі змінними отворами 4, ромбічні призми 5, які змінюють напрямок променів, і падає на біпризму 6. Між окуляром 8 та біпризмою 6 розміщується револьверний диск із світлофільтром 7. Спостерігач бачить в окуляр два поля з чіткою межею поділу (грань біпризми). Біпризма розрахована так, що ліве поле освітлене світловим потоком від правого дзеркала, а праве – від лівого.

Змінюючи розмір отвору кожної діафрагми, тобто площу перерізу відповідного пучка, можна змінювати яскравість кожного поля. Це дає можливість виконувати фотометричне порівняння інтенсивності обох світлових пучків. Якщо рідини в обох кюветках однаково поглинають світло і діафрагми однаково відчинені, то поле зору окуляра буде рівномірно освітлене (передбачено, що кювети мають однакові розміри).

Якщо рідина в одній з кювет поглинає світло сильніше, то поле зору буде поділене на дві половини, які матимуть різну яскравість. Зменшуючи отвір однієї з діафрагм, можна досягти рівномірного освітлення обох половин поля зору і за величиною зміни отвору діафрагми визначити відносну інтенсивність обох світлових пучків.

Змінні фільтри, які розташовані перед окуляром, дозволяють виконувати ці вимірювання в різних спектральних ділянках. Інтенсивність світла, яке проходить через діафрагму, пропорційна площі отвору ($I \sim d^2$). Величина d лінійно пов'язана з кутом повороту барабана α . Звідси випливає, що $\alpha^2 \sim I$. Шкалу барабана проградуєвано від 1 до 100 таким чином, що числа (чорна шкала) безпосередньо пропорційні інтенсивності світла, яке проходить. Поряд з чорною шкалою розташована червона шкала, поділки якої a_E пов'язані з поділками чорної шкали a_D співвідношенням

$$a_E = \lg \frac{100}{a_D} = 2 - \lg a_D.$$

Під час вимірювання поглинання розчини розміщують в одному пучку, діафрагму якого встановлено на поділці 100, і поворотом другого барабана вирівнюють яскравості обох полів. Відлік за чорною шкалою цього барабана a_D дасть безпосередньо пропускну здатність розчину, яка виражена у відсотках:

$$a_D = \frac{I}{I_0} \cdot 100 \% = D\% .$$

Відлік за червоною шкалою дає екстинкцію розчину

$$a_E = 2 - \lg a_D = \lg \frac{I}{I_0} = E, \quad \lg \frac{1}{D} = E.$$

Для отримання спектральної кривої пропускання або екстинкції використовуються *M*-фільтри, які закріплені в револьверній діафрагмі. Область пропускання цих фільтрів порівняно вузька; для різних фільтрів півширина області пропускання лежить між 20 і 40 мкм.

Таким чином, під час дослідження розчинів можна відносити вимірювану величину до ефективної довжини хвилі фільтра.

Методика виконання роботи

1. Помістити кювету з розчином, який досліджується, в кюветотримач. У другому пучку для компенсації втрат на відбивання поставити другу кювету, наповнену дистильованою водою.

2. Установити барабан діафрагми у світловому плечі, де стоїть кювета з розчином, на поділку 100. Увівши в поле зору перший фільтр, обертанням другого барабана зрівняти яскравості обох полів. При зніманні вимірів записувати одночасно значення a_D і a_E . Необхідно зробити три такі вимірювання і взяти з них середнє значення.

3. Проводити ці вимірювання послідовно, вводючи в поле зору всі фільтри. Якщо яскравість полів під час роботи із світлими світлофільтрами занадто велика, слід установити барабан плеча з розчином не на $a_D = 100$, а на $a_D = 50$, вводючи відповідні перерахунки у відлік за другим барабаном, тобто показання a_D і a_E за другим барабаном збільшити вдвічі.

4. За одержаними даними побудувати три криві на одному графіку, відкладаючи ефективну довжину хвилі фільтрів по осі абсцис, а по осі ординат – у різних масштабах a_D і a_E .

Контрольні запитання

1. Що таке поглинання світла?
2. Що визначає колір світла?
3. Наслідком чого є зменшення інтенсивності I світла під час його проходження крізь матеріальне середовище?
4. Як записується закон Бугера?
5. Від чого залежить коефіцієнт поглинання k для даної речовини?

6. Що таке пропускна здатність розчину D ?
7. Що таке екстинкція розчину E ?

Лабораторна робота О-3

ВИЗНАЧЕННЯ РАДІУСА КРИВИЗНИ ЛІНЗИ ЗА ДОПОМОГОЮ КІЛЕЦЬ НЬЮТОНА

Мета роботи: ознайомлення з явищем інтерференції світла та його застосуванням у визначенні радіуса кривизни лінзи за кільцями Ньютона.

Одним із проявів інтерференції світла є кільця Ньютона, які являють собою кільцеподібні інтерференційні смуги і виникають під час падіння світла на повітряний або рідинний прошарок, що відокремлює дві плоско-опуклі або плоску та опуклу поверхні.

Явище інтерференції являє собою додавання когерентних хвиль, унаслідок якого утворюється стійка в часі картина розподілу інтенсивності світла в просторі.

Хвилі називають когерентними, якщо коливання в них відбуваються в паралельних площинах із сумірними амплітудами і постійною різницею фаз, тобто різниця фаз у часі не змінюється. Схему утворення когерентних хвиль у тонкому шарі показано на рис. 3.1.

Якщо товщина шару d і показник заломлення n , то оптична різниця ходу цих хвиль розраховується таким чином:

$$\begin{aligned} \Delta &= 2ABn - \left(AD - \frac{\lambda}{2} \right) = \\ &= 2dn \cos \beta + \frac{\lambda}{2}. \end{aligned}$$

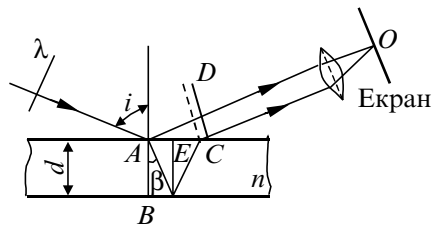


Рис. 3.1

У різниці ходу необхідно врахувати особливості відбивання світла на межі двох середовищ. Якщо нижнє середовище оптично більш густе (більше значення коефіцієнта заломлення n , а швидкість розповсюдження хвиль v в цьому середовищі менша), то під час відбивання відбувається стрибкоподібна зміна фази на π . Це відповідає тому, що під час

відбивання хвиля втрачає $\lambda/2$. У цьому разі оптична різниця ходу

$$\Delta = 2nd\cos\beta + \frac{\lambda}{2}.$$

Якщо в різниці ходу вміщається ціле число довжин хвиль (парне число півхвиль), то в точці спостереження буде максимум, якщо непарна кількість півхвиль – буде мінімум.

Форма інтерференційних смуг рівної товщини залежить тільки від форм поверхонь, які обмежують тонкий шар. У випадку тонкого проміжку між сферичною і плоскою поверхнями криві рівної товщини мають вигляд системи концентричних кіл.

Установку для спостереження кілець Ньютона схематично зображено на рис. 3.2.

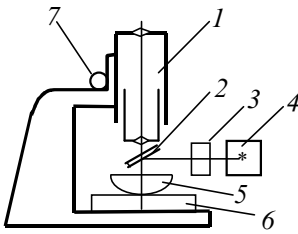


Рис. 3.2

Плоско-опукла лінза 5, радіус якої визначається в роботі, розташована на полірованій пластинці з чорного скла 6, що знаходиться на підставці вимірювального мікроскопа "Мир-12".

Між об'єктивом мікроскопа та лінзою закріплено скляну пластинку 2, площина якої за допомогою гвинтів установлюється під кутом 45° до осі мікроскопа 1. Від джерела монохроматичного світла 4 (натрова лампа або лампа розжарювання із світлофільтром 3) світло падає на скляну пластинку 2. Після відбивання від пластинки 2 світло падає на лінзу 5 під кутом 90° . Під час відбивання світлових хвиль від сферичної поверхні лінзи 5 та від поверхні чорного скла утворюється система когерентних хвиль, інтерференція яких пояснюється присутністю клиноподібного шару між лінзою та чорним склом. Утворення когерентних хвиль показано на рис. 3.3. Відбитий та падаючий промені зміщені для кращого розуміння. Система відбитих хвиль є когерентною, здатною інтерферувати.

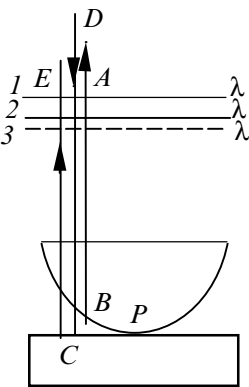


Рис. 3.3

Кільця спостерігаємо лише поблизу полюса лінзи P , навколо якого поверхні лінзи і пластинки майже паралельні. Якщо кут падіння хвилі (променів) дорівнює нулю, то і кут за-

ломлення β дорівнює нулю, а $\cos \beta = 1$. Таким чином, умова максимуму (світле кільце) N -го порядку набуває вигляду

$$2d_N n + \frac{\lambda}{2} = N\lambda.$$

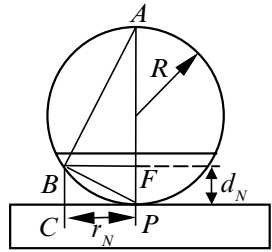
Порядок кілець N зростає від полюса до периферії.

Позначимо через r_N радіус N -го кільця Ньютона. Для N -го темного кільця маємо

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

Виразимо d через R та r_N . З геометричних співвідношень (рис. 3.4)

$$\frac{d_N}{r_N} = \frac{r_N}{2R},$$



оскільки $d \ll R$. Підставивши $d_N = \frac{r_N^2}{2R}$

в рівняння (1), одержимо

Рис. 3.4

$$\frac{r_N^2 n}{R} = N\lambda. \quad (2)$$

Аналогічно можна одержати для кільця M -го порядку

$$\frac{r_M^2 n}{R} = M\lambda. \quad (3)$$

Нехай $N > M$. Тоді, віднявши вираз (3) із (2), одержимо

$$n \frac{r_N^2 - r_M^2}{R} = (N - M)\lambda,$$

звідки
$$R = \frac{(r_N^2 - r_M^2)n}{(N - M)\lambda}.$$

Клиноподібний проміжок між чорною скляною пластинкою та лінзою заповнено повітрям, коефіцієнт заломлення якого з великою точністю дорівнює одиниці. Визначивши діаметри кілець Ньютона D , для відомого λ розрахуємо радіус кривизни лінзи за формулою

$$R = \frac{D_N^2 - D_M^2}{4(N - M)\lambda}. \quad (4)$$

Методика виконання роботи

1. Увімкнути освітлювач 4 (див. рис. 3.2) та спрямувати світловий потік на пластинку 2 (фільтр 3 закріплюється на освітлювачі або використовується монохроматичне джерело світла).

2. Відфокусувати мікроскоп на поверхню чорного скла.

3. Гвинтом 7 досягти видимості інтерференційних кілець. Додатковим переміщенням чорного скла разом з лінзою перевести інтерференційні кільця в центр поля зору.

4. Зафіксувати положення крайніх за діаметром точок п'яти-семи темних або світлих кілець.

5. Беручи до уваги ціну поділки мікроскопа, розрахувати діаметри кілець у метрах.

6. Комбінуючи попарно діаметри кілець з різними номерами, за формулою (4) розрахувати шість-сім значень радіуса лінзи R .

7. Розрахувати похибку вимірюваної величини методом середнього.

Контрольні запитання

1. Яке явище досліджується в цій роботі?

2. Що являють собою кільця Ньютона?

3. Які хвилі називають когерентними?

4. Яке світло називається монохроматичним?

5. У чому полягає явище інтерференції?

6. Як обчислюється різниця ходу інтерферуєючих променів?

7. За якою формулою знаходиться радіус кривизни лінзи?

8. Як виміряти діаметр кілець Ньютона?

9. Яким методом обчислюється похибка в цій роботі?

ВИЗНАЧЕННЯ ДОВЖИНИ СВІТЛОВОЇ ХВИЛІ ЗА ДОПОМОГОЮ ДИФРАКЦІЙНОЇ РЕШІТКИ

Мета роботи: ознайомлення з явищем дифракції в паралельних променях – дифракцією Фраунгофера; експериментальне визначення довжини світлової хвилі за допомогою дифракційної решітки.

Дифракцією світла називається явище обгинання світловими хвилями перешкод, які знаходяться на їх шляху. В залежності від умов спостереження, дифракційні явища поділяються на дифракцію Френеля, яку спостерігають у пучках світла, що розходяться (хвильові поверхні неплоскі), та дифракцію Фраунгофера, яка спостерігається в паралельних пучках світла (хвильові поверхні плоскі). Дифракція Фраунгофера дає інтерференційну картину, що виникає у фокальній площині лінзи, яка збирає плоскі світлові хвилі в точці. Дифракція характерна для хвильових процесів будь-якої природи.

Напрямок розповсюдження хвиль, що випромінюються будь-якою точкою фронту хвилі за принципом Гюйгенса–Френеля, визначається як перпендикуляр до хвильової поверхні в даній точці. Поверхня, що обгинає вторинні хвилі, – це нова хвильова поверхня (хвиля). Якщо хвильова поверхня є площиною, то такі хвилі називають плоскими, а напрямки їх розповсюдження утворюють паралельні пучки (паралельні промені).

Досить цікавим і практично важливим прикладом утворення паралельних когерентних пучків світла може бути дифракційна решітка, що являє собою періодичну структуру, елементи якої і довжина хвилі – величини одного порядку.

Прозорі плоскі дифракційні решітки виготовляються у вигляді пластин з якого-небудь прозорого матеріалу (скло, пластик), на який алмазним різцем наносять однакові штрихи на рівній відстані один від одного. На 1 см наносять до 2000 штрихів. Ширина прозорого проміжку a і непрозорого проміжку штриха (екрана) b повинна бути сталою для кожної решітки. Сума прозорого проміжку і непрозорого $d = a + b$ називається сталою, або періодом дифракційної решітки. Принципову схему спостереження дифракції на прозорій дифракційній решітці показано на рис. 4.1.

Нехай на дифракційну решітку OB у напрямку, перпендикулярному до її поверхні, падає плоска монохроматична хвиля (пучок монохроматичних променів) довжиною λ . Плоску хвилю від джерела світла S можна отримати, розташувавши вузьку щілину MN у фокальній площині лінзи Λ_1 . Якби на шляху світлових хвиль не було перешкоди у вигляді решітки, то у фокусі лінзи Λ_2 одержали б зображення щілини у вигляді однієї світлої смуги. Решітка викликає дифракцію світлових хвиль, і у фокальній площині лінзи Λ_2 утворюється складне дифракційне зображення щілини.

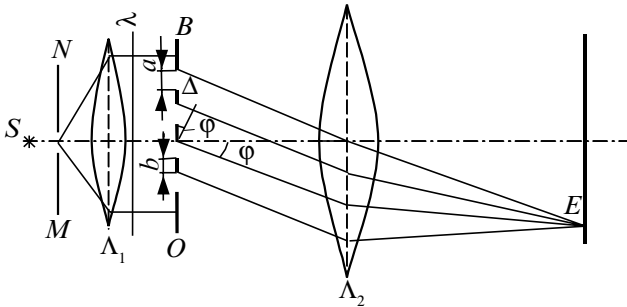


Рис. 4.1

Кожна щілина решітки утворює дифракційну картину (див. дифракцію від однієї щілини). Явище дифракції світла на решітці ускладнюється тим, що, окрім дифракції від кожної щілини, відбувається ще й інтерференція багатьох пучків, тобто додавання коливань, які надходять у дану точку екрана від усіх щілин. Якщо загальне число щілин N , то інтерферувати між собою будуть N когерентних пучків.

Розглянемо пучок паралельних променів, дифрагованих під кутом дифракції φ , під яким розуміють кут між фронтами хвиль, що падають на дифракційну решітку, і дифрагованих.

Амплітуди коливань, які прийшли в точку спостереження E від кожної із щілин решітки, будуть однакові: $\vec{a}_i = \vec{a}_{i+1}$. Сумарна амплітуда A в точці E екрана визначається різницею ходу Δ між променями від відповідних точок кожної пари сусідніх щілин. З рис. 4.1 видно, що різниця ходу

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

Цій різниці ходу відповідає різниця фаз між коливаннями в даних променях $\delta = 2\pi(\Delta/\lambda)$. Тому сумарну амплітуду інтерферуючих у точці E когерентних пучків можна зобразити графічно вектором \vec{A} , який замикає ламану лінію, утворену векторами амплітуд \vec{a}_i , якщо кут між амплітудами \vec{a}_i та \vec{a}_{i+1} під час побудови взяти рівним δ . Очевидно, що вектор сумарної амплітуди \vec{A} досягає максимального значення кожного разу, коли вектори \vec{a}_i розташовані вздовж однієї прямої в одну сторону (рис. 4.2).

Це має місце при різниці фаз

$$\delta = \pm 2k\pi, \quad (2)$$

де $k = 0, 1, 2, 3, \dots$

Довжина вектора \vec{A} дорівнює сумі довжин векторів $\vec{a}_i = \vec{a}$ від усіх щілин:

$$\vec{A} = \sum_{i=1}^n \vec{a}_i = N\vec{a}.$$

Освітленість I в точці спостереження E пропорційна квадрату сумарної амплітуди. Максимальна освітленість

$$I_{\max} = CA^2 = CN^2a^2, \quad (3)$$

де C – коефіцієнт пропорційності; a – амплітуда коливання світлової хвилі в точці спостереження.

Максимуми, які відповідають умові (2), називаються головними. Вектор сумарної амплітуди \vec{A} буде дорівнювати нулю, коли ламана лінія, утворена векторами \vec{a}_i , перетворюється в замкнену (рис. 4.3), тобто коли останній вектор \vec{a}_N збігається за напрямком з першим \vec{a}_1 . Останній вектор \vec{a}_N має різницю фаз із першим вектором, яка дорівнює $N\delta$. Вектор \vec{a}_N буде паралельним вектору \vec{a}_1 при $N\delta = \pm 2k\pi$, де $k = 1, 2, 3, \dots$ Умова утворення мінімумів відповідає різниці фаз

$$\delta = \pm 2k(\pi/N), \quad (4)$$

де $k = 1, 2, 3, \dots$, окрім $k = N, 2N, 3N, \dots$, які задовольняють умову максимумів (2). У мінімумах освітленість $I_{\min} = 0$. Підставивши значення k в умову (4), визначимо, що між головними максимумами розташовуються $N - 1$ вторинних (додаткових) мінімумів, а отже, ще і $N - 2$ вторинних (додаткових) максимумів.

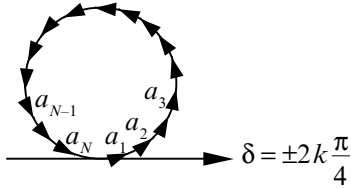


Рис. 4.3

Оскільки освітленість вторинних максимумів дуже мала, а їх кількість велика ($N - 2$), то вони не спостерігаються роздільно, а утворюють слабо освітлений фон між головними максимумами.

З умов (1)–(3) головні максимуми виникають при значеннях кута φ , які задовольняють умову

$$d \sin \varphi = \pm k \lambda, \quad (5)$$

де $k = 0, 1, 2, 3, \dots$. Ціле число k називається порядком максимуму (порядком спектра).

Мінімуми виникають при значеннях φ , які задовольняють умову

$$\sin \varphi = \pm \left(\frac{k \lambda}{dN} \right),$$

де $k = 1, 2, 3, \dots$, окрім $k = N, 2N, 3N, \dots$.

При $k = 0$, що відповідає $\varphi = 0$, маємо нульовий максимум. При $k = 1$ спостерігається спектр першого порядку, при $k = 2, 3, \dots$ – спектри другого, третього та інших порядків. Спектри першого, другого та вищих порядків розташовані симетрично з обох боків від нульового спектра.

Якщо на решітку падає немонохроматичний пучок світла, то у фокальній площині лінзи (на екрані) буде спостерігатись у кожному максимумі дифракційний спектр. Спектр k -го максимуму буде починатися з більш короткої довжини хвилі (фіолетова частина спектра), а закінчуватися більшою довжиною хвилі (червона частина спектра). Максимум нульового порядку ($k = 0$) забарвлений у колір джерела світла.

Аналіз умови (5) показує, що ширина спектра максимуму вищого порядку (більше значення k) буде більшою, ніж ширина спектра меншого порядку.

Під час падіння на решітку світла з довжинами хвиль від λ до $\lambda + d\lambda$ (монохроматичне світло отримати неможливо) відбувається кутова дисперсія, тобто максимум спостерігається не у вигляді лінії під кутом дифракції, а у вигляді смуги під кутами дифракції від φ до $\varphi + d\varphi$. Кутова розмитість максимуму $d\varphi$ на одиничний інтервал довжин хвиль називається кутовою дисперсією

$$D = \frac{d\varphi}{d\lambda}. \quad (6)$$

Умову (6) для дифракційної решітки легко отримати з виразу (5), якщо продиференціювати його:

$$d \cos \varphi \cdot d\varphi = \pm k d\lambda.$$

Звідси кутова дисперсія

$$D = \frac{d\varphi}{d\lambda} = \pm \frac{k}{d \cos \varphi}$$

залежить від порядку максимуму k і кута дифракції.

З рівняння (5) видно, що за відомими значеннями $d = a + b$ і φ можна визначити довжину світлової хвилі.

Прилад, за допомогою якого визначається довжина світлової хвилі λ , називається дифракційним спектрометром. Він складається з гоніометра, в центрі столика якого встановлюється дифракційна решітка DP (рис. 4.4) між коліматорною трубою O і зоровою трубою L , оптичні осі яких розташовані в горизонтальній площині.

Світло від газорозрядної трубки S потрапляє на щілину коліматора MN , яка знаходиться у фокусі лінзи Λ_1 і є джерелом світла в установці. Коліматор забезпечує отримання плоского фронту хвиль, тобто паралельного пучка, який падає на решітку.

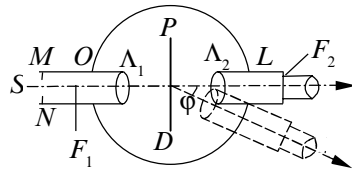


Рис. 4.4

Дифраговані пучки лінзою Λ_2 зорової труби L зводяться у відповідні точки фокальної площини, які можна спостерігати через окуляр зорової труби. Зорова труба може повертатися навколо вертикальної осі. Кут її обертання визначається за відліковим лімбаом з ноніусом.

Методика виконання роботи

1. Уважно ознайомитись з теорією дифракційної решітки.
2. Після вмикання газорозрядної трубки розташувати зорову трубу по осі коліматора. У полі зору зорової труби повинно з'явитися зображення коліматорної щілини у вигляді вертикальної смуги. Регулюючи положення гоніометра, треба досягти найбільш яскравого та чіткого зображення цієї щілини. Якщо щілину видно погано, то з дозволу викладача можна змінити ширину щілини та досягти її чіткого зображення.
3. Перевірити перпендикулярність розташування площини решітки до осі коліматора. У полі зору зорової труби з'явиться дифракційний спектр із світлою смугою (нульовим максимумом) по середині. Потрібно роздивитися спектр, повертаючи трубу вправо та вліво, та переконатися, що спектр складається з ліній 1-го, 2-го та інших порядків.
4. Визначити ціну поділки ноніуса та лімба.
5. Закріпивши зорову трубу фіксувальним гвинтом, сумістити візирну лінію окуляра із серединою нульового максимуму за допомогою мікрометричного гвинта. Зняти відлік за лімбом та ноніусом кута β_0 . Вимірювання провести не менше трьох разів. Результати вимірювань занести в таблицю.
6. Вибрати лінію певного кольору світла (завдання дає викладач). Навести візир на цю лінію (як указано в п. 5) послідовно в спектрах усіх порядків з правої та лівої сторін від нульового максимуму. Виміряти кути β_1, β_2, \dots і $-\beta_1, -\beta_2, \dots$ та записати в таблицю.
7. За даними вимірювань підрахувати кути дифракції $\varphi_1, \varphi_2, -\varphi_1, -\varphi_2$ і т. д. За формулою (5) розрахувати довжину світлової хвилі за всіма кутами дифракції.
8. Якщо кути φ та $-\varphi$, відраховані зліва та справа від нульового максимуму для одного і того ж порядку спектра, сильно відрізняються один від одного, слід перевірити встановлення дифракційної решітки та зробити всі виміри знову.
9. Розрахувати середнє значення довжини хвилі λ та оцінити за методом середнього похибку вимірювань.
10. Визначити кутову протяжність максимумів (кут між лініями спектра в 1-му, 2-му та інших порядках) і порівняти кутові протяжності.

Контрольні запитання

1. У чому полягає явище дифракції?

2. Що називають сталою, або періодом дифракційної решітки?
3. Як утворюються спектри в дифракційній решітці?
4. Якого кольору нульовий спектр?
5. Як визначити кут φ ?
6. За якою формулою розраховується довжина хвилі?
7. З якого кольору починається та яким закінчується кожний спектр?
8. Яку роль виконує щілина MN ?
9. Навіщо встановлено лінзи Λ_1 і Λ_2 ?
10. Яким методом обчислюється похибка визначення довжини хвилі?

Лабораторна робота О-5

ДОСЛІДЖЕННЯ ЗМІНИ КОЕФІЦІЄНТА ЗАЛОМЛЕННЯ ПОВІТРЯ ПРИ ЗМІНІ ТИСКУ ІНТЕРФЕРОМЕТРОМ ІТР-1

Мета роботи: ознайомлення з будовою та принципом роботи інтерферометра ІТР-1; дослідження залежності коефіцієнта заломлення повітря від зміни тиску.

В основу використаного в роботі інтерферометра ІТР-1 покладена схема Релея, в якій інтерференційна картина утворюється від двох когерентних світлових пучків, що виділяються двома паралельними вертикально розташованими щілинами.

Загальний вигляд інтерферометра показано на рис. 5.1. Тут 1 – циліндричний корпус; 2 – повітряні трубки (рідинні кювети в роботі О-6); 3 – кран, який перекриває витікання повітря із трубки; 4 – сильфон для вимірювання тиску повітря в трубці; 5 – манометр; 6 – окуляр; 7 – мікрометричний гвинт; 8 – джерело живлення.

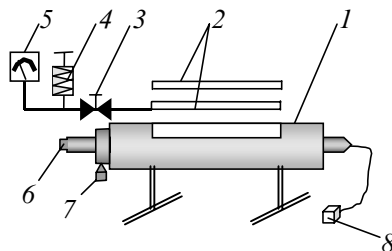


Рис. 5.1

Принципову схему пристрою подано на рис. 5.2 (вигляд зверху).

Світло від лампи розжарювання 1 освітлює щілину 2, розташовану у фокальній площині об'єктива коліматора 3. Паралельний пучок променів, які виходять з об'єктива, розділяється двома щіли-

нами діафрагми 4. Два одержані світлові пучки потім розділяються кожен ще на два пучки. Таким чином, утворюються чотири

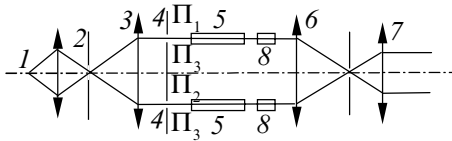


Рис. 5.2

промені (дві пари): верхні Π_1 і Π_2 та два нижні Π_3 . Кожна з цих пар променів об'єктивом 6 (див. рис. 5.2) зводиться разом і дає у фокальній площині дві інтерференційні картини у вигляді темних та світлих смуг (рис. 5.3, а, б).

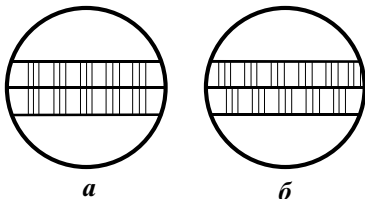


Рис. 5.3

Оптична довжина шляху променя дорівнює геометричній відстані l , яку проходить промінь, помноженій на коефіцієнт заломлення, тобто $l_{\text{опт}} = nl$. Різниця ходу двох променів дорівнює різниці їх оптичних довжин, тобто $\Delta = l'_{\text{опт}} - l''_{\text{опт}}$.

Різниця ходу неоднакова для різних точок фокальної площини, внаслідок чого й утворюються дві інтерференційні картини.

Нульовий (найчіткіший) максимум утворюється там, де $\Delta = 0$, світлі смуги – де $\Delta = \pm k\lambda$, темні – де $\Delta = (2k - 1)\frac{\lambda}{2}$. Тут k – ціле

число, порядок спектра. Таким чином, зміщення на одну смугу відліку відповідає зміні різниці ходу на $\lambda/2$.

Нижня пара променів Π_3 проходить у незмінному середовищі, тому нижня інтерференційна картина стабільна. Один з променів верхньої пари (Π_1) проходить також у незмінному (еталонному) середовищі.

Другий промінь цієї пари (Π_2) проходить через трубку (або через кювету з рідиною в О-6) довжиною l , в якій тиск можна змінювати. Зміна коефіцієнта заломлення на цій ділянці з n_A до n , тобто на $\delta n = n - n_A$, викличе зміну оптичної довжини шляху променя Π_2 на величину

$$\Delta l_{\text{опт}} = l_n - l_{n_A} = l(n - n_A) = l\delta n.$$

На цю ж величину зміниться і різниця ходу Δ , внаслідок чого

нульовий максимум та вся верхня інтерференційна картина змістяться на h смуг (див. рис. 5.3,б). Таким чином, $l\delta n = h\lambda$, де h може бути і не ціле.

Метод вимірювання h спирається на метод компенсаційних вимірів. Компенсатором у пристрої є пара скляних пластин δ , які лежать на шляху верхніх променів. Змінюючи нахил пластини δ відносно променя Π_1 , збільшуємо шлях променя Π_1 в скляній пластинці на величину $\left(\frac{d}{\cos \beta} - d\right)$ (рис. 5.4), а отже, й оптичну довжину шляху променя Π_1 на величину $\left(\frac{d}{\cos \beta} - d\right)n_{\text{ск}}$, де β – кут заломлення в склі;

d – товщина пластини δ ; $n_{\text{ск}}$ – коефіцієнт заломлення скла.

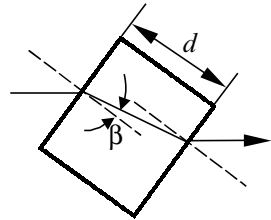


Рис. 5.4

Унаслідок цього відбувається компенсація зміни Δ , яка спричинена зміною тиску.

Нульовий максимум та вся верхня інтерференційна картина повертаються в попередній стан (див. рис. 5.3,а).

Рухомо скляна пластинка компенсатора сполучена з мікрометричним гвинтом 7 (див. рис. 5.1). Кожна поділлка мікрогвинта

відповідає зміні різниці ходу на $\frac{1}{30}\lambda$. Отже, якщо збіг верхньої та

нижньої систем смуг досягається обертанням мікрогвинта на N малих поділок, то

$$l\delta n = \lambda_{\text{сеп}} h = \frac{N\lambda_{\text{сеп}}}{30}. \quad (1)$$

Тоді експериментально визначена різниця показників заломлення середовищ у трубках (кюветах)

$$\delta n_{\text{експ}} = \frac{N\lambda_{\text{сеп}}}{30l}, \quad (2)$$

де $\lambda_{\text{сеп}} = 0,57$ мкм – середнє значення довжини хвилі світла від лампи розжарювання.

Збільшення тиску газу в трубці на Δp приводить до збільшення числа атомів на одиницю шляху променя світла і, отже, до збільшення коефіцієнта заломлення.

Згідно з теорією дисперсії

$$\delta n_{\text{теор}} = \frac{n_A - 1}{p_A} \Delta p, \quad (3)$$

де n_A – коефіцієнт заломлення повітря при атмосферному тиску p_A .

Таким чином, за інших незмінних умов зміна коефіцієнта заломлення пропорційна зміні тиску. В даній роботі цю залежність необхідно одержати експериментально.

Точність методу вимірювань обумовлена тим, що око людини здатне помітити зміщення нижньої та верхньої систем смуг на

$\frac{1}{10} \lambda_{\text{сер}}$. Отже, інтерферометричним методом можливо знаходити різницю коефіцієнтів заломлення з точністю до семи-восьми знаків після коми.

Методика виконання роботи

1. Відкрити кран 3 (див. рис. 5.1), який з'єднує одну з трубок 2 з атмосферою. Друга трубка постійно відкрита, тобто в ній знаходиться повітря при атмосферному тиску та температурі досліду. Зняти значення p_A за манометром 5 та показання кімнатної температури за термометром у приміщенні. Дані занести в таблицю:

$t_{\text{кімн}} =$	$p_A =$		$N_0 =$
$p, \text{ мм рт. ст.}$	$N_{\text{пр}}$	$N_{\text{звор}}$	$N = N_{\text{сер}} - N_{0\text{сер}}$
			$N_{\text{сер}} = \frac{N_{\text{пр}} + N_{\text{звор}}}{2}$

2. Увімкнути джерело струму 8 інтерферометра та крізь окуляр 6 розглянути інтерференційну картину.

3. Обертанням барабана мікрометричного гвинта 7 (див. рис. 5.1) досягти збігу систем верхніх та нижніх інтерференційних смуг, як показано на рис. 5.3,а. Визначити відлік N_0 за мікрометричним гвинтом при тиску p_A . Цей відлік складається з поділок вертикальної та кругової шкал. За вертикальною шкалою відраховуються соті поділок мікрометра. Відлік N_0 відповідає нульовій

різниці ходу пучків, оскільки вся система заповнена повітрям при атмосферному тиску та кімнатній температурі, тобто це нуль приладу (може бути і від'ємним).

4. Закрити кран і сільфоном 4 збільшити тиск у трубі на 1 мм рт. ст. Верхня система інтерференційних смуг зміститься відносно нижньої (див. рис. 5.3,б). Знову досягти гвинтом збігу смуг, одержані значення p і N занести в таблицю.

5. Збільшуючи кожного разу за допомогою сільфона тиск на 1 мм рт. ст., виконати 10 дослідів. Подібні заміри провести в зворотному напрямку, зменшуючи тиск. Одержані значення для кожного p при прямому та зворотному вимірюваннях усереднити: $N_{\text{сер}} = N_{\text{пр}} + N_{\text{звор}}$.

6. За значенням N побудувати графік залежності $N = f(p)$.

7. Для заданого викладачем дослідного значення p розрахувати $\delta n_{\text{експ}}$ за формулою

$$\delta n_{\text{експ}} = 0,57 \cdot 10^{-6} \frac{N}{30} = 0,19 \cdot 10^{-7} \cdot N,$$

одержаною з виразу (2) при $l = 1$ м; $\lambda_{\text{сер}} = 0,57 \cdot 10^{-6}$ м.

8. Зробити розрахунок $\delta n_{\text{теор}}$ для того ж тиску за формулою (3), в якій $\Delta p = p - p_A$ мм рт. ст. При дослідних T та p_A

$$n_A = 1 + \frac{(n_0 - 1)273}{T} \frac{p_A}{760},$$

де T – кімнатна температура; $n_0 = 1,000292$ для повітря при нормальних умовах ($p_0 = 760$ мм рт. ст. та $T_0 = 273$ К).

9. Порівняти $\delta n_{\text{експ}}$ та $\delta n_{\text{теор}}$.

Контрольні запитання

1. Яке призначення щілин в інтерферометрі?
2. Які промені, інтерферуючи, дають нерухому інтерференційну картину?
3. Чим обумовлена оптична різниця ходу інтерферуючих пучків?
4. Яка точність вимірювання різниці коефіцієнтів заломлення інтерферометром?
5. За якою формулою розраховується δn повітря?
6. Яким чином відбувається відлік за мікрометричним гвинтом інтерферометра?
7. Чим обумовлена різниця між $\delta n_{\text{експ}}$ та $\delta n_{\text{теор}}$?

ВИЗНАЧЕННЯ КОНЦЕНТРАЦІЇ РОЗЧИНІВ ТА ПОКАЗНИКА ЗАЛОМЛЕННЯ РОЗЧИНЕНОЇ РЕЧОВИНИ ЗА ДОПОМОГОЮ ІНТЕРФЕРОМЕТРА

Мета роботи: ознайомлення з будовою та принципом роботи інтерферометра ІТР-1; практичне визначення концентрації розчинів.

У цій роботі використовується інтерферометр ІТР-1, будова і методика використання якого наведені в роботі О-5.

У тому випадку, коли досліджуваний розчин є двокомпонентним середовищем і показник заломлення підлягає правилу адитивності, справедлива рівність

$$n = \frac{C}{100} n_2 + \frac{100-C}{100} n_1, \quad (1)$$

де n , n_1 та n_2 – показники заломлення відповідно розчину, розчинника (в нашому випадку – дистильована вода) і розчиненої речовини (NaCl); C – процентна концентрація NaCl у дистильованій воді.

Якщо одну з кювет інтерферометра заповнити розчином з показником заломлення n , а іншу – дистильованою водою з показником заломлення n_1 , то інтерференційна картина зміститься на h інтерференційних смуг за рахунок різниці ходу, викликані різними середовищами в кюветах довжиною l (див. роботу О-5):

$$(n - n_1)l = h\lambda.$$

З урахуванням рівності (1), виключивши n , можна отримати

$$C = \frac{100\lambda h}{l(n_2 - n_1)} \%,$$

звідки

$$n_2 = n_1 + \frac{100h\lambda}{Cl}.$$

Так, при $h\lambda = N \frac{\lambda}{30}$ (з виразу (1) в роботі О-5)

$$n_2 = n_1 + \frac{N\lambda \cdot 100}{30Cl}, \quad (2)$$

де $n_1 = 1,333$; $l = 4$ см – довжина рідинних кювет; $\lambda = 0,57$ мкм.

За формулою (2) можна розрахувати показник заломлення другої компоненти NaCl, визначивши експериментально N та C .

Методика виконання роботи

1. Заповнити обидві кювети дистильованою водою, увімкнути джерело світла в інтерферометрі, сумістити обертянням мікрометричного гвинта верхню і нижню системи інтерференційних смуг та зняти відлік "нуля кювети" N_0 в поділках мікрогвинта, враховуючи, що в одному оберті 100 поділок. Кювети в інтерферометрі розміщені в термостатувальній рідині, і перед кожним зняттям даних необхідно чекати вирівнювання температури.

2. Залишивши в кюветі дистильовану воду, додати в праву кювету одну краплю сольового розчину і розмішати чистою мішалкою (не піпеткою). У правій кюветі утвориться сольовий розчин концентрації 0,01 %. Верхня система інтерференційних смуг зміститься (див. рис. 5,3,**б**) відносно нижньої, оскільки змінився оптичний шлях променя Π_2 . Обертянням мікрометричного гвинта знову досягти збігу смуг (див. рис. 5.3,**а**). Відлік N занести в таблицю:

C, %	Номер заміру			$N_{\text{сер}}$	$N_{\text{сер}} - N_{0\text{сер}}$
	1	2	3		

Зміщення і відліки N повторити три рази, розводячи гвинтом системи смуг та знову приводячи їх до повного збігу.

3. Додаючи сім-вісім разів у праву кювету по одній-дві краплі розчину, тобто збільшуючи кожного разу концентрацію NaCl на 0,01...0,02 %, провести вимірювання за п. 2 і записати в таблицю концентрацію C (%) та відліки N . З трьох значень N знайти $N_{\text{сер}}$ для кожного розчину і відняти $N_{0\text{сер}}$ (зсув "нуля приладу"). Значення N_0 може бути і від'ємним (тобто при суміщенні смуг мікрометричний гвинт установився на відмітці нижче нуля на вертикальній шкалі).

4. Вибрати з правої кювети сольовий розчин і заповнити її іншим розчином невідомої концентрації C_x . Зняти відліки N_x згідно з п. 2.

5. За даними дослідів побудувати калібрувальний графік

$$N_{\text{сер}} - N_{0\text{сер}} = f(C).$$

6. За калібрувальним графіком знайти концентрацію невідомого розчину C_x , %.

7. За формулою (2) розрахувати показник заломлення розчиненої речовини (NaCl) для кількох концентрацій, заданих викладачем. Похибку n_2 знайти методом середнього або методом найменших квадратів.

Контрольні запитання

1. Для чого потрібні щілини в інтерферометрі?
2. Які промені, інтерферуючи, дадуть нерухому інтерференційну картину і які – рухому?
3. Чому дорівнює точність вимірювання різниці показників заломлення інтерферометром?
4. Як знайти показник заломлення розчиненої речовини n_2 ?
5. Яким чином проводиться відлік за мікрометричним гвинтом інтерферометра?
6. Що таке калібрувальний графік?

Лабораторна робота О-7

ОДЕРЖАННЯ Й ДОСЛІДЖЕННЯ ПОЛЯРИЗОВАНОГО СВІТЛА ТА ВИЗНАЧЕННЯ КОНЦЕНТРАЦІЇ РОЗЧИНУ ЦУКРУ ЦУКРОМЕТРОМ

Мета роботи: одержання і дослідження плоскої, еліптичної та колової поляризацій світла; спостереження обертання площини поляризації та визначення концентрації цукру в розчині.

1. Одержання та дослідження поляризованого світла

1.1. Електромагнітна теорія світла

Згідно з цією теорією світло являє собою поперечну електромагнітну хвилю, яка характеризується коливанням двох векторів: вектора напруженості електричного поля \vec{E} та вектора напруженості магнітного поля \vec{H} . Обидва вектори лежать у взаємно перпендикулярних площинах та коливаються в однакових фазах.

1.2. Природне світло

У реальних джерелах світла випромінювання обумовлюється атомами, які незалежно один від одного випромінюють серію послідовних хвиль (цуги), обмежених у часі та просторі. Це приводить до того, що просторова орієнтація векторів \vec{E} та \vec{H} , зберігаючись для кожного окремого цугу, не зберігається для потоку світла, який складається з великої кількості цугів. Тому природне світло не поляризоване.

1.3. Поляризоване світло

З природного світла можна одержати світлову хвилю, в якій напрямок коливань векторів \vec{E} та \vec{H} зберігає просторову орієнтацію. Таке світло називається плоскополяризованим.

Площина HOX (рис. 7.1), в якій змінюється вектор \vec{H} , має назву "площина поляризації", а площина EOX , в якій змінюється вектор \vec{E} , називається площиною коливань.

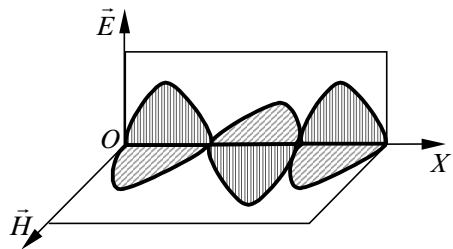


Рис. 7.1

1.4. Одержання плоскополяризованого світла

Для одержання плоскополяризованого світла можна використати явище подвійного заломлення променів, яке має місце в усіх кристалах з кристалографічною анізотропією. Цю властивість має, наприклад, ісландський шпат.

Промінь світла, заломлюючись у такому кристалі, розділяється на два промені, які йдуть у різних напрямках.

1.5. Звичайний та незвичайний промені

Обидва промені – звичайний o та незвичайний e (рис. 7.2) – поляризовані у взаємно перпендикулярних площинах.

1.6. Оптична вісь та головний переріз кристала

У будь-якому кристалі існують напрямки, вздовж яких звичайний та незвичайний промені розповсюджуються в од-

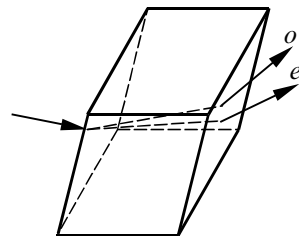


Рис. 7.2

ному напрямку. Цей напрямок називається оптичною віссю кристала. Площина, яка проходить крізь оптичну вісь, називається головним перерізом кристала. Світловий вектор незвичайного променя коливається в площині головного перерізу, а звичайного – перпендикулярно до площини головного перерізу.

1.7. Пристрій для одержання та спостереження поляризованого світла

Плоскополяризоване світло можна одержати за допомогою призми Ніколя, яка виготовляється з ісландського шпату. Відрізнити безпосередньо поляризоване світло від неполяризованого неможливо. Для цього використовують який-небудь поляризуючий прилад, наприклад іншу призму Ніколя, що в цьому випадку називається аналізатором. Згідно з законом Малюса $I = I_0 \cos^2 \varphi$, де I_0 – інтенсивність падаючого поляризованого світла; I – інтенсивність світла, яке пройшло через аналізатор; φ – кут між головними перерізами поляризатора та аналізатора. Тоді поляризований промінь, який виходить з першої призми Ніколя, буде повністю проходити крізь другу, якщо їх головні перерізи паралельні. Коли ж вони взаємно перпендикулярні, то промінь повністю поглинається аналізатором.

1.8. Інтерференція звичайного та незвичайного променів

Звичайний та незвичайний промені, що виникають під час подвійного заломлення променів природного світла, некогерентні і тому не можуть інтерферувати один з одним. Якщо ж одержати звичайний та незвичайний промені з одного і того ж плоскополяризованого променя, то вони будуть когерентні. Оскільки напрямки коливань у цих променях перпендикулярні, то при їх додаванні одержуємо коливання еліптичного характеру.

Світлові хвилі, електричний вектор яких змінюється так, що їх кінець описує еліпс, називаються еліптично поляризованими. В особливих випадках еліпс може перетворитись у коло, і тоді одержується світло, поляризоване по колу. Схема отримання еліптично поляризованого світла наведена на рис. 7.3.

Плоскополяризований промінь, виходячи з призми Ніколя N_1 , падає на кристалічну пластину AB . Пластина вирізана з кристала так, що оптична вісь перпендикулярна до заломлюючої поверхні. У цьому випадку незвичайний та звичайний промені йдуть в од-

ному напрямку, але з різними швидкостями, тому між ними утворюється певна різниця ходу.

Промені, які пройшли крізь пластину товщиною l , різняться за фазою на величину

$$\delta = \frac{2\pi l}{\lambda}(n_o - n_e),$$

де n_o та n_e – коефіцієнти за-

ломлення звичайного та незвичайного променів відповідно.

Якщо товщину пластини l підібрати так, щоб $\delta = k\pi$, де k – ціле число, то обидва промені, виходячи з пластинки, знов дадуть плоскополяризоване світло. При всіх інших значеннях різниці фаз одержується еліптично поляризоване світло.

1.9. Колова поляризація

Якщо площина поляризації падаючого променя утворює кут 45° з площиною головного перерізу пластини, то амплітуди обох променів будуть однакові і еліпс може перетворитися на коло.

Найменша товщина пластини, що здатна перетворити плоскополяризований промінь у промінь, поляризований по колу, визначається з рівності

$$\frac{\pi}{2} = \frac{2\pi l}{\lambda}(n_o - n_e).$$

Таку пластину називають пластиною у чверть довжини хвилі, тому що створена різниця ходу між звичайним та незвичайним

променями дорівнює $\frac{\lambda}{4}$. Таким чином, повертаючи перший ніколь

навколо напрямку променя, можна підібрати таке положення, при якому на виході з пластини у чверть хвилі отримується світло, поляризоване по колу.

Для виконання роботи використовується прилад, схематично зображений на рис. 7.3. На оптичній лаві встановлені: джерело світла S , світлофільтр Φ і дві призми Ніколя N_1 та N_2 , які є поляризатором та аналізатором. Призми можуть обертатися навколо напрямку променя. Кут обертання відраховується за круговою

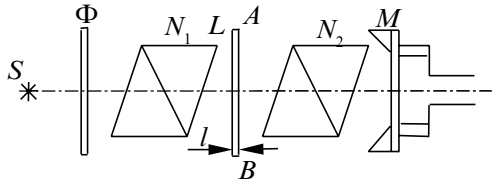


Рис. 7.3

шкалою, поділеною на градуси. Крім того, для одержання еліптичної та колової поляризацій між призмами Ніколя можна вводити слюдяну пластинку L у чверть хвили.

Світло, яке проходить крізь аналізатор N_2 , попадає на фотоопір M , сполучений з мікроамперметром. Фотоопір M являє собою напівпровідниковий прилад, в якому електричний опір змінюється під дією зовнішнього електромагнітного випромінювання. Фотострум буде пропорційний інтенсивності світла, що падає на фотоопір.

2. Визначення концентрації розчину цукру цукрометром

Під час проходження плоскополяризованого світла деякі кристалічні тіла (кварц, кіновар, виннокам'яна кислота) повертають площину поляризації на деякий кут α . Такі речовини називаються оптично активними. Оптично активними можуть бути і деякі розчини, наприклад розчин цукру.

Величина кута обертання α площини поляризації в розчинах активних речовин пропорційна їх концентрації C_p , довжині шляху l променя в рідині та густині розчину:

$$\alpha = \alpha_0 l C_p,$$

де α_0 – питоме обертання, чисельно рівне куту обертання площини поляризації світла при товщині шару розчину 1 см та концентрації його C_p в 1 г/см³.

Здатність оптично активних розчинів обертати площину поляризації лінійно поляризованого променя може бути використана для визначення концентрації розчину.

Для швидкого визначення процентного вмісту цукрози в розчині використовується прилад марки СОК-1 (цукрометр).

Прилад складається з таких головних частин (рис. 7.4): вузла поляризатора 5, змонтованого на віддаленій від приладу частині траверзи, вузла аналізатора 2, вмонтованого в головку приладу. На траверзі 7, яка з'єднує вузол поляризатора та головку приладу, лежить камера 4 для поляриметричних трубок. Камера розрахована на розміщення трубок довжиною 400, 200 та 100 мм. Головка приладу в зовнішній частині має окуляр поля зору 9 та верхній окуляр 1 для відліку показань шкали. У задній частині головки приладу знаходиться вузол ноніуса 3. У нижній частині встановлена головка кремальєрної передачі 8 для переміщення

клина та шкали. Цукрометр установлено за допомогою гайки в чавунній основі 6. Джерелом світла є лампа потужністю 100 Вт. Лампа знаходиться в металевому ліхтарі з продовгуватим отвором, який затуляється матовим склом. Окуляри поля зору 9 та шкали 1 фокусуються по зору спостерігача. Для цього обертальним рухом їх пересувають уздовж осі, щоб в окулярі вертикальну лінію, яка розмежовує поле зору на дві половини, було чітко видно. Повинні бути також видні штрихи та цифри шкали ноніуса в окулярі 1. При витягнутій поляриметричній трубці повільним обертанням головки кремальєрної передачі 8 досягають повної однокольоровості обох половин поля зору. В цьому положенні кремальєрної передачі ноніуса повинні збігатися нульові поділки шкали. Якщо ж при однокольоровому сірувато-жовтому забарвленні обох половинок поля зору нульові поділки шкали ноніуса не збігаються, слід звернутися до лаборанта.

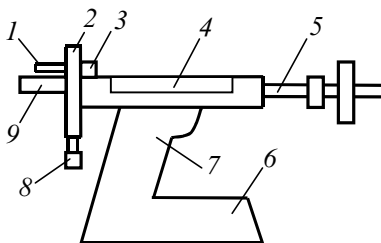


Рис. 7.4

Цей прилад заснований на принципі компенсації. Якщо на шляху поляризованого світла розташувати трубку з розчином цукру, то площина поляризації повернеться направо. Всовуючи між окуляром і трубкою лівообертальний кварцовий клин, можна повернути площину поляризації в лівий бік, причому кут обертання поляризації буде залежати від товщини клина. У цукрометрі використовується шкала Венцке. 100° цієї шкали відповідають концентрації розчину цукру 26,02 % при товщині шару рідини $l = 200$ мм. Отже, ціна поділки цієї шкали дорівнює 0,26026 %. При дослідженні речовин у цукрометрі можна користуватись трубками довжиною 100, 200, 400 мм.

Методика виконання роботи

А. Дослідження поляризованого світла

1. Для одержання плоскополяризованого світла треба встановити пластину та поляризатор на нуль. Залишаючи поляризатор нерухомим, обертати аналізатор. Змінюючи його положення на 10° , зняти показання мікроамперметра.

2. Для одержання еліптичної поляризації світла встановити пластину на 30° та повторити виміри п. 1.

3. Для отримання світла, поляризованого по колу, слід установити пластину на 45° та повторити виміри п. 1. При точному налагодженні приладу показання мікроамперметра повинні змінюватися не більше ніж на дві-три поділки.

4. За даними таблиць для всіх трьох вимірів побудувати в полярних координатах графік залежності інтенсивності поляризованого світла від кута обертання аналізатора, відкладаючи по радіусу-вектору показання мікроамперметра.

Б. Визначення концентрації цукрових розчинів за допомогою цукрометра

1. Увімкнути прилад.

2. Обертаючи головку кремальєрної передачі, досягти повної однокольоровості обох половинок поля зору. При цьому шкала приладу повинна показувати нуль.

3. У камеру приладу внести поляриметричну трубку з досліджуванним розчином.

4. За допомогою головки кремальєрної передачі знову досягти повної однокольоровості обох половинок поля зору приладу.

5. Зняти показання шкали приладу. Визначити процентний вміст цукру в досліджуваному розчині. Результат вимірів записати в звіт.

Контрольні запитання

1. Що являє собою видиме світло?
2. Яка поляризація природного світла?
3. Як розташовані вектори \vec{E} та \vec{H} в цугу світлової хвилі?
4. Що називається світловим вектором?
5. Чим відрізняються одне від одного природне та поляризоване світло?
6. Як формулюється закон Малюса?
7. Яке світло називається лінійно поляризованим, еліптично поляризованим, поляризованим по колу?
8. Чому звичайний та незвичайний промені некогерентні?
9. Що являє собою призма Ніколя?
10. Що таке подвійне заломлення променів?

ДОСЛІДЖЕННЯ СПЕКТРІВ ПРОПУСКАННЯ СВІТЛОФІЛЬТРІВ ЗА ДОПОМОГОЮ УНІВЕРСАЛЬНОГО МОНОХРОМАТОРА УМ-2

Мета роботи: ознайомлення з будовою і принципом роботи універсального монохроматора УМ-2 та дослідження спектрів пропускання світлофільтрів.

При проходженні світла крізь матеріальне середовище його інтенсивність (кількість енергії, яка падає на одиницю площі за одиницю часу) зменшується, що пояснюється такими явищами:

1. *Поглинання світла в речовині.* Падаюча електромагнітна хвиля викликає вимушені перебудови електронних оболонок атомів та молекул, переходи електронів з одного рівня енергії на інший. Частина енергії хвилі переходить в інші види енергії атомів та молекул. Механізм переходу електромагнітної енергії в теплову ще не досить з'ясовано. Поглинання енергії найбільше, якщо частота світла збігається з частотою вимушених переходів. Для розрідженого газу, коли сили взаємодії між молекулами дуже слабкі, лінії поглинання дуже вузькі і збігаються з лініями випромінювання цих газів. Для газів під високим тиском, а також для рідин і твердих тіл сили взаємодії між атомами призводять до розщеплення рівнів енергії, внаслідок чого спостерігаються цілі смуги поглинання. Додавання домішок впливає на поглинання світла.

Отже, поглинання має селективний характер: хвилі з однією довжиною поглинаються слабше, з іншою – сильніше.

2. *Відбиття світла на межі двох середовищ.* Відомо, що при нормальному падінні світла на границю розділу інтенсивність відбитого світла $I_{\text{відб}}$ визначається формулою

$$I_{\text{відб}} = I_{\text{пад}} \left(\frac{n-1}{n+2} \right)^2,$$

де $I_{\text{пад}}$ – інтенсивність падаючого світла; n – відносний показник заломлення двох середовищ.

Як бачимо, відбиття світла не відбувається, якщо абсолютні показники заломлення двох середовищ однакові. Такі середовища називаються оптично однорідними.

3. *Розсіювання світла.* Світло при проходженні крізь середо-

вище переводить атоми і молекули в збуджений стан. Більшість атомів та молекул можуть знаходитись у збудженому стані близько 10^{-8} с, а потім переходять у звичайний стан, випромінюючи при цьому вторинні хвилі. Як показав Френель, якщо середовище однорідне, то ці вторинні хвилі внаслідок інтерференції посилюють первинну хвилю і взаємно ослаблюються для інших напрямків, тобто в дуже однорідному за складом середовищі не відбувається розсіювання світла.

Неоднорідності призводять до дифракції та неповного згасання вторинних хвиль, у результаті чого світло розсіюється по інших напрямках. Це призводить до зменшення енергії первинної світлової хвилі.

Розсіювання світла може спостерігатися на теплових неоднорідностях. Унаслідок теплового руху утворюється "флуктуація густини" – в малому об'ємі збирається велика кількість молекул. Наявність таких неоднорідностей не залежить від домішок, тому розсіювання на них завжди є, хоча дуже слабке. Зі збільшенням температури кількість флуктуацій зростає і, отже, розсіювання світла з цієї причини зростає.

Домішки різко збільшують неоднорідність середовища, тому збільшується і розсіювання світла. Наприклад, очищена вода не розсіює світло, однак додавання навіть невеликої краплі розчину мідного купоросу CuSO_4 різко збільшує розсіювання світла. Якщо домішки оптично однорідні з середовищем, то розсіювання світла не спостерігається. Наприклад, скло у воді розсіює світло і тому воно невидиме (якщо $n = 1$).

Середовища з різко вираженою оптичною неоднорідністю називають каламутними. Інтенсивність розсіяного світла в каламутних середовищах звичайно обернено пропорційна довжині хвилі в четвертому ступені. Вона залежить від напрямку розсіювання і, крім того, розсіяні промені поляризовані. Ці закономірності чітко виявляються, якщо розсіюючі частинки менші від довжини хвилі ($0,2 \dots 0,1$) λ . Цим пояснюється блакитний колір неба і почервоніння світла при проходженні крізь каламутне середовище.

4. Комбінаційне розсіювання світла. Розглянуте вище розсіювання можна пояснити пружними співударяннями квантів світла з розсіюючими молекулами і частинками, коли довжина хвилі розсіяного світла (частота) не змінюється. При цьому молекули із збудженого стану переходять у стан поглинання, випромінюючи такий самий квант світла.

Можливий випадок, коли при випромінюванні молекула переходить на більш високий рівень енергії. Тоді довжина хвилі поглиненого світла буде меншою, ніж довжина хвилі розсіяного. У цьому випадку з'являються червоні супутники монохроматичних ліній. Або, навпаки, молекула до збудження мала деякий запас енергії (зокрема, унаслідок теплового руху). При переході в нормальний стан випромінюється квант світла з більшою енергією – фіолетові супутники. Інтенсивність фіолетових супутників підвищується із зростанням температури. Супутники симетричні відносно частоти світла, що падає. Таке розсіювання має назву комбінаційного.

Нехтуючи відбиттям світла, можна вважати, що зменшення інтенсивності світла dI для довжини λ хвилі пропорційне інтенсивності світла, що падає, і товщині прошарку:

$$dI = -kI dl. \quad (1)$$

Коефіцієнт k має назву коефіцієнта абсорбції (якщо розсіювання світла незначне).

Інтегрування виразу (1) приводить до закону Бугера

$$I = I_0 e^{-kl},$$

де I – інтенсивність світла, що пройшло крізь середовище; I_0 – інтенсивність світла, що падає; l – товщина середовища (в нашому випадку світлофільтра).

Для слабких розчинів коефіцієнт абсорбції є пропорційним концентрації C розчину:

$$k = AC,$$

де A – стала; тобто маємо другий закон Бугера (закон Біра)

$$I = I_0 e^{-ACl}.$$

Закон Бугера є вірним у досить широких межах зміни інтенсивності світла (в 10^{20} разів) та порушується, якщо час збудженого стану більше 10^{-8} с, оскільки при цьому явище поглинання супроводжується люмінесценцією світла, яка значно ускладнює процес поглинання і випромінювання світла молекулами.

Відношення інтенсивності світла, що пройшло, до інтенсивності падаючого має назву пропускнув здатності, тобто $D = I/I_0$.

Величина

$$E = \lg \frac{1}{D} = \lg \frac{I_0}{I}$$

називається оптичною густиною світлофільтра (екстинкцією). Оптична густина та пропускна здатність різні для різних довжин хвиль.

Світлофільтри, дія яких заснована на поглинанні та розсіюванні енергії, називаються абсорбційними. Часто застосовуються також інтерференційні, поляризаційні та інші світлофільтри. Монохроматор УМ-2 (рис. 8.1), що використовується в роботі, дозволяє отримати монохроматичні ділянки спектра в діапазоні довжин хвиль 0,38...1,00 мкм.

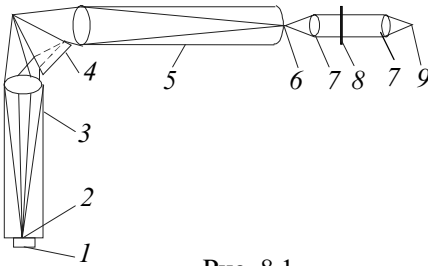


Рис. 8.1

Основними елементами установки є диспергуюча призма 4 з кутом 10° при вершині, коліматор 5 і вихідна труба 3, фотоелемент 1, джерело світла 9, світлофільтр 8.

Промінь світла від джерела за допомогою лінз-конденсорів 7 проектується на вхідну щілину 6 коліматора 5 і виходить з нього паралельним пучком. У призмі промені світла відхиляються до її основи, причому відхилення тим більше, чим більший показник заломлення.

Залежність показника заломлення від довжини хвилі має назву дисперсії світла. Для скла, з якого виготовлена призма, характерна нормальна дисперсія, тобто показник заломлення зростає із зменшенням довжини хвилі. Таким чином, у призмі більш за все відхиляються до основи фіолетові промені, менше – червоні та інфрачервоні.

Явище дисперсії пояснюється тим, що промені світла, які проходять через середовище (скло), викликають змушені коливання електронів та іонів речовини. Амплітуда цих коливань, а разом з нею вектор поляризації \vec{P} і діелектрична проникність ϵ обернено пропорційні різниці квадратів власних і змушених (світлових) коливань. За теорією Максвелла, показник заломлення $n = \sqrt{\epsilon\mu}$ і, отже, також залежить від частоти падаючого світла.

Завдяки дисперсії промені світла різних довжин хвиль виходять з призми під різними кутами (в різних напрямках). За допомогою об'єктива вихідної труби паралельні промені світла збираються у фокальній площині, утворюючи спектр. Вихідна щілина монохроматора виділяє з цього спектра вузьку ділянку монохроматичного світла. Далі світло попадає на фотоелемент. Сила фотоструму вимірюється мікроамперметром і прямо пропорційна інтенсивності світла.

Монохроматор збудовано на принципі найменшого відхилення променя в призмі. Цим досягається найкраща якість спектра.

При обертанні призми на вихідну щілину монохроматора падають ділянки спектра з різною довжиною хвилі. Обертання призми здійснюється за допомогою барабана поворотного механізму, на який нанесено відносні поділки – градуси. Відлік починається проти індексу, який ковзає по спіральній канавці. Перехід від градусів до довжин хвиль здійснюється за допомогою графіка 1 у приладі (для градування призначена ртутна лампа). Зважаючи на те, що фокусна відстань об'єктива в залежності від довжини хвилі змінюється (хроматичність об'єктива), передбачена можливість фокусування об'єктива з допомогою малого маховичка. Для цього в обоймі є вікно з міліметровою шкалою і ноніусом. Залежність фокусування від довжини хвилі (в градусах) дається на графіку 2.

Методика виконання роботи

1. Зняти ковпачки з вхідної 6 та вихідної 2 щілин монохроматора і з фотоелемента. Фотоелемент установити впритул до вихідної щілини (див. рис. 8.1).

2. Перший конденсор установити так, щоб джерело світла було у його фокусі. Тоді з конденсора виходить паралельний пучок світла. За допомогою другого конденсора світло сфокусувати на вхідну щілину монохроматора. У подальшому регулювання ширини щілин, розташування конденсорів не допускається.

3. При відкритому затворі зняти показання гальванометра через 200° барабана призми. У тих місцях, де відбувається швидка зміна сили фотоструму, здійснити більш часті відліки (через 50°), а також записати відлік максимуму фотоструму. Такі виміри зробити за відсутності світлофільтра і з двома світлофільтрами, заданими викладачем. Фільтри слід установлювати перпендикулярно до променів світла між двома конденсорами.

4. Для зручності роботи всі дані записувати у вигляді таблиці:

Б, град	λ	I_0	I_1	I_2	$D_1 = \frac{I_1}{I_0}$	$D_2 = \frac{I_2}{I_0}$

У таблиці Б – відлік барабана, град; λ – довжина хвилі світла, визначена за графіком 1 (у лабораторії); I_0 – фотострум без світлофільтра; I_1 – фотострум з 1-м світлофільтром; I_2 – фотострум з 2-м світлофільтром.

5. Побудувати графік залежності фотоструму від довжини хвилі (на одному графіку I_0 , I_1 , I_2 – різними кольорами) і графік залежностей пропускної здатності фільтрів від довжини хвилі (іншим кольором).

6. Користуючись графіками, визначити максимум пропускної здатності D_{\max} , довжину хвилі λ_{\max} , на яку припадає D_{\max} , і смугу пропускання $\delta\lambda_{0,5D_{\max}}$, рівну різниці довжин хвиль з пропускною здатністю $D = 0,5D_{\max}$. Для визначення смуги пропускання на графіку пропускної здатності знаходять довжини хвиль λ_1 та λ_2 , для яких пропускна здатність дорівнює половині максимальної пропускної здатності. Тоді смуга пропускання

$$\delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1.$$

Контрольні запитання

1. Що таке інтенсивність світла?
2. За яким законом зменшується інтенсивність світла?
3. Чим пояснюється послаблення світла?
4. Які принцип роботи і будова монохроматора УМ-2?
5. Що таке дисперсія світла?
6. Що таке пропускна здатність і коефіцієнт екстинкції?
7. Що таке комбінаційне розсіювання світла?

Лабораторна робота О-9

ВИЗНАЧЕННЯ КОНСТАНТИ ФОТОПРУЖНОСТІ

Мета роботи: дослідження інтерференції поляризованих променів та ефекту фотопружності; визначення константи фотопружності.

Деякі кристали ізотропних прозорих речовин (скло, целулоїд, плексиглас, епоксидна смола) під дією механічних напружень набувають здатності розділяти промінь світла, який проходить крізь них, на два промені – звичайний та незвичайний (див. теорію роботи О-7).

Якщо деформація під дією прикладеної сили відбувається в межах дії закону Гука, то описане явище штучного подвійного заломлення променів (штучної анізотропії) називається ефектом фотопружності.

Дослідно встановлено, що різниця показників заломлення звичайного та незвичайного променів пропорційна напруженості, тобто силі, яка припадає на одиницю площі S :

$$n_o - n_e = k \frac{F}{S} = k\sigma .$$

Коефіцієнт пропорційності k , який характеризує пружні властивості тіла, має назву константи фотопружності.

Оскільки коефіцієнти заломлення звичайного n_o та незвичайного n_e променів різні, то промені проходять у навантаженому середовищі різні оптичні шляхи – $n_o d$ та $n_e d$ (d – товщина досліджуваного тіла).

Набута променями оптична різниця ходу

$$\Delta = (n_o - n_e)d.$$

Тоді

$$\Delta = k\sigma d.$$

Використовуючи закон Гука, одержуємо

$$\sigma = \varepsilon E,$$

де ε – відносна деформація; E – модуль пружності.

Можна визначити константу фотопружності:

$$k = \frac{\Delta}{\varepsilon E d} . \quad (1)$$

Для вимірювання різниці ходу в роботі використовується полярископ. Промені (рис. 9.1), проходячи від джерела світла крізь

матове скло та поляризатор П полярископа, виходять плоскопаралельними (амплітуда коливань a , рис. 9.2).

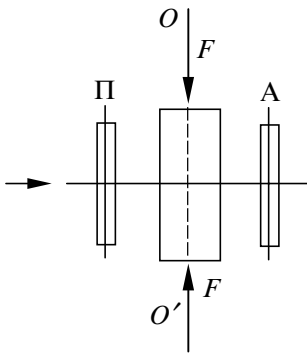


Рис. 9.1

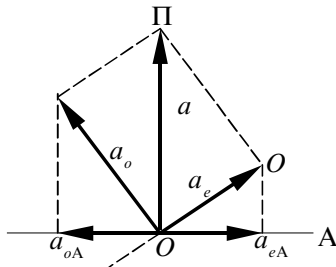


Рис. 9.2

Проходячи далі крізь досліджуване прозоре тіло, деформоване вздовж осі OO' силою F (див. рис. 9.1) світло розкладається на два промені – звичайний та незвичайний. Площини коливання цих двох променів (a_o та a_e) взаємно перпендикулярні (див. рис. 9.2).

Аналізатор А, пропускаючи тільки складові a_{oA} і a_{eA} , приводить коливання звичайного та незвичайного променів в одну площину, внаслідок чого відбувається інтерференція поляризованих променів.

Характер та колір інтерференційної картини залежать від оптичної різниці ходу, яку одержано внаслідок проходження світла крізь досліджуване тіло; отже, за інтерференційною картиною є можливість якісно визначити напруження в тілі (зразку).

У приладі на шляху променів установлюється компенсаційна пластинка, яка задає різницю ходу, що дорівнює

$$\frac{1}{4} \lambda.$$

Пластинку встановлено так, що

напрямок її головних площин складає кут $\pi/2$ з площиною поляризації аналізатора. При використанні цієї пластинки по мірі збільшення напруженості в зразку змінюється інтерференційна картина – відбувається зміщення інтерференційних смуг.

Оптична різниця ходу розраховується за вимірним кутом обертання аналізатора, при якому всередині зразка спостерігається максимальне затемнення:

$$\Delta = 3(180N + d) \text{ нм}, \quad (2)$$

де N – порядковий номер спостережуваної темної інтерференційної смуги.

Для вимірювання відносних деформацій, які виникають у зразку, в роботі використовується тензометричний метод. Чутливим

елементом є тензометричний датчик – дротяний електричний тензомер опору, наклеєний на бокову поверхню досліджуваного зразка. Метод базується на зміні опору датчика при його деформації.

Прилад для визначення деформації ІД-70 тарований в мікрометрах на метр і дає відносну деформацію зразка.

Методика виконання роботи

1. Переконайтеся в тому, що зразок знаходиться в ненапруженому стані (прес, який знаходиться на предметному столі полярископа, піднятий; між пресом та зразком є проміжок).

2. Подати живлення і прогріти прилад ІД-70 протягом 15 хв.

3. Ручку "Настройка" реохорда ІД-70 встановити на нуль.

4. Перемикач датчиків P_1 установити в положення еталоннуля – ет"0".

5. Перемикач діапазонів P_3 установити в положення "0".

6. Провести балансування вхідного моста тензостанції:

спочатку встановити грубий баланс за допомогою перемикача P_2 , залишивши його в тому крайньому максимальному положенні, при якому стрілка індикатора настройки μA знаходиться в крайньому лівому положенні (під час перемикачання в наступне положення стрілка μA різко перекидається вправо);

цю саму операцію виконати з перемикачанням діапазонів;

обертаючи ручку настройки, вивести стрілку μA на нуль.

7. Зняти нульові показання, які складаються з номерів діапазонів перемикачів P_2 і P_3 та відліку за шкалою настройки (ціна кожного діапазону перемикача P_2 – 10000 мкм/м, перемикача P_3 – 1000 мкм/м).

Наприклад: перемикач P_2 знаходиться в положенні 7, перемикач P_3 – в положенні 1, на шкалі настроювання – показання 1240. У цьому випадку відносна деформація $\epsilon_0 = 72240$ мкм/м.

8. Увімкнути лампу освітлення полярископа.

9. Повернути головку аналізатора полярископа в нульове положення, при цьому полярископ та аналізатор схрещені.

10. Перевести сектор полярископа в положення $\frac{1}{4}\lambda$.

11. Обертаючи гвинт преса проти годинникової стрілки, навантажувати зразок до того часу, доки не з'явиться темна інтерференційна смуга та не зміститься до середини зразка.

12. Визначити відносну деформацію ϵ_1 , користуючись тензо-станцією (пп. 6, 7). У цьому випадку $\alpha_1 = 0$.

13. Подальшим навантаженням зразка досягти незначного зміщення інтерференційної смуги (при цьому стрілка індикатора настройки не повинна відхилитися більш ніж на чверть шкали μA).

14. Визначити відносну деформацію ϵ_2 .

15. Повертаючи головку аналізатора, досягти повернення інтерференційної смуги в попереднє положення (якщо інтерференційна смуга розташована не вертикально, то обертанням головки аналізатора необхідно відновити таку ж інтерференційну картину, яка спостерігалась при первинному стисненні зразка з $\alpha_1 = 0$).

Виміряти відповідний кут α_2 повороту аналізатора за лімбом. Повернути головку аналізатора в нульове положення.

16. Навантажуючи далі зразок, зробити чотири-п'ять вимірів деформацій та відповідних кутів повороту аналізатора, при яких попередня інтерференційна картина відновлюється.

Зауваження:

а) зразок дуже не стискати! Навантаження можна збільшувати до появи другої інтерференційної смуги. Подальше стиснення може вивести прилад з ладу;

б) якщо при обертанні аналізатора зміщення інтерференційної картини відбувається в той же бік, в який воно відбувалось при збільшенні навантаження, то кут α слід вважати від'ємним. Якщо зміщення відбувається в протилежний бік, кут додатний.

17. Закінчивши вимірювання, розвантажити зразок поворотом гвинта преса за годинниковою стрілкою до появи проміжку між зразком та пресом.

18. Вимкнути живлення тензостанції та полярископа.

19. Виконати первинну обробку результатів вимірів деформації, визначаючи різницю між відліками при навантаженні та нульовими показниками. Це і буде відповідна відносна деформація.

20. За формулою (2) розрахувати оптичну різницю ходу.

21. Розрахувати чотири-п'ять значень константи фотопружності за формулою (1). Модуль пружності епоксидної смоли, з якої виготовлений зразок, $E = 3,85 \cdot 10^9 \text{ Н/м}^2$. Товщина зразка $\alpha = 5,91 \cdot 10^{-3} \text{ м}$.

22. Знайти середнє значення константи фотопружності.

23. Похибку у визначенні константи фотопружності знайти методом середнього.

Контрольні запитання

1. Чому дорівнює оптична різниця ходу звичайного та незвичайного променів?
2. Яка фізична величина вимірюється в роботі за допомогою приладу ІД-70 (тензостанції)?
3. На якому принципі заснований тензометричний метод вимірювання?
4. При якому положенні стрілки мікроамперметра можна знімати показання по тензостанції?
5. В яких одиницях таровано тензостанцію ІД-70?
6. В яких одиницях вимірюється константа фотопружності в СІ?
7. В яких одиницях вимірюється оптична різниця ходу?

СПИСОК РЕКОМЕНДОВАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

1. Білий М. У., Скубенко А. Ф. Загальна фізика. – К.: Вища школа, 1987.
2. Бушок Г. Ф., Півень Г. Ф. Курс фізики. – К.: Вища школа, 1981.
3. Загальна фізика: Лабораторний практикум / В. М. Барановський, П. В. Березний, І. Т. Горбачук та ін.; За ред. І. Т. Горбачука. – К.: Вища школа, 1992.
4. Зисман Г. А., Тодес О. М. Курс общей физики. – М.: Наука, 1970. – 495 с.
5. Кучерук В. М., Горбачук І. Т., Луцук П. П. Загальний курс фізики / За ред. І. М. Кучерука. – К.: Техніка, 1999.
6. Ландсберг Г. С. Оптика. – М.: Наука, 1976. – 926 с.
7. Савельев І. В. Курс общей физики: В 2 т. – М.: Наука, 1978. – Т. 2. – 480 с.
8. Фриш С. Э., Тиморева А. В. Курс общей физики: В 3 т. – М.: Физматгиз, 1962. – Т. 3. – 608 с.
9. Шубин А. С. Курс общей физики. – М.: Высшая школа, 1969. – 478 с.
10. Яворский Б. М., Детлаф А. А. Курс физики: В 3 т. – М.: Высшая школа, 1972. – Т. 3. – 553 с.

ЗМІСТ

<i>Лабораторна робота О-1. Вивчення залежності показника заломлення рідини від температури</i>	3
<i>Лабораторна робота О-2. Дослідження спектрів поглинання розчинів за допомогою фотометра</i>	6
<i>Лабораторна робота О-3. Визначення радіуса кривизни лінзи за допомогою кілець Ньютона</i>	11
<i>Лабораторна робота О-4. Визначення довжини світлової хвилі за допомогою дифракційної решітки</i>	15
<i>Лабораторна робота О-5. Дослідження зміни коефіцієнта заломлення повітря при зміні тиску інтерферометром ІТР-1</i>	21
<i>Лабораторна робота О-6. Визначення концентрації розчинів та показника заломлення розчиненої речовини за допомогою інтерферометра</i>	26
<i>Лабораторна робота О-7. Одержання й дослідження поляризованого світла та визначення концентрації розчину цукру цукрометром</i>	28
<i>Лабораторна робота О-8. Дослідження спектрів пропускання світлофільтрів за допомогою універсального монохроматора УМ-2</i>	35
<i>Лабораторна робота О-9. Визначення константи фотопружності</i>	40
<i>Список рекомендованої літератури</i>	46

ОПТИКА

Методичні вказівки до лабораторних робіт з курсу фізики

Під редакцією О.О. Мочалова, Ж.Ю. Буруніної

Видавництво УДМТУ, 54002, м. Миколаїв, вул. Скороходова, 5

Свідоцтво про внесення суб'єкта видавничої справи до Державного реєстру
видавців, виготівників і розповсюджувачів видавничої продукції
ДК № 1150 від 12.12.2002 р.

Редактор М.Д. Белікчі
Комп'ютерна правка та верстка А.Й. Трищ
Коректор Н.О. Шайкіна

Підписано до друку 20.05.03. Формат 60×84/16. Папір офсетний.
Ум. друк. арк. 2,7. Обл.-вид. арк. 2,9. Тираж 600 прим.
Вид. № 15. Зам. № 334. Ціна договірна.