

Міністерство освіти і науки України
Прикарпатський національний університет імені Василя Стефаника
Фізико-технічний факультет
Кафедра матеріалознавства і новітніх технологій

Лабораторні роботи

ОПТИКА

М. Івано-Франківськ

Лабораторна робота №1

Визначення фокусних відстаней тонких лінз



Мета роботи: Ознайомлення з методами вимірювання фокусних відстаней додатних і від'ємних тонких лінз.

Прилади і обладнання: Освітлювач, матове скло з міліметровими шкалами у вигляді сітки, матове скло з нанесеною на його поверхню стрілкою, екран зі шкалою, оптична лава довжиною $l = 1,5$ м з масштабною лінійкою і показниками відліку на повзунках, набір лінз в оправі (№ 5, № 6, № 13), зорова труба.

Теоретичні відомості та опис приладів

Лінзою називають оптично прозоре тіло, обмежене з двох боків заломлюючими поверхнями з вершинами на одній прямій, яку називають **головною оптичною віссю**. Лінза називається тонкою, якщо товщина лінзи набагато менша в порівнянні з радіусами кривизни сферичних поверхонь, які обмежують лінзу. Лінзи бувають **збиральні**, або **додатні** (фокусні відстані таких лінз $f > 0$) і **розсіювальні**, або **від'ємні** (фокусні відстані таких лінз $f < 0$). Радіуси кривизни сферичних поверхонь лінзи R_1 і R_2 пов'язані з показниками заломлення речовини лінзи n і фокусною відстанню f і оптичною силою лінзи співвідношенням:

$$\Phi = \frac{1}{f} = (n-1) \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right), \quad (1.1)$$

Важливою властивістю лінз є їх здатність давати зображення. При цьому для тонких лінз фокусна відстань f , оптична сила Φ , відстані до предмета S_1 і до зображення S_2 пов'язані таким співвідношенням:

$$\pm \Phi = \pm \frac{1}{f} = \frac{1}{S_1} \pm \frac{1}{S_2}. \quad (1.2)$$

Тут знак «—» перед $1/f$ ставиться у випадку розсіювальної лінзи, знак «+» перед $1/S_2$ ставиться у випадку, коли отримується уявне зображення.

Для визначення фокусних відстаней збиральних лінз можна рекомендувати чотири методи.

1) В основі першого методу лежить формула (1.2)

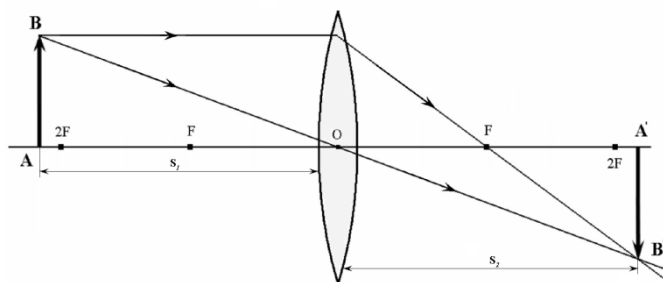


Рис. 1.1

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{S_1} + \frac{1}{S_2} \quad (1.3)$$

Предметом служить стрілка, нанесена на матове скло, що закриває освітлювач.

На рис. 1.1 наведена оптична схема для визначення фокусної відстані додатної лінзи першим способом. У зв'язку з тим, що предмет і його зображення взаємно обернені, замість S_1

можна взяти S_2 , тоді S_2 буде рівним S_1 . Якщо в першому випадку зображення було збільшеним, то в другому випадку воно буде зменшеним.

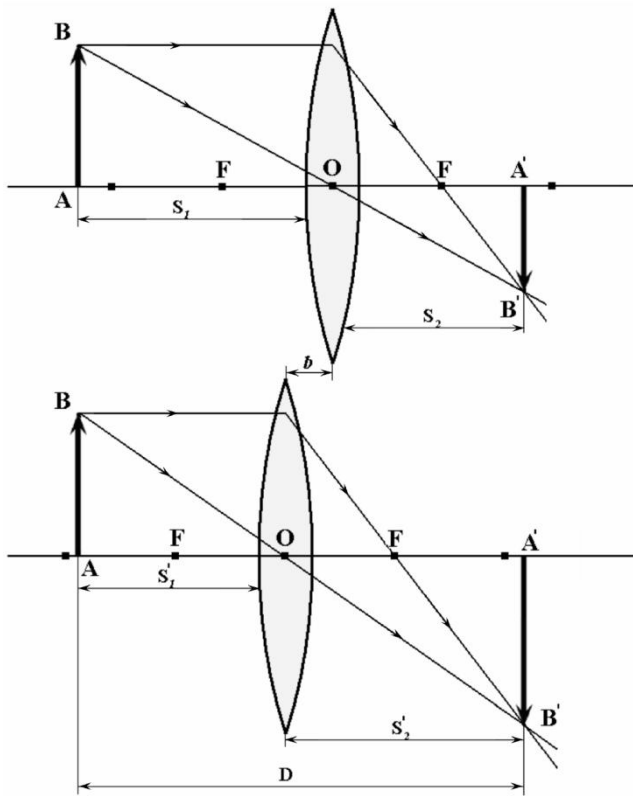


Рис. 1.2.

Із рис. 2 видно, що $S_1 + S_2 = S'_1 + S'_2$, отже

$$S_1 S_2 = S'_1 S'_2 \quad (1.6)$$

Із рис. 2 також видно, що $S_1 - S'_1 = S'_2 - S_2 = b$, звідки $S'_1 = S_1 - b$ і $S'_2 = S_2 + b$. Підставляючи ці значення в (6), отримаємо $S_1 - S_2 = b$. Отже для S_1 і S_2 маємо систему рівнянь: $S_1 - S_2 = b$ і $S_1 + S_2 = D$, розв'язавши яку, отримаємо:

$$S_1 = \frac{D+b}{2} \quad \text{і} \quad S_2 = \frac{D-b}{2}. \quad (1.7)$$

Якщо значення S_1 і S_2 із (1.7) підставимо в (1.5), то отримаємо формулу (1.4):

$$f = \frac{D^2 - b^2}{4D}.$$

Зауважимо, що цей метод можна застосовувати і для вимірювання фокусних відстаней товстих лінз.

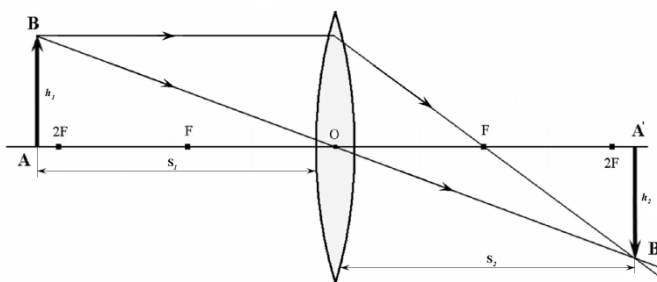


Рис.1.3.

2) При вимірюванні f другим методом використовується властивість лінзи давати два зображення предмета – зменшене і збільшене (властивість оборотності предмета і його зображення) (рис.1.2).

Відстань D між предметом і екраном, на якій отримують різке зображення предмета пов'язана з фокусною відстанню f і відстанню між двома положеннями лінзи таким формулою:

$$f = \frac{D^2 - b^2}{4D}, \quad (1.4)$$

яка і є робочою формулою при визначенні фокусної відстані.

Доведемо справедливості співвідношення (1.4). Оскільки в обох випадках на екрані утворюється зображення за допомогою однієї і тієї самої лінзи, то з формули (1.2) можна записати:

$$\frac{S_1 S_2}{S_1 + S_2} = \frac{S'_1 S'_2}{S'_1 + S'_2} = f, \quad (1.5)$$

3) В третьому методі (рис.1.3) використовується така ж оптична схема, як і в першому. Фокусну відстань лінзи можна визначити за величиною предмета $A_1 B_1 = h_1$, величиною його зображення $A_2 B_2 = h_2$ і відстанню S_1 (або S_2).

Як видно з рис.1.3, поперечне збільшення $\beta = -h_2/h_1 = -S_2/S_1$. ($\beta < 0$, оскільки дійсне зображення отримується перевернутим), отже $S_2 = \beta S_1$. Підставляючи цей вираз у формулу тонкої лінзи (1.3), отримаємо:

$$f = \frac{|\beta| \cdot |S_1|}{1 + |\beta|}. \quad (1.8)$$

Для вимірювання збільшення β в якості предмета використовуються міліметрові поділки, нанесені на матове скло.

4) В четвертому методі вимірювання фокусної відстані додатної тонкої лінзи застосовується зорова труба, встановлена на нескінченність. Якщо розглядуваний в трубу предмет знаходиться в фокусі лінзи, його зображення буде чітким. В цьому випадку фокусна відстань лінзи є безпосередньо вимірюваною величиною.

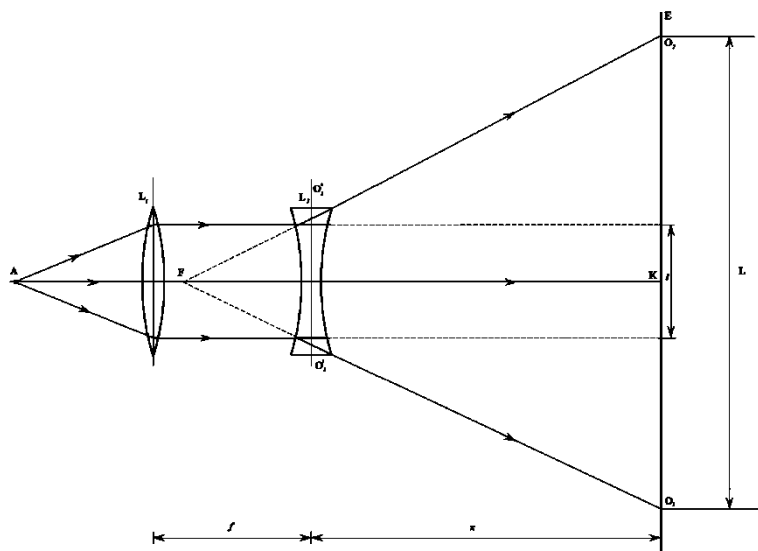


Рис. 1.4.

Для визначення фокусної відстані розсіювальної лінзи використовується метод, в якому в якості предмета для розсіювальної лінзи береться дійсне зображення, отримане за допомогою допоміжної додатної лінзи. Оптична схема для визначення фокусної відстані тонкої від'ємної лінзи наведена на рис. 1.4.

L_1 – збиральна лінза; L_2 – розсіювальна лінза, P – предмет, P' – зображення предмета в збиральній лінзі, P'' – зображення предмета у розсіювальній лінзі.

Вимірявши S і S' , можна розрахувати фокусну відстань розсіювальної лінзи за формулою:

$$\frac{1}{S'} - \frac{1}{S} = f, \quad (1.9)$$

де S і S' – додатні величини, а $f < 0$.

Порядок виконання роботи

Вправа 1. Визначення фокусної відстані збиральної лінзи.

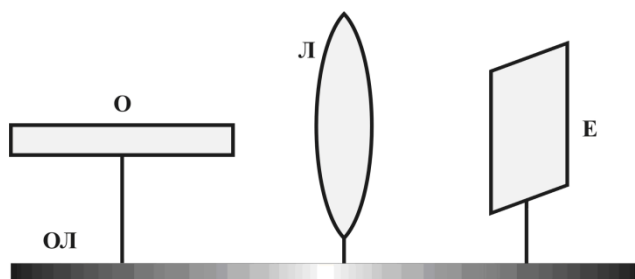


Рис. 1.5.

Для визначення фокусної відстані додатної лінзи (лінза №6) встановлюють прилади на оптичній лаві згідно рис. 1.5.

1 метод. 1. Добитися чіткого зображення предмета на екрані. Предметом служить стрілка на матовому склі освітлювача. Виміряти відстані S_1 і S_2 за допомогою лінійки на оптичній лаві для випадків, коли отримується збільшене і зменшене зображення.

2. Підставити знайдені S_1 і S_2 в формулу (1.3), розрахувати f для обох випадків і взяти середнє значення.

2 метод. 1. Встановити освітлювач і екран на протилежних кінцях оптичної лави.

2. Розташувати лінзу на оптичній лаві так, щоб на екрані утворилося чітке зображення предмета. Предметом знову ж таки служить стрілка на матовому склі освітлювача.

3. Визначити положення лінзи на лаві і виміряти відстань від скла освітлювача до екрана.

4. Не змінюючи положення предмета і екрана, перемістити лінзу в бік екрана так, щоб на екрані отрималось чітке зменшене зображення предмета.

5. Визначити нове положення лінзи і виміряти відстань між цими двома положеннями лінзи.

6. Розрахувати фокусну відстань лінзи за формулою (1.4) і порівняти отриманий результат з тим, що отримався при визначенні першим методом.

3 метод. 1. Отримати на екрані збільшене або зменшене зображення предмета, як в першому методі. В якості предмета використати стрілку на матовому склі.

2. Виміряти довжину стрілки A_1B_1 , довжину його зображення A_2B_2 і розрахувати збільшення β лінзи ($\beta = A_2B_2/A_1B_1$). За формулою (1.8) розрахувати f .

3. Порівняти результат з тими, які були отримані першим і другим методами.

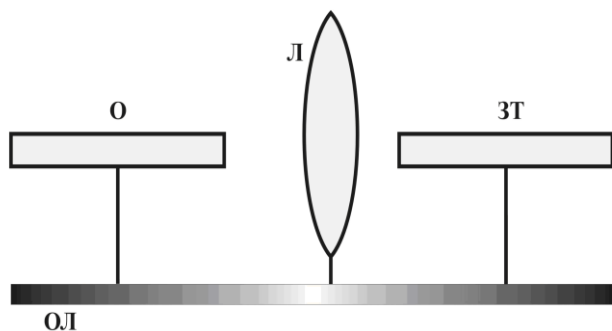


Рис. 1.6

4 метод. Розташування приладів на оптичній лаві для визначення фокусної відстані додатної лінзи показано на рис.1.6.

Зорову трубу налаштовану на нескінченність, поставити в кінці лави замість екрану і, переміщуючи лінзу Л, добитися чіткого зображення сітки, що спостерігається оком в зоровій трубці. В цьому випадку відстань від предмета (матового скла освітлювача) до лінзи S дорівнює її фокусній відстані f . Показати, що

відстань S дійсно буде фокусною відстанню додатної лінзи.

Вправа 2. Визначення фокусної відстані тонкої від'ємної лінзи.

Схема установки для визначення фокусної відстані тонкої від'ємної лінзи наведена на рис.1.7.

1. На оптичній лаві розташувати освітлювач О, екран Е і додатну лінзу L_1 (лінза № 5) згідно рис. 1.7. Отримати на екрані чітке збільшене зображення предмета (стрілка на матовому склі освітлювача) Відмітити положення екрана з допомогою лінійки на оптичній лаві.

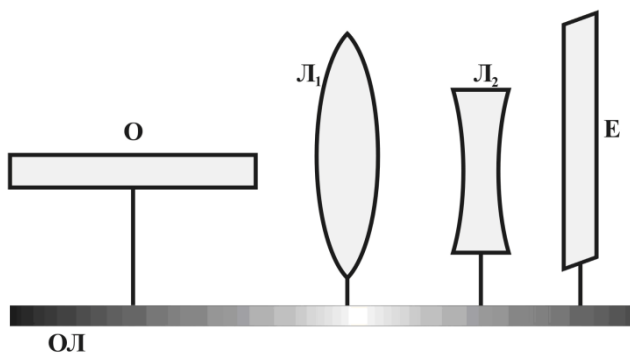


Рис. 1.7.

2. Відсунувши екран, між додатною лінзою і попереднім положенням екрана, розмістити тонку від'ємну лінзу (лінза № 13). Переміщуючи екран, добитися чіткого зображення предмета в системі двох лінз.

3. Якщо чіткого зображення на екрані не вдається отримати, змінити положення розсіювальної лінзи між збиральною лінзою і попереднім положенням екрана і знову добитися чіткого зображення предмета, переміщуючи екран. Вказане повторювати до тих пір, поки на екрані не отримається чітке зображення предмета.

4. Виміряти S і S' і розрахувати f від'ємної лінзи за формулою (1.9).

5. Оцінити точність вимірювання фокусної відстані лінзи в кожному із методів.

Контрольні запитання

1. Дайте визначення лінзи, оптичного центра, головної оптичної осі, фокальної площини і головних фокусів лінзи.
2. Що називають оптичною силою лінзи? В яких одиницях вимірюються оптична сила лінзи?
3. Які промені називають параксіальними?
4. Чи може дати збиральна лінза уявне зображення?
5. Що означають знаки “+” і “-“, поставлені перед оптичною силою лінзи в формулі тонкої лінзи?
6. Які існують методи визначення головних фокусних відстаней збиральної і розсіювальної лінз? В чому їх суть?
7. Побудуйте зображення в розсіювальній та збиральній лінзах. (Розглянути всі можливі випадки).

Лабораторна робота №2.

Моделювання оптичних систем



Мета роботи: Ознайомлення з оптичними схемами зорових труб Кеплера і Галілея та мікроскопа.

Прилади і обладнання: Оптична лава; освітлювач з матовим склом зі шкалою; екран зі шкалою; набір додатних і від'ємних лінз (№ № 3, 8, 9, 11, 4), зорова труба з окулярним мікрометром.

Теоретичні відомості

Оптична система – це сукупність відбиваючих і заломлюючих поверхонь, які відділяють одна від одної оптично однорідні середовища. Оптична система називається **центрованою**, якщо центри кривизни поверхонь лежать на одній прямій. Цю пряму називають **оптичною віссю** системи.

Ідеальною оптичною системою називають таку систему, яка будь-яку точку простору предметів зображає стигматично, тобто ідеальна оптична система не порушує гомоцентричності пучків, що проходять через систему в необмежено великій області простору.

Оптичні прилади – це оптичні системи, що складаються із лінз, призм, дзеркал тощо, змонтованих певним чином за допомогою механічних пристосувань.

Оптичні системи, призначені для спостереження віддалених предметів, називаються телескопічними системами. До телескопічних систем відносяться геодезичні прилади (теодоліт, нівелір та інші), астрономічні труби, спостережувальні прилади (біноклі, перископи, далекоміри тощо). Телескопічні системи працюють спільно з оком спостерігача, тому їх ще називають зоровими трубами.

Зорові труби – це оптичні системи з великим кутовим збільшенням. Вони застосовуються для отримання зображень окремих предметів. Оскільки розглядуваний предмет знаходиться надто далеко, то можна вважати, що промені, які виходять із будь-якої точки предмета входять в телескопічну систему паралельними пучками. Для того, щоб око спостерігача могло бачити різке зображення предмета без акомодатії, необхідно, щоб із телескопічної системи також виходили паралельні пучки світла. Таким чином, телескопічні системи відрізняються від інших оптичних систем тим, що промені в телескопічну систему входять у вигляді паралельних пучків і виходять із неї теж у вигляді паралельних пучків.

Зорова труба Кеплера. Вона складається з об'єктива Об – збиральної лінзи з великою фокусною відстанню $f_{об}$ і окуляра Ок – збиральної лінзи з малою фокусною відстанню $f_{ок}$, розташованих так, що задній фокус об'єктива співпадає з переднім фокусом окуляра (рис. 2.1). Внаслідок такого розташування об'єктива і окуляра паралельний пучок променів, що падає на об'єктив, залишається паралельним і після виходу з окуляра. Такі оптичні системи називаються **телескопічними**.

Об'єктив телескопічної системи дає в своїй фокальній площині дійсне, зменшене і перевернуте зображення практично нескінченно віддаленого предмета (рис. 2.2). В трубі Кеплера це зображення розгляд-дається через окуляр як через лупу під кутом u_2 , який

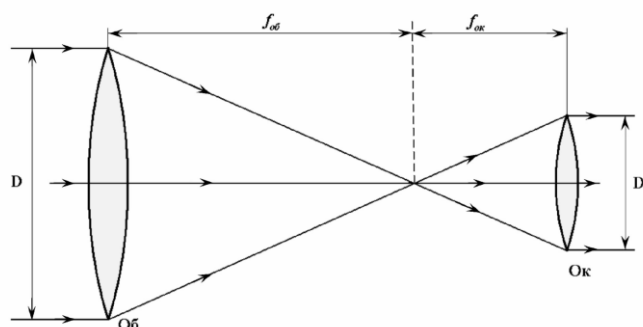


Рис.2.1.

значно більший кута зору неозброєного ока u_1 . Трубу Кеплера застосовують також в астрономічних інструментах, де наявність перевернутого зображення не заважає спостереженню за зоряним небом.

За означенням, видиме збільшення зорової труби:

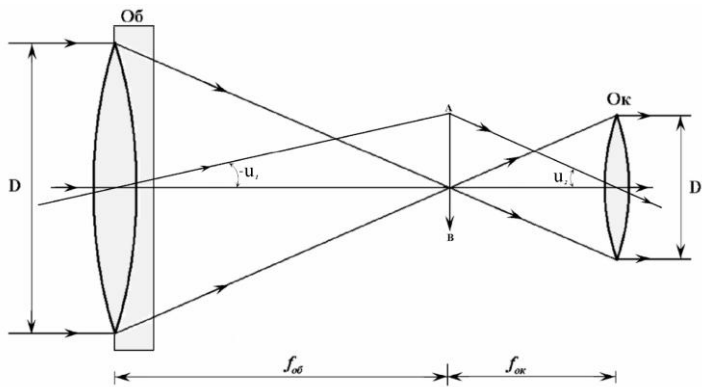


Рис. 2.2.

$$\beta = \frac{\operatorname{tg} u_2}{\operatorname{tg}(-u_1)} = -\frac{f_{об}}{f_{ок}}, \quad (2.1)$$

де u_1 - кут, під яким видно предмет неозброєним оком, u_2 - кут, під яким видно зображення предмета.

Із рис. 2.1 видно, що $\frac{f_{об}}{f_{ок}} = \frac{D}{D'}$

і таким чином $\beta = \frac{D}{D'} \quad (2.2)$

де D і D' - діаметри входної і вихідної зіниць відповідно (видиме

зображення апертурної діафрагми, яке видно із центра предмета під найменшим кутом, називають **вхідною зіницею**, а зображення апертурної діафрагми, яке обмежує вихідний із системи пучок, називають **вихідною зіницею**)

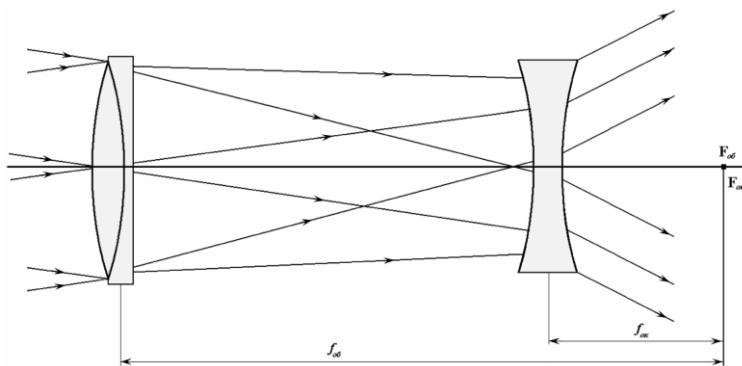


Рис. 2.3.

Оптична схема зорової труби **Галілея** наведена на рис. 2.3. Труба Галілея складається з об'єктива Об – довгофокусної збиральної лінзи і окуляра Ок – короткофокусної розсіювальної лінзи. Причому як і у труби Кеплера фокуси об'єктива $F_{об}$ і окуляра $F_{ок}$ співпадають. В даному випадку співпадають задні фокуси об'єктива і окуляра (рис. 2.3). Кутове збільшення визначається за формулами (2.1) і (2.3). При

однаковому збільшенні розміри труби Галілея дещо менші, ніж труби Кеплера. Труба Галілея дає уявне пряме зображення. Довжина труби Галілея $L_G = f_{об} - f$. Видиме

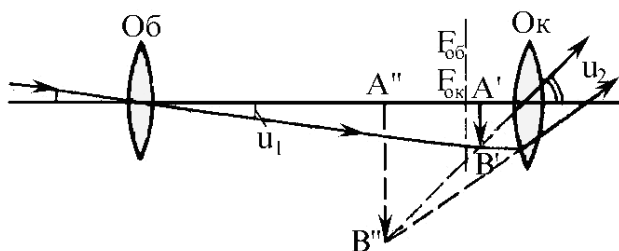


Рис. 2.4

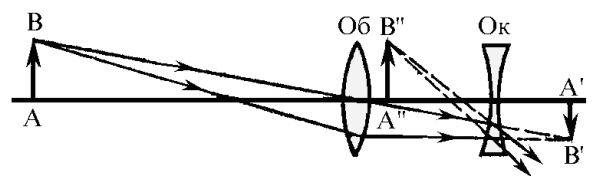


Рис. 2.5

збільшення труби Галілея також визначається формулами (2.1) і (2.2), тобто $\beta = \frac{f_{об}}{f_{ок}}$, або

$$\beta = \frac{D}{D'}.$$

Оскільки в трубі Галілея утворюється уявне зображення, то за її допомогою не можна робити вимірювань. За цих причин трубу Галілея застосовують в спостережуваних інструментах, візирах фотоапаратів тощо. Із вище викладеного зрозуміло, що якщо розглядуваний предмет знаходиться на нескінченності, то і зображення в системах Кеплера і

Галілея утворюються на нескінченності. Коли предмет знаходиться на скінченній відстані, то і зображення в обидвох системах утворюється на скінченній відстані (рис. 2.4, 2.5).

Мікроскоп – це оптична система з великим лінійним поперечним збільшенням. Він застосовується для отримання збільшених зображень дрібних, близько розташованих предметів.

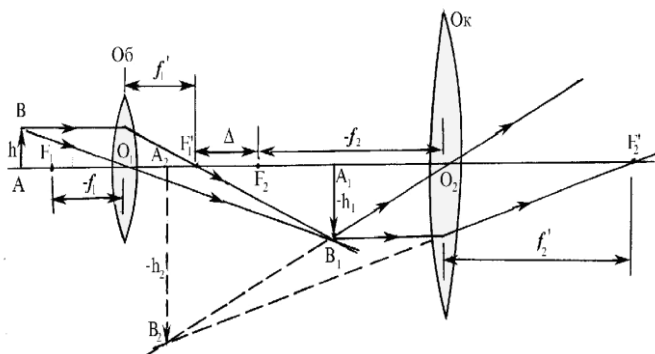


Рис. 2.6.

Мікроскоп складається з об'єктива – короткофокусної лінзи і окуляра – довгофокусної лінзи, розділених значним, порівняно з їх фокусними відстанями, проміжком l (рис. 2.6). Об'єктив утворює дійсне, збільшене і обернене зображення, яке є предметом для окуляра. Окуляр розміщений так, щоб зображення об'єктива попадало між окуляром і його переднім фокусом. Тому окуляр працює як лупа.

Основними характеристиками мікроскопа є його **збільшення**, **числова апертура** і **роздільна здатність**.

Нехай $f_{об}$ і $f'_{об}$ – головні фокусні відстані об'єктива, $f_{ок}$ і $f'_{ок}$ – окуляра. Тоді фокусні відстані f_c і f'_c всієї оптичної системи мікроскопа визначаються так:

$$f_c = \frac{f_{об} f_{ок}}{\Delta} \quad \text{і} \quad f'_c = \frac{f'_{об} f'_{ок}}{\Delta},$$

де Δ – відстань між заднім фокусом об'єктива і переднім фокусом окуляра. Величину Δ називають оптичною довжиною тубуса. Для сухих (безімерсійних) мікроскопів збільшення буде:

$$\beta = \frac{L}{f_c} = \frac{250 \cdot \Delta}{f_{об} f_{ок}}. \quad (2.3)$$

Тут $L = 250$ мм. При наявності імерсійного середовища (в якому міститься предмет) формулу (2.3) потрібно домножити на показник заломлення n імерсійного середовища.

Для стандартних мікроскопів величина Δ може дорівнювати 90, 120, 180 і 190 мм в залежності від збільшення мікроскопа.

Оскільки зображення A_1B_1 , яке створюється об'єктивом, знаходиться у фокальній площині (або поблизу неї) окуляра на відстані Δ від заднього фокуса об'єктива, то збільшення об'єктива $\beta_{об} = \frac{\Delta}{f_{об}}$. Зображення A_2B_2 розглядають за допомогою окуляра, збільшення якого $\beta_{ок} = \frac{L}{f_{ок}} = \frac{250}{f_{ок}}$, отже формулу (2.3) можна записати у вигляді $\beta = \beta_{об} \beta_{ок}$.

Числова апертура мікроскопа характеризує його **світлосилу** і **роздільну здатність**. Числовою апертурою A називають добуток показника заломлення n імерсійного середовища на синус апертурного кута u_A :

$$A = n \sin u_A. \quad (2.4)$$

Числову апертуру можна значно збільшити, якщо простір між предметом і фронтальною лінзою заповнити імерсійною рідиною (вода, гліцерин, моно бром, нафталін, імерсійне мастило тощо) з показником заломлення $n > 1$.

Роздільна здатність мікроскопа визначається найменшою відстанню між двома точками розглядуваного предмета, які видно роздільно. Чим менша ця відстань, тим більша роздільна здатність. Точки, які знаходяться на більш близькій відстані, мікроскопом не “розділяються”, тобто вони спостерігаються як одна точка.

Роздільна здатність мікроскопа, як і всіх оптичних приладів, обмежена хвильовою природою світла (дифракційними явищами) і залежить лише від довжини хвилі λ і числової

апертури об'єктива A . Числова апертура об'єктива A визначається вихідною зіницею об'єктива, яка обмежує конус променів, що входять в об'єктив. Враховуючи, що площа зображення, яке створює об'єктив, лежить на відстані, значно більшій, ніж діаметр об'єктива, промені в просторі можна вважати паралельними. Застосовуючи формули Фраунгоферової дифракції на апертурній діафрагмі об'єктива, дістають вираз для роздільної здатності мікроскопа:

$$R = \frac{0,61\lambda}{A} \quad (2.5)$$

Де $A = n \sin \varphi$ - числова апертура мікроскопа.

Отже, як впливає із (2.5), роздільну здатність мікроскопа можна підвищити, збільшуючи числову апертуру об'єктива A або зменшуючи довжину хвилі λ . Якщо між об'єктивом і фронтальною лінзою є повітря, то n в формулі $A = n \sin \varphi$ дорівнює 1. Часто для збільшення апертури об'єктива простір між об'єктивом і фронтальною лінзою заповнюють імерсійною рідиною (наприклад, імерсійне масло $n=1,515$, вода, розчин гліцерину). При цьому апертура збільшується в n разів. Іноді для збільшення роздільної здатності мікроскопа використовують ультрафіолетове освітлення.

Оскільки роздільна здатність мікроскопа обмежена, то і його збільшення також обмежене певним максимумом, який називають **корисним збільшенням**. Розрахунки показують, що корисне збільшення не може перевищувати 1000.

Порядок виконання роботи

Вправа 1. Налаштування коліматора

Коліматор це пристрій для створення пучка паралельних променів.



Рис. 2.7

Паралельні пучки світла можна отримати за допомогою лінзи, в фокус якої поміщують джерело світла (рис. 2.7, елементи 1 і 3). Для цього потрібно:

1. встановити вихідне вікно освітлювача, лінзу і зорову трубу на одній висоті і добитися співвісності лінзи і зорової труби;
2. встановити зорову трубу (6) на нескінченність, переміщуючи окуляр відносно об'єктива і добиваючись чіткого зображення віддалених предметів;
3. переміщуючи лінзу 3 (лінза № 8), отримати чітке зображення предмета – шкали матового скла 2. При цьому матове скло зі шкалою 2 буде знаходитись у фокусі коліматорної лінзи 3;
4. зафіксувати коліматорну лінзу на оптичній лаві фіксуючим гвинтом.

Вправа 2. Моделювання зорової труби Кеплера

Зібрати установку за схемою, наведеною на рис.2.8.

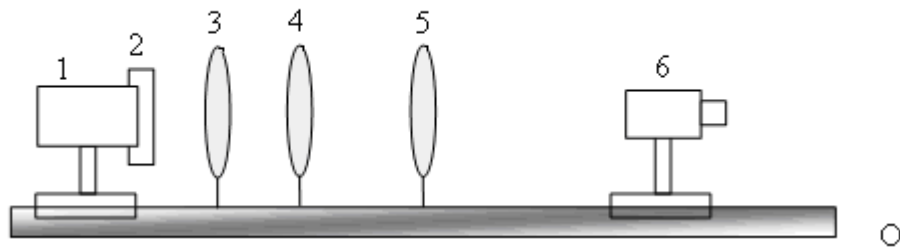


Рис. 2.8

1. Встановити лінзу 4 (лінза № 9) поблизу лінзи 3 (лінза № 8), а зорову трубу 6 – на кінці оптичної лави і, пересуваючи окуляр (лінзу 5 (лінза № 3)), добитися чіткого зображення шкали освітлювача при спостереженні в зорову трубу.

2. Визначити збільшення модельованої труби, проводячи вимірювання спостережуваної шкали з допомогою окулярного мікрометра допоміжної труби 6.

3. Забрати зорову трубу 6 і встановити за окуляром екран зі шкалою.

4. Виміряти діаметри входної і вихідної зіниць модельованої зорової труби, D і D' (рис. 2.1). Діаметр входної зіниці D дорівнює діаметру лінзи 4. Діаметр вихідної зіниці D' вимірюється за допомогою екрана зі шкалою, що знаходиться за окуляром в тому положенні, де світла пляма буде найбільш різкою (при цьому її розміри будуть найменшими).

5. Розрахувати збільшення труби за формулою (2.2). Порівняти розраховане значення з отриманим в п. 2 і розрахованим за формулою (2.1).

Вправа 3. Моделювання зорової труби Галілея

Зібрати установку за схемою, наведеною на рис. 2.9 (де 1 – освітлювач, 2 – матове скло зі шкалою, 3 – коліматорна лінза № 8, 4 – об'єктив (лінза № 8), 5 – окуляр (лінза № 11), 6 – зорова труба, встановлена на нескінченність).

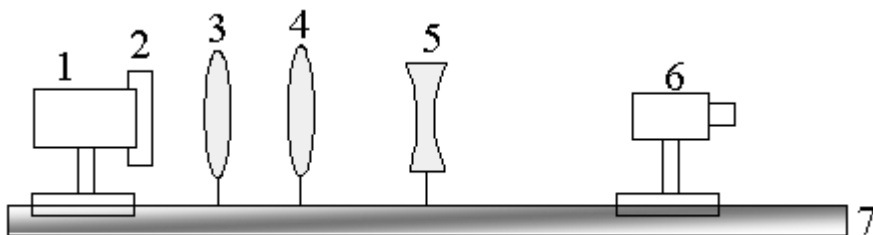


Рис. 2.9

1. Переміщуючи лінзу 5, добитися чіткого зображення шкали освітлювача при спостереженні в зорову трубу 6.

2. Визначити збільшення модельованої труби, проводячи вимірювання спостережуваної шкали з допомогою окулярного мікрометра зорової труби 6.

3. Розрахувати збільшення труби Галілея за формулою (2.1) і порівняти з отриманим (експериментально).

Вправа 4. Моделювання мікроскопа

Для створення моделі мікроскопа потрібно:

1. Встановити на оптичній лаві об'єктив модельованого мікроскопа – лінзу з фокусною відстанню $f_1 = 20 \div 40$ мм (№ 2) в такому положенні, щоб шкала на освітлювачі знаходилася на відстані від лінзи, дещо більший за її фокусну відстань.

2. На відстані дещо більший $\Delta + f_1$, де $\Delta \sim 190$ мм, помістити матовий екран і знайти положення зображення шкали освітлювача, що створюється лінзою – об'єктивом. Це буде проміжне зображення.

3. Забрати екран. Помістити лінзу-окуляр з фокусною відстанню $f_2 = 50 \div 70$ мм (№ 4) на оптичну лаву на відстані $f_1 + f_2 + \Delta$ від об'єктива. Спостерігаючи оком через лінзу-окуляр, знайти чітке зображення шкали освітлювача.
4. Розрахувати збільшення отриманого мікроскопа за формулою:

$$\beta = \frac{250\Delta}{f_{об} f_{ок}}.$$

Контрольні запитання

1. Поясніть призначення, оптичну схему та принцип роботи лупи, коліматора, труби Кеплера та труби Галілея.
 2. Побудуйте оптичну схему простого мікроскопа.
 3. Дайте означення числових характеристик оптичних приладів (збільшення, роздільної здатності, світлосили і апертури). Від чого вони залежать?
 4. З'ясуйте причини сферичної та хроматичної аберацій оптичних систем. Як їх можна усунути?
 5. Як усувається вплив дисторсії, коми та астигматизму на зображення?
 6. Чим відрізняються сухі та імерсійні об'єктиви мікроскопа? В чому перевага імерсійних об'єктивів?
 7. Чи можна в оптичному мікроскопі отримати збільшення, що перевищує 2500?
- Додатки:
- Лінза № 2 ($f = 25\text{мм}$)
 - Лінза № 3 ($f = 40\text{мм}$)
 - Лінза № 4 ($f = 85\text{мм}$)
 - Лінза № 8 ($f = 320\text{мм}$)
 - Лінза № 9 ($f = 162\text{мм}$)
 - Лінза № 11 ($f = 31\text{мм}$)

Визначення довжини хвилі лазерного випромінювання методом інтерференції світла у біпризмі Френеля



Мета роботи: Ознайомлення з явищем інтерференції світла в схемі з біпризмою Френеля і виміряти довжину хвилі лазерного випромінювання інтерференційним методом

Прилади і обладнання: Оптична лава з лінійкою; лазер ЛГ-72, щілинна діафрагма (ширина щілини плавно регулюється в межах 0 – 4 мм, біпризма Френеля із заломним кутом $\varphi=15'$ і показником заломлення $n=1$, короткофокусна збиральна лінза з фокусною відстанню

$f = 35,83$ мм, непрозорий білий екран з горизонтальною і вертикальною шкалами з міліметровими поділками.

Теоретичні відомості

Накладання когерентних світлових хвиль, при якому результуюча інтенсивність залежить від різниці фаз і відрізняється від суми інтенсивностей окремих коливань, називається **інтерференцією світлових хвиль**. Інтерференційна картина характеризується чергуванням у просторі стійких максимумів і мінімумів освітленості. Інтерферувати можуть тільки когерентні світлові хвилі.

Хвилі називаються когерентними, якщо вони мають однакову частоту коливань і в точках накладання – сталу різницю фаз. Отже, якщо хвилі когерентні, то спостерігається самоузгоджений перебіг в часі і просторі декількох хвильових процесів. Цю умову задовольняють монохроматичні хвилі – хвилі однієї строго визначеної частоти і сталої амплітуди.

Хвилі, які випромінюють незалежні джерела світла, некогерентні. Цей результат є наслідком того, що жодне джерело не випромінює суто монохроматичне світло.

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

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

Якщо оптична різниця ходу когерентних світлових променів дорівнює парному числу півхвиль

$$\Delta = \pm 2k \frac{\lambda}{2} = k\lambda, \quad (k = 0, 1, 2, \dots), \quad (3.1)$$

де λ – довжина світлової хвилі, то в точці спостереження інтерференційної картини виникне максимум інтенсивності світла.

Мінімум інтенсивності буде в точках, для яких оптична різниця ходу променів вміщає непарну кількість півхвиль:

$$\Delta = \pm (2k + 1) \frac{\lambda}{2}, \quad (k = 0, 1, 2, \dots) \quad (3.2)$$

Сьогодні джерелом високо монохроматичного і когерентного випромінювання є лазер, який успішно застосовується для спостереження інтерференції світла.

Одним із методів здійснення інтерференції світла є метод, запропонований Френелем, де когерентними джерелами світла є уявні зображення одного і того ж джерела в біпризмі, яку називають **біпризмою Френеля**.

Біпризма Френеля являє собою дві призми з малими заломними кутами φ , складеними основами. Світло від щілини S після заломлення в біпризмі ділиться на два пучки, що перекриваються. Складається враження, що пучки випромінюються двома уявними зображеннями щілини S_1 і S_2 , які є когерентними джерелами світла.

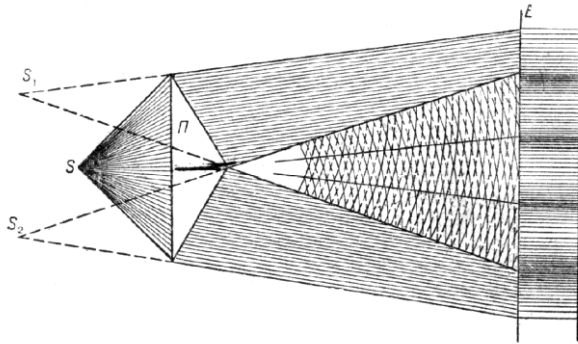


Рис. 3.1

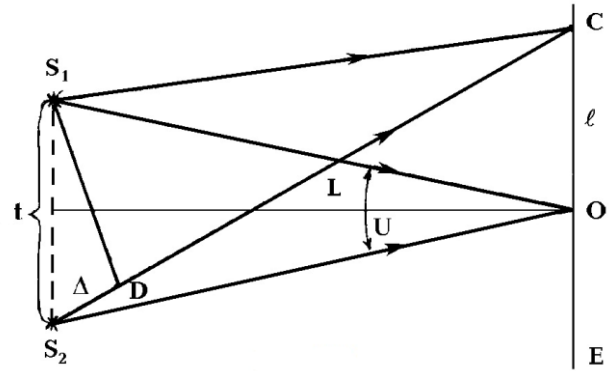


Рис.3.2

При цьому за біпризмою в області перетину пучків спостерігається інтерференційна картина у вигляді чергування світлих і темних смуг, паралельних до щілини S .

При заданому значенні φ (у даній біпризмі $\varphi = 15'$) відстань від центра екрана E до світлої смуги (точки C) визначимо із рис. 3.2. За умови, що $L \gg t$ має місце рівність:

$$\frac{S_2 D}{t} = \frac{l}{L}, \quad (3.3)$$

звідки

$$l = \frac{L}{t} \Delta, \quad (3.4)$$

де $S_2 D = \Delta$ – різниця ходу променів, L – відстань від джерел до екрана, t – відстань між джерелами. Оскільки інтерференційні максимуми спостерігаються за умови що $\Delta = k\lambda_0$, де $k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ (формула 3.1) то відстань від центра інтерференційної картини до k -тої світлої смуги визначиться формулою:

$$l_k = k \frac{\lambda}{t} L. \quad (3.5)$$

Звідси знаходимо відстань між сусідніми світлими смугами:

$$\Delta l = l_{k+1} - l_k = (k+1) \frac{\lambda}{t} L - k \frac{\lambda}{t} L = \frac{\lambda}{t} L. \quad (3.6)$$

Відстань між сусідніми світлими смугами одночасно є шириною світлих смуг.

Вимірюючи ширину інтерференційних смуг Δl , відстань між уявними джерелами t і відстань від джерела до спостережуваної інтерференційної картини L , можна визначити довжину хвилі випромінювання у вакуумі λ_0 :

$$\lambda_0 = \frac{\Delta l t}{L} \quad (3.7)$$

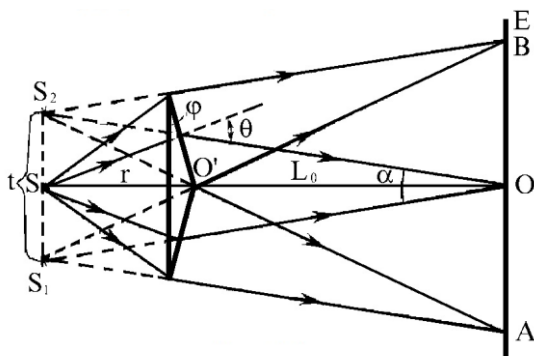


Рис. 3.3

Відстань між уявними джерелами t можна визначити, знаючи показник заломлення скла біпризми ($n = 1,5$), її заломний кут ($\varphi = 15'$), і вимірявши відстань r між щілиною S і призмою. Оскільки заломний кут біпризми малий, то

можна з достатньою точністю вважати, що S_1 , S_2 і S лежать в одній площині, перпендикулярній до оптичної осі. Тоді з рис. 3.3 знайдемо, що:

$$t = 2r \operatorname{tg} \alpha \approx 2r \theta. \quad (3.8)$$

Кут відхилення θ пов'язаний із заломним кутом φ формулою $\varphi = (n-1)\theta$

Тоді:

$$t = 2r(n-1)\varphi. \quad (3.9)$$

Отже:

$$\lambda_0 = 2r(n-1)\varphi \frac{\Delta l}{L}. \quad (3.10)$$

Для знаходження Δl і L на оптичній лаві (рис. 3.4) встановлюють наступні прилади: лазер 1, щілинну діафрагму 2, біпризму 3, короткофокусну збиральну лінзу 4 і екран 5.

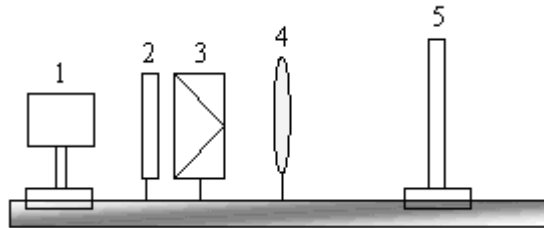


Рис. 3.4

Повзунки, в яких закріплені рейтери використовуваних приладів, мають покажчики і можуть переміщуватись вздовж оптичної лави, на якій закріплена лінійка. Покажчики дозволяють виміряти відстань між приладами. В якості джерела світла використовується лазер ЛГ-72, який дає вузький пучок монохроматичного випромінювання.

Для попередження травмування ні в якому разі не можна допускати, щоб промінь лазера потрапляв безпосередньо в око людини або на незахищену шкіру, обличчя чи руки.

Короткофокусна лінза 4 ($f = 35,83$ мм) служить для отримання збільшеного зображення на екрані 5 інтерференційних смуг, що виникають на ділянці між біпризмою 3 та лінзою (рис. 3.5)

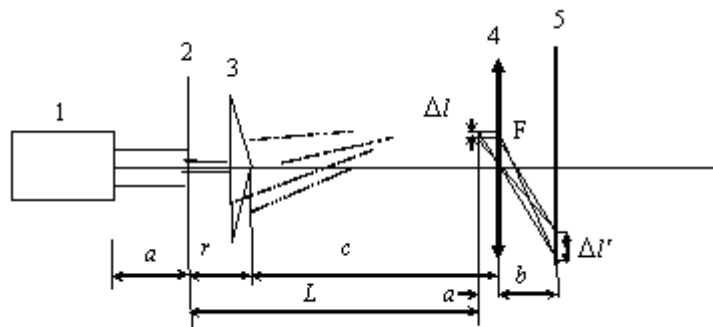


Рис. 3.5

Із рисунка видно, що ширина інтерференційної смуги Δl (формула (3.6) виражається через ширину смуги на екрані $\Delta l'$ наступним чином:

$$\Delta l = \frac{a}{b} \Delta l'. \quad (3.11)$$

Невідому відстань a можна знайти за допомогою формули для тонкої лінзи:

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f}, \quad (3.12)$$

Звідки:

$$a = \frac{bf}{b-f}, \quad (3.13)$$

отже:

$$\Delta l = \frac{f}{b-f} \Delta l'. \quad (3.14)$$

Із рис. 3.5 видно, що

$$L = r + c - a = r + c - \frac{bf}{b-f} = \frac{(r+c)(b-f) - bf}{b-f}. \quad (3.15)$$

Підставляючи вирази (3,14) і (3.15) в формулу (3.10), остаточно отримаємо:

$$\lambda_0 = \frac{2r \cdot (n-1) \cdot \varphi \cdot f \cdot \Delta l'}{(r+c)(b-f) - bf}. \quad (3.16)$$

Таким чином, знаючи показник заломлення скла біпризми $n = 1,5$, її заломний кут $\varphi = 15'$, фокусну відстань лінзи $f = 35,83$ мм і вимірюючи ширину інтерференційної смуги на екрані $\Delta l'$, відстані b , r і c , за формулою (3.16) визначимо довжину хвилі λ_0 лазерного випромінювання.

Порядок виконання роботи

1. Встановити прилади на оптичній лаві (відповідно рис. 3.4), на відстані $5 \div 10$ см від лазера 1 розмістити щілинну діафрагму 2, за нею на відстані $30 \div 40$ см біпризму 3, далі, на відстані $50 \div 70$ см короткофокусну лінзу 4 (лінза № 2) і, нарешті, на відстані $20 \div 30$ см від лінзи – екран 5. Центри всіх оптичних елементів повинні знаходитись на одній висоті. Остаточну центровку системи здійснити при увімкненому лазері.

2. Ввімкнути лазер ЛГ-72. Для цього: а) вставити вилку від джерела живлення лазера в розетку мережі 220 В; б) увімкнути тумблер «Сеть»; в) ручкою «Ток лазера» встановити струм, проводячи контроль по міліамперметру на передній панелі ИП. Через декілька хвилин лазер готовий до роботи.

3. Від'юстувати установку, добиваючись, щоб промінь лазера потрапив на щілину 2 і спільну грань призми 3, а світна смужка з інтерференційними смугами в пучку променів за біпризмою потрапила в центр короткофокусної лінзи 4. Переміщуючи вздовж оптичної осі біпризму 3 і лінзу 4, добитися, щоб на горизонтальній шкалі екрана 5 спостерігалася чітка картина вертикально розташованих інтерференційних смуг.

4. Виміряти ширину інтерференційної смуги $\Delta l'$. Для цього за допомогою шкали на екрані 5 виміряти відстань g між серединами світлих (або темних) смуг, що знаходяться одна від одної на $k = 5 \div 10$ смуг. Ширина смуги $\Delta l' = \frac{g}{k-1}$. Це вимірювання повторити не менше трьох разів і знайти середнє значення $\Delta l'$.

5. За лінійкою, яка закріплена на оптичній лаві, знайти відстані b , c і r .

6. За допомогою вимірних значень $\Delta l'$, b , c і r знайти довжину хвилі випромінювання λ_0 , використовуючи формулу (3.16) і вважаючи, що $n = 1,5$, $\varphi = 15'$, $f = 35,83$ мм.

7. Змінюючи положення біпризми і короткофокусної лінзи досягти нової чіткої картини інтерференційних смуг на екрані. Повторити пункти 4 – 8 і знову отримати значення λ_0 .

8. Знайти середнє значення довжини хвилі лазерного випромінювання λ_0 за двома незалежними вимірюваннями.

Контрольні запитання

1. Відповідно якого закону змінюється освітленість екрана, де спостерігається інтерференція від біпризми Френеля?

2. Чому тупий кут біпризми повинен бути близьким до 180° ?

3. Виведіть формулу для знаходження довжини світлової хвилі, відстані між світлими смугами, ширини інтерференційної картини і числа смуг на екрані у випадку інтерференції за допомогою біпризми Френеля.

4. Як впливає на інтерференційну картину: а) ширина щілини; б) відстань між уявними джерелами; в) відстань між джерелами та точкою спостереження?

5. Чим визначається кількість видимих інтерференційних смуг?

6. Як змінюється інтерференційна картина зі зміною довжини світлової хвилі?
7. Що найбільше впливає на точність вимірювань в даній роботі?
8. Як виглядатиме інтерференційна картина, якщо лазер поміняти на джерело білого світла?

Лабораторна робота №4

Визначення радіуса кривизни лінзи за допомогою кілець Ньютона



Мета роботи: Ознайомитись із теорією виникнення кілець Ньютона і визначити радіус кривизни лінзи за допомогою кілець Ньютона

Прилади і обладнання: Скляна лінза, змонтована з плоскопаралельною пластинкою, бінокулярний мікроскоп, один монокуляр якого використовується для підсвітки, а інший має окулярну шкалу, масштабна лінійка з відомою ціною поділки; світлофільтр, що пропускає світло з відомою довжиною хвилі - жовтого ($\lambda_{\text{ж}} = 5860\text{\AA}$) і зеленого ($\lambda_{\text{з}} = 5500\text{\AA}$) кольорів.

Теоретичні відомості

Коли на тонку прозору плоскопаралельну пластинку, товщина якої значно більша за довжину хвилі, або плівку з товщиною, близькою до довжини хвилі, падає світлова хвиля, відбувається часткове відбивання від обох поверхонь. Виникають дві когерентні світлові хвилі, які можуть інтерферувати. Поділ хвилі на дві частини визначає спосіб одержання когерентних хвиль, який називають поділом амплітуди світлової хвилі.

Інтерференція таких хвиль відома під назвою інтерференція в тонких плівках і пластинках. Розрізняють два види інтерференції в тонких плівках і пластинках: інтерференцію паралельних променів, які виникають при відбиванні від поверхонь плоско паралельної пластинки – **смуги однакового нахилу** і інтерференцію променів, які виникають при відбиванні від поверхонь пластинки змінної товщини – **смуги однакової товщини**.

Класичним прикладом смуг однакової товщини є кільця Ньютона, які утворюються на повітряному прошарку, що виникає між поверхнею плоско паралельної пластинки і опуклої поверхні лінзи великого радіуса кривизни, покладеної на скляну пластинку. Товщина повітряного прошарку (він може бути заповнений іншою речовиною) поступово і нелінійно збільшується із збільшенням відстані від точки дотику опуклої поверхні лінзи і поверхні плоско паралельної пластинки до країв (рис.4.1).

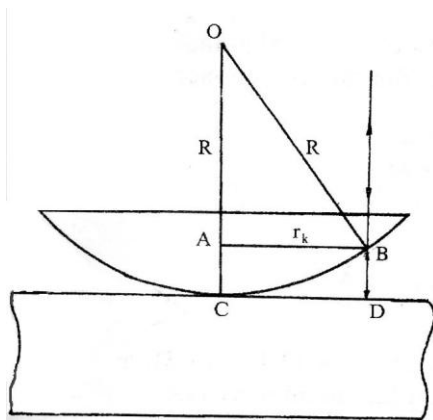


Рис. 4.1

Якщо на таку систему падає пучок монохроматичного світла, то на верхній поверхні повітряного прошарку (наприклад в точці В) відбувається поділ на дві когерентні хвилі, одна з яких відбивається і повертається назад, а друга проходить крізь повітряний прошарок і в точці D відбивається від верхньої грані плоско паралельної пластинки. Ці хвилі інтерферують, утворюючи смуги однакової товщини. При нормальному падінні монохроматичного світла ці смуги мають вигляд концентричних кілець з темною плямою в центрі. При падінні світла під кутом смуги мають вигляд дещо спотворених еліпсів. Темна пляма в центрі картини, де геометрична різниця ходу променів дорівнює нулю, виникає тому, що хвиля, яка відбивається на межі скло –

повітря в точці дотику, не втрачає півхвилі ($n_{\text{пов}} < n_{\text{скла}}$), а хвиля, що відбивається на межі повітря – скло, втрачає півхвилі (змінює фазу на π), і, інтерферуючи, ці хвилі дають мінімум освітленості.

В інтерференційній картині, яка виникає в прохідному світлі, центральна смуга – світла, а кільця, які у відбитому світлі були світлими, стають темними, а ті, які були

темними, стають світлими. Значить, інтерференційні картини у відбитому і прохідному світлі взаємно доповнюють одна одну. В разі освітлення системи білим світлом кільця, як і в інших випадках двопрменевої інтерференції, будуть кольоровими.

Із рис. 4.1 визначимо розміри і положення кілець Ньютона, коли світло падає на систему нормально. Оптична різниця ходу Δ інтерферуючих променів, відбитих від верхньої і нижньої поверхонь прошарку повітря товщиною t_k , рівна

$$\Delta = 2t_k + \frac{\lambda}{2}, \quad (4.1)$$

де $\frac{\lambda}{2}$ - втрата півхвилі в точці D при відбиванні хвилі від оптично більш густого середовища. Відомо, що умовою максимуму інтерференції хвиль є

$$\Delta = k\lambda, \quad (4.2)$$

а умовою мінімуму

$$\Delta = (2k + 1)\frac{\lambda}{2}. \quad (4.3)$$

Якщо скористатися рівняннями (4.1) і (4.3), то умова виникнення темних кілець Ньютона запишеться так:

$$2t_k = k\lambda. \quad (4.4)$$

Визначимо радіус k-ого темного кільця r_k . Це можна зробити, скориставшись рис. 4.1. Із рис. 4.1 маємо:

$$R^2 = r_k^2 + (R - t_k)^2,$$

звідки

$$r_k^2 = 2Rt_k - t_k^2. \quad (4.5)$$

Оскільки $t_k \ll R$, то членом t_k^2 в (4.5) можна знехтувати. Тоді

$$r_k^2 = 2Rt_k. \quad (4.6)$$

Підставивши в (4.6) значення t_k із (4.4), отримаємо:

$$r_k^2 = kR\lambda \text{ або } R = \frac{r_k^2}{k\lambda}. \quad (4.7)$$

Аналогічно для радіуса світлого кільця:

$$r_k^2 = (2k - 1)\frac{\lambda}{2}R. \quad (4.8)$$

За експериментально знайденим радіусом темного чи світлого кільця із (4.7) або (4.8) можна знайти R або λ . Але оскільки практично не вдається досягти щільного прилягання пластинки до лінзи, то більш точний результат можна отримати при визначенні R (або λ) за різницею радіусів двох довільних кілець r_m і r_k . Записавши формулу для радіуса m-того темного кільця

$$r_m^2 = mR\lambda, \quad (4.9)$$

і віднявши почленно формулу (4.9) від формули (4.7) отримаємо

$$r_k^2 - r_m^2 = (k - m)\lambda R,$$

звідки

$$\lambda = \frac{r_k^2 - r_m^2}{(k - m)R} \quad (4.10)$$

або

$$R = \frac{r_k^2 - r_m^2}{(k - m)\lambda}. \quad (4.11)$$

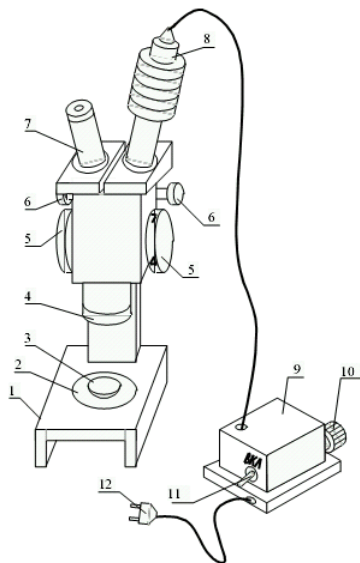


Рис. 4.2

Відрахунок темних кілець починається з $k = 0$, тобто від самого центра інтерференційної картини. Відрахунок світлих кілець починається з $k = 1$.

Схема установки для спостереження кілець Ньютона показана на рис. 4.2, де: 1 – предметний столик, 2, 3 – пластинка і лінза, які змонтовані разом, 4 – об'єктив мікроскопа, 5 – перемикач збільшення мікроскопа, 6 – рукоятка фокусування, 7 – окуляр мікроскопа, 8 – освітлювач, 9 – джерело струму, 10 – регулятор струму і яскравості освітлення. Світлофільтр встановлюється на освітлювачі 8.

Порядок виконання роботи

Вправа 1. Визначення ціни поділки окулярної шкали

1. Ввімкнути освітлення мікроскопа 11 (рис. 4.2).
2. Помістити на столик мікроскопа масштабну шкалу, ціна поділки якої a_0 відома.
3. Добитися фокусування і порівняти окулярну шкалу з масштабною. Визначити ціну поділки a окулярної шкали. Для цього відмітити, яка кількість m цілих поділок масштабу мають таку ж довжину, що і n цілих поділок окулярної шкали. Тоді з рівності $ma_0 = na$ визначають $a = a_0 \frac{m}{n}$, виразити величину a в одиницях "мм/поділка" або "м/под."

4. Повторити вказані в пунктах 1 і 2 вимірювання два рази, визначити середнє значення величини a та її похибку за формулою $\Delta a = 2,9 \sqrt{\frac{1}{6} \sum_{i=1}^3 (\Delta a_i)^2}$

Вправа 2. Вимірювання радіуса кілець Ньютона в поділках окулярної шкали

1. Встановити світлофільтр певного кольору.
2. Помістити на столик 1 мікроскопа лінзу, закріплену на пластинці 2.
3. Пересуваючи лінзу, змінюючи ручкою 5 збільшення мікроскопа і фокусуючи картину кілець ручкою 6, добитися різкого зображення кілець Ньютона в потрібному масштабі. Окулярна шкала при цьому повинна рухатися по діаметру кілець.
4. Виміряти координати (по окулярній шкалі) середин перетину декількох темних кілець з окулярною шкалою, наприклад, 3-го кільця (рис. 4.3): $N_{3\max} = 96, N_{3\min} = 84$ поділок.

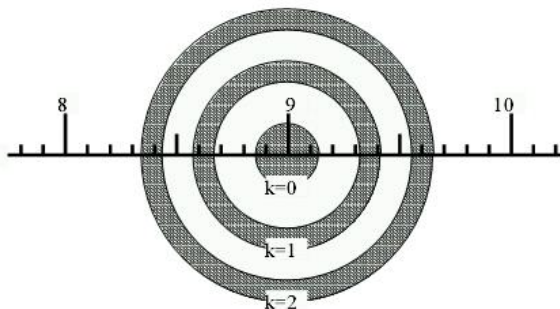


Рис. 4.3

5. Розрахувати радіуси кілець в поділках шкали. Наприклад, для 3-го кільця

$$r_3 = \frac{N_{3\max} - N_{3\min}}{2}.$$

6. Повторити вказані в пунктах 5, 6 вимірювання і розрахунки два рази. Визначити середні значення радіусів кілець $\langle r_k \rangle$ і похибки цих значень Δr_k , які у випадку трьох вимірювань знаходяться за формулою

$$\Delta r_k = \sqrt{\frac{2,9^2}{1,6} \sum_{i=1}^3 (\Delta r_{ki})^2 + (1,6 \cdot \frac{0,5}{3})^2}, \quad (4.12)$$

тут 2,9 і 1,6 – коефіцієнти, що відповідають довірчій імовірності 0,9; $\Delta r_{ki} = |r_{ki} - \langle r_k \rangle|$, r_{k1} , r_{k2} , r_{k3} – три вимірювання значення радіуса k -го кільця; 0,5 грає роль похибки приладу.

Визначення радіуса кривизни лінзи

1. За формулою (4.7) розрахувати значення радіуса кривизни, використовуючи дані про два різних кільця (наприклад, $k = 3$ і $k = 6$):

$$R_k = \frac{\langle r_k^2 \rangle \langle a^2 \rangle}{k\lambda}. \quad (4.13)$$

2. Розрахувати похибку радіуса кривизни лінзи (для якого-небудь одного значення k) за формулою:

$$\Delta R = \sqrt{\left(\frac{\partial R}{\partial r} \Delta r\right)^2 + \left(\frac{\partial R}{\partial a} \Delta a\right)^2 + \left(\frac{\partial R}{\partial \lambda} \Delta \lambda\right)^2} = R \sqrt{\left(2 \frac{\Delta r}{r}\right)^2 + \left(2 \frac{\Delta a}{a}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \lambda}{\lambda}\right)^2}, \quad (4.14)$$

де $\Delta \lambda$ – спектральний інтервал, що пропускається світлофільтром ($\Delta \lambda = 100 \text{ \AA}$).

3. Порівняти ΔR з різницею значень радіуса кривизни, отриманою за формулою (4.7) за даними по різних кільцях, наприклад, $R_3 - R_6$. Якщо $\Delta R_c = |R_k - R_m|$, то знаходять середнє значення $\bar{R} = \frac{1}{2}(R_k + R_m)$ і на цьому робота закінчується. Якщо $\Delta R_c > |R_k - R_m|$, то, можливо, внаслідок деформації лінза торкається пластинки не в одній точці, а по деякій площадці, і формула (4.7) стає неточною. В цьому випадку для розрахунку радіуса кривизни потрібно скористатися формулою (4.11).

Контрольні запитання:

1. Чому для спостереження кілець Ньютона лінза повинна мати великий радіус кривизни поверхні?
2. Чому ширина кілець Ньютона і відстань між ними зменшуються із збільшенням порядку інтерференції?
3. Чому у відбитому світлі центр кілець Ньютона темний, а в прохідному – світлий?
4. Чим може бути спричинене спотворення кілець?
5. Як можна використати кільця Ньютона для оцінки чистоти поверхні?
6. Як зміниться вигляд кілець Ньютона, якщо простір між лінзою і пластинкою заповнити прозорою речовиною з показником заломлення більшим за показник заломлення повітря (наприклад – водою)?
7. Який вигляд матиме інтерференційна картина, якщо одну половину (по діаметру) установки освітити червоним, а другу – зеленим світлом?
8. Чим відрізняються смуги рівної товщини від смуг рівного нахилу?
9. Де густіше і чому розміщені інтерференційні кільця – в центрі чи на периферії інтерференційної картини?
10. Виведіть формулу для радіусів світлого і темного кілець Ньютона.
11. Як, користуючись явищем кілець Ньютона, можна визначити швидкість поширення світла у воді, знаючи швидкість поширення світла у вакуумі?

Лабораторна робота № 5

Визначення показника заломлення скла інтерференційним методом непаралельного ходу променів



Мета роботи: Вивчення явища інтерференції на плоско паралельній пластинці та визначити її показник заломлення.

Прилади і матеріали: Лазер типу ЛГ-72 з джерелом живлення; екран з короткофокусною лінзою; плоскопаралельна скляна пластинка, оптична лава.

Теоретичні відомості та опис приладів

В роботі вивчаються смуги рівного нахилу, що виникають в результаті інтерференції світла, відбитого від плоскопаралельної пластинки, і визначається показник заломлення скла.

Оптична схема установки наведена на рис.5.1. Установка складається з таких елементів: 1 – лазер, 2 – короткофокусна лінза, 3 – екран з невеликим отвором, 4 – плоскопаралельна скляна пластинка.

Паралельний пучок світла, що виходить з лазера 1, збирається в фокусі лінзи 2, після чого розбіжним пучком падає на пластинку 4.

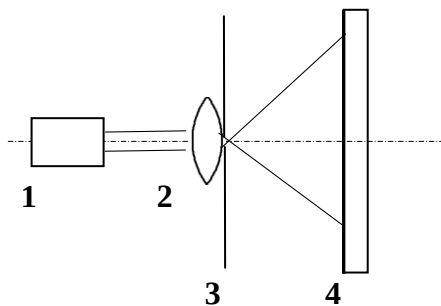


Рис.5.1

Промені, відбиті від передньої і задньої поверхонь пластинки, збираються на екрані 3 (ЕЕ на рис. 5.2), де спостерігається інтерференційна картина. На рис. 5.2 крім того вказані: 1 і 2 – промені, що інтерферують, t – товщина скляної пластинки, L – відстань між екраном і пластинкою (оскільки фокусна відстань лінзи набагато менша за L , можна вважати, що інтерференційна картина спостерігається в фокальній площині лінзи), O – фокус лінзи, OO' – оптична вісь, φ – кут падіння променя на пластинку, R – радіус інтерференційного кільця.

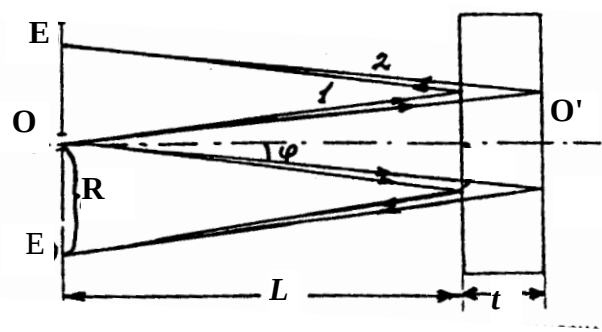


Рис. 5.2

Із рис. 5.2 випливає, що будь-яка пара інтерферуючих променів, що йдуть симетрично відносно нормалі OO' , матиме однакову різницю ходу, отже, інтерференційна картина на екрані матиме вигляд концентричних кілець.

Високою когерентністю володіє випромінювання лазера. Використовуючи лазер в якості джерела світла ми можемо спостерігати інтерференцію в досить товстих скляних пластинках. Випромінювання лазера володіє високою монохроматичністю, що дозволяє спостерігати інтерференцію при порівняно великій різниці ходу – набагато більшою, ніж товщина скляної пластинки (порядку метра, а у випадку одночастотних лазерів і десятків метрів).

Розрахунок різниці ходу інтерферуючих променів

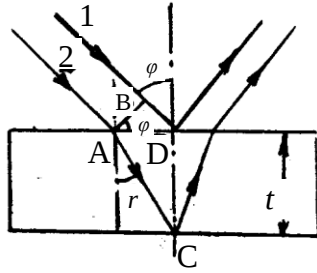


Рис. 5.3

На рис. 5.3 показано, як можна зробити розрахунок різниці ходу променів, де: 1' і 2' – промені, що інтерферують, φ – кут падіння променя, r – кут заломлення. Якщо товщина пластинки значно менша ніж відстань між екраном і пластинкою L , то кут між інтерферуючими променями малий. В цьому випадку при розрахунку різницею ходу променів, що інтерферують непаралельно, можна знехтувати.

Із рис. 5.3 видно, що різниця ходу цих променів дорівнює:

$$\Delta = 2tn \cos r = 2t\sqrt{n^2 - \sin^2 r}. \quad (5.1)$$

Далі врахуємо, що промінь 1' відбивається від межі оптично менш густе – оптично більш густе середовище, внаслідок чого він при відбиванні втрачає півхвилі (змінює фазу на протилежну). З променем 2' цього не відбувається, оскільки він відбивається від межі: оптично більш густе – оптично менш густе середовище. В результаті між променями виникає додаткова різниця ходу $\lambda/2$. Таким чином, повна різниця ходу між променями дорівнюватиме:

$$\Delta = 2t\sqrt{n^2 - \sin^2 r} - \frac{\lambda}{2}. \quad (5.2)$$

Якщо $\Delta = k\lambda$ виникнуть максимуми в місці накладання хвиль, а при $\Delta = (2k+1)\frac{\lambda}{2}$ – мінімуми інтенсивності. Запишемо умови мінімумів для k -го і $(k+m)$ -го порядків інтерференції (k і m – довільні цілі числа):

$$2t\sqrt{n^2 - \sin^2 \varphi_k} = k\lambda, \quad 2t\sqrt{n^2 - \sin^2 \varphi_{k+m}} = (k+m)\lambda. \quad (5.3)$$

Відмітимо, що більш високому порядку інтерференції відповідає менший кут падіння променів на пластинку, а, отже, і кільце меншого радіуса в інтерференційній картині. Для кілець, радіус яких R значно менший за L , із рис. 5.2 можна записати:

$$\sin r \approx r \approx \frac{R}{2L} \quad (5.4)$$

Підставляючи (5.4) в (5.3) і обмежуючись першим наближенням в розкладі кореня в ряд по малому параметру $\frac{R^2}{4n^2L^2}$, отримаємо:

$$\left. \begin{aligned} 2tn \left(1 - \frac{R_k^2}{8n^2L^2} \right) &= k\lambda \\ 2tn \left(1 - \frac{R_{k+m}^2}{8n^2L^2} \right) &= (k+m)\lambda \end{aligned} \right\} \quad (5.5)$$

Після простих перетворень із співвідношень (5.5) знаходимо, що

$$n = \frac{t(R_{k+m}^2 - R_k^2)}{4m\lambda L^2}. \quad (5.6)$$

Вимірюючи радіуси двох інтерференційних кілець і відстань між пластинкою і екраном, при відомих значеннях товщини пластинки і довжини хвилі, за формулою (5.6) можна розрахувати показник заломлення пластинки.

Порядок виконання роботи

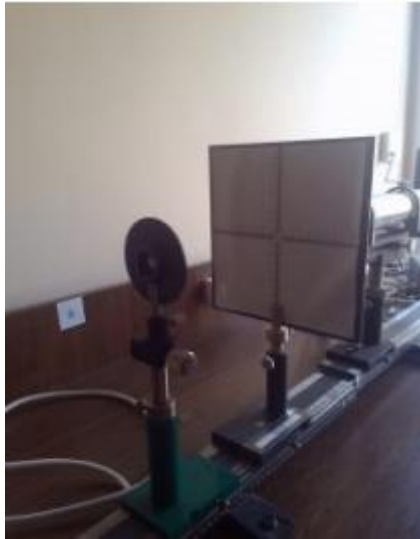
1. Зібрати на оптичній лаві установку згідно рис. 5.1. Лазер, центр екрана з лінзою і пластинка повинні розташовуватись на однаковій висоті.
2. Ввімкнути лазер, змінюючи за допомогою юстувальних гвинтів нахил лазерного променя, добитися, щоб вісь лазерного променя проходила через середину пластинки.
3. Повернути пластинку навколо вертикальної і горизонтальної осей так, щоб на екрані площина пластинки була нормальна до оптичної осі, при цьому на екрані чітко спостерігалися інтерференційні кільця.
4. За шкалою на оптичній лаві виміряти відстань від екрану до пластинки L . За шкалою на екрані виміряти радіуси двох кілець R_k і R_{k+m} (бажано, щоб m було по можливості більшим). Вимірювання провести для двох – трьох пар кілець.
5. За формулою (5.6) розрахувати показник заломлення скла. Товщина пластинки $t = 10$ мм.
6. Розрахувати середнє значення показника заломлення і оцінити похибку вимірювання ($\lambda = 6,33 \cdot 10^{-7}$ м).

Контрольні запитання

1. Поясніть фізичний зміст абсолютного і відносного показника заломлення середовища. Від чого він залежить?
2. Які ви знаєте методи отримання когерентних хвиль?
3. В чому полягає суть методу поділу амплітуди хвилі?
4. Поясніть утворення смуг рівного нахилу та смуг рівної товщини.
5. З'ясуйте суть методу непаралельного ходу променів для визначення показника заломлення середовища.
6. Виведіть робочу формулу.
7. Чому більш високому порядку інтерференції відповідає менший кут падіння променів?

Лабораторна робота № 6

Вивчення дифракції Фраунгофера на одній щілині



Мета роботи: Вивчення явища дифракції на одній щілині та визначення основних параметрів дифракційної картини.

Прилади і матеріали: Лазер типу ЛГ-72 з джерелом живлення, щілина зі змінною шириною, фоторезистор, вимірювач струму, екран, оптична лава.

Теоретичні відомості та опис приладів

Під дифракцією світла розуміють відхилення світлових хвиль від прямолінійного поширення в середовищах з різними неоднорідностями (поблизу меж непрозорих або прозорих тіл, при проходженні крізь малі отвори, при огинанні малих тіл тощо).

Явище дифракції легко пояснюється за допомогою принципу Гюйгенса-Френеля: **кожна точка фронту хвилі є вторинним джерелом хвиль, а обвідна цих хвиль дає положення хвильового фронту в наступний момент часу. Вторинні джерела когерентні і здатні інтерферувати.**

Дифракційні явища за своїм характером поділяють на два великі класи. Перший клас дифракційних явищ відноситься до випадку, коли дифракційна картина спостерігається на скінченній відстані від екранів, які обмежують падаючу хвилю. До них належать дифракційні явища, коли хвильовий фронт сферичний. Явища цього класу називають **дифракцією Френеля**. Другий клас явищ відноситься до випадку, коли дифракційна картина локалізується на нескінченній відстані від екранів, які обмежують падаючу хвилю. Цей вид дифракції відбувається в паралельних пучках із застосуванням оптичних інструментів. Ці дифракційні явища прийнято називати **дифракцією Фраунгофера**.

Дифракція Фраунгофера на одній щілині

Принципова схема спостереження дифракції Фраунгофера на одній щілині наведена на рис. 6.1. Джерело світла S (щілиноподібне), розміщується у фокальній площині лінзи L_1 , яка дає паралельний пучок світла. Дифракційна картина спостерігається в фокальній площині лінзи L_2 .

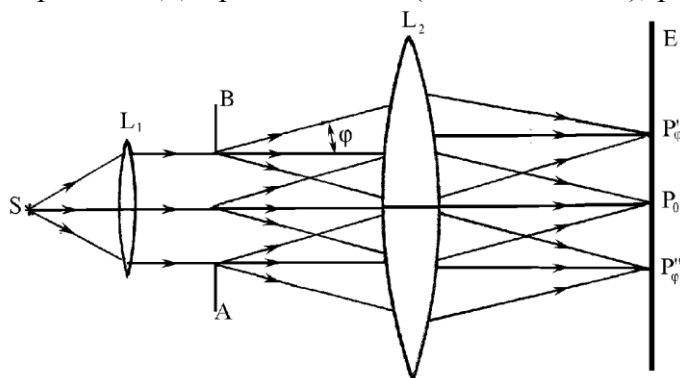


Рис. 6.1

Задачею дифракції на одній щілині, як і в будь-якому іншому випадку, є знаходження розподілу інтенсивності світла на екрані в залежності від кута дифракції ϕ .

Для знаходження розподілу інтенсивності на екрані користуються методом зон Френеля. Для цього хвильову поверхню АВ, що пропускається щілиною, розбивають на зони Френеля, які мають вигляд смуг, паралельних до країв щілини. Ширина кожної зони повинна бути такою, щоб різниця ходу променів, що йдуть від країв зони в певному напрямку (в напрямку ϕ), дорівнювала $\lambda/2$. Усі зони в даному напрямку випромінюють світло однаково. Тому світлові коливання, які прийдуть в певну точку від двох сусідніх зон погасять одна одну, оскільки їх амплітуди однакові, але протилежні за фазою. Отже, результат інтерференції світла в точці P_ϕ визначиться числом відкритих зон Френеля в цьому або в іншому напрямках. Тому, якщо число відкритих зон

Френеля для даної точки спостереження парне, то світлові хвилі погасять одна одну і в точці P_φ виникне темна пляма (мінімум).

Аналітично умова мінімумів виразиться так:

$$b \sin \varphi = 2k \frac{\lambda}{2} = k\lambda \quad (6.1)$$

Якщо число відкритих зон Френеля непарне, то світлові хвилі, які йдуть від щілини в даному напрямку підсилять одна одну і в точці P_φ виникне світла смуга (максимум). Дана умова має такий вигляд:

$$b \sin \varphi = (2k + 1) \frac{\lambda}{2}, \quad (6.2)$$

В (6.1) і (6.2) b – ширина щілини, φ – кут дифракції, $k = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$ - порядок дифракції. Із рис. 6.2 видно, що $b \sin \varphi = \Delta$ – різниця ходу крайніх променів, що йдуть від щілини. Отже, якщо різниця крайніх променів, що йдуть від щілини, дорівнює цілому числу хвиль ($\Delta = k\lambda$), то в точці P_φ виникне темна смуга, а якщо різниця ходу крайніх променів дорівнює непарному числу півхвиль $\left(\Delta = (2k + 1) \frac{\lambda}{2} \right)$ – світла смуга.

Теоретичні розрахунки показують, що результуюча амплітуда світлових коливань в точці P_φ дорівнює:

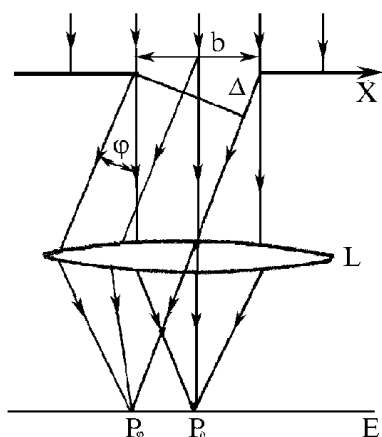


Рис. 6.2

$$E_\varphi^0 = E_0 \frac{\sin\left(\frac{\pi}{\lambda} b \sin \varphi\right)}{\frac{\pi}{\lambda} b \sin \varphi}, \quad (6.3)$$

або

$$E_\varphi^0 = E_0 \frac{\sin(u)}{u}, \quad (6.4)$$

де E_0 – амплітуда світлових коливань в площині щілини, $u = \frac{\pi}{\lambda} b \sin \varphi$.

Виходячи із (6.3) і (6.4) розподіл інтенсивності на екрані в залежності від кута дифракції виразиться так:

$$I_\varphi = I_0 \frac{\sin^2\left(\frac{\pi}{\lambda} b \sin \varphi\right)}{\left(\frac{\pi}{\lambda} b \sin \varphi\right)^2}, \quad (6.5)$$

або

$$I_\varphi = I_0 \frac{\sin^2 u}{u^2}, \quad (6.6)$$

де $I_0 \sim E_0^2$ – інтенсивність падаючого на щілину світла, $I_\varphi \sim E_\varphi^2$ – інтенсивність дифрагованого світла в напрямку кута φ .

В напрямку $\varphi = 0$ ($k = 0$) інтенсивність світла завжди є максимальною, оскільки

$$\lim_{u \rightarrow 0} \frac{\sin u}{u} = \lim_{\varphi \rightarrow 0} \frac{\sin\left(\frac{\pi}{\lambda} b \sin \varphi\right)}{\frac{\pi}{\lambda} b \sin \varphi} = 1. \quad (6.7)$$

Отже, виходячи із (6.6) і (6.7) видно, що інтенсивність в центрі екрана завжди рівна інтенсивності падаючого світла ($I_{\varphi=0} = I_0$).

Для знаходження інтенсивностей інших максимумів (справа і зліва від центрального) можна скористатися виразом (6.5). Зокрема

$$I_{\varphi} = I_0 \frac{\sin^2 \left[\frac{\pi b}{\lambda} (2k+1) \frac{\lambda}{2b} \right]}{\left[\frac{\pi b}{\lambda} (2k+1) \frac{\lambda}{2b} \right]^2},$$

звідки

$$I_{\varphi} = \frac{I_0}{\left[(2k+1) \frac{\pi}{2} \right]^2} \quad (6.8)$$

Тут використано умову максимумів $b \sin \varphi = (2k+1) \frac{\lambda}{2}$, звідки $\sin \varphi = \frac{(2k+1)\lambda}{2b}$.

При $k = 1, 2, 3$ маємо

$$I_{\varphi_1} = \frac{I_0}{22,2} = 0,045 I_0, \quad k = 1,$$

$$I_{\varphi_2} = \frac{I_0}{61,7} = 0,016 I_0, \quad k = 2,$$

$$I_{\varphi_3} = \frac{I_0}{121} = 0,0063 I_0, \quad k = 3.$$

На рис. 6.3 наведено розподіл інтенсивності (графік функції $\frac{\sin^2 u}{u^2}$) при дифракції на

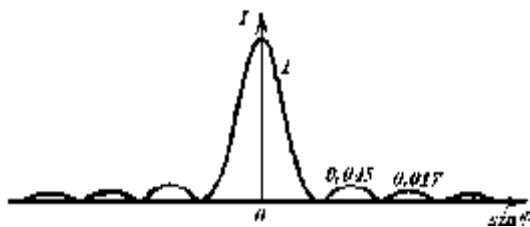


Рис. 6.3

одній щілині. Інтенсивності максимумів відносяться як $I_{k=0} : I_{k=1} : I_{k=2} : \dots = 1 : 0,045 : 0,016 : 0,0063 : \dots$

Отже, основна доля світлового потоку зосереджена в центральній дифракційній смузі, яку можна вважати зображенням щілини

Із рівняння (6.2) видно, що при освітленні щілини білим світлом максимуми відповідних довжин хвиль будуть зміщені один відносно одного.

Нульові максимуми для всіх довжин хвиль співпадають, тому в центрі дифракційної картини спостерігається біла смуга, що поступово по краях переходить в кольорову. Далі йдуть забарвлені в різні кольори максимуми вищих порядків. Однак при дифракції від однієї щілини практично не можна побачити чітке розділення максимумів від окремих довжин хвиль.

На якість дифракційної картини помітно впливає ширина щілини. Із (6.2) видно, що при збільшенні ширини щілини спостерігається наближення максимумів і мінімумів освітлення до центра. Якщо $b \gg \lambda$, то на екрані спостерігається різке зображення щілини, а

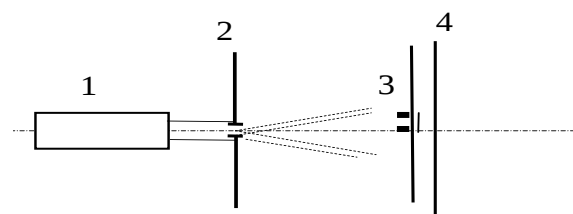


Рис. 6.4

дифракційна картина зникає. При зменшенні ширини щілини відстань між максимумами дифракційної картини зростає. При $b \approx \lambda$ на екрані не буде жодного максимуму окрім центрального, ширина якого прямує до нескінченності з поступовим спадом інтенсивності від центра до країв.

У випадку, коли ширина щілини значно менша за відстань від щілини до екрана ($b \ll \lambda$), дифракція Фраунгофера спостерігається і без лінзи. При цьому промені, що йдуть від країв щілини, практично паралельні.

Схема установки для спостереження дифракції на одній щілині наведена на рис. 6.4. Паралельний пучок променів від лазера 1 нормально падає на щілину 2 (рис. 6.4). Утворена дифракційна картина спостерігається на екрані 4. Для вимірювання інтенсивності світла в дифракційній картині використовується фоторезистор 3 з маленькою (1мм шириною) світлочутливою поверхнею, розташованою перед екраном.

Ширина щілини 2 може змінюватися за допомогою мікрометричного гвинта.

Фоторезистор можна переміщувати в горизонтальному напрямі поперек оптичної осі системи. Положення його відносно оптичної осі визначається за міліметровою лінійкою.

В даній установці екран (і фоторезистор) знаходяться на достатньо великій відстані від щілини, так що $\frac{a^2}{\lambda L} \ll 1$. Тут a – ширина щілини, λ – довжина хвилі, L – відстань від щілини до екрану.

Порядок виконання роботи

1. Зібрати дослідну установку згідно рис. 6.4.
2. Ввімкнути лазер і відюстувати його таким чином, щоб промінь потрапляв на щілину і фоторезистор.
3. Переміщаючи щілину вздовж оптичної лави домогтися чіткої дифракційної картини на екрані.
4. Обертаючи гвинт на корпусі фотоприймача, сумістити щілину фоторезистора з серединою першого мінімуму (тобто $I_k = \min$, де $k = 1$). За лінійкою фотоприймача визначити відстань l (в міліметрах) і записати результат в таблицю. Повторити вимірювання 3 – 4 рази.
5. Повторити вимірювання для другого мінімуму ($k = 2$), третього ($k = 3$) і т. д. Максимальна кількість виміряних мінімумів обмежується умовами спостереження – зазвичай не менше 5. Результати вимірювання записати в таблицю.
6. За шкалою оптичної лави визначити відстань L від щілини до екрана, результати записати в таблицю. Записати значення ширини щілини b за допомогою мікрометричного гвинта.
7. За результатами вимірювань l для кожного мінімуму (тобто для різних значень k) розрахувати середнє значення $\langle l \rangle \sin \varphi = \frac{\langle l \rangle}{L}$.
8. Побудувати графічну залежність $\sin \varphi$ від k . Через отримані точки і початок координат провести найкращу пряму.
9. Зробити висновок, чи узгоджується хід отриманої залежності з теоретичною формулою (6.1).
10. Використовуючи отриманий графік і формулу (6.1), визначити довжину хвилі. Результати записати в таблицю.

Таблиця

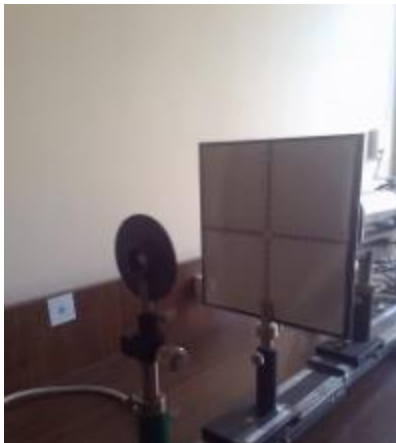
k	l , мм				середнє $\langle l \rangle$, мм	L , мм	$\sin \varphi = \langle l \rangle / L$	λ , нм

Контрольні запитання

1. Що називається дифракцією світла?
2. В чому полягає принцип Гюйгенса-Френеля?
3. Чим відрізняється дифракція Френеля від дифракції Фраунгофера?
4. В чому суть методу зон Френеля?
5. Як змінюється дифракційна картина на екрані якщо: ширину щілини збільшувати (зменшувати); довжину хвилі збільшувати (зменшувати)?
6. Промені якої довжини хвилі при дифракції відхиляються від початкового напрямку найбільше?
7. Як змінюватиметься дифракційна картина на екрані при поперечному зміщенні щілини?
8. За яких умов спостерігаються максимуми і мінімуми при дифракції на одній щілині?

Лабораторна робота № 7

Вивчення дифракції світла на двох щілинах



Мета роботи: Вивчення дифракції світла на двох щілинах та визначення ширини щілин і відстані між їх центрами.

Прилади і матеріали: Лазер типу ЛГ-72 з джерелом живлення, екран зі щілиною, екран з двома близько розміщеними щілинами, екран з міліметровою шкалою, оптична лава.

Теоретичні відомості та опис приладів

Нехай паралельний пучок світла падає нормально на непрозорий екран з двома ідентичними щілинами шириною b і непрозорим проміжком між ними a (рис.7.1). Оскільки щілини ідентичні, то створювані на екрані дифракційні картини кожною щілиною зокрема будуть однаковими. Кожна щілина створює на екрані свою дифракційну картину, тобто систему світлих і темних смуг. Причому ці картини зовсім однакові. Напрямки, в яких виникають мінімуми від окремих щілин, визначаються умовою

$$b \sin \varphi = k \lambda, \quad (7.1)$$

а максимуми

$$b \sin \varphi = (2k + 1) \frac{\lambda}{2}, \quad (7.2)$$

де $k = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$ Результуюча амплітуда

світлових коливань в тій чи іншій точці на екрані (точці P_φ), створювана кожною із щілин дорівнює

$$E_\varphi^0 = E_0 \frac{\sin\left(\frac{\pi}{\lambda} b \sin \varphi\right)}{\frac{\pi}{\lambda} b \sin \varphi} = E_0 \frac{\sin u}{u}, \quad (7.3)$$

а розподіл інтенсивності (освітленості) на екрані в залежності від кута дифракції виражається формулою:

$$I_\varphi = I_0 \frac{\sin^2\left(\frac{\pi}{\lambda} b \sin \varphi\right)}{\left(\frac{\pi}{\lambda} b \sin \varphi\right)^2} = I_0 \frac{\sin^2 u}{u^2}, \quad (7.4)$$

де E_0 – амплітуда світлових коливань в площині щілини, $u = \frac{\pi}{\lambda} b \sin \varphi$, $I_0 \sim E_0^2$ – інтенсивність падаючого на щілину світла, $I_\varphi \sim (E_\varphi^0)^2$ – інтенсивність дифрагованого світла в напрямку кута φ .

При одночасній дії обох щілин дифракційна картина виявиться складнішою, ніж при звичайному накладанні картин від двох щілин. В даному випадку кожную щілину можна розглядати як самостійне джерело когерентних хвиль, які інтерферують. Внаслідок цього знайдуться напрямки, в яких дія однієї щілини підсилить дію іншої, виникнуть так звані **головні**

максимуми. Можливі і інші напрямки, в яких коливання щілин взаємно погасяться. Виникнуть **додаткові мінімуми.** Умовою виникнення головних максимумів є:

$$d \sin \varphi = k\lambda, \quad (7.5)$$

а умовою додаткових мінімумів є:

$$d \sin \varphi = (2k + 1) \frac{\lambda}{2}, \quad (7.6)$$

де $d = a + b$ – відстань між центрами щілин, b – ширина щілини, a – відстань між щілинами, $d \sin \varphi = \Delta$ – різниця ходу між променями, які йдуть від початку щілин, $k = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$ (рис. 7.1).

Розподіл інтенсивності у дифракційній картині від двох щілин в залежності від кута дифракції виражається формулою

$$I_{\varphi} = I_0 \frac{\sin^2 \left(\frac{\pi}{\lambda} b \sin \varphi \right)}{\left(\frac{\pi}{\lambda} b \sin \varphi \right)^2} \cos^2 \left(\frac{\pi}{\lambda} d \sin \varphi \right), \quad (7.7)$$

або

$$I_{\varphi} = I_0 \frac{\sin^2 u}{u^2} \cos^2 v, \quad (7.8)$$

де I_0 – інтенсивність падаючого на щілини світла, $u = \frac{\pi}{2} b \sin \varphi$, $v = \frac{\pi}{2} d \sin \varphi$.

Графік функції $I(\varphi) = I_{\varphi}$ наведено на рис. 7.2. Множник $\frac{\sin^2 u}{u^2}$ в формулі (7.8) характеризує розподіл інтенсивності в результаті дифракції на одній щілині. Його іноді називають **дифракційним множником**. Другий множник $\cos^2 v$ враховує інтерференцію між пучками від окремих щілин. Його називають **інтерференційним множником**.

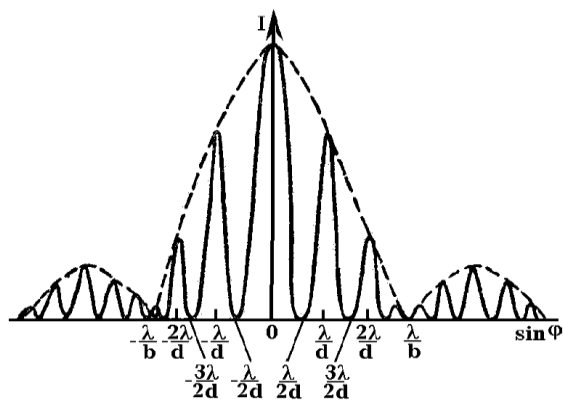


Рис. 7.2

Як видно із формули (7.1) відстань між первинними мінімумами, за даної довжини хвилі, від однієї щілини залежить від ширини щілини $\left(\sin \varphi = \frac{k\lambda}{b} \right)$. В залежності від співвідношення a до b між двома первинними мінімумами (від $-\frac{\lambda}{b}$ до $+\frac{\lambda}{b}$) може розміститися різна кількість головних максимумів, яку можна розрахувати за формулою:

$$n = 2 \frac{a}{b} + 1. \quad (7.9)$$

На рис. 7.2 наведено розподіл інтенсивності у дифракційній картині при дифракції на двох щілинах при $b = \frac{a}{2}$ ($n = 5$ – головних максимумів).

Схема установки для вивчення дифракції на двох щілинах наведена на рис. 7.3, де 1 – лазер, 2 – екран з подвійною щілиною, 3 – екран з міліметровою шкалою, на якому спостерігається дифракційна картина.

Екран (3) розміщується на достатньо великій відстані від екрана (2) зі щілинами так, щоб мала місце нерівність $\frac{b^2}{\lambda L} \ll 1$, де L – відстань від екрана (2) до екрана (3), b – ширина щілини, λ – довжина хвилі випромінювання лазера. В цьому випадку має місце дифракція Фраунгофера, тобто в кожную точку екрана (3) приходить практично паралельний пучок променів.

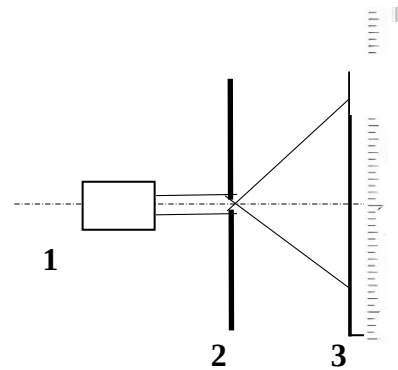


Рис. 7.3

Користуючись формулою (7.6) можна визначити кутову ширину максимуму:

$$\sin \varphi_2 - \sin \varphi_1 = \frac{\lambda}{d}. \quad (7.10)$$

При малих кутах дифракції $\sin \varphi \approx \varphi$, і формула (7.10) запишеться так:

$$\Delta \varphi = \varphi_2 - \varphi_1 = \frac{\lambda}{d} \quad (7.11)$$

Порядок виконання роботи

1. Ввімкнути лазер і за допомогою юстівних гвинтів направити промінь лазера в центр екрана (3).

2. Помістити на оптичній осі екран з однією щілиною. Переміщуючи щілину поперек оптичної осі, отримати на екрані (3) чітку дифракційну картину.

3. Визначити ширину щілини, для чого за шкалою на екрані (3) необхідно виміряти ширину центрального максимуму Δl , а за шкалою на оптичній лаві визначити відстань L між щілиною і екраном (3). Кут дифракції, що відповідає першому мінімуму інтенсивності, буде дорівнювати: $\sin \varphi \approx \varphi = \frac{\Delta l}{2L}$. Користуючись співвідношенням (7.1), визначити ширину

щілини: $b = \frac{2L\lambda}{\Delta l}$. Довжина випромінювання лазера $\lambda = 6,33 \cdot 10^{-7}$ м.

4. Забрати з оптичної лави екран зі щілиною. На його місце помістити подвійну щілину.

5. Визначити відстань між центрами щілин подвійної щілини. Для цього за шкалою на екрані визначити положення максимумів $l_{\max}$ і мінімумів $l_{\min}$ інтенсивності і визначити середнє значення ширини дифракційного максимуму $\Delta l_{\text{ср}}$. Кутова ширина максимуму буде

рівна $\Delta \varphi = \frac{\Delta l_{\text{ср}}}{L}$, користуючись співвідношенням $a = \frac{\lambda L}{\Delta l_{\text{ср}}}$, визначити відстань між центрами

щілин.

6. За формулою (7.9) обчислити кількість головних максимумів між двома первинними мінімумами.

7. Побудувати графік $I(l)$.

Контрольні запитання

1. Сформулюйте принцип Гюйгенса - Френеля.
2. З'ясуйте суть і характер дифракції світла на двох щілинах. В чому відмінність дифракційних картин від однієї та від двох щілин?

3. Як змінюватиметься дифракційна картина від двох щілин при зміні: а) довжини хвилі; б) відстані між щілинами; в) ширини щілин?
4. Як мінятиметься характер дифракційної картини, якщо до двох щілин додати третю, четверту, і.т.д. щілину?
5. Який вигляд має функція розподілу інтенсивності на екрані від кута дифракції при дифракції на двох щілинах? Виведіть цю функцію.
6. Запишіть умови головних максимумів і головних мінімумів при дифракції на двох щілинах. Виведіть ці умови.
7. Яка кількість головних максимумів виникне при переході від дифракції на одній щілині до дифракції на двох щілинах?
8. Виведіть формулу (7.10) для кутової ширини максимумів.

Лабораторна робота № 8

Визначення концентрації цукру поляриметром



Мета: Ознайомитись з явищем обертання площини поляризації світла і визначити концентрацію цукру ряду цукрових розчинів.

Прилади і матеріали: Поляриметр універсальний СУ-4, набір цукрових розчинів невідомої концентрації (3 – 5), міліметрова лінійка.

Теоретичні відомості та опис приладів

1. У 1811 р. Д. Араго виявив, що при проходженні лінійно поляризованого світла крізь кристал кварцу вздовж його оптичної осі площина коливань вектора повертається навколо напрямку поширення променя на деякий кут φ . Якщо пластинку кварцу, вирізану перпендикулярно до її оптичної осі, помістити між схрещеними ніколями (рис. 9.1), то поле зору, яке було темним, стане світлим. Для повного затемнення поля зору другий ніколь (аналізатор) потрібно повернути навколо напрямку поширення світла на кут φ , який рівний куту повороту площини поляризації світла. При цьому не байдуже в який бік обертати аналізатор. Для одних видів кварцу аналізатор необхідно повертати вправо, тобто за годинниковою стрілкою, а для інших – вліво. Дальші дослідження показали, що кварц не є єдиним тілом, здатним повертати площину коливань вектора $\vec{E}$. Такою ж властивістю володіють і деякі інші тверді тіла (кіновар, виннокам'яна кислота), чисті рідини (скіпідар, нікотин) та деякі розчини (водний розчин цукру, винної кислоти тощо). **Речовини, які здатні повертати площину коливань вектора $\vec{E}$ при проходженні через них лінійно поляризованого світла, називаються оптично активними.** Напрямок повертання площини коливань вектора $\vec{E}$ у різних речовин різний.

В залежності від напрямку повертання площини коливань вектора $\vec{E}$ оптично активні речовини поділяються на право- і лівообертаючі. Якщо дивитись назустріч променю, то

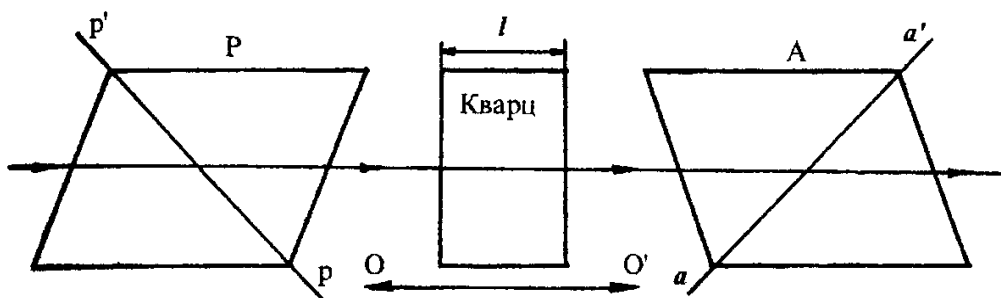


Рис.9.1

в правообертаючих речовинах площина коливань вектора $\vec{E}$ буде повертатись за годинниковою стрілкою, а лівообертаючих – проти. Таким чином напрямок повертання площини коливань не залежить від напрямку поширення променя в оптично активному середовищі.

Деякі оптично активні речовини існують в двох модифікаціях, одна із яких повертає площину коливань вектора $\vec{E}$ вправо, друга – вліво.

В оптично активних кристалічних тілах і чистих рідинах кут φ повороту площини коливань вектора $\vec{E}$ пропорційний товщині l шару речовини пройденого світлом:

$$\varphi = \alpha l. \quad (9.1)$$

Коефіцієнт α – називається питомим обертанням і чисельно дорівнює куту повороту площини коливань вектора шаром оптично активної речовини одиничної товщини (1 мм).

Питоме обертання прийнято виражати в кутових градусах на міліметр (град/мм). Коефіцієнт α , сильно залежить від довжини хвилі (обертова дисперсія). Так кварцова пластинка володіє питомим обертанням α рівним для червоного світла 15 град/мм, для жовтого – 27 град/мм, для синього – 33 град/мм, для фіолетового – 51 град/мм. Таким чином, повертання площини коливань вектора в кварці буде найменшим для променів з великою довжиною хвилі. Цим пояснюється забарвлення кварцової пластинки при освітленні її білим світлом.

Величина кута φ повороту площини коливань вектора оптично активними розчинами пропорційна їх об'ємно-ваговій концентрації C розчину:

$$\varphi = \alpha_0 l C, \quad (9.2)$$

де α_0 – питоме обертання, яке як і в попередньому випадку залежить від температури і довжини хвилі¹. Для червоного світла кут повертання найменший, а для фіолетового – найбільший.

Питоме обертання для розчинів прийнято визначати кутом повороту площини коливань вектора $\vec{E}$ шаром оптично активного розчину завдовжки в 1 дм з концентрацією 1 г/см³. Позначимо масу розчиненої речовини через m , масу розчинника – m_1 , густину розчину – ρ . Тоді об'ємно-вагова концентрація визначиться рівністю:

$$C = \frac{m}{m + m_1} \rho, \quad (9.3)$$

де $\frac{m}{m + m_1} = V$ – об'єм розчину.

Підставивши замість C його значення в формулу (9.2), отримаємо:

$$\varphi = \alpha_0 l \frac{m}{m + m_1} \rho. \quad (9.4)$$

Якщо в формулу (9.4) ввести величину процентної концентрації k речовини в розчині, то вона запишеться так:

$$\varphi = \alpha_0 l \frac{k}{100\%} \rho, \quad (9.5)$$

де $k = \frac{m}{m + m_1} 100\%$ – процентна концентрація речовини в розчині.

Із формули (9.5) маємо:

$$k = \frac{\varphi}{\alpha_0 l \rho} 100\%. \quad (9.6)$$

Визначивши з досліду значення величин φ , l і ρ , користуючись формулою (9.6), можна вирахувати процентну концентрацію речовини в розчині. Питоме обертання цукрового

розчину для жовтого світла рівне $\alpha_0 = 66,7 \frac{\text{град}}{\frac{\text{г}}{\text{см}^3} \text{ дм}}$.

2. Для якісного пояснення обертання площини коливань вектора $\vec{E}$ в 1817 р. Френель запропонував припущення, в основі якого лежить гіпотеза, відповідно якої швидкість поширення світла в оптично активному середовищі різна для променів, поляризованих по правому і лівому колу. При цьому в правообертаючих речовинах з більшою швидкістю поширюються правокові хвилі, а в лівообертаючих речовинах – навпаки.

Добре відомо, що прямолінійний гармонічний коливальний рух можна розкласти на два колові рухи однакової частоти з протилежними напрямками.

¹ Питоме обертання α_0 залежить від природи речовини.

Нехай на вході в оптично активну речовину лінійно поляризоване монохроматичне світло розкладається на дві хвилі тієї самої частоти, але одна з них поляризована по правому, а друга - по лівому колу. Електричні вектори цих хвиль зв'язані між собою співвідношенням:

$$\vec{E} = \vec{E}_n + \vec{E}_l, \quad (9.7)^2$$

а їх взаємне розміщення показано на рис. 9.2, а.

Якщо $v_n = v_l$ ³, то вектори $\vec{E}_n$ і $\vec{E}_l$ в будь-який момент часу будуть симетричні відносно площини AA' , яка є площиною коливань вектора $\vec{E}$. В оптично активній речовині швидкості v_n і v_l не однакові. Припустимо, що $v_n > v_l$. Оскільки лівополяризована хвиля поширюється з меншою швидкістю, то до якоїсь точки в середовищі вона дійде з деяким відставанням за фазою в порівнянні з правополяризованою хвилею. В розглядуваній точці електричний вектор правополяризованої хвилі буде повернутий вправо на більший кут, ніж виявиться повернутим вліво вектор лівополяризованої хвилі. Значить площиною, відносно якої симетрично розміщені обидва вектори, буде не площина AA' , а площина BB' (рис. 9.2, б), яка повернута вправо по відношенню до AA' на кут φ . Таким чином, результуюче лінійне коливання буде направлене в напрямку BB' , тобто площина коливань повернулася вправо на кут φ . Виходячи із рис. 9.2, б

$$\varphi_n - \varphi = \varphi_l + \varphi, \quad \text{звідки}$$

$$\varphi = \frac{\varphi_n - \varphi_l}{2}. \quad (9.8)$$

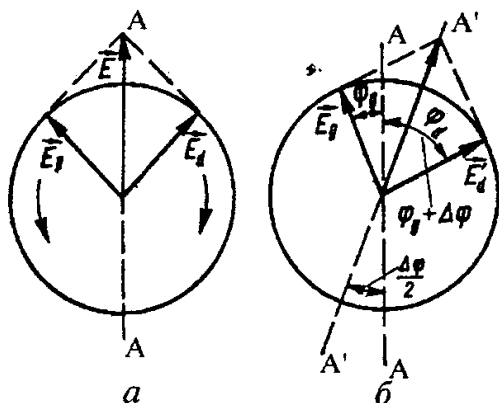


Рис.9.2

Френель перевірів свою гіпотезу експериментально. Для цього він виготовив складну призму, склеєну з трьох кусків кварцу (рис. 9.3). Призми 1 і 3 вирізані із правообертаючого, а призма 2 – із лівообертаючого кварцу. Всі три призми вирізані так, що оптичні осі паралельні до їх основ. Якщо дійсно для правообертаючого кварцу $v_n > v_l$ ($n_n < n_l$), а для лівообертаючого $v_n < v_l$ ($n_n > n_l$), то лінійно поляризований пучок світла, який пройде через таку призму роздвоїться, як це показано на рис. 9.3.

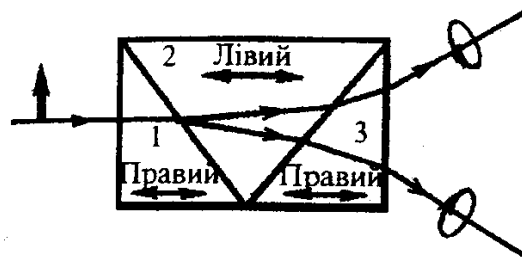


Рис.9.3

В результаті із призми вийдуть два промені, причому обидва будуть поляризованими по

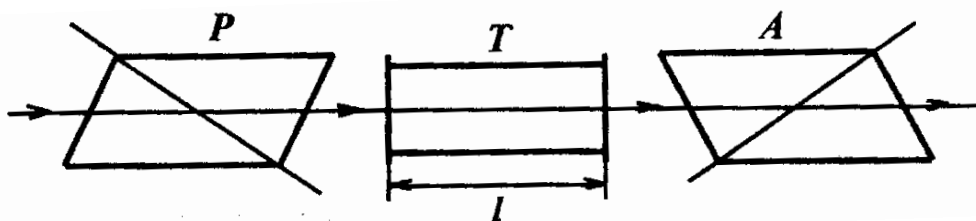


Рис.9.4

колу: один з правим, а другий – з лівим напрямком обертання. В дійсності такі два поляризовані по колу промені і були отримані Френелем. Для в'яснення причини повертання площини коливань вектора $\vec{E}$ необхідно в'яснити причину відмінностей v_n від v_l (для оптично неактивних речовин $v_n = v_l$) оскільки перше є наслідком другого. Досліди показали, що причиною відмінності v_n від v_l , а значить і причиною повертання площини

² Індекси в (7.7) означають: п-правий, л-лівий.

³ V_n і V_l швидкість поширення променів поляризованих відповідно по правому і лівому колу.

коливань в аморфних і рідких тілах, є асиметрія (анізотропія) молекул оптично активних речовин. Такі молекули не мають ні центра симетрії, ані площини симетрії. Дещо пізніше В.Р. Бусіан і А.В. Тіморьєва показали, що в явищі повертання площини коливань істотну роль відіграє також магнітний момент, який індукується в молекулі магнітним полем світлової хвилі.

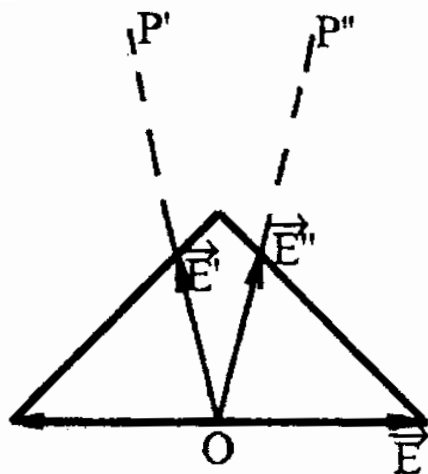


Рис.9.5

Опис експериментальної установки

Найпростіша установка (пристрій) для спостереження повертання площини коливань (рис. 9.4) складається із джерела монохроматичного світла, двох призм Ніколя – поляризатора Р і аналізатора А та трубки Т з оптично активним розчином (розчин цукру). Нехай ніколи схрещені.

При відсутності в трубці розчину світловий пучок установкою гаситься повністю. Якщо трубку Т наповнити оптично активним розчином, то внаслідок повертання площини коливань поле просвітиться. Для того, щоб знову погасити поле зору необхідно повернути аналізатор на певний кут, який, очевидно, рівний куту повороту площини коливань вектора $\vec{E}$.

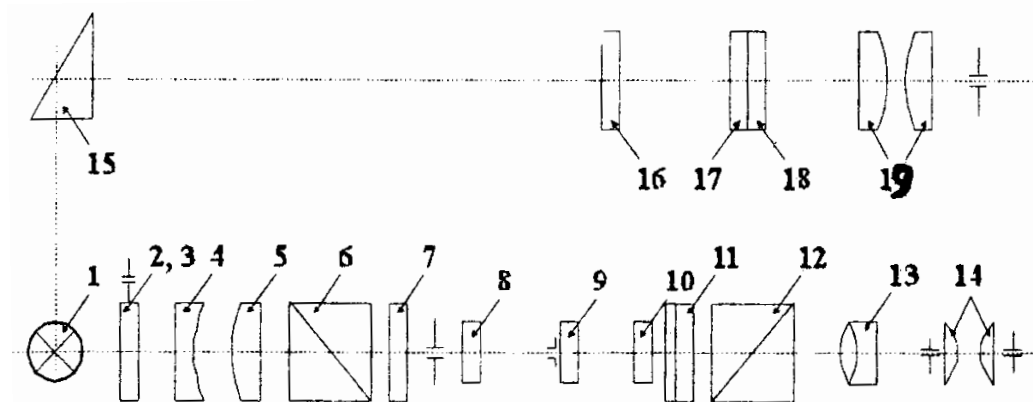


Рис.9.6

Слід зауважити, що установка аналізатора на темноту без оптично активного розчину і з ним не може бути здійснена достатньо точно. Тому на практиці аналізатор замінений так званим напівтіньовим пристроєм (напівтіньовий аналізатор). Простий напівтіньовий пристрій (аналізатор) являє собою сукупність двох розміщених поруч один з одним поляризаторів, площини яких OP' і OP'' утворюють невеликий (порядка 5°) кут (рис. 9.5).

Повертання площини коливань можна використати для визначення концентрації речовини в розчині. Пристрої, які використовуються для цієї мети, називаються поляриметрами. Поляриметри, які призначені для визначення концентрації цукру в розчині, називаються цукрометрами.

В даній роботі використовується цукрометр універсальний СУ-4, оптична схема якого наведена на рис. 9.6.

Світловий потік, який поширюється від джерела світла 1 через світлофільтр 2 або діафрагму 3, конденсори 4 і 5, проходить через призму-поляризатор 6, яка перетворює його в поляризований потік світла. Далі потік світла проходить через напівтіньовий аналізатор (пластинку 7), яка розділяє його на дві половини лінією поділу. Аналізатор пропускає рівні за яскравістю обидві половини світлового потоку і в полі зору зорової труби, яка складається із об'єктива 13 і окуляра 14, встановленого після аналізатора, спостерігаються дві однакової яскравості половини поля, які розділені лінією і називаються **полями порівняння**.

При установці кювети з розчином між поляризатором і аналізатором рівність

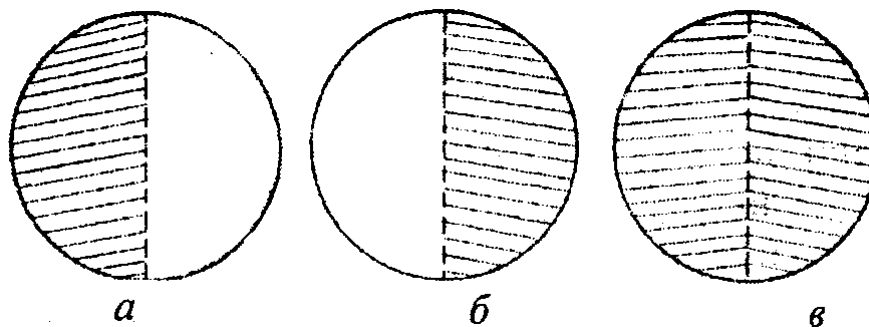


Рис.9.7

яскравостей полів порівняння порушується, оскільки досліджуваний розчин повертає площину поляризації на кут, пропорційний концентрації розчину (рис. 9.7, а, б).

Для того, щоб зрівняти яскравості полів (рис. 9.7, в) порівняння, в цукрометрі застосований клиновий компенсатор, який складається із рухомого кварцового клина 10 лівого повертання і нерухомого контрклина 11 правого повертання. Переміщенням рухомого клина відносно контрклина встановлюють таку сумарну величину товщини клинів по оптичній осі, при якій компенсується кут повороту яскравостей полів порівняння. Одночасно з рухомим клином переміщається шкала 17.

За нульовою поділкою ноніуса 18 фіксується значення шкали, яка відповідає однаковій яскравості полів порівняння. Шкала і ноніус спостерігаються через лупу 19 і освітлюються лампою через відбиваючу призму 15 і світлофільтр 16 (див. рис. 9.8, 9.9, 9.10).

Підготовка поляриметра до роботи

1. Встановити ручку 16 (рис. 1 завод. інструкції) резистора до упору, повертаючи її проти годинникової стрілки.
2. Включити поляриметр в електричну мережу.
3. Включити освітлювач натиском кнопки 15.
4. Встановити обойму 8 в положення “С” (світлофільтр), при роботі з безколірними і слабозабарвленими розчинами, або в положення “Д” (діафрагма) – при роботі з темнозабарвленими розчинами.
5. Окуляр зорової труби встановити на максимальну різкість зображення вертикальної лінії поділу полів порівняння.
6. Встановити лупу на максимальну різкість зображення штрихів і шифра шкали і ноніуса.
7. Ручкою 16 резистора встановити таку яскравість поля, яка найменше втомлює зір і при якій найбільш чітко сприймається різниця в яскравості полів порівняння, якщо змістити ноніус на одну поділку з його нульового положення.

Порядок виконання роботи

1. Установка нуля. Установку нуля проводити так:

- закрити кришку кюветного відділення без установки в ньому кювети;
- вирівняти яскравість полів порівняння повертанням рукоятки клинового компенсатора;
- сумістити нульову поділку ноніуса з нульовою поділкою шкали, як це показано на рис. 9.8, переміщаючи ноніус юстировочним ключем;
- знову вирівняти яскравість полів порівняння, при цьому поділка ноніуса повинна суміститися з нульовою поділкою шкали. Якщо суміщення (співпадання) не має, перемістити ноніус ключем;
- перевірити правильність установки нуля не менше шести разів. Середнє арифметичне із шести відрахунків по ноніусу складає нульовий відлік. Якщо нульовий відлік відрізняється не більше, ніж на одну поділку ноніуса, нуль вважається встановленим правильно.

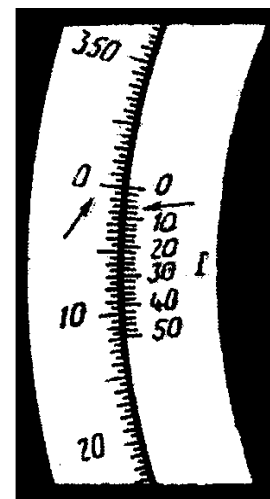


Рис.9.8

2. Вимірювання. Вимірювання проводити так:

- виміряти довжину кювети з точністю до 1 мм;
- промити всі частини кювети дистильованою водою, наповнити трубку досліджуваним розчином так, щоб у ній не залишилось бульбашок повітря, і вставити її в поляриметр;
- вирівняти яскравості полів порівняння поворотом рукоятки клинового компенсатора;
- зробити відлік показів по шкалі і ноніуса з точністю до $0,05^\circ$;
- знову виміряти яскравості полів порівняння і зробити відлік по шкалі і ноніусу не менше шести разів;
- вирахувати середнє арифметичне шести відліків, яке рівне куту повертання площини поляризації розчину в кутових градусах. Відлік показів за допомогою ноніуса пояснюється рис. 5 завод. інструкції. В поляриметрі використана цукрова шкала, 100° якої відповідає $34,62^\circ$ кутових (1 поділка цукрової шкали відповідає $1,731^\circ$ кутових).
- виміри кута φ зробити для 5–7 цукрових розчинів різних концентрацій;
- користуючись формулою (9.6) вирахувати процентний вміст цукру в досліджуваних розчинах (значення ρ взяти у лаборанта) і побудувати криву залежності кута повертання від концентрації розчину;
- користуючись графіком залежності кута повороту площини коливань від концентрації, визначити концентрацію цукру фруктовій воді;
- отримані дані оформити у вигляді таблиць і графіків.

Контрольні запитання

1. Чим відрізняється лінійно поляризоване світло від природного?
2. Що називається площиною коливань?
3. Як можна отримати лінійно поляризоване світло і за допомогою яких приладів (пристроїв)?
4. Яке середовище називають оптично активним?
5. Чому в досліді на виявлення повертання площини поляризації кристал кварцу розміщують так, щоб його оптична вісь була паралельна до напрямку поширення світла?
6. Що таке питоме обертання площини коливань, в яких одиницях воно вимірюється, та від чого воно залежить?
7. Для чого в поляриметрах замість звичайного ніколя в якості аналізатора використовують напівтіньовий пристрій?
8. Поясніть фізичну суть обертання площини коливань світлового вектора.

Примітка: При розрахунках слід мати на увазі наступне:

- 1) Товщину шару l розчину вимірюють в дециметрах, концентрацію C – в грамах речовини, яка міститься в 1 см^3 розчину;
- 2) Часто замість концентрації C беруть c – кількість речовини, яка міститься в 100 см^3 розчину, так що $c = 100 C$.

Додаток

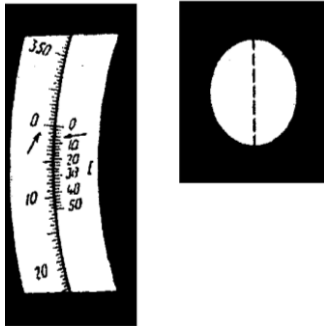


Рис.9.9

Положення лімба і поля зору при установці аналізатора на рівну яскравість полів порівняння при введеній трубки, наповненої дистильованою водою (нульове положення)

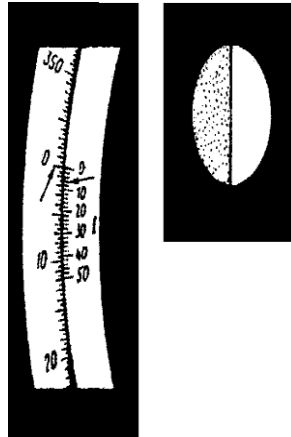


Рис.9.10

Положення лімба і поля зору після вводу кювети, наповненої розчином, і вторинної установки окуляра на різкість зображення лінії розділу полів порівняння

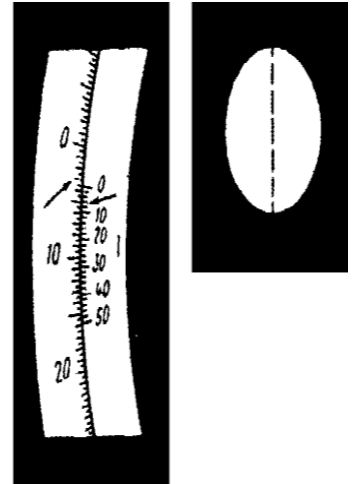
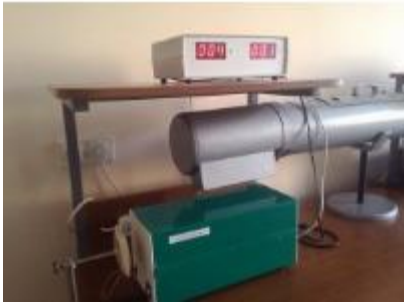


Рис.9.11

Положення лімба і поля зору при установці аналізатора на рівну яскравість полів порівняння, при введеній кюветі, наповненої розчином

Лабораторна робота №10

Вивчення законів теплового випромінювання



Мета: Вивчення основних законів і закономірностей теплового випромінювання та визначення сталих Стефана-Больцмана і Планка.

Прилади і матеріали: Електропіч, вимірювач струму, термостовпчик.

Теоретичні відомості та опис приладів

Потік світлової енергії, який падає на поверхню непрозорого тіла, частково відбивається, а частково поглинається тілом. Поглинута тілом енергія перетворюється в інші види енергії, частіше всього в теплову. Тому тіла, які поглинають випромінювання, нагріваються. Тіло, нагріте до температури, яка перевищує температуру оточуючого середовища, віддає теплоту у вигляді випромінювання електромагнітних хвиль різної довжини. Таке випромінювання називається **тепловим**, або **температурним**. Будь-яке випромінювання (в тому числі і теплове) супроводжується втратою енергії і проходить або за рахунок внутрішньої енергії, або за рахунок енергії, отриманої ззовні. Теплове випромінювання є рівноважним.

Теплове випромінювання тіл характеризується такими основними величинами:

Інтегральною інтенсивністю випромінювання (енергетична світність), яка являє собою повну енергію R , що випромінюється за одиницю часу одиницею поверхні у всьому інтервалі довжин хвиль:

$$R = \frac{E_{\text{випр}}}{S}. \quad (10.1)$$

Монохроматичною (диференціальною) інтенсивністю випромінювання r_λ , яка являє собою енергію $dE_{\text{випр}}$, що випромінюється одиницею поверхні тіла в одиничному інтервалі довжин хвиль:

$$r_\lambda = \frac{dE_{\text{випр}}}{d\lambda}. \quad (10.2)$$

Часто цю величину називають **випромінювальною здатністю тіла**. Із сказаного випливає, що

$$R = \int_{\lambda=0}^{\lambda=\infty} r_\lambda d\lambda. \quad (10.3)$$

Якщо частина падаючої на тіло енергії $E_{\lambda\text{пад}}$ випромінювання в інтервалі довжин хвиль $(\lambda, \lambda + d\lambda)$ поглинається тілом $E_{\lambda\text{погл}}$, а частина енергії відбивається $E_{\lambda\text{відб}}$, то на основі закону збереження енергії має місце співвідношення:

$$E_{\lambda\text{пад}} = E_{\lambda\text{погл}} + E_{\lambda\text{відб}}, \quad (10.4)$$

або

$$\frac{E_{\lambda\text{погл}}}{E_{\lambda\text{пад}}} + \frac{E_{\lambda\text{відб}}}{E_{\lambda\text{пад}}} = 1. \quad (10.5)$$

Величину

$$\frac{E_{\lambda\text{погл}}}{E_{\lambda\text{пад}}} = \alpha(\lambda, T) \quad (10.6)$$

називають **поглинальною здатністю тіла**. Поглинальна здатність тіла є безрозмірна величина, яка показує, яку долю падаючого випромінювання в інтервалі довжин хвиль $(\lambda, \lambda + d\lambda)$ тіло поглинає.

Величину

$$\frac{E_{\lambda_{\text{відб}}}}{E_{\lambda_{\text{пог}}}} = \kappa(\lambda, T) \quad (10.7)$$

називають **відбивальною здатністю тіла**. Відбивальна здатність тіла є також безрозмірною величиною і вона показує, яку долю падаючого випромінювання в інтервалі довжин хвиль $(\lambda, \lambda + d\lambda)$ тіло відбиває. Тіло, яке поглинає всю падаючу на нього енергію, називається **абсолютно чорним**. Для абсолютно чорних тіл $E_{\lambda_{\text{відб}}} = 0$, $\alpha(\lambda, T) = 1$.

Припустимо, що в теплообміні приймають участь тіла, які утворюють замкнуту систему, в якій теплообмін із зовнішнім середовищем відсутній. Тоді через деякий час ці тіла придуть в стан рівноваги, тобто набудуть однакової температури. Але це не означає, що випромінювання всередині системи припиниться. Якщо стан рівноваги досягнуто, то в будь-який момент часу для кожної довжини хвилі випромінювана енергія рівна поглинутій. Виходячи із другого принципу термодинаміки Кірхгоф показав, що умова теплової рівноваги заключається в наступному: **відношення монохроматичної інтенсивності випромінювання (випромінювальної здатності) до поглинальної здатності є величина стала для всіх тіл при даній температурі і для даної довжини хвилі (закон Кірхгофа):**

$$\frac{r(\lambda, T)}{\alpha(\lambda, T)} = \varphi(\lambda, T). \quad (10.8)$$

Отже, тіло, яке поглинає ті чи інші хвилі, буде їх же випромінювати, і навпаки. Величина $\varphi(\lambda, T)$ не залежить від природи тіла і є функцією лише довжини хвилі і температури. Оскільки для абсолютно чорного тіла $\alpha(\lambda, T) = 1$, то

$$r(\lambda, T) = \varphi(\lambda, T). \quad (10.9)$$

Таким чином, величина $\varphi(\lambda, T)$ є не що інше, як монохроматична спектральна випромінювальна здатність абсолютно чорного тіла. Для інших тіл (сірих) $\alpha(\lambda, T) < 1$, тому

$$r(\lambda, T) = \alpha(\lambda, T) \varphi(\lambda, T) \quad (10.10)$$

Запропонувавши гіпотезу про квантову природу випромінювання, Планк методами статистичної фізики показав, що для абсолютно чорного тіла

$$r(\lambda, T) = \frac{2\pi h c^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{hc}{kT\lambda}} - 1}, \quad (10.11)$$

де $h = 6,62 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – стала Планка, k – стала Больцмана, c – швидкість світла.

Використовуючи формулу Планка (10.11) можна знайти інтегральну інтенсивність випромінювання абсолютно чорного тіла:

$$R(T) = \int_{\lambda=0}^{\lambda=\infty} \frac{2\pi h c^2}{\lambda^5} \cdot \frac{d\lambda}{e^{\frac{hc}{k\lambda T}} - 1} = \frac{2\pi^5 k^4}{15c^2 h^3} T^4 \quad (10.12)$$

або

$$R(T) = \sigma T^4, \quad (10.13)$$

де $\sigma = \frac{2\pi^5 k^4}{15c^2 h^3} = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{К}^{-4}$ – стала величина, яка називається сталою Стефана - Больцмана

Отже, **повна енергія, яка випромінюється абсолютно чорним тілом за одну секунду пропорційна четвертому степеню його абсолютної температури (закон Стефана-Больцмана)**. Стала Стефана-Больцмана σ була визначена дослідним шляхом. Користуючись відомим значенням σ , Планк вперше визначив сталу h (сталу Планка).

Із закону Стефана-Больцмана випливає, що кількість теплоти, яка передається одиницею поверхні абсолютно чорного тіла, що знаходиться при температурі T_1 , в оточуюче середовище з температурою T_2 , якщо середовище розглядати як абсолютно чорне тіло, рівна:

$$R = R_1 - R_2 = \sigma(T_1^4 - T_2^4) \quad (10.14)$$

Випромінювання всіх інших тіл (не чорних) підпорядковується такій же закономірності; їх випромінювання для кожної довжини хвилі в $\alpha(\lambda, T)$ разів менше, ніж для абсолютно чорного тіла. Тому повне випромінювання не чорних (сірих) тіл

$$R = A\sigma T^4 \quad (10.15)$$

де A – константа речовини (коефіцієнт сірості тіла).

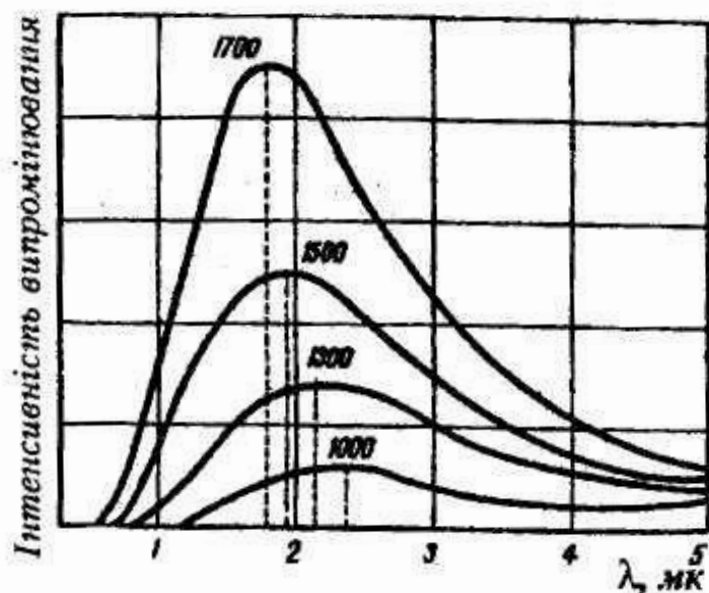


Рис.10.1

Користуючись формулою Планка можна знайти розподіл інтенсивності випромінювання за довжинами хвиль. Максимум інтенсивності випромінювання визначається із умови:

$$\frac{d\phi(\lambda, T)}{d\lambda} = 0,$$

що призводить до виразів:

$$\lambda_{\max} = \frac{b}{T}, \quad (10.16)$$

$$r_{\lambda_{\max}} = aT^5, \quad (10.17)$$

де a і b – константи. Формули (10.16) і (10.17) називаються **законами Віна**. Із (10.16) видно, що довжина хвилі, на яку припадає максимум інтенсивності випромінювання, обернено пропорційна температурі. Максимум випромінювання із

збільшенням температури зміщується в бік коротких хвиль (**закон зміщення Віна**). Максимальна інтенсивність випромінювання пропорційна п'ятому степеню абсолютної температури (10.17).

Опис установки і приладів

У відповідності із законом Стефана-Больцмана (10.13) енергетична світність абсолютно чорного тіла пропорційна четвертому степеню його абсолютної температури.

Схема лабораторної установки для дослідження енергетичної світності абсолютно чорного тіла зображена на рис. 10.2. Абсолютно чорним тілом служить отвір 2 електричної пічки. Температуру пічки вимірюють термопарою, один із спаїв 3 якої знаходиться в центрі порожнини печі, а інший 4 – при кімнатній температурі. Гальванометр G показує різницю температур гарячого і холодного спаїв. Щоб отримати абсолютну температуру T печі до показів t_1 гальванометра G додають температуру t_2 першого спаю (кімнатну) і виражають результат в абсолютній шкалі:

$$T = t_1 + t_2 + 273 \text{ K}$$

Приймачем енергії, що випромінюється пічкою через отвір 2, служить термостовпчик 1, який являє собою декілька термопар, з'єднаних послідовно. Один ряд спаїв (наприклад, непарний) нагрівається під дією випромінювання, а інший – захищений від дії

випромінювання діафрагмою. Струм I в колі термостовпчика вимірюється гальванометром G_1 .

Термостовпчик, як приймач променевої енергії, не володіє спектральною селективністю, так як перетворення енергії випромінювання в теплову не залежить від довжини хвилі. Сила струму, що збуджується в колі термостовпчика, пропорційна потужності падаючого на нього випромінювання в усьому спектрі довжин хвиль. Однак це випромінювання виходить з отвору електричної печі і пропорційне енергетичній світності отвору. Отже, сила термоструму буде також пропорційна енергетичній світності R отвору печі.

Вважаючи отвір електричної печі абсолютно чорною випромінюючою площадкою і враховуючи вищесказане, можна записати рівняння:

$$R = \sigma T^4, U \sim R.$$

З останнього випливає, що напруга термо ЕРС термостовпчика пропорційна четвертому степеню абсолютної температури:

$$U = \beta T^4, \quad (10.18)$$

де β – коефіцієнт пропорційності. Логарифмуючи співвідношення (10.18), отримаємо:

$$\lg U = \text{const} + 4 \lg T \quad (10.19)$$

де $\text{const} = \lg \beta$. З рівності (10.19) випливає, що графік залежності $\lg U$ від $\lg T$ є прямою, тангенс кута якої до осі абсцис рівний 4.

Порядок виконання роботи

1. Відрегулювати положення вхідного вікна термостовпчика так, щоб воно знаходилося навпроти вихідного отвору пічки.
2. Встановити термостовпчик на відстані 3 см від отвору пічки.
3. Ввімкнути електропіч.
4. Коли температура печі досягне 300°C записати значення напруги термо ЕРС термостовпчика за шкалою на вимірювальному блоці.
5. Записувати значення температури і напруги через кожні 30 градусів (приблизно 10 – 12 показів). Результати вимірювань занести в таблицю.

t_1	t_2	T	$\lg T$	U	$\lg U$

6. Вимкнути пічку вимикачем та ввімкнути вентилятор для її охолодження.
7. Повторити вимірювання за п.п.3 – 6, встановивши термостовпчик на відстані 2 і 1 см від отвору пічки.
8. Побудувати залежності $\lg U$ від $\lg T$ для трьох положень термостовпчика та розрахувати тангенс кута нахилу прямої. Порівняти отримане значення з теоретичним, яке випливає із закону Стефана Больцмана.
9. Зробити висновки.

Контрольні запитання

1. Чому теплове випромінювання є рівноважним?
2. Що називають енергетичною світністю тіла? Як визначається енергетична світність тіла?
3. Що називають випромінювальною і поглинальною здатністю тіла? Від яких параметрів вони залежать?

4. Які тіла називають абсолютно чорними?
5. Сформулюйте закон Кірхгофа і запишіть його.
6. З'ясуйте фізичну суть універсальної функції Кірхгофа.
7. Зарисуйте криву залежності універсальної функції Кірхгофа від довжини хвилі. Дайте інтерпретацію зарисованих вами кривих.
8. Сформулюйте і запишіть закон Стефана-Больцмана. Чому в формулі (8.15), яка фактично є законом Стефана-Больцмана, входить стала A ? Який її зміст?
9. З'ясуйте фізичний зміст сталої Стефана-Больцмана.
10. Запишіть закон зміщення Віна і поясніть його суть.
11. Запишіть аналітичну функцію Віна розподілу енергії в спектрі випромінювання абсолютно чорного тіла. Покажіть, як вона узгоджується з експериментальними кривими.
12. Запишіть аналітичну функцію Релея-Джінса розподілу енергії в спектрі випромінювання абсолютно чорного тіла. Покажіть, як вона узгоджується з експериментальними кривими.
13. З'ясуйте суть "ультрафіолетової катастрофи".
14. Запишіть функцію Планка розподілу енергії в спектрі випромінювання абсолютно чорного тіла. Поясніть, які ідеї Планка лягли в основу теорії випромінювання абсолютно чорного тіла. Як формула Планка узгоджується з експериментальними даними?
15. З'ясуйте фізичну суть сталої Планка.
16. З'ясуйте умови, за яких формула Планка переходить в формули Віна і Релея-Джінса. Покажіть, як користуючись формулою Планка, можна отримати формулу Стефана-Больцмана та закони Віна?
17. Які оптичні прилади називають пірометрами і де вони використовуються? З'ясуйте їх будову і принцип дії.

Лабораторна робота 11

Визначення показника заломлення рідин за допомогою рефрактометра Аббе



Мета роботи: Знайомство з методом вимірювання показників заломлення твердих і рідких середовищ у монохроматичному світлі.

У роботі використовуються: технічний рефрактометр Аббе; освітлювач;

набір скляних зразків; рідини з невідомими показниками заломлення (гліцерин, етиловий спирт); дистильована вода.

Теоретичні відомості

Технічний рефрактометр Аббе служить для швидкого (і порівняно грубого) вимірювання показників заломлення рідких і твердих тел. Пристрій рефрактометра Аббе засновано на явищі повного внутрішнього відбиття.

Нехай промінь світла падає на границю розділу двох середовищ із боку оптично більше щільного середовища ($n = n_2$). Для кутів падіння r , менших граничного $r_{\text{гр}}$, світло частково проникає в оптично менш щільне середовище ($n = n_1$), а частково відбивається. При $r_{\text{гр}} < r < 90^\circ$ (переломлений промінь відсутній, і настає повне відбиття (рис. 1а).

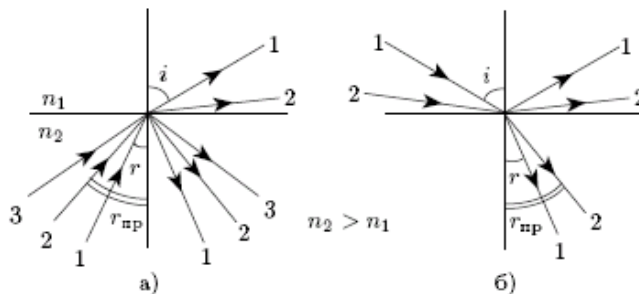


Рис.1 Граничний кут повного внутрішнього відбивання (а) і граничний кут заломлення (б)

У результаті цього у відбитих променях утвориться границя між світлою областю (повне відбиття) і півтінію (часткове відбиття). Граничний кут $r_{\text{гр}}$ відповідає куту заломлення $i = 90^\circ$; отже,

$$\sin r_{\text{гр}} = n_1 / n_2 . \quad (1)$$

Знаючи показник заломлення одного з середовищ і визначаючи на досвіді граничний кут, можна за допомогою виразу(1) визначити показник заломлення другого середовища.

Нехай світло падає на границю розділу з боку оптично менш щільного середовища (рис. 1б). Залежно від кута падіння промінь у другому середовищі може становити з нормаллю кути, розташовані в інтервалі від нуля до $r_{\text{гр}}$.

Граничний кут заломлення $r_{\text{гр}}$ відповідає куту падіння $i = 90^\circ$ (промінь ковзання). У результаті в заломлених променях утвориться різка границя між світлою й темною областями. Легко бачити, що величина граничного кута й у цьому випадку визначається формулою (1).

При вимірюваннях показника заломлення за допомогою рефрактометра Аббе можна користуватися як методом повного внутрішнього відбиття, так і методом ковзного променя. Оптична схема рефрактометра Аббе й хід променів при вимірюванні показника заломлення рідини по методу променя ковзання показані на рис. 2.

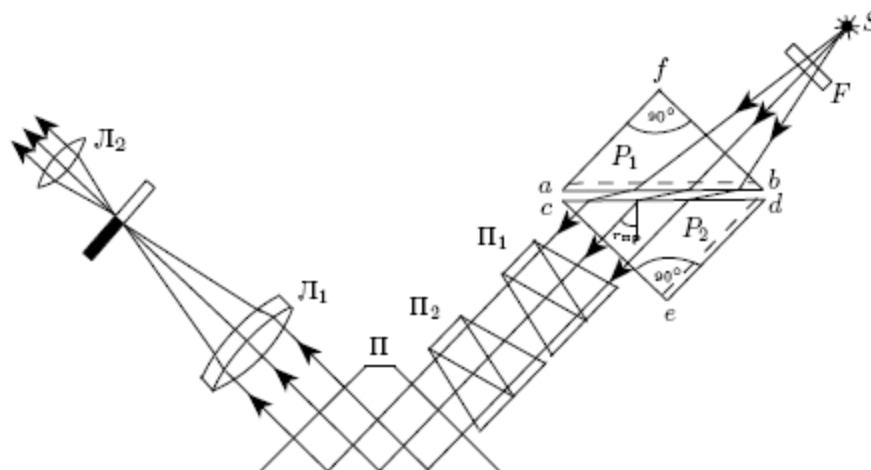


Рис. 2 Хід променів в рефрактометрі при вимірюванні показника заломлення рідини методом променя ковзання

Основною частиною рефрактометра є дві скляні прямокутні призми P_1 і P_2 , виготовлені зі скла з великим показником заломлення. У розрізі призми мають вигляд прямокутних трикутників, розвернутих один до одного гіпотенузами; зазор між призмами становить близько 0,1 мм і служить для розміщення досліджуваної рідини. Світло проникає в призму P_1 через грань bf і попадає в рідину через матову грань ab . Світло, розсіяне матовою поверхнею, проходить шар рідини і під різними кутами падає на грань cd призми P_2 .

Променю, який ковзає в рідині ($i = 90^\circ$), відповідає граничний кут заломлення γ_{gr} . Заломлені промені з кутами більше γ_{gr} не виникають. У зв'язку із цим кут виходу променів із грані se може змінюватися лише в деякому інтервалі.

Якщо світло, що виходить із грані se , пропустити через збиральну лінзу L_1 , то в її фокальній площині спостерігається різка границя світла й темряви. Границя розглядається за допомогою лінзи L_2 . Лінзи L_1 і L_2 утворюють зорову трубу, установлену на нескінченність. У їх загальній фокальній площині перебуває зображення шкали величин показника заломлення і покажчики (нитка і перехрестя). У поле зору окуляра L_2 труби одночасно можна побачити тільки частину зображення шкали й частина поля сфокусованих променів, що виходять із призми P_2 . Якщо обертати систему призм P_1 і P_2 і, отже, змінювати нахил граничного пучка променів щодо осі зорової труби, тоді можна домогтися, щоб границя світла й тіні виявилася в поле зору окуляра L_2 і збіглася з положенням покажчика. При обертанні системи призм повертається й шкала показників заломлення, установленна на пластині, жорстко пов'язаної із системою призм P_1 і P_2 (на рис. 2 шкала не показана). Значення показника заломлення рідини відлічується по шкалі на рівні різкої границі світла й тіні.

Якщо джерело світла S не є монохроматичним, то спостережувана в окулярі труби границя світла й темряви часто виявляється розмитою і пофарбованою через дисперсію показника заломлення досліджуваної речовини (тобто через залежність n від довжини хвилі λ). Для того щоб одержати і у цьому випадку різке зображення границі, на шляхи променів, що виходять із призми P_2 , поміщають компенсатор зі змінною дисперсією. Компенсатор містить дві однакові дисперсійні призми Амічі (призми Π_1 і Π_2 на мал. 2), кожна з яких

складається із трьох склеєних призм, що володіють різними показниками заломлення й різною дисперсією. Призми розраховуються так, щоб монохроматичний промінь із довжиною хвилі $\lambda_D = 589,3$ нм (середнє значення довжини хвилі жовтого дублета натрію) не зазнавав відхилення.

Промені з іншими довжинами хвиль відхиляються в ту або іншу сторону. (Похідна від показника заломлення по довжині хвилі називається *дисперсією показника заломлення*) Якщо положення призм відповідає рис. 2, то дисперсія двох призм дорівнює подвоєної дисперсії кожної з них. При повороті однієї із призм Амічі на 180° щодо іншої (навколо оптичної осі) повна дисперсія компенсатора виявляється рівної нулю, тому що дисперсія однієї з призм скомпенсована дисперсією іншої. Залежно від взаємної орієнтації призм дисперсія компенсатора змінюється, таким чином, у межах від нуля до подвоєного значення дисперсії однієї призми.

Для повороту призм друг щодо друга служать спеціальна рукоятка й система конічних шестірень, за допомогою яких призми одночасно повертаються в протилежних напрямках. Обертаючи ручку компенсатора, варто домагатися того, щоб границя світла і тіні в полі зору стала досить різкою. Положення границі при цьому відповідає довжині хвилі λ_D , для якої звичайно і приводяться значення показника заломлення.

У деяких випадках, коли дисперсія досліджуваної речовини особливо велика, діапазон компенсатора виявляється недостатнім і чіткою границі одержати не вдається. У цьому випадку рекомендується встановлювати перед освітлювачем жовтий світлофільтр.

Застосовувана в рефрактометрі Аббе поворотна призма П (призма Дове) дозволяє зробити прилад більше компактним.

Експериментальна установка

Експериментальна установка, призначена для виконання комплексу задач, вказаних на початку даного опису, складається з рефрактометра ИФР-454 з рефрактометричним блоком для вимірювання показників заломлення в діапазоні від 1,2 до 1,7, циркуляційного термостату для перевірки залежності показника заломлення рідини від температури, набору скляних пластин для визначення показника заломлення твердих речовин, освітлювача, набору посудин з розчинами гліцерину у воді різної концентрації та інш.

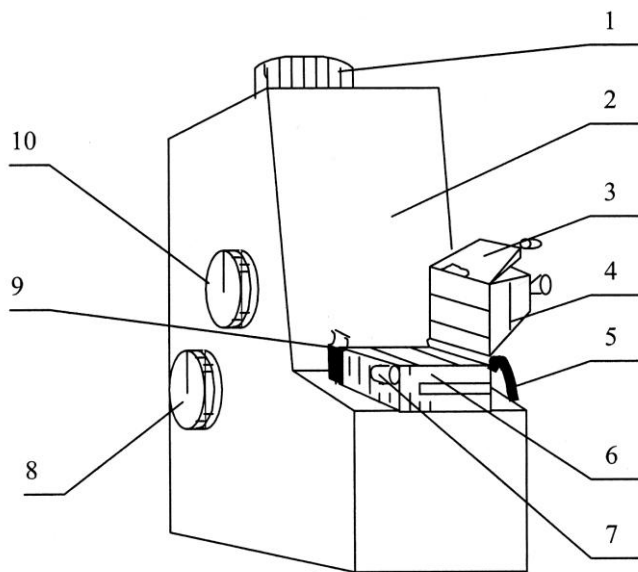


Рис. 3. Зовнішній вигляд рефрактометра ИФР-454

Рефрактометр ИФР-454 складається з наступних основних частин (рис.3): корпуса 2, зорової труби з окуляром 1 і рефрактометричного блока 3, нижня частина якого є вимірювальною призмою, а верхня – освітлюючою. Рефрактометричний блок жорстко з'єднаний з шкалою відраховуючого пристрою, розташованого всередині корпуса приладу. Щоб знайти межу розділу і сумістити її з перехрестям сітки, необхідно, обертаючи

маховичок 8, нахилити рефрактометричний блок до потрібного положення. Для усунення забарвленості спостережуваної границі розділу служить компенсатор. Маховичком 10 можна обертати призми компенсатора одночасно в різні боки, усуваючи при цьому кольорову смужку границі розділу. Досліджувана рідина підсвічується дзеркалом 6 (на рис.3 воно показано в закритому положенні), а шкала показників заломлення – дзеркалом 5. Похибка приладу рівна $5 \cdot 10^{-4}$.

Циркуляційний термостат являє собою нагрівник води, що живиться від мережі, і заповнює замкнутий контур. Циркуляція води забезпечується різницею густин холодної і гарячої води на вході і виході термостату. Канали рефрактометричного блоку є елементами контура.

Контроль температури здійснюється термометром, що поміщується в спеціальне гніздо 7 рефрактометричного блока.

Виконання експерименту

Налаштувати прилад за показником заломлення дистильованої води, який дорівнює 1,33291 при $T = 20^\circ\text{C}$.

Для цього необхідно:

а) Встановити дзеркало 5 (див. рис.3) по відношенню до зовнішнього джерела світла так, щоб в окулярі 1 спостерігався яскраво освітлений квадрат зі шкалою; обертаючи окуляр зорової труби, сфокусувати шкалу;

б) відтиснувши гачок 9, відвести вгору освітлювальну призму (на рис. 3 вона показана у відведеному положенні) і протерти поверхні вимірювальної і освітлювальної призм ганчіркою, змоченою у спирті; на поліровану грань вимірювальної призми нанести піпеткою 2-3 краплини дистильованої води (при цьому не слід торкатися піпеткою призми, щоб не подряпати її поверхню); повернувши призму P_2 (див. рис. 2) у вихідне положення, направити світло від освітлювача на грань A_1C_1 верхньої призми (при вимірюванні методом променя ковзання) через відкриту заслонку 4 (див. рис. 5) або за допомогою дзеркала 6 (на рис. 4 позначено 1) – на грань AD нижньої призми (при вимірюванні за методом повного внутрішнього відбивання); в першому випадку повинно бути закрите дзеркало 6, в другому випадку – заслонка 4; дистильована вода повинна заповнити весь проміжок між гранями освітлювальної і вимірювальної призм;

в) обертаючи маховичок 8, добитися появи в полі зору границі розділу світлого і темного полів в окулярі зорової труби; обертанням маховичка компенсатора 10 ліквідувати кольорову смужку границі поділу; з допомогою маховичка 8 встановити по шкалі показників заломлення $n=1,333$. При цьому границя поділу повинна співпадати з перехрестям штрихів в окулярі;

г) якщо при установці $n=1,333$ на шкалі границя поділу не співпадає з перехрестям штрихів, то з допомогою спеціального ключа необхідно добитися цього співпадіння (зверніться до лаборанта);

д) зробити 10 вимірювань показника заломлення дистильованої води, Визначити середньоарифметичне значення показника заломлення і середньоквадратичне відхилення за формулою

$$S = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{10} (\bar{x} - x_i)^2}{10-1}},$$

де x_i - результат одного вимірювання; $\bar{x}$ - середньоарифметичне всіх (десяти) вимірювань.

Знайдіть також відносну величину $s_x = (S/\bar{x}) \cdot 100\%$, параметр s_x допоможе оцінити відносну похибку подальших вимірювань;

після цього прилад вважається налаштованим і можна приступати до виконання роботи.

Виміряти показник заломлення n десяти розчинів гліцерину у дистильованій воді з відомою концентрацією ($C\%$). Виміряти показник заломлення розчину з невідомою концентрацією. Результати вимірювання занести в табл.2.

№ досліду	Показник заломлення X	Концентрація Y
1		
2		
...		
10		
Невідома концентрація		

Після виконання експерименту необхідно протерти ганчіркою, змоченою спиртом, поверхні вимірювальної і освітлювальної призми. Посудини з досліджуваними розчинами покласти на своє місце .

Обробка результатів експерименту

Побудуйте графік залежності $C(n)$ для відомих концентрацій у вигляді прямої, яка проходить найближче до експериментальних точок.

Знайдіть на прямій концентрацію, яка відповідає показнику заломлення невідомого розчину. Знайдіть дві точки при $n_{\text{невідом}} + s_x/100$ і $n_{\text{невідом}} - s_x/100$. І оцініть, в яких межах може бути невизначеною невідома концентрація.

Зробіть висновки.

Контрольні запитання

1. Як побудований рефрактометр Аббе?
2. Чому нижню поверхню освітлювальної призми роблять матовою?
3. З'ясуйте суть явища повного внутрішнього відбивання.
4. Чому виникає райдужне забарвлення межі поля зору в рефрактометрі при освітленні білим світлом і як його усунути?
5. Сформулюйте визначення абсолютного і відносного показника заломлення.
6. Яке фізичне явище лежить в основі принципу роботи рефрактометра Аббе?
7. Чому робочі призми рефрактометра виготовляють зі скла з якомога більшим показником заломлення?

Лабораторна робота №12

Вивчення поляризації світла

Мета роботи: Вивчення лінійно поляризованого світла і методів його отримання та перевірка законів Брюстера і Малюса.

Прилади і матеріали: Джерела світла, регулятор напруги БП-1, стопа плоскопаралельних пластин, чорне дзеркало, фотоелементи, поляроїди, мікроамперметр УРФ з шунтами, оптична лава.

Теоретичні відомості

Електромагнітні хвилі, як відомо, поперечні. Однак, разом з тим світлові хвилі в звичайних умовах не виявляють асиметрії відносно напрямку поширення. Це зумовлено тим, що світлові хвилі, які випромінюються тілами, являються результуючими тих окремих хвиль, що випромінюються його атомами (елементарними вібраторами). Оскільки окремі атоми безперервно змінюють свою просторову орієнтацію, то змінюються з великою частотою і напрямки коливань вектора $\vec{E}$ окремих хвиль світлового променя. Вектор $\vec{E}$ багато мільярдів разів за секунду міняє напрямок своїх коливань. Тому в результуючій хвилі коливання різних напрямків представлені з однаковою імовірністю. Таке світло випромінюється полум'ям, електричною дугою і лампою, Сонцем та рядом інших джерел і називається **природним або неполяризованим світлом**. Таким чином в природному світлі напрямки коливань електричного вектора $\vec{E}$ швидко і безладно змінюють одне одного.

Однак можна отримати світло, в якому вектор коливається в одному напрямку, тобто лежить в одній площині. Таке світло називається плоско поляризованим або лінійно поляризованим. Площина, в якій коливається світловий вектор, називається площиною коливань. Площину, яка перпендикулярна до площини коливань, прийнято називати площиною поляризації (рис. 15.1).

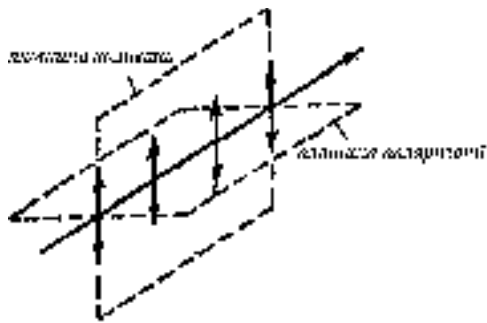


Рис. 15.1

Світло, яке випромінюється в елементарному акті елементарним випромінювачем, завжди лінійно поляризоване.

Макроскопічне джерело світла, як правило, являє собою хаотичну сукупність елементарних випромінювачів, які випромінюють світло з різним напрямком поляризації (з різними азимутами лінійної поляризації). Це і є причиною того, що природне світло неполяризоване.

Існує ще і так зване **частково поляризоване** світло, у якого коливання вектора $\vec{E}$ відбуваються у всіх можливих напрямках, але якийсь один із них переважає над іншими.

Поляризація при відбиванні і заломленні світла. Будь-який пристрій, за допомогою якого можна отримати поляризоване світло, називається **поляризатором**. Лінійно поляризоване світло найпростіше можна отримати при відбиванні світла від плоскопаралельної пластинки діелектрика (наприклад, скла*). Використана таким чином пластинка називається **поляризатором****.

Якщо кут падіння на межу поділу двох діелектриків (наприклад, на поверхню скляної пластинки) не рівний нулю, то відбитий і заломлений промені є частково поляризовані. У відбитому промені переважають коливання, перпендикулярні до площини падіння (на рис. 15.2, а ці коливання позначені

точками), а в заломленому промені – коливання паралельні площині падіння (на рис. 15.2, а вони зображені двосторонніми стрілками). Ступінь поляризації обидвох променів залежить від кута падіння. При куті падіння, який задовільняє умові

$$\operatorname{tg} r_B = n_{12}, \quad (15.1)$$

(де n_{12} – показник заломлення другого середовища відносно першого), відбитий промінь повністю поляризований (він містить тільки коливання, перпендикулярні до площини падіння рис. 15.2, б).

Ступінь поляризації заломленого променя при куті падіння рівного r_B досягає найбільшого значення, однак цей промінь залишається поляризованим тільки частково. Спів-

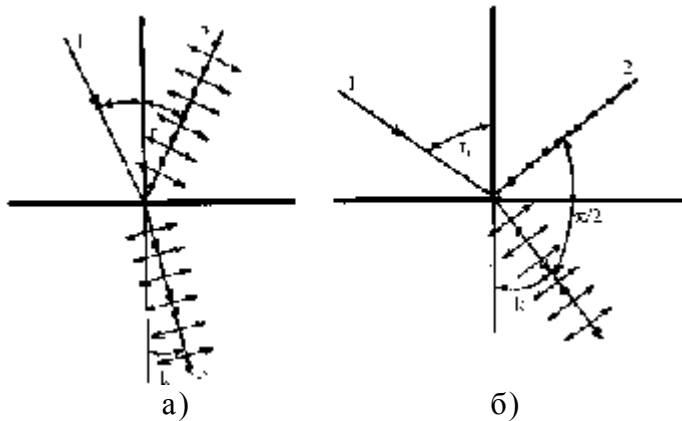


Рис. 15 2

відношення (15.1) називають законом Брюстера, а кут r_B – кутом Брюстера або кутом повної поляризації. Легко перевірити, що при падінні світла під кутом Брюстера відбитий і заломлений промені взаємно перпендикулярні (рис. 15.2, б).

Як уже відмічалось, при падінні світла під кутом Брюстера поляризація заломлених променів максимальна, але далеко не повна (для звичайного скла вона складає біля 15 %). Якщо заломлені і, значить, частково поляризовані промені піддати другому, третьому і т. д. заломленням, то ступінь поляризації заломлених променів зростає і при проходженні їх через 8-10 пластинок заломлені промені практично будуть повністю поляризовані. Таким чином група пластинок, яку прийнято називати стопою Столетова, може служити в якості поляризатора.

Фізична суть явищ, які призводять до поляризації відбитого і заломленого променів, заключається в наступному. Нехай на межі поділу двох середовищ (наприклад, повітря–скло) (рис. 12.3, а) падає промінь природного світла 1. На межі поділу середовищ він поділяється на два промені – відбитий 2 і заломлений 3.

Причиною виникнення в точці О відбитого і заломленого променів є взаємодія падаючого світла із

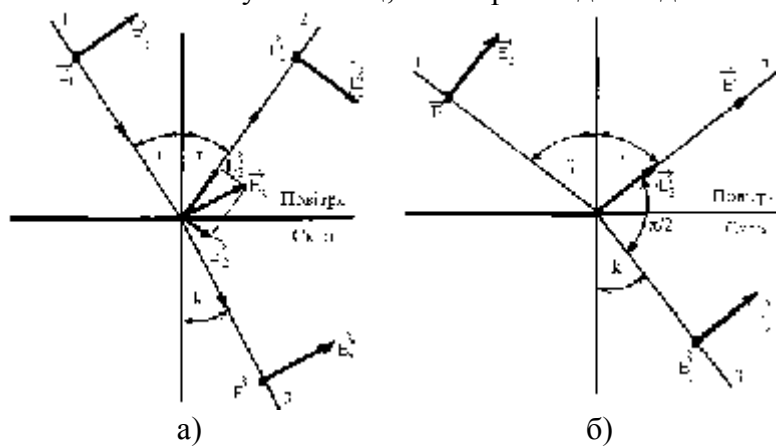


Рис. 15 3

середовищем. Падаюча світлова хвиля, проникнувши в діелектрик (в нашому випадку скло), заставляє електричні заряди, які входять до складу атомів, здійснювати вимушені коливання. Заряди, які здійснюють вимушені коливання, випромінюють електромагнітні (світлові) хвилі, які прийнято називати вторинними. Поза діелектриком вторинні хвилі, накладаючись одна на одну, дають відбиту хвилю. Всередині діелектрика вторинні хвилі, складаючись із падаючою (первинною), дають заломлену хвилю.

Відомо, що хаос всіх можливих напрямків коливань електричного вектора в природному світлі можна замінити сукупністю двох різних взаємно перпендикулярних компонент. Нехай вектор $\vec{E}_2$ розміщений в площині падіння, а

вектор $\vec{E}_1$ – перпендикулярно їй (від цієї компоненти на рисунку видно тільки слід у вигляді точки). Компонента електричного вектора заломленої хвилі $\vec{E}_1^*$,

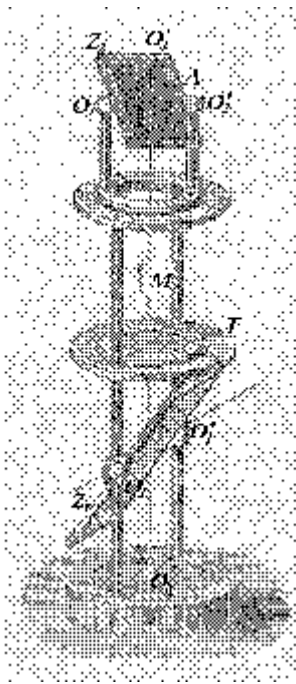


Рис. 15.4

перпендикулярна до площини падіння і паралельна $\vec{E}_1$. Але $\vec{E}_2^*$ вже не паралельна $\vec{E}_2$, оскільки заломлений промінь не паралельний падаючому. При цьому істотно, що вектори $\vec{E}_1^*$ і $\vec{E}_2^*$ нерівноправні по відношенню до відбитого променя: вектор $\vec{E}_1^*$ поперечний по відношенню до площини падіння і може з однаковою імовірністю поширюватися як в заломленому, так і у відбитому променях ($\vec{E}_1^*$ і $\vec{E}_1'$). Цього не можна сказати про вектор $\vec{E}_2'$. Розкладемо вектор $\vec{E}_2'$ в свою чергу на компоненти $\vec{E}_2''$ і $\vec{E}_2$. Внаслідок поперечності світлових хвиль тільки $\vec{E}_2$ може поширюватись у відбитому промені. В той же час для поширення компоненти $\vec{E}_2^*$ у заломленому промені перешкод немає. Звідси і випливає, що і відбитий і заломлений промені частково поляризовані, причому переважаючий напрямок коливань вектора $\vec{E}$ у відбитому світлі перпендикулярний площині падіння ($\vec{E}_1$), а

в заломленому – лежить в цій площині ($\vec{E}_2$). Особливий інтерес представляє випадок, показаний на рис. 15.3, б, коли кут між відбитим і заломленим променями складає $\pi/2$. В цьому випадку $\vec{E}_2'$ співпадає з напрямком відбитого променя і, значить, зовсім не може поширюватися в цьому напрямку. Відбитий промінь повністю поляризований. Поляризація заломленого променя при цьому максимальна, але далеко не повна. Кут i_B , як уже відмічалось вище, в цьому випадку називають кутом Брюстера. Для звичайного скла кут Брюстера складає $\sim 57^\circ$.

Оскільки $r_6 + k = \pi/2$, то $\sin k = \cos r_6$. Використавши рівність $\frac{\sin r_6}{\sin k} = n_{12}$, отримаємо умову для визначення кута Брюстера даного матеріалу: $\tan r_6 = n_{12}$.

Як експериментально переконатись, що світло, яке відбилось під кутом Брюстера, дійсно лінійно поляризоване? Для цього можна скористатись іншою такою ж плоскопаралельною пластинкою (наприклад скляною), розмістивши її на шляху первинно відбитого променя також під кутом Брюстера, але в такому положенні, щоб компонента, яка лежала в площині падіння, стала перпендикулярною до неї. Якщо пластинки в такий спосіб розміщені досить точно, то інтенсивність світла відбитого від другої пластинки рівна нулю. Повернувши другу пластинку на 90° навколо осі, яка співпадає з напрямком променя між пластинками, отримаємо паралельне розміщення пластинок. При цьому інтенсивність двічі відбитого променя максимальна. На цьому принципі працює незаслужено забутий поляризаційний прилад Неренберга (рис. 15.4), який легко виготовити вчителю фізики з учнями в школі.

Поляризація при подвійному променезаломленні. При проходженні світла через деякі кристали світловий промінь розділяється на два промені. Це явище отримало назву **подвійного променезаломлення** і було відкрито в 1670 році Еразмом Бартоліном на ісландському шпаті (CaCO_3). При подвійному променезаломленні один із променів задовільняє закону заломлення і лежить в одній

площині з падаючим променем і нормаллю. Цей промінь називають звичайним і на рисунках його позначають буквою o . Для іншого променя, який називають **незвичайним** (його позначають буквою e), відношення $\frac{\sin r}{\sin k} = n_{21}$ не залишається сталим при зміні кута падіння. Крім цього, незвичайний промінь не лежить, як правило, в одній площині з падаючим променем і нормаллю до заломлюючої поверхні.

У будь-якого кристала, який володіє властивістю подвійного промене-заломлення, існує по крайній мірі один напрямок, вздовж якого звичайний і незвичайний промені поширюються не розділяючись і з однаковою швидкістю. Цей напрямок називається **оптичною віссю кристала**. Будь-яка площина, яка проходить через оптичну вісь, називається **головним перерізом або головною площиною кристала**.

Дослідження звичайного і незвичайного променів показали, що обидва промені повністю поляризовані у взаємно перпендикулярних напрямках (рис. 15.5). Площина коливань звичайного променя перпендикулярна до головного

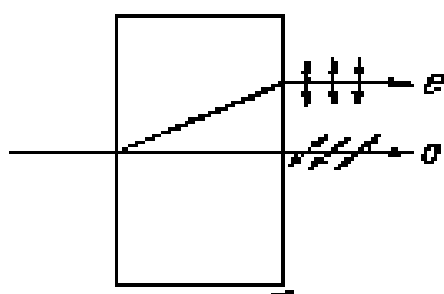


Рис. 15.5

перерізу кристала. В незвичайному промені коливання світлового вектора здійснюється в площині, яка співпадає з головним перерізом. Після виходу із кристала обидва промені відрізняються один від одного тільки напрямком поляризації.

Подвійне променезаломлення можна використати для перетворення природного світла в поляризоване, оскільки обидві компоненти лінійно поляризовані. Після виходу із кристала обидва промені (звичайний і незвичайний) поширюється паралельно.

Залишається один з них закрити, і задача, здається, розв'язана.

Однак цей простий розв'язок наштовхується на великі труднощі. Справа в тому, що лінійне розходження променів дуже мале, внаслідок чого розділити їх не так просто.

Ніколь вперше запропонував пристрій, в якому використовується не лінійне розходження променів, а відмінність їх показників заломлення. Цей пристрій отримав назву **призми Ніколя** (часто його називають просто **ніколем**). Принцип, запропонований Ніколем, став одним із основних в конструкції поляризаційних оптичних приладів.

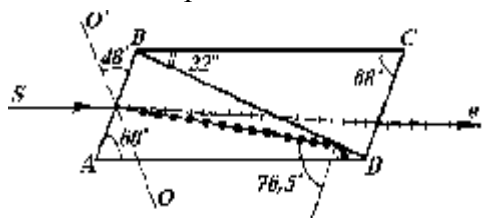


Рис. 15.6

Схематичне зображення призми Ніколя наведене на рис. 15.6. Вона являє собою призму із ісландського шпату, яка розрізана по малій діагоналі і склеєна канадським бальзамом.

Показник заломлення канадського бальзаму ($n_{к.б} = 1,551$) має проміжне значення між показником заломлення звичайного ($n_o = 1,658$) і незвичайного ($n_e = 1,486$) променів в призмі ($n_o > n > n_e$). Тому на межі склеюючого прошарку звичайний промінь падає із більш оптично густого середовища на менш оптично густе і при відповідно вибраному куті падіння спостерігається його повне внутрішнє відбивання, тобто через призму звичайний промінь не проходить. Після відбиття від канадського бальзаму він попадає на зачорнену бокову поверхню і поглинається. Незвичайний промінь при будь-якому куті падіння проходить крізь призму. Таким чином, із призми виходить лінійно поляризоване світло.

Крім призми Ніколя існує ще ряд різних поляризаційних призм.

Призма Аренса – це три призми з ісландського шпату, склеєні канадським бальзамом, як це показано на рис. 15.7. Перевага цієї призми над призмою Ніколя полягає в тому, що вона володіє високою поляризуючою здатністю і великим робочим полем.

Інший тип поляризаційних призм, на відміну від вище згаданих, пропускають не один із променів, які утворились в кристалі, а обидва, але розводять їх під можливо великим кутом.

До таких призм відноситься **призма Волластона** (рис.15.8). Складається вона із двох кусків ісландського шпату, які вирізані паралельно оптичній

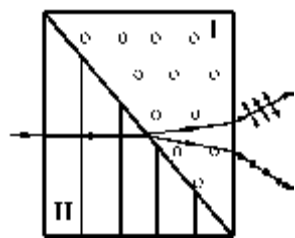


Рис. 15.8

осі і склеєні так, щоб їхні осі були взаємно перпендикулярні. Оптична вісь призми I перпендикулярна до площини рисунка, а оптична вісь призми II паралельна йому.

Промінь світла, який падає на вхідну поверхню призми II поширюється в ній без роздвоєння, оскільки обидва промені, звичайний і незвичайний, поширюються в ній в одному напрямку але з різними швидкостями. Переходячи з призми II в призму I промені міняються місцями: звичайний промінь стає незвичайним і навпаки. Таким чином, один промінь (звичайний в призмі II) переходить з середовища з показником заломлення n_o в середовище з показником заломлення n_e , інший (незвичайний в призмі II) – із середовища з n_e в середовище з n_o . У ісландського шпату $n_o > n_e$. Значить, перший промінь переходить із оптично більш густого середовища в оптично менш густе, другий – навпаки. В результаті один промінь на межі заломиться вліво, а другий настільки ж вправо і з призми симетрично вийдуть два лінійно поляризовані промені.

В деяких кристалах, які володіють подвійним променезаломленням один із променів поглинається сильніше. Це явище отримало назву **дихроїзму**. Сильним дихроїзмом володіє кристал турмаліну, в якому звичайний промінь в багато разів сильніше поглинається, ніж незвичайний. Пластинка турмаліну товщиною в 1 мм практично пропускає тільки незвичайний промінь, повністю поглинувши звичайний. Така пластинка турмаліну може служити поляризуючим пристроєм (**поляризатором**).

Ще яскравіше виявляють дихроїзм кристали сірчано-кислого йод-хініну (герапатиту), які при товщині 0,3 мм повністю поглинають один із променів. Кристали герапатиту дуже малі. Тому, щоб побудувати поляризатор з великою площею поверхні, застосовують целулоїдні плівки, в які введено велике число однаково орієнтованих кристаликів герапатиту. Такі плівки називають **поляроїдами**.

Закон Малюса. Як відмічалось вище, прилади, які призначені для отримання лінійно поляризованого світла, називають поляризаторами. Для аналізу ступеня поляризації світла використовують ті ж самі пристрої, що і для отримання лінійно поляризованого світла. В цьому випадку їх називають **аналізаторами**.

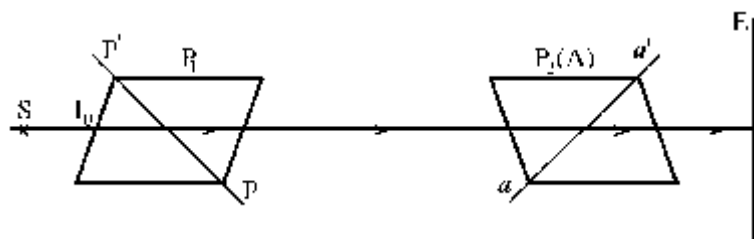


Рис. 15.9

Нехай на шляху пучка природного світла розміщений поляризатор (поляроїд) P_1 (рис. 15.9). Вийшовши із нього, світло стає лінійно поляризованим. Далше воно падає на поляроїд P_2 (аналізатор) і,

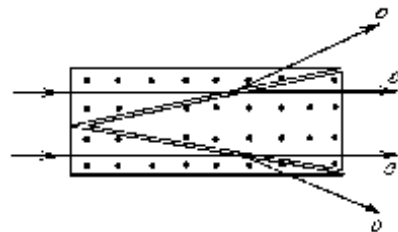


Рис. 15.7

пройшовши через нього, попадає на екран Е. Експерименти показують, що інтенсивність світла при проходженні його через поляризатор P_1 не змінюється при обертанні поляризатора навколо напрямку поширення променя. Це є прямим наслідком того, що в природному світлі жодний із напрямків коливань вектора $\vec{E}$ не переважає. Очевидно, що інтенсивність світла після проходження через поляризатор

$$I_P = \frac{1}{2} k_P I_0, \quad (15.2)$$

де I_0 – інтенсивність падаючого природного світла, k_P – коефіцієнт прозорості поляризатора.

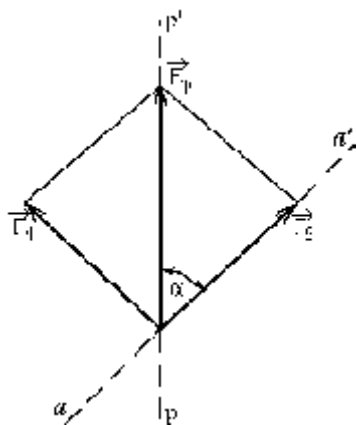


Рис. 15.10

Інтенсивність поляризованого світла, яке пройшло через аналізатор, залежатиме від кута α між головними площинами аналізатора ($a-a'$) і поляризатора ($p-p'$) (рис. 15.10). Нехай $\vec{E}_P$ – амплітуда електричного вектора лінійно поляризованого променя, який пройшов через поляризатор. Вектор $\vec{E}_P$ коливається в напрямку оптичної осі поляризатора. На вході в аналізатор цей вектор розкладається на два вектори $\vec{E}_1$, який перпендикулярний до головної площини аналізатора, і $\vec{E}_2$, який паралельний головній площині аналізатора. Із рис. 15.10 маємо:

$$\vec{E}_1 = \vec{E}_P \sin \alpha, \quad \vec{E}_2 = \vec{E}_P \cos \alpha. \quad (15.3)$$

Вектор $\vec{E}_1$ не пройде через аналізатор оскільки він перпендикулярний до головної площини аналізатора. Повністю пройде через аналізатор вектор $\vec{E}_2$. Якщо аналізатор повністю прозорий, то амплітуда E_a електричного вектора для світла, яке пройшло через аналізатор, буде рівна

$$E_a = E_2 = E_P \cos \alpha. \quad (15.4)$$

Оскільки інтенсивність світла I пропорційна квадрату амплітуди ($I \sim E^2$), то із співвідношення (15.4) отримаємо:

$$I_a = I_P \cos^2 \alpha. \quad (15.5)$$

В загальному випадку в праву частину формули (15.5) треба ще ввести коефіцієнт прозорості аналізатора, тоді формула (15.5) набуде вигляд:

$$I_a = I_P k_a \cos^2 \alpha. \quad (15.6)$$

Співвідношення (15.5) і (15.6) носять назву **закону Малюса**. Експериментально цей закон було підтверджено Араго.

При $\alpha = 0$, тобто коли головні площини поляризатора і аналізатора співпадають, $\cos^2 \alpha = 1$, тоді $I_a = I_P$, тобто освітленість екрану (рис. 15.9) буде найбільша. В цьому випадку говорять, що поляризатор і аналізатор паралельні.

При $\alpha = 90^\circ$, тобто коли головні площини поляризатора і аналізатора взаємно перпендикулярні, $\cos^2 \alpha = 0$ і освітленість екрану (рис. 15.9) відсутня. В цьому випадку говорять, що поляризатор і аналізатор схрещені.

Якщо в формулу (15.6) замість I_P підставити його значення із формули (15.2), то формула (15.6) запишеться так:

$$I_a = \frac{1}{2} k_P k_a I_0 \cos^2 \alpha \quad (12.7)$$

Вище було відмічено, що світло в якому коливання одного напрямку переважають над коливаннями інших напрямків, називають **частково поляризованим**. Частково поляризоване світло завжди можна уявити (по крайній

мірі формально) як сукупність природного і лінійно поляризованого світла. Якщо пропустити частково поляризоване світло через поляризатор, то при повертанні приладу навколо напрямку поширення променя інтенсивність світла на виході із поляризатора буде змінюватись в межах від $I_{\max}$ до $I_{\min}$, причому перехід від $I_{\max}$ до $I_{\min}$ і навпаки буде здійснюватись при повороті приладу на кут рівний $\alpha \square = 90^\circ$.

Частково поляризоване світло характеризується величиною, яку називають **ступенем поляризації Р**. Ступінь поляризації визначається формулою:

$$P = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}. \quad (12.8)$$

Для лінійно поляризованого світла $I_{\min} = 0$, значить $P = 1$ ($P = 100\%$). Для природного світла $I_{\min} = I_{\max}$, а $P = 0$.

Опис установки

Установку збирають на оптичній лаві. На одному кінці лави 1 розміщують джерело світла 3 (лампу розжарювання), що підключається до регулятора напруги ВП-1, що живиться від мережі 220 В. Регулятор напруги дозволяє плавно змінювати яскравість джерела світла.

В якості поляризатора використовується поляроїд 3, поміщений в оправу з лімбом 4 (ціна поділки шкали 1°) для відліку кута повороту поляроїда навколо горизонтальної осі.

В якості аналізатора в різних вправах використовують такий же поляроїд 5, або чорне дзеркало 6, або стопу Столетова. Чорне дзеркало і стопа пластин закріплені на зовнішній частині горизонтального столика, яка може повертатися навколо вертикальної осі і нерухомої центральної частини столика. Поворот здійснюють за допомогою рифленого кільця 8 на бічній поверхні столика. Центральна частина 9 столика встановлена на стойці 10 рейтера і може бути закріплена в ньому за допомогою затискного гвинта 11.

Для вимірювання інтенсивності відбитого від чорного дзеркала (стопи) чи того, що пройшло через стопу світла використовуються фотоелементи 12, закріплені на кронштейнах 13, які незалежно від столика також можуть повертатися навколо вертикальної осі. Кути повороту чорного дзеркала (стопи) і фотоелемента відлічуються за допомогою лімба 14 столика з ціною поділки шкали 1° . Для вимірювання інтенсивності світла, що пройшло через поляроїди, використовується фотоелемент 15, закріплений на окремому рейтері. Використовуваний в процесі вимірювання фотоелемент підключають до мікроамперметра УРФ, що живиться від мережі 220 В. Мікроамперметр з'єднаний з шунтами для перемикання діапазону вимірювань струму.

Порядок виконання роботи

Вправа 1

Вивчення закону Малюса

1. Встановлюють на оптичній лаві прилади в наступній послідовності: джерело світла, два рейтера з поляроїдами і рейтер з фотоелементом. Перший поляроїд є поляризатором, другий – аналізатором.
2. Зсувають прилади до мінімально можливої відстані між ними і регулюють їх по висоті так, щоб центри вихідного вікна освітлювача, поляроїдів і тубуса фотоелемента розташовувались на одній горизонтальній прямій, паралельній оптичній лаві. Площини вихідного вікна освітлювача, поляроїдів і фотоелемента повинні бути перпендикулярні до оптичної лави.
3. Збільшують відстань між освітлювачем і фотоелементом до 20-30см. Поляроїди встановлюють між ними довільним чином. Стрілку на оправі аналізатора суміщають з нулем шкали.
4. Підключають джерело світла до регулятора напруги, а фотоелемент до мікроамперметра. Регулятор напруги і мікроамперметр під'єднують до мережі з напругою 220 В.

5. Замикають коло джерела світла натисненням кнопки «Сеть» на панелі регулятора напруги. Обертанням ручки на панелі приладу регулюють яскравість джерела.
6. Вмикають у вимірювальне коло фотоелемент натисненням кнопки «Сеть» на панелі мікроамперметра. Масштаб шкали мікроамперметра встановлюють натисненням клавіші на панелі. В процесі вимірювання слідкують за тим, щоб стрілка приладу не виходила за межі його шкали.
7. Обертаючи поляризатор, добиваються максимальної величини інтенсивності світла, що пройшло через обидва поляроїда. Цьому відповідає максимальна величина фотоструму $i_{\max}$, що вимірюється мікроамперметром.
8. Встановлюють шкалу мікроамперметра так, щоб при максимальному фотострумі $i_{\max}$ стрілка мікроамперметра знаходилась в межах останньої чверті його шкали. Якщо необхідно, ще раз регулюють яскравість джерела і переміщують фотоелемент вздовж оптичної лави.
9. Повертають аналізатор в межах від 0^0 до 180^0 і через кожні 10^0 відмічають покази фотоструму i . Заповнюють таблицю 1.

Таблиця 1

Кут повороту аналізатора, α	$\cos \alpha$	$x = \cos^2 \alpha$	Фотострум i (мкА)

10. Вмикають джерело світла і мікроамперметр натисненням кнопки «Сеть» на панелі приладів.
11. Будують графік залежності фотоструму i від $x = \cos^2 \alpha$

Вправа 2

Дослідження відбивання поляризованого і природного світла від межі діелектрика. Визначення показника заломлення діелектрика за кутом Брюстера.

1. На оптичній лаві встановлюють освітлювач, поляроїд і чорне дзеркало.
2. Юстують прилади так, щоб центри вихідного вікна освітлювача, поляроїда і тубуса фотоелемента розташовувались на одній висоті. Площина вихідного вікна освітлювача і поляроїда повинні бути перпендикулярні до оптичної лави.
3. Підключають фотоелемент до мікроамперметра.
4. Вмикають в мережу джерело світла і мікроамперметр натисненням кнопок «Сеть» на панелі приладів.
5. Звільнивши затискний гвинт 11 (див.рис.9) на стойці рейтера зі столиком і чорним дзеркалом, повертають столик так, щоб мітка на центральній частині столика вказувала напрям падаючого променя. Встановивши таким чином столик, фіксують його положення затискним гвинтом 11 на стійці рейтера. При суміщенні нуля на лімбі з міткою на столику падіння променя на чорне дзеркало буде нормальним.
6. Поворотом навколо вертикальної осі встановлюють чорне дзеркало так, щоб промінь світла ковзав вздовж чорного дзеркала, при цьому кут падіння променя на дзеркало рівний 90^0 . Повертають кронштейн з фотоелементом і встановлюють його так, щоб промінь, що ковзає вздовж чорного дзеркала, потрапляв на фотоелемент. При цьому покази мікроамперметра будуть максимальні і не будуть залежати від кута повороту поляроїда. Записують цей показ мікроамперметра ℓ_0 , який пропорційний інтенсивності світла, що виходить з поляроїда.
7. Встановлюють чорне дзеркало так, щоб падаючий на нього промінь світла складав кут $\varphi = 80^0$ з нормаллю до його поверхні. При цьому поділка лімба, рівна 80^0 , повинна знаходитись проти мітки на столику. Повертають кронштейн з фотоелементом і встановлюють його так, щоб вказівник на кронштейні фотоелемента знаходився проти

поділки лімба, що відповідає куту $\varphi = 80^\circ$ по інший бік від 0° (кут відбивання дорівнює куту падіння).

8. Обертаючи поляроїд навколо горизонтальної осі і слідкуючи за стрілкою мікроамперметра, добиваються мінімального значення фотоструму. Мінімум фотоструму вказує на те, що напрям коливань вектора $\vec{E}$ в падаючому промені лежить в площині падіння (р-компоненти). Записують величину фотоструму I_p і покази на шкалі поляроїда α , що стоїть навпроти вертикальної стрілки на його оправі.

9. Проробляють пункти 7 і 8 для кутів падіння φ в інтервалі від 80° до 5° через кожні 5° . Після закінчення вимірювань вимикають освітлювач і мікроамперметр за допомогою кнопок «Сеть» на панелі приладів. Заповнюють таблицю 2

Таблиця 2

Кут падіння φ	Кут повороту поляризатора α	Середнє значення α_{cp}	Фотострум I_p (мкА)	Коефіцієнт відбивання $\rho_p = \frac{I_p}{I_0}$

10. Будують графік залежності коефіцієнта відбивання р-компоненти поляризованого світла

$\rho_p = \frac{I_p}{I_0}$ від φ , при якому інтенсивність світла буде мінімальною. Розраховують середнє

значення кута повороту поляризатора α_{cp} і заносять це значення в таблицю 2.

11. За формулою (1) визначають показник заломлення матеріалу, з якого виготовлене дзеркало.

12. Повертають поляроїд так, щоб вертикальна мітка на його оправі показувала на поділку α лімба, що рівне $\alpha_{cp} + 90^\circ$. В інтервалі кутів падіння променів $\varphi = 10^\circ \dots 80^\circ$ через кожні 10° знімають залежність фотоструму I_s , що відповідає відбитій від чорного дзеркала s – компоненті падаючого світла з коливаннями вектора $\vec{E}$ в площині падіння. Після закінчення вимірювань прилади вимикають. Для всіх кутів φ розраховують коефіцієнт відбивання

$\rho_s = \frac{I_s}{I_0}$. Дані заносять в таблицю 3. Будують графік залежності ρ_s від φ .

Таблиця 3

Кут падіння φ	Фотострум I_s , (мкА)	Коефіцієнт відбивання $\rho_s = \frac{I_s}{I_0}$

13. Забирають поляроїд і досліджують залежність коефіцієнта відбивання природного світла

$\rho_e = \frac{I_e}{I_{e0}}$, від чорного дзеркала в інтервалі кутів падіння $\varphi = 10^\circ \dots 80^\circ$ через кожні 10° . Струм

I_{e0} що відповідає інтенсивності природного світла, що падає на чорне дзеркало і визначається як і струм I_0 в п.6, але без поляроїда. При вимірюваннях користуються шунтами мікроамперметра і слідкують за тим, щоб стрілка приладу не виходила за межі шкали. Після закінчення вимірювань, прилади вимикають.

За даними вимірювань заповнюють таблицю 4.

Будують графік залежності коефіцієнта відбивання природного світла ρ_e від кута падіння.

Таблиця 4

Кут падіння φ	Фотострум I_e , (мкА)	Коефіцієнт відбивання $\rho_e = \frac{I_e}{I_{e0}}$

Вправа 3

Вивчення поляризованого світла за допомогою стопи Столетова

1. На оптичній лаві встановлюють освітлювач, поляроїд і стопу Столетова. Прилади юстують так само, як і у вправі 2.
2. Підключають фотоелемент, встановлений на столику разом зі стопою Столетова, до мікроамперметра. Вмикають в мережу освітлювач і мікроамперметр натисненням кнопок «Сіть» на панелі приладів.
3. Встановлюють на шкалі поляризатора $\alpha = \alpha_{\text{ср}}$, отримане у вправі 2.
4. Повертаючи стопу Столетова навколо вертикальної осі, встановлюють її так, щоб промінь світла, який падає з поляризатора складав кут $\varphi = 5^\circ$ з нормаллю до поверхні стопи.
5. Повертають кронштейн з фотоелементом так, щоб відбите світло (кут падіння дорівнює куту відбивання) попадав у фотоелемент. Визначають за мікроамперметром $I_{\text{від}}^{(p)}$ і заносять цей показ в таблицю 5.
6. При цьому ж куті падіння $\varphi = 5^\circ$ повертають кронштейн з фотоелементом так, щоб світло, що пройшло через стопу, потрапляло на фотоелемент. Визначають за мікроамперметром $I_{\text{пр}}^{(p)}$ і заносять це значення у таблицю 5.
7. Проробляють п.п.4,5 і 6 для $\varphi = 10^\circ, 15^\circ \dots 85^\circ$ і заповнюють таблицю 5.
8. Встановлюють на шкалі поляризатора кут $\alpha = \alpha_{\text{ср}} + 90^\circ$
9. Проробляють п.п.4,5,6, і 7 для цього випадку, вимірюючи $I_{\text{пр}}^{(s)}$ і $I_{\text{від}}^{(s)}$
10. Відключають освітлювач і мікроамперметр від мережі.
11. За даними табл. 5 будують графіки залежності $I_{\text{пр}}^{(p)}$ і $I_{\text{від}}^{(p)}$ від кута падіння φ для р-компоненти поляризованого світла, а також графіки залежності $I_{\text{пр}}^{(s)}$ і $I_{\text{від}}^{(s)}$ від кута падіння φ для s-компоненти поляризованого світла.
12. За даними графіками знаходять і визначають показник заломлення скла, з якого виготовлена стопа.

Таблиця 5

Кут падіння φ	Фотострум (р) $I_{\text{від}}$, мкА	Фотострум (р) $I_{\text{пр}}$, мкА	Фотострум (s) $I_{\text{від}}$, мкА	Фотострум (s) $I_{\text{пр}}$, мкА

Контрольні запитання

1. Які хвилі називаються поперечними? Поздовжніми?
2. Які світлові хвилі називають лінійно поляризованими?
3. Яка відмінність природного світла від лінійно поляризованого?
4. Який зміст поняття – поляризація?
5. Чи можна поляризувати поздовжні хвилі? Якщо так (ні), то чому?
6. Що називають площиною коливань (площиною поляризації) лінійно поляризованого світла?
7. Яке світло називають частково поляризованим? Чим воно відрізняється від природного світла?
8. Який оптичний прилад називають поляризатором (аналізатором)?
9. Чому для отримання лінійно поляризованого світла використовують діелектричні, а не металічні плоскопаралельні пластинки?

10. Поясніть явище утворення лінійно поляризованого світла при відбиванні і заломленні світла на межі середовищ: повітря–скло.
11. Покажіть, що при виконанні умови відбитий і заломлений промені взаємно перпендикулярні.
12. В чому суть явища дихроїзму кристала? Наведіть приклади.
13. Яке явище називають явищем подвійного променезаломлення?
14. Що таке призма Ніколя? Для чого вона використовується?
15. Чому для виготовлення призми Ніколя використовується ісландський шпат і канадський бальзам?
16. Що таке призма Волластона і для чого вона використовується?
17. В якому випадку говорять, що поляризатори схрещені?
18. Чи можна в якості аналізатора використати скляну пластинку? Якщо можна, то як? Якщо ні, то чому?
19. Чому рівна інтенсивність природного світла при проходженні його через поляризатор? Обґрунтуйте сказане.
20. Чому рівна інтенсивність поляризованого світла після проходження його через аналізатор?
21. Як можна експериментально перевірити закон Малюса? Які необхідні для цього прилади і які величини необхідно виміряти?

Лабораторна робота №13

Вивчення гелій-неонового лазера і визначення довжини хвилі випромінювання лазера ЛГ-44



Мета: Вивчити будову і принцип роботи гелій-неонового лазера та визначити довжину хвилі випромінювання лазера ЛГ-44.

Прилади та матеріали: Гелій-неонові лазери: ЛГ-31, ЛГ-44, дифракційна решітка ($d = 0,01 \text{ мм}$), набір по поляризації світла, екран переносний, вимірювальна лінійка.

Теоретичні відомості та опис приладів

Оптичні квантові генератори (лазери), які з'явилися на початку 60-х років, отримали широке поширення як джерела випромінювання, що працюють в оптичному діапазоні частот. Термін “лазер” утворений із початкових букв англійського словосполучення – “підсилення світлових коливань за допомогою індукованого випромінювання”. Великий прогрес в області квантової електроніки зумовлений позитивними якостями лазерного випромінювання, яке володіє високою часовою і просторовою когерентністю, монохроматичністю і напрямленістю. Можливість ефективного його фокусування дозволяє отримати надзвичайно велику густину енергії в світловому пучку. Ці можливості лазерів мають істотне значення для розвитку таких галузей радіотехніки як локація, навігація, зв'язок, телебачення, обчислювальна техніка тощо. Відоме також технічне застосування лазерів.

1. Спонтанне і вимушене випромінювання коливань

В основі роботи лазера лежать три фундаментальні явища, які мають місце при взаємодії електромагнітних хвиль з речовиною, зокрема процеси **спонтанного і вимушеного випромінювання та поглинання**.

1.1. Спонтанне випромінювання

Розглянемо у деякому середовищі два енергетичні рівні 1 і 2 з енергіями E_1 і E_2 ($E_1 < E_2$). При дальшому розгляді це можуть бути будь-які два рівні з необмеженого набору рівнів, властивих даному середовищу. Однак зручно прийняти рівень 1 за основний. Припустимо, що атом (або молекула) речовини знаходиться в початковому стані, який відповідає рівню 2. Оскільки $E_2 > E_1$, атом буде намагатися перейти на рівень 1. Отже з атома повинна виділитись енергія, яка рівна різниці енергій $E_2 - E_1$. Коли ця енергія звільниться у вигляді електромагнітної хвилі самовільно, то цей процес називають **спонтанним (самовільним) випромінюванням**. При цьому частота випроміненої хвилі визначається за формулою (отриманої Планком)

$$\nu_{21} = \frac{E_2 - E_1}{h}, \quad (16.1)$$

де h – стала Планка. Таким чином, спонтанне випромінювання характеризується випромінюванням фотона з енергією

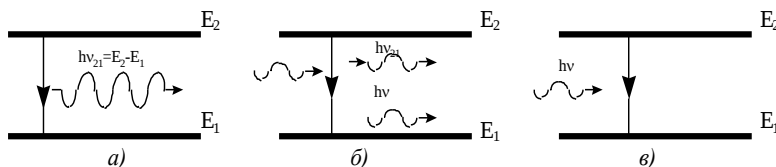


Рис. 16.1

$$h\nu_{21} = E_2 - E_1, \quad (16.2)$$

при переході атома з рівня 2 на рівень 1 (рис 16.1, а).

Характерною особливістю

спонтанних переходів є те, що вони не пов'язані з впливом яких-небудь зовнішніх змінних полів на атомну систему. Причиною спонтанних переходів є внутрішні збурення, флуктуації в квантових системах, природа яких ще достатньо не розкрита. При спонтанному випромінюванні окремі атоми випромінюють незалежно один від одного, і окремі акти випромінювання не зв'язані в часі, тому поляризація і напрямок випромінювання електромагнітних хвиль можуть бути будь-якими. Звідси випливає висновок – спонтанне випромінювання по відношенню до зовнішнього поля буде **не когерентним, шумовим, ненаправленим**.

Імовірність спонтанного випромінювання можна визначити слідуєчим чином. Припустимо, що в момент часу t на рівні 2 знаходиться N_2 атомів (в одиниці об'єму). Швидкість переходу $\left(\frac{dN_2}{dt}\right)_{cn}$ цих атомів внаслідок спонтанного випромінювання на нижній рівень, очевидно пропорційна N_2 . Значить можна записати, що

$$\left(\frac{dN_2}{dt}\right)_{cn} = -AN_2, \quad (16.3)$$

де A – характеризує імовірність спонтанного випромінювання і називається **коефіцієнтом Ейнштейна**. (Вираз для A вперше був отриманий Ейнштейном із термодинамічних міркувань). Величину $\tau_{cn}=1/A$ називають **спонтанним часом життя**. Чисельні значення величин A і τ_{cn} залежать від конкретного переходу, який бере участь у випромінюванні.

1.2. Вимушенне випромінювання

Припустимо знову, що атом в початковому стані знаходиться на верхньому рівні 2 і на речовину падає електромагнітна хвиля з частотою, яка визначається виразом (13.1). Оскільки частоти падаючої хвилі і випромінювання, зв'язаного з атомним переходом, рівні одна одній, то існує скінченна імовірність того, що падаюча хвиля викличе перехід атома з рівня 2 на рівень 1 ($2 \rightarrow 1$) (рис 16.1, б). При цьому різниця енергій $E_2 - E_1$ виділиться у вигляді електромагнітної хвилі, яка додається до падаючої. Це і є явище **вимушеного випромінювання**. Його ще називають **індукованим або стимульованим випромінюванням**.

Існує важлива особливість вимушеного випромінювання: **вторинний фотон, який виникає в результаті переходу, не відрізняється від того фотона, який стимулював цей перехід**. Обидва фотони характеризуються однаковими параметрами: **при вимушеному випромінюванні частота, напрямок поширення і стан поляризації індукованого випромінювання точно співпадають з частотою, напрямком поширення і поляризацією довідного електромагнітного поля, яке викликало це випромінювання і співфазні з ним, тобто фази вимушуючих і випромінених квантів жорстко зв'язані**. Звідси випливає, що оскільки первинні і вторинні фотони невіддільні то зрозуміло, що таке випромінювання набуває властивостей **монохроматичності, когерентності і напрямленості**.

Процес вимушеного випромінювання також можна описати за допомогою рівняння:

$$\left(\frac{dN_2}{dt}\right)_{вим} = -W_{21}N_2, \quad (16.4)$$

де $(dN_2/dt)_{вим}$ – швидкість переходу $2 \rightarrow 1$ за рахунок вимушеного випромінювання, W_{21} – імовірність вимушеного переходу. Як і коефіцієнт A у виразі (16.3),

величина W_{21} також має розмірність $(\text{час})^{-1}$. Однак, на відміну від A імовірність W_{21} залежить не тільки від конкретного переходу, але й від інтенсивності падаючої електромагнітної хвилі, оскільки вимушене випромінювання може відбуватися тільки під дією зовнішнього поля. Точніше, для плоскої хвилі:

$$W_{21} = \sigma_{21} F, \quad (16.5)$$

де F – густина потоку фотонів в падаючій хвилі, σ_{21} – переріз вимушеного випромінювання. Ця величина має розмірність площі і залежить лише від характеристик даного переходу.

1.3. Поглинання

Припустимо зараз, що атом в початковому стані знаходиться на рівні 1. Якщо це основний рівень, то атом буде залишатися на ньому до тих пір, поки на нього не подіє якесь зовнішнє збурення. Нехай на речовину падає електромагнітна хвиля з частотою ν , яка визначається формулою (16.1). В такому разі існує скінченна імовірність того, що електрон перейде на верхній рівень 2. Різниця енергій $E_2 - E_1$, яка необхідна для того, щоб атом здійснив перехід, береться із енергії електромагнітної хвилі. В цьому заключається суть процесу резонансного поглинання.

За аналогією з (16.4) імовірність поглинання W_{12} визначається рівнянням:

$$\left(\frac{dN}{dt} \right)_{\text{погл}} = -W_{12} N_1, \quad (16.6)$$

де N_1 – число атомів в одиниці об'єму, які в даний момент часу знаходяться на рівні 1. Крім того, подібно до виразу (16.5) можна записати

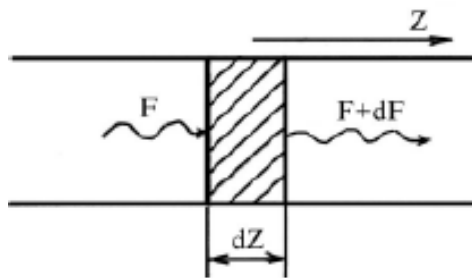
$$W_{12} = \sigma_{12} F, \quad (13.7)$$

де σ_{12} – деяка характерна площа (переріз поглинання), яка залежить лише від конкретного переходу.

2. Принцип роботи лазера

2.1. Інверсна населеність рівнів

Розглянемо в якомусь середовищі енергетичні рівні 1 і 2 з відповідними населеностями N_1 і N_2 . Нехай в цьому середовищі в напрямку осі Z поширюється плоска хвиля з інтенсивністю, яка відповідає густині потоку фотонів F .



Тоді, відповідно виразів (16.4) – (16.7), зміна густини потоку dF , яка обумовлена як процесами випромінювання, так і процесами поглинання, в шарі dZ (заштрихована область на рис. 16.2), визначається рівнянням

$$dF = \sigma F (N_2 - N_1) dZ. \quad (16.8)$$

Із рівняння (16.8) випливає, що у випадку $N_2 > N_1$ середовище веде себе, як **підсилювач** (тобто $dF/dZ > 0$), а у випадку $N_2 < N_1$ – як **поглинач**. Відомо, що при термодинамічній рівновазі населеності енергетичних рівнів описуються

статистикою Больцмана. Так, якщо N_1^0 і N_2^0 – населеності двох рівнів при термодинамічній рівновазі, то маємо:

$$\frac{N_2^0}{N_1^0} = \exp\left[-\frac{E_2 - E_1}{kT}\right] = e^{\frac{h\nu_{21}}{kT}} \quad (16.9)$$

де k – стала Больцмана, T – абсолютна температура середовища.

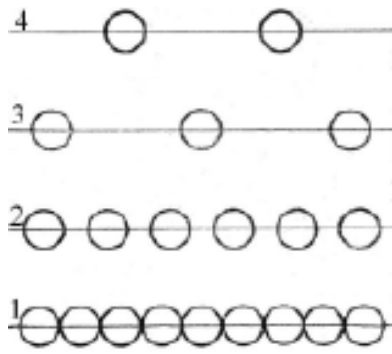


Рис. 16.3

Звідси видно, що при низьких температурах, коли $(E_1 - E_2)/(kT) \gg 1$ (випадок теплової рівноваги), виконується нерівність $N_1 \gg N_2$ і основна частина атомів знаходиться у незбудженому стані з енергією E_1 (рис. 16.3). У відповідності з (16.8) середовище поглинає випромінювання на частоті ν , що як правило спостерігається на практиці. Однак, якщо вдасться досягнути нерівноважного стану, для якого, то середовище буде діяти, як підсилювач. В цьому випадку говорять, що в середовищі існує, **інверсія* населеностей**, маючи на увазі, що різниця населеностей ($N_2 - N_1 > 0$) протилежна за знаком тій, яка існує у

звичайних умовах ($N_2^0 - N_1^0 < 0$).

Середовище, в якому здійснюється інверсія населеностей, називають **активним середовищем**.

В дворівневій системі інверсія населеностей енергетичних рівнів може бути описана за допомогою поняття **від'ємної абсолютної температури**. Припустимо, що відношення (16.9) містить визначення абсолютної температури і описує не тільки рівноважний стан із населеністю N_1^0 і N_2^0 , але і рівноважні стани з населеностями N_1 і N_2 . Тоді

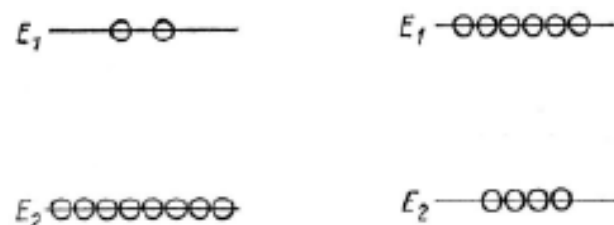
$$\frac{N_1}{N_2} = e^{\frac{h\nu_{21}}{kT}}, \quad (16.10)$$

звідси

$$T = \frac{h\nu_{21}}{k} \frac{1}{\ln\left(\frac{N_1}{N_2}\right)}. \quad (16.11)$$

Із (16.11) випливає, що при $N_1 > N_2$, коли більшість атомів знаходяться в незбудженому стані, $\ln(N_1/N_2) > 0$ і абсолютна температура T додатна. При $N_1 = N_2$, коли населеності рівнів E_1 і E_2 однакові, $\ln(N_1/N_2) = 0$ і абсолютна температура перетворюється в нескінченність. При $N_1 < N_2$, коли більшість атомів знаходяться в збудженому стані, $\ln(N_1/N_2) < 0$ і абсолютна температура від'ємна.

Таким чином, від'ємна температура є характеристикою нерівноважного стану.



*a**б*

Рис. 16.4

Привести середовище у стан інверсної населеності можна під дією енергетичних впливів – підвищення температури, освітлення, бомбардування швидкими частинками тощо. На рис. 16.4 наведена нормальна (рис 16.4, *a*) і інверсна (рис 16.4, *б*) населеності енергетичних рівнів.

2.2 Умови, необхідні для створення у середовищі інверсної населеності рівнів

Експерименти показали, що не в будь-якому середовищі можна створити стан з інверсною населеністю рівнів. Наприклад, створити інверсну населеність в системі з 2-х рівнів (дворівнева населеність) навіть шляхом тривалого освітлення речовини потужним світловим імпульсом неможливо. Це пов'язано із слідуючими причинами: по-перше, із збільшенням концентрації частинок на верхньому рівні (рівні з енергією E_2), зростає імовірність спонтанних переходів; по-друге, збуджуюче випромінювання викликає вимушене випромінювання, яке переводить частинки на нижній рівень.

Інші можливості відкриваються при використанні системи з трьома рівнями, серед яких є такі збуджені стани, в яких атоми можуть знаходитись не 10^{-8} с, а значно триваліше. Такі стани і рівні енергій, які їм відповідають називають **метастабільними**.

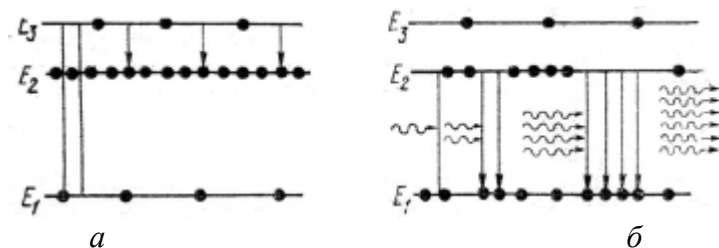


Рис. 16.5

Нехай рівень енергії E_2 (рис. 16.5, *a*) метастабільний і характеризується “часом життя” в 1000 разів більшим за “час життя” рівня E_3 ($t \sim 10^{-8}$ с).

При наявності рівня E_2 можливі спонтанні переходи із стану E_3 не тільки в основний стан E_1 , але й переходи на метастабільний рівень E_2 . Обидва

переходи супроводжуються виділенням відповідної енергії:

$$\left. \begin{aligned} E_{31} &= E_3 - E_1, \\ E_{32} &= E_3 - E_2. \end{aligned} \right\} \quad (16.12)$$

Велика різниця в тривалостях життя в станах E_3 і E_2 призводить до того, що під дією збуджуючих фотонів з енергією $h\nu \geq E_3 - E_1$ атоми переходять спочатку у стан E_3 , а потім випромінюючи квант з енергією $E_{32} = E_3 - E_2$, вони переходять в стан E_2 . В результаті відбувається накопичення атомів на метастабільному рівні E_2 і число їх з часом виявляється більшим за число атомів на основному рівні E_1 . Значить, в результаті з такою системою рівнів під дією збуджуючого випромінювання $h\nu \geq E_3 - E_1$ може бути створена інверсна населеність рівнів.

Якщо направити в попередньо підготовлену таким чином речовину квант електромагнітного випромінювання $h\nu_{21} = E_2 - E_1$, то внаслідок явища індукованого випромінювання відбудеться підсилення світла, що умовно показано на рис 16.5, *б*. Число випромінених фотонів збільшується в геометричній прогресії. На виході підсилювача світла фотонів більше, ніж на вході, або, що теж саме,

амплітуда електромагнітних коливань зростає пропорційно числу індукованих переходів.

Система атомів з інверсною населеністю рівнів здатна не тільки підсилювати, але й генерувати електромагнітне випромінювання. Для роботи в режимі генератора необхідний додатковий зворотний зв'язок, при якому частина сигналу з виходу пристрою подається на його вхід. Для цього активне середовище, в якому створюється інверсна населеність рівнів, розміщується в резонаторі, який складається з двох паралельних дзеркал. Якщо в результаті одного із спонтанних переходів атомів з метастабільного рівня на основний виникає фотон з енергією $h\nu_{21} = E_2 - E_1$, то при поширенні його в бік одного із дзеркал фотон викликає індуковане випромінювання і до дзеркала підходить ціла лавина фотонів з енергією $h\nu_{21}$ кожний. Після відбивання від дзеркала лавина фотонів поширюється у протилежному напрямку, водночас змушуючи висвітлюватися з метастабільного рівня збуджені атоми, які залишилися в цьому.

З квантових міркувань генерація світла повинна відбуватися при будь-якій відстані між дзеркалами. Але досвід показує, що вона виникає тільки при певній довжині L резонатора, яка кратна цілому числу півхвиль:

$$L = \frac{k\lambda}{2}. \quad (16.14)$$

За цієї умови різниця ходу між хвилею, яка виникла, і хвилею, яка відбилася від двох дзеркал, є рівною цілому числу довжин хвиль, і на виході підсилювача відбувається додавання амплітуд світлових хвиль.

Розглянутий принцип підсилення і генерації електро-магнітного випромінювання був запропонований російськими фізиками радянської доби Н.Г.Басовим і А.М.Прохоровим і одночасно американським фізиком Ч.Таунсом. За роботи в цій галузі Н.Г.Басов, А.М.Прохоров в 1959 році були нагороджені Ленінською премією і разом з Ч.Таунсом в 1964 році їм присуджена Нобелівська премія.

2.3. Будова і принцип роботи гелій-неонового лазера

Оптичний квантовий генератор (лазер) складається із двох основних частин: активного середовища і резонатора, який в свою чергу складається із двох

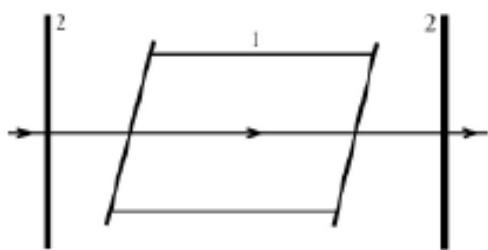


Рис. 16.6

напівпрозорих дзеркал (рис. 16.6). Активне середовище поміщається в трубку 1. Добрі дзеркала 2 для лазерів мають коефіцієнт відбивання $R \geq 0,99$. Ці дзеркала утворюють інтерферометр Фабрі-Перо і можуть мати різну форму (плоскі, сферичні, параболічні). Саме оптичний резонатор забезпечує випромінювання лазера його основні властивості – **високу напрямленість, когерентність і**

монохроматичність. Дзеркала забезпечують багатократне проходження світла через активне середовище.

Активним середовищем гелій-неонового лазера є суміш газів гелію ($p = 10^2$ Па) і неону ($p = 10$ Па), яка міститься в скляній або кварцовій трубці. За допомогою високочастотного генератора в трубці створюється газовий розряд. В плазмі газового розряду атоми гелію і неону збуджуються при непружних зіткненнях з електронами. Імовірність збудження атома на різні рівні не однакова. В деякі стани атом переходить з більшою імовірністю; якщо більшим виявляється час їх життя в цих станах, то такі стани можна використовувати в якості верхніх рівнів для створення інверсної населеності.

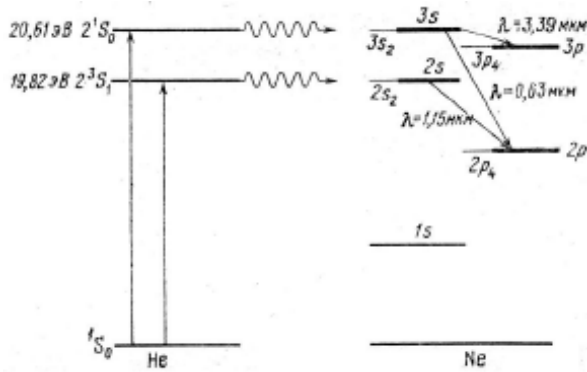


Рис. 16.7

Розглянемо механізм створення інверсної населеності рівнів в гелій-неоновому лазері, в якому робочою речовиною являються нейтральні атоми неону.

Збудження здійснюється електронним розрядом. Схема енергетичних рівнів неону наведена в правій частині (рис. 16.7). В електронному розряді при зіткненні атомів з електронами збуджуються рівні $2S$, $3S$, $2p$ і $3p$. В неоні S -стани мають більші тривалості життя (вони метастабільні),

ніж p -стани. Це, взагалі кажучи, дозволяє отримувати інверсію на переходах $2S \rightarrow 2p$ і $3S \rightarrow 3p$. Однак цьому заважає метастабільний рівень $1s$, який має достатньо тривалий час життя. Тому населяючись в зіткненнях з електронами цей рівень не дає спустошуватися рівням $2p$ і $3p$, навпаки вони заселяються за схемою $1S \rightarrow 2p$ і $1S \rightarrow 3p$, що перешкоджає отриманню інверсії.

В чистому неоні створити інверсію в неперервному режимі дуже важко. Цю трудність можна обійти якщо в електронний розряд ввести додатковий газ – донора енергії збудження. В даному випадку цим газом є гелій. Енергії двох перших збуджених метастабільних рівнів гелію 2^3S_1 і 2^1S_0 (рис.16.7) достатньо добре співпадають з енергетичними рівнями $2S$, $3S$ неону. Тому добре реалізуються умови резонансної передачі збудження за схемою:



При правильно вибраних тисках неону і гелію, можна добитися населення одного або двох станів $2S$ і $3S$ неону, яке значно перевищує заселення цих рівнів в чистому неоні, і отримати інверсну населеність цих рівнів у відношенні до станів $2p$, $3p$. Історично першою була отримана генерація на переході $2S \rightarrow 2p$ ($2s_2 \rightarrow 2p_4$) $\lambda = 1,15$ мкм. Потім була реалізована інверсія переходів $3s \rightarrow 3p$ ($3s_2 \rightarrow 3p_4$) $\lambda = 3,39$ мкм і $3S \rightarrow 2p$ ($3s_2 \rightarrow 4p_4$) $\lambda = 0,64$ мкм. Схематично ці переходи показані на рис. 16.7.

Всі три види генерації відбуваються приблизно при однакових умовах розряду і володіють аналогічними залежностями потужності генерації від параметрів і геометрії розряду. При цьому особливо важлива конкуренція генерацій на хвилях $3,39$ і $0,83$ мкм, яким відповідають переходи із спільним верхнім рівнем $3S$. Тому генерація на одній із цих хвиль послаблює генерацію на іншій. Справа ускладнюється ще й тим, що переходу $3s_2 \rightarrow 3p_4$ ($\lambda = 3,39$ мкм) відповідає підсилення в 20 дБ/м, і тому на ньому легко досягається генерація в простих, наприклад, металічних дзеркалах, а переходу $3s_2 \rightarrow 2p_4$ ($\lambda = 0,69$ мкм) відповідає невелике підсилення в $5-6$ %/м. Тому для отримання генерацій у видимій області гелій-неоновий лазер обладнується багат шаровими діелектричними інтерференційними дзеркалами, які володіють високим коефіцієнтом відбиття тільки на потрібній довжині хвилі. Переходу $2s_2 \rightarrow 2p_4$ ($\lambda = 1,15$ мкм) відповідає підсилення $10-20$ %, генерація досягається за допомогою діелектричних дзеркал.



Інший цікавий шлях отримання генерацій на різних довжинах хвиль ілюструється на рис. 16.8. Із-за дисперсії призми генерація в резонаторі, як показано на рис. 16.8, може виникати тільки на певній довжині хвилі. Повертаючи призму навколо осі, перпендикулярної до площини рисунка, можна змінити довжину хвилі λ_1 . У випадку гелій-неонового лазера цей метод дозволяє отримувати генерацію для великого числа ліній – від жовтої ($\lambda = 0,59$ мкм) до далекої червоної ($\lambda = 0,73$ мкм).

Це пов'язано з тим, що в He–Ne лазері існує значно більше лазерних переходів, ніж це зображено на рис. 16.7. Кожен із показаних на цій схемі енергетичних станів неону розщеплюється на декілька підрівнів; в свою чергу, кожен із підрівнів може служити початковим або кінцевим рівнем для декількох лазерних переходів. Всього в неоні стимульоване випромінювання спостерігається більше ніж на 130 лініях.

Порядок виконання роботи

1. Перед виконанням роботи необхідно уважно ознайомитися з інструкцією по експлуатації газового лазера і перевірити надійність заземлення. Із-за використання високої напруги (до 5000 В) слід бути гранично уважним і акуратним: така напруга **небезпечна для життя**. Включення лазера проводиться в строгій послідовності з інструкцією, яка додається до даного опису. ОКГ-дуже точне джерело монохроматичного випромінювання і вимагає обережного і акуратного обходження з ним в процесі експлуатації.

2. Встановити всі прилади на однаковій висоті таким чином, щоб випромінювання лазера направлялось вздовж загальної оптичної осі установки.

3. За допомогою дифракційної решітки отримати на екрані дифракційну картину.

4. Виміряти необхідні величини для розрахунку кутів дифракції і занести їх до звітної таблиці.

5. Розрахувати кути дифракції φ_k і за формулою $k\lambda = d\sin\varphi_k$ знайти довжину хвилі λ . Вимірювання провести для декількох (3-4) порядків k дифракції і знайти середнє значення λ .

6. Визначити абсолютну і відносну похибки визначення довжини хвилі.

7. Визначити ступінь поляризації випромінювання He-Ne лазера.

Контрольні запитання

1. Опишіть механізм отримання спонтанного та вимушеного випромінювання. Які їх основні характеристики? Хто і коли постулював існування вимушеного випромінювання?
2. З'ясуйте фізичну суть генерації He-Ne лазера.
3. Які функції в лазері виконують активне середовище і резонатор?
4. Якими факторами визначається частота лазерного випромінювання?
5. Якими умовами визначається порогове підсилення?
6. Які процеси ведуть до встановлення стаціонарного режиму генерацій у випадку перевищення коефіцієнта підсилення над його пороговим значенням?
7. З'ясуйте методи, за допомогою яких можливо виділити одну генерацію із багатьох можливих лазерних переходів, які можливі в He-Ne лазері.
8. Чому практично неможливо створити лазер на середовищі, яке характеризується дворівневою схемою? Чим характерний лазер, який працює за чотирирівневою схемою?
9. Які ви знаєте типи лазерів? Що ви можете сказати про лазер в рентгенівському діапазоні хвиль та гамма-лазери?
10. Назвіть основні сфери застосування лазерів?

Література

1. Остафійчук Б.К., Рувінський М.А., Яцура М.М., Будзуляк І.М. Курс загальної фізики. Оптика: хвилі, промені, кванти. – Івано-Франківськ.: Вид-цтво ДВНЗ «Прикарпатський національний університет імені Василя Стефаника», 2011.
2. Яцура М.М., Остафійчук Б. К., Гамарник А. М. Курс загальної фізики. Оптика: запитання і відповіді: навчальний посібник. За ред. Б. К. Остафійчука. – Івано-Франківськ: Вид-цтво ДВНЗ «Прикарпатський національний університет імені Василя Стефаника», 2017.
3. Яцура М.М. Гамарник А.М. Мала оптична енциклопедія. Науковий редактор доктор фізико-математичних наук, професор, чл. кор. НАН України Остафійчук Б.К. Навчальний посібник. – Івано-Франківськ.: Вид-цтво ДВНЗ «Прикарпатський національний університет імені Василя Стефаника», 2020.
4. Яцура М.М., Гасюк І.М., Рачій Б.М., Гамарник А.М. Курс загальної фізики. Оптика. Тести: Навчально-методичний посібник. – Івано-Франківськ: Вид-цтво ДВНЗ «Прикарпатський національний університет імені Василя Стефаника», 2018.
5. Остафійчук Б. К., Яцура М. М., Яремій І.П., Гамарник А.М., Практикум розв’язування задач з курсу загальної фізики. Оптика. – Івано-Франківськ.: Вид-цтво ДВНЗ «Прикарпатський національний університет», 2015, 348 с.
6. Остафійчук Б.К., Яцура М.М., Гамарник А.М. Довідник з оптики. – Івано-Франківськ.: Вид-цтво ДВНЗ “Прикарпатський національний університет імені Василя Стефаника”, 2014.