

Міністерство освіти і науки України
Чернівецький національний університет імені Юрія Федьковича
Навчально–науковий інститут фізико-технічних та комп’ютерних наук

ФІЗИЧНИЙ ПРАКТИКУМ
ОПТИКА
Методичний посібник

Чернівці 2024

ББК 22.36я7

Ф 503

УДК 539.18(076.5)

Рекомендовано навчально-методичною радою навчально-наукового Інституту фізико-технічних та комп'ютерних наук Чернівецького національного університету імені Юрія Федьковича, протокол №6 від 21 травня 2021 р.

”Фізичний практикум. Оптика. Методичний посібник” / Укл.: Кінзерська О. В., Курек Є. І., Курек І. Г., Маслянчук О. Л., Мельник В. В. – Чернівці: Archer.chnu.edu.ua, 2024. – 81 с.

Методичний посібник складений відповідно до програми курсу „Оптика” і містить інструкції до лабораторних робіт, які виконують студенти 2 курсу відділу “Фізика” навчально-наукового інституту фізико-технічних та комп'ютерних наук ЧНУ. Кожна інструкція містить необхідні теоретичні відомості, опис устаткування, яке використовується, хід виконання роботи та порядок обробки отриманих результатів, а також контрольні запитання та завдання.

ПЕРЕДМОВА

*Експеримент – це запитання природі
Джеймс Кларк Максвелл*

ОПТИКА – це четвертий розділ загальної фізики, у якому вивчають властивості світла та його взаємодію з речовиною. Основними завданнями лабораторного практикуму з “ОПТИКИ” є:

- формування навичок вимірювання та розрахунку оптичних величин;
- удосконалення практичних навичок проведення досліджень, оволодіння новими методами обробки експериментальних даних та аналізу результатів вимірювання;
- отримання навичок роботи з точними вимірювальними пристроями;
- знайомство з експериментами, що підтверджують основні закони оптики, з методами дослідження оптичних явищ;
- розвиток уміння правильно представляти результати експерименту.

Лабораторний практикум містить роботи з різних розділів “ОПТИКИ”:

- “Геометрична оптика” – лабораторні роботи 3, 4, 11.
- “Інтерференція та дифракція світла” – лабораторні роботи 1, 5, 10, 13.
- “Дисперсія світла” – лабораторна робота 6.
- “Поляризація світла” – лабораторні роботи 2, 7.
- “Квантові властивості світла” – лабораторні роботи 8, 9, 12.

Порядок роботи в лабораторії

1. Студенти отримують право виконувати роботи в оптичній лабораторії тільки після проходження інструктажу з техніки безпеки.
2. Студенти зобов’язані дотримуватись правил техніки безпеки.
3. Перш ніж виконувати роботу, студент повинен:
 - вивчити інструкцію до неї та ознайомитись з рекомендованою літературою;
 - законспектувати у своєму лабораторному журналі теоретичні відомості та робочі формули, опис експериментального устаткування, оптичну схему, а також алгоритм виконання експерименту;
 - отримати допуск до виконання, давши відповіді на запитання викладача щодо виконання роботи.
4. Робота зараховується, якщо студент самостійно виконає експеримент, оформить його результати і дасть відповіді на контрольні запитання.

ЛАБОРАТОРНА РОБОТА №1

Вимірювання показників заломлення газів

за допомогою інтерферометра Релея

Мета роботи: навчитися визначати показники заломлення газів за допомогою інтерферометра Релея.

Прилади та матеріали: інтерферометр Релея; газгольдери з досліджуваними газами; термометр; барометр.

1. Теоретичні відомості

Хвильові властивості світла досить яскраво проявляються в явищах інтерференції, дифракції та поляризації. *Інтерференцією* називається накладання двох або більшої кількості когерентних світлових хвиль, результатом якої є підсилення або послаблення їх інтенсивності в залежності від різниці фаз хвиль. *Когерентними* називаються світлові хвилі, які мають однакову частоту та сталу в часі різницю фаз.

Незалежні когерентні нелазерні джерела світла реалізувати практично неможливо. Проте в оптиці відомі методи утворення когерентних пучків від звичайних джерел світла. Перша група дістала назву методів поділу хвильового фронту, коли світло випромінюється одним елементарним випромінювачем у різні боки і після необхідних відбивань і заломлень їм надаються такі напрямки поширення, при яких вони можуть накладатися й інтерферувати (йдеться про інтерференцію Френеля). Поділ хвильового фронту реалізується за допомогою бідзеркала і біпризми Френеля, дзеркала Ллойда, щілин Юнга тощо. Другий називають методом поділу амплітуд і полягає в розщепленні однієї хвилі на кілька когерентних хвиль при відбиванні та заломленні на поверхнях. Прикладом інтерференційних картин, утворених в результаті поділу амплітуди, є смуги однакової товщини і однакового нахилу, кільця Ньютона.

Інтерференційна картина являє собою послідовність світлих і темних смуг, що чергуються – максимумів і мінімумів. Максимум спостерігається, якщо різниця ходу пучків, що інтерферують $\Delta = \pm 2m \frac{\lambda}{2}$ – (дорівнює парній кількості довжин півхвиль). Якщо ж різниця ходу дорівнює непарній кількості довжин

півхвиль $\Delta = \pm(2m + 1)\frac{\lambda}{2}$ – спостерігається мінімум. $m = 0, 1, 2, \dots$ – порядок інтерференційного екстремуму

Показник заломлення $n = \sqrt{\epsilon\mu} = \frac{c}{v}$ визначається взаємодією світлової хвилі з атомами (молекулами) речовини. Така взаємодія у першому наближенні може бути зведена до збудження коливань електронів на малу відстань відносно ядра атома в такт з коливаннями електричного вектора світлової хвилі \vec{E} і виникнення внаслідок цього вторинних електромагнітних хвиль. Натомість для газів, які не поглинають видиме світло, показники заломлення мало відрізняються від одиниці (зокрема, за нормальних умов для повітря $n_{\text{п}} = 1,000294$), а наявність домішок обумовлює зміну показника заломлення основної компоненти лише в п'ятому-сьомому знаку після коми. Внаслідок цього для аналізу складу газів (з вимірювань показників заломлення) необхідна дуже висока точність, яка, зокрема, може бути забезпечена інтерферометричними методами. Останні дозволяють реєструвати різницю показників заломлення у сьомому, а інколи й у восьмому знаку.

2. Опис експериментального устаткування

Для побудови інтерферометра, оптична схема якого наведена на рис. 1 (а - вигляд зверху; б - збоку), Релей використав дифракцію на двох щілинах в інтерференційному досліді Юнга.

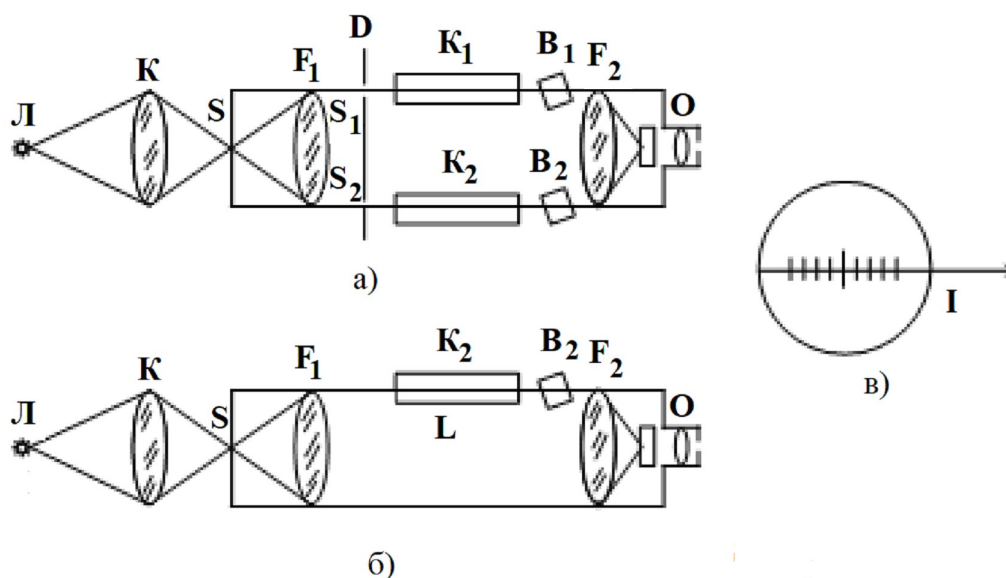


Рис. 1 Оптична схема інтерферометра

Випромінювання від лампи розжарювання L через конденсор K потрапляє на щілину S шириною 3-5 мм, яка знаходиться у фокальній площині об'єктива F_1 і разом з ним складає коліматор приладу. Безпосередньо за об'єктивом F_1 розташований екран D з двома вертикальними паралельними щілинами S_1 і S_2 . Значна відстань між ними (~ 25 мм) дозволяє пропускати світло через дві кювети K_1 та K_2 довжиною L , які знаходяться у верхній частині світлового потоку.

Дифракційна картина отримується у вигляді щільно розміщених смуг. Для їх роздільного спостереження поблизу фокальної площини другого об'єктива F_2 (що знаходиться на відстані ~ 1 м від F_1) розташований окуляр O . До його складу входить циліндрична лінза зі стократним збільшенням, що дає змогу спостерігати дифракційну картину у вигляді добре розділених паралельних інтерференційних смуг (рис.1, в).

Уведення у кювету K_2 газу з показником заломлення n_{Γ} замість повітря з показником заломлення n_{Π} приведе до зміни оптичної довжини шляху на величину

$$\Delta = L(n_{\Gamma} - n_{\Pi}), \quad (1)$$

де $L = 10$ см – довжина кювети. Це викличе зсув інтерференційної картини по горизонтальній осі внаслідок перерозподілу внеску оптичних процесів при взаємодії світла з газом (зокрема, заломлення, поглинання, відбивання тощо). Компенсація різниці ходу, що виникає, здійснюється шляхом обертання скляної пластинки B_2 навколо горизонтальної осі за допомогою мікрометра (унаслідок цього змінюється оптична довжина шляху променя). Поділki на шкалі мікрометра дають змогу вимірювати величину зсуву інтерференційних смуг. Оскільки кювети з газами розташовані тільки у верхній частині світлових потоків після щілин S_1 і S_2 , то інтерференційна картина від їх нижньої частини залишається нерухомою ($\Delta=0$) і відіграє роль еталонної.

Розподіл інтенсивності при дифракції на двох паралельних щілинах завширшки b розміщених на відстані d наведений в [1]. Оскільки світло лампи L немонохроматичне, усі смуги мають райдужне забарвлення, крім тієї, яка відповідає нульовій різниці ходу. Це забезпечує візуальний контроль за

ідентичністю розташування інтерференційних смуг.

3. Порядок виконання роботи

1. Продуйте робочу кювету K_1 повітрям. Після цього увімкніть освітлювальну лампу інтерферометра.
2. Візуально спостерігайте інтерференційні смуги. Обертаючи мікрометричний гвинт отримайте збіг верхньої та нижньої картин, орієнтуючись на незабарвлені смуги нульового максимуму. Запишіть покази N_0 шкали мікрометра, які визначатимуть нульовий робочий відлік.
3. Проведіть калібровку інтерферометра. Для цього за допомогою мікрометричного гвинта поступово зсувайте верхню інтерференційну картину відносно нижньої на одну смугу вліво аж до $k_{\max} = 6$ (що відповідатиме різниці ходу $\Delta = k\lambda$), записуючи відповідні покази шкали мікрометра N_k . Побудуйте калібрувальний графік $k = f(N_k)$
4. Повторно продуйте кювету K_1 атмосферним повітрям, переконайтеся у незмінності нульовою робочого відліку N_0 і після цього заповніть робочу кювету K_2 досліджуваним газом. Візуально спостерігаючи інтерференційну картину, обертайте мікрометричний гвинт до отримання збігу верхньої та нижньої картин інтерференційних смуг. Запишіть покази N на шкалі мікрометра.
5. З калібрувального графіка для кожного з досліджуваних газів за експериментальними значеннями N визначити k та обчислити різницю ходу $\Delta = k\lambda$, прийнявши $\lambda = 6000 \text{ \AA}$.
6. Розрахуйте показник заломлення повітря $(n_{\text{п}})_{P,t}$ формулою

$$(n_{\text{п}})_{P,t} = 1 + \frac{(n_{\text{п}})_{760;0^\circ\text{C}} - 1}{1 + t^\circ/273} \cdot \frac{P}{760}, \quad (2)$$

де P та t° - покази барометра та термометра в *мм рт. ст.* і градусах за Цельсієм, відповідно.

7. Обчисліть показник заломлення газів $(n_{\text{г}})_{P,t}$ в умовах експерименту за

формулою (1). Для цього використайте значення Δ з пункту 5 та $(n_{\Pi})_{P,t}$, отримане за формулою (2)

8. Обчисліть значення $(n_{\Gamma})_{760;0^{\circ}C}$ за нормальних умов з формули (2).

4. Контрольні запитання і завдання

1. Поясніть будову та принцип дії інтерферометра Релея.
2. Як впливає електромагнітне поле світлової хвилі на атоми й молекули речовини?
3. У чому суть інтерференційного методу Юнга?
4. Поясніть дифракцію за Фраунгофером. У чому полягають її особливості у випадку двох щілин?
5. Поясніть явище заломлення світлової хвилі на межі двох діелектриків.
6. Як впливають зовнішні фактори (температура, тиск тощо) на показник заломлення.

ЛАБОРАТОРНА РОБОТА №2

Вивчення явища повертання площини поляризації у магнітному полі (ефект Фарадея)

Мета роботи: визначення залежності кута повороту площини поляризації від індукції магнітного поля, обчислення сталої Верде та питомого заряду електрона.

Прилади та матеріали: магнітооптичний пристрій; набір досліджуваних речовин - вода, скло, розчин хлорного заліза; графік залежності магнітної індукції від величини струму в обмотках електромагніта.

1. Теоретичні відомості

Ефект Фарадея полягає у виникненні оптичної активності в середовищі під дією магнітного поля. При поширенні світла в оптично ізотропному середовищі або в напрямку оптичної осі кристалу і накладанні магнітного поля вздовж напрямку поширення світла, ефект Фарадея проявляється в обертанні площини поляризації світла на кут, який лінійно залежить від напруженості магнітного поля (рис. 1).

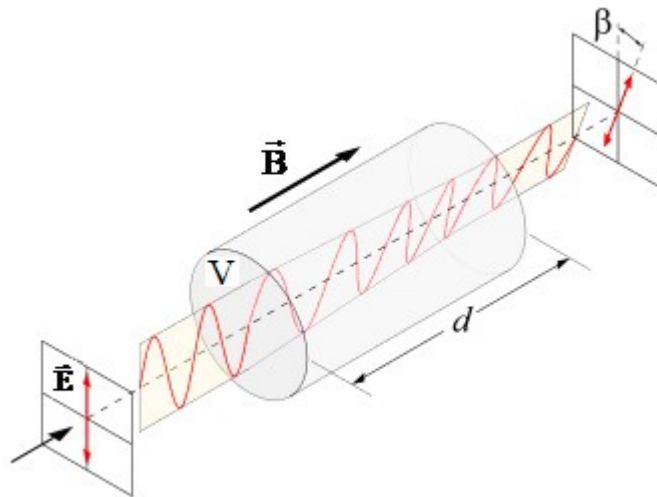


Рис. 1 Обертання площини поляризації в магнітному полі

Кут повороту площини поляризації β пропорційний шляху d світла в речовині й величині магнітної індукції B , тобто

$$\beta = V \cdot d \cdot B, \quad (1)$$

де V – стала Верде, яка визначається природою речовини, довжиною хвилі, монохроматичністю випромінювання та температурою.

Для діамагнетиків (вода, скло тощо.)

$$V = \frac{e\lambda}{2mc^2} \frac{\partial n}{\partial \lambda}, \quad (2)$$

де: λ - довжина світлової хвилі, $\frac{\partial n}{\partial \lambda}$ - дисперсія речовини, c - швидкість світла у вакуумі, e і m - заряд і маса електрона відповідно.

У роботі вивчається залежність кута повороту площини поляризації від величини індукції магнітного поля для низки речовин з ряду діамагнетиків (води, скла) і парамагнетиків (розчину хлорного заліза).

2. Опис експериментального устаткування

Принципова схема устаткування для дослідження явища магнітного повертання площини поляризації наведена на рис. 2.

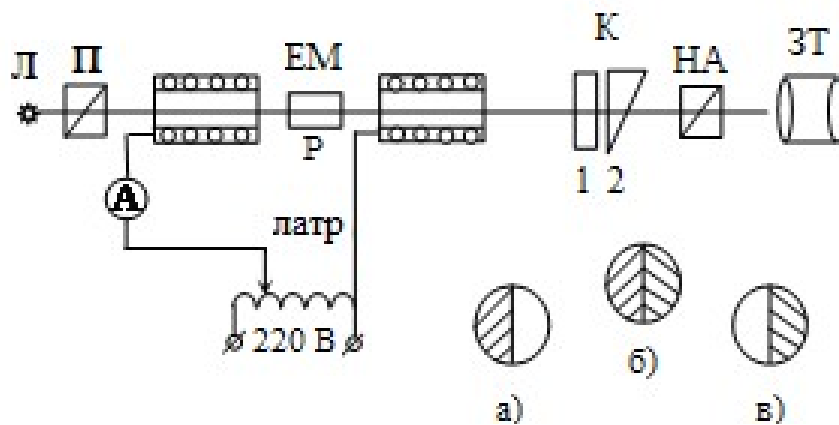


Рис.2

Рис.3

Світло від лампи розжарювання Л після проходження поляризатора П, стає плоскополяризованим і потрапляє у речовину Р, що розташована між полюсами електромагніту (ЕМ). Коло електромагніта складається з амперметра А й автотрансформатора ЛАТР, який дозволяє регулювати струм в обмотках ЕМ у межах 0-30 А. Пройшовши речовину, світловий промінь потрапляє на аналізатор, який складається із компенсатора К (1, 2) і напівтіньового аналізатора (НА). Після аналізатора світло попадає в зорову трубу (ЗТ). Компенсатор складається з правовертаючої кварцової пластинки 1 і рухомого клина 2, який виготовлено з лівовертаючого кварцу. Оптичні осі пластинки й клина паралельні до напрямку поширення світла. Переміщенням клина, зв'язаного з мікрометричним гвинтом і шкалою приладу, можна компенсувати будь-який поворот площини поляризації. При проходженні плоскополяризованого світла через НА утворюються два різноосвітлених світлових поля, які розділені тонкою лінією (рис. 3, а, 3, в). Переміщуючи кварцовий клин, добиваються однакової освітленості полів (рис. 3, б), а по шкалі визначають кутове зміщення, яке відповідає куту повороту площини поляризації.

3. Порядок виконання роботи

1. Увімкніть лампу Л і введіть у промінь світла досліджувану речовину. Поворотом гвинта компенсатора добийтеся однакової освітленості лівого і правого полів зображення (рис. 3, б) за відсутності магнітного поля і зробіть відлік за шкалою мікрометричного гвинта, який повинен знаходитись поблизу нульової відмітки шкали.

2. Увімкніть ЛАТР і встановіть струм 3 А . Обертаючи гвинт компенсатора, вирівняйте освітленості лівого і правого полів зображення і запишіть значення кута повороту площини поляризації β . Поступово збільшуючи струм в колі електромагніту до 30 А з кроком 3 А , проведіть аналогічні вимірювання.

3. Використовуючи графік залежності магнітної індукції від величини струму в колі електромагніту ($B = f(I)$), визначте величину магнітної індукції для кожного значення сили струму і заповніть таблицю

$I, \text{ А}$	3	6	9	12	15	18	21	24	27	30
$B, \text{ Тл}$										
β										

4. Подібні вимірювання проведіть для кожної з трьох досліджуваних речовин.

У В А Г А ! Вимірювання для розчину хлорного заліза проводяться без світлофільтра, а для води й скла – при введеному червоному світлофільтрі.

5. Побудуйте графіки залежностей $\beta = f(B)$. Графічну побудову виконайте на одному графіку, враховуючи знак кута повороту площини поляризації. З одержаних залежностей знайдіть середнє значення $\Delta\beta/\Delta B$ для кожної речовини і з формули (1) визначте для них сталу Верде. Величину d виміряйте масштабною лінійкою.

6. Використовуючи отримане значення V для води, з формули (2) обчисліть величину питомого заряду електрона e/m та порівняйте отримане значення з

табличним. Параметри для розрахунків: $c = 3 \cdot 10^8 \text{ м/с}$, $\lambda = 6000 \text{ \AA}$,

$$\frac{\partial n}{\partial \lambda} = 3 \cdot 10^{-6} \text{ \AA}^{-1}.$$

4. Контрольні запитання і завдання

1. Що таке поляризоване світло? Які Ви знаєте види поляризації?
2. Яка фізична природа повертання площини поляризації у магнітному полі?
3. Поясніть будову і принцип роботи напівтіньового аналізатора.
4. Які існують шляхи збільшення величини кута повороту площини поляризації.

ЛАБОРАТОРНА РОБОТА №3

Визначення збільшення зорової труби та мікроскопа

Мета роботи: ознайомлення з оптичними схемами зорової труби та мікроскопа і визначення їх лінійного збільшення.

Прилади та матеріали: мікроскоп; зорова труба; об'єкт–мікрометр; рисувальний апарат до мікроскопа; окулярний мікрометр; ромбічна діафрагма; екран з масштабом; масштабна лінійка з міліметровими поділками.

1. Теоретичні відомості

Як відомо, людське око не розрізняє предмети, коли кут зору, під яким їх розглядають, менший ніж $1'$ – кут, під яким видно відрізок довжиною $0,05$ мм на відстані найкращого зору нормального ока 25 см. Значного збільшення кута зору можна досягти за допомогою оптичних приладів, які умовно поділяються на дві групи:

а) прилади, що призначені для розглядання дрібних предметів – лупа, мікроскоп. Вони, збільшують кут зору, начебто збільшуючи предмети, які розглядаються.

б) прилади, що призначені для розглядання віддалених предметів – зорова труба, бінокль, телескоп. Вони, збільшують кут зору, начебто наближуючи предмети, які розглядаються.

Лупа – найпростіший прилад для спостереження малих об'єктів. Проста лупа являє собою короткофокусну збиральну лінзу (рис. 1). Предмет поміщають між лінзою і фокусом ближче до фокуса. В точці S розташоване око людини, якій здається, що розбіжний пучок променів вийшов з точки A_1 , а не з точки А. Таким чином лупа створює уявне, пряме і збільшене зображення. При користуванні лупою ми інстинктивно підбираємо відстань А так, щоб зображення було розташовано на відстані найкращого зору $L = 25$ см. Кутове збільшення лупи дорівнює $\Gamma = L / f$ і може лежати у межах $2,5x \div 25x$.

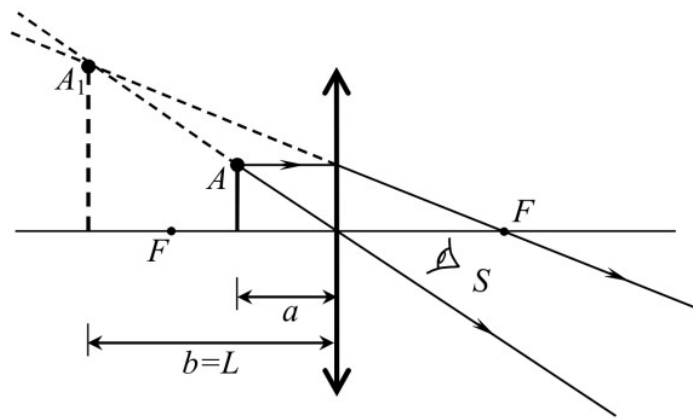


Рис. 1. Хід променів у лупі

Оптична схема найпростішого **мікроскопа** наведена на рис. 2. Предмет АВ поміщують перед фокусом об'єктива L_1 , який дає дійсне, збільшене, перевернуте зображення A_1B_1 . Це зображення називається проміжним. Якщо предмет АВ розташувати поблизу фокуса F_1 , то збільшення об'єктива $\Gamma_1 \approx \Delta / f_1$, де f_1 – фокусна відстань об'єктива, Δ – оптичний інтервал (відстань між фокусами об'єктива і окуляра). Збільшення об'єктива завжди позначається на самому об'єктиві.

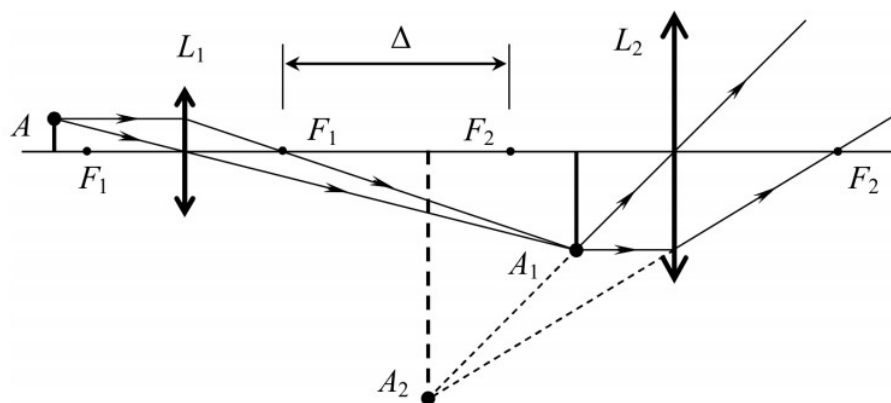


Рис. 2. Хід променів у мікроскопі

Проміжне зображення розглядається через окуляр L_2 , як через лупу так, щоб збільшене уявне зображення A_2B_2 утворювалось на відстані найкращого зору від ока або на нескінченності (спостереження розслабленим оком). Збільшення окуляра, як і лупи, визначається формулою $\Gamma_2 \approx L / f_2$, де f_2 – фокусна відстань окуляра. Збільшення окуляра також вказується на його оправі.

Загальне збільшення мікроскопа дорівнює добутку збільшень об'єктива і окуляра:

$$\Gamma = \frac{\Delta \cdot L}{f_1 f_2}. \quad (1)$$

Штатив мікроскопа, в більшості випадків, має револьверні пристрої для зміни об'єктивів і окулярів. Це дозволяє змінювати збільшення мікроскопа в широких межах. Максимальне збільшення оптичного мікроскопа обмежується хвильовою природою світла і складає $1500x \div 2000x$.

Зорові труби – це оптичні системи, призначені для розглядання віддалених предметів. Зорові труби збільшують кут зору, внаслідок чого збільшується і зображення на сітківці ока. Тому для зорових труб важливе кутове збільшення. Найпоширеніші зорові труби Кеплера і Галілея. Труба Кеплера у найпростішому випадку складається з двох збиральних лінз: довгофокусного об'єктива і короткофокусного окуляра. Лінзи розташовані так, що задній фокус об'єктива збігається з переднім фокусом окуляра (рис. 3). Унаслідок цього паралельний пучок променів, що падає на об'єктив, залишається паралельним після виходу із окуляра. Такі оптичні системи називаються **телескопічними**. Телескопічна система не збирає промені і не розсіює, тобто фокусна відстань системи в цілому дорівнює нескінченності, а оптична сила дорівнює нулю. Тому такі системи ще називаються афокальними.

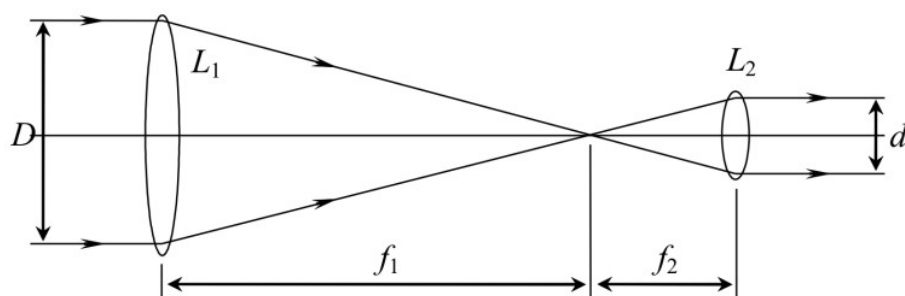


Рис. 3. Оптична схема зорової труби Кеплера

Від дуже віддалених об'єктів поширюється практично паралельний пучок променів. У цьому випадку для розрахунку збільшення труби достатньо одного променя, який проходить через оптичний центр об'єктива (рис. 4).

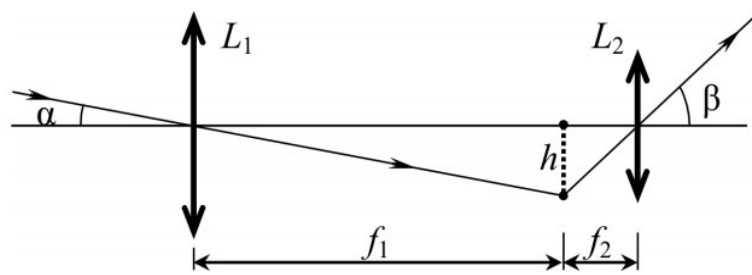


Рис. 4. Кутове збільшення труби Кеплера

Кутове збільшення будь-якого оптичного приладу дорівнює

$$\Gamma = \frac{\operatorname{tg} \beta}{\operatorname{tg} \alpha}. \quad (2)$$

З рис. 4 випливає, що

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{h}{f_1}, \quad \operatorname{tg} \beta = \frac{h}{f_2},$$

отже,

$$\Gamma = \frac{f_1}{f_2}. \quad (3)$$

Відношення фокусних відстаней можна замінити відношенням діаметрів вхідного та вихідного пучків світла

$$\Gamma = \frac{D}{d}. \quad (4)$$

Труби Кеплера застосовують для спостережень земних і небесних об'єктів. Недоліком труби для спостереження земних об'єктів є те, що вона дає перевернуте зображення. Для повороту зображення використовують призматичні або лінзові оборотні системи. Наприклад, бінокль складається з двох труб Кеплера, в кожній з яких використовують дві оборотні призми. Це дає можливість отримати пряме зображення і одночасно зменшити довжину труби. Зорові труби для земних спостережень мають невеликі збільшення $2x \div 30x$. Неоднорідності атмосфери спотворюють зображення, тому значної інформації про об'єкт спостережень великі збільшення не дають. Для астрономічних спостережень використовують труби Кеплера без оборотних систем (телескоп-рефрактор). Вони мають збільшення від $7x - 8x$ до $500x$.

Зорова труба Галілея складається з довгофокусної збиральної лінзи – об’єктива, а також короткофокусної розсіювальної лінзи – окуляра. Оптична схема труби Галілея зображена на рис. 5. Це також афокальна система. В трубі, наведеній на нескінченність, фокуси об’єктива і окуляра збігаються (точка F). Уявне пряме зображення спостерігач бачить під більшим кутом зору, тому воно здається збільшеним. Як і у випадку труби Кеплера, кутове збільшення також дорівнює відношенню фокусних відстаней $\Gamma = f_1/f_2$ або відношенню діаметрів світлових пучків $\Gamma = D/d$.

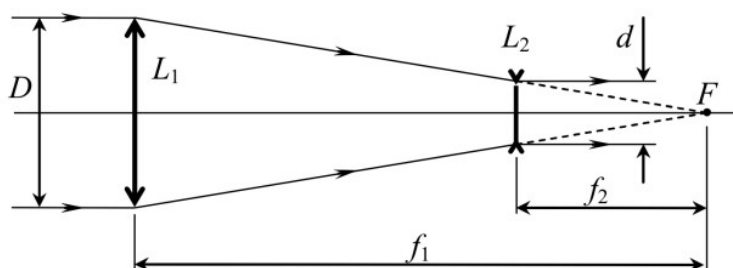


Рис. 5. Оптична схема зорової труби Галілея

Труба Галілея дещо коротша за трубу Кеплера. Вона дає пряме зображення. Недоліком труби є відсутність проміжного зображення, куди можна було б помістити перехрестя ниток або шкалу, що потрібно для деяких оптичних приладів (теодоліт), а також менше поле зору і неможливість отримання великих збільшень. Застосовується вона як невеличкі туристичні зорові труби або як театральний бінокль (дві скріплені між собою труби Галілея).

2. Порядок виконання роботи

1. Встановіть зорову трубу так, щоб чітко бачити поділки розташованої на віддалі L_0 лінійки. При цьому потрібно дивитись одним оком на зображення лінійки через трубу, а другим – безпосередньо на лінійку. При цьому зображення в трубі має накладатись на частину лінійки, яку видно неозброєним оком. Визначте кількість цілих поділок шкали лінійки n , які збігаються з N цілими поділками її зображення. Обчисліть збільшення за формулою $D = n/N$ (якщо для простоти прийняти $N = 1$, то $D = n$).

2. Встановіть трубу на чітке бачення досить віддалених предметів. Викрутіть об'єктив труби, а на його місце вкрутіть діафрагму з вирізом у формі ромба. Спрямуйте трубу на який-небудь освітлений предмет і, розглядаючи ромб через окуляр труби, за допомогою окулярного мікрометра визначте кількість поділок, які займають на шкалі мікрометра діагоналі ромба (ціна поділки шкали становить 0,1 мм). Виміряйте лінійкою довжину діагоналей ромба безпосередньо на діафрагмі. Якщо довжина діагоналей дорівнює L_1 і L_2 а довжина їх зображень на шкалі мікрометра – l_1 і l_2 , то збільшення

$$D = \frac{L_1/l_1 + L_2/l_2}{2}. \quad (5)$$

3. Замініть діафрагму об'єктивом, сфокусуйте трубу на настінну лінійку і порахуйте, скільки її поділок n_0 видно в полі зору. Поле зору труби (в кутових градусах) обчисліть за формулою

$$a = 57,3 \cdot (n_0/L_0), \quad (6)$$

де $L_0 = 8 \text{ м}$.

4. На предметний столик мікроскопа помістіть об'єкт–мікрометр (скляну пластинку зі шкалою, ціна поділки якої 0,01 мм) і добийтесь чіткого зображення шкали. За допомогою рисувального апарата, який складається з поворотної призми та дзеркала, спроектуйте зображення шкали об'єкт–мікрометра на аркуш білого паперу та замалюйте його. Кутове збільшення мікроскопа обчисліть за формулою

$$D = l/l_0 \quad (7)$$

де l_0 – відстань між штрихами об'єкт–мікрометра, а l – відстань між зображенням тих же штрихів, яка вимірюється масштабною лінійкою.

5. Вимірявши відстані від предмета до окулярної лінзи d_0 і від поворотного дзеркала до площини зображення d , обчисліть лінійне збільшення мікроскопа за формулою

$$N = D \cdot d_0/d \quad (8)$$

Контрольні запитання і завдання

1. Побудуйте хід променів крізь лупу. Яке зображення дає лупа?
2. Яка будова зорової труби? Нарисуйте хід променів у трубі Галілея; Кеплера.
3. Як влаштований мікроскоп? Нарисуйте хід променів у мікроскопі.
4. Які вимоги висуваються до об'єктива та окуляра зорової труби?
5. Які вимоги висуваються до об'єктива та окуляра мікроскопа?
6. Як визначається кутове та лінійне збільшення зорової труби та мікроскопа?
7. Що таке телескопічна оптична система?

ЛАБОРАТОРНА РОБОТА №4

Дослідження складних оптичних систем

Мета роботи: визначення фокусних відстаней збиральної та розсіювальної лінз, та складної оптичної системи.

Прилади і матеріали: велика оптична лава; джерело світла – електрична лампа з діафрагмою; екран; набір досліджуваних збиральних і розсіювальних лінз.

1. Теоретичні відомості

Оптична система – це сукупність оптичних середовищ, розділених оптичними поверхнями, які обмежуються діафрагмами.

Оптична система призначена для формування зображення шляхом перерозподілу в просторі електромагнітного випромінювання або світлових пучків. Перетворення світлових пучків відбувається за рахунок заломлення та відбиття світла поверхнями, а також за рахунок обмеження пучків діафрагмами. Окрім того, пучки світла можуть перетворюватися за рахунок дифракції.

Ідеальна оптична система – це така система, яка будь-яку точку простору предметів зображує стигматично (неспотворено), тобто вона не порушує гомоцентричності широких пучків променів, які проходять крізь неї, в межах великої області простору. В основі теорії ідеальної оптичної системи лежать наступні положення:

- кожній точці простору предметів відповідає лише одна точка в просторі зображень; ці дві точки є спряженими;
- будь-якій прямій лінії простору предметів відповідає лише одна спряжена з нею пряма лінія в просторі зображень;
- будь-якій площині в просторі предметів відповідає лише одна площина в просторі зображень.

На практиці найчастіше здійснюються розрахунки для **центрованих оптичних систем**, усі поверхні якої (заломлюючі та відбиваючі) є поверхнями обертання, що мають спільну вісь обертання, яка називається оптичною віссю. Центрована оптична система симетрична відносно оптичної вісі, тому всі явища, пов'язані з проходженням світла крізь таку систему, також підпорядковуються законам симетрії. Для центрованої оптичної системи повинні виконуватися наступні умови:

- всі плоскі поверхні перпендикулярні оптичній осі;
- центри всіх сферичних поверхонь лежать на осі;
- всі діафрагми круглі, центри діафрагм лежать на осі;
- всі оптичні середовища однорідні або розподіл показника заломлення є симетричним відносно оптичної осі.

Центровані оптичні системи можуть містити в своєму складі плоскі дзеркала та заломлюючі призми, які змінюють напрямок оптичної осі, але по суті не впливають на симетрію оптичної системи.

Нумерація елементів оптичної системи здійснюється по ходу променя. Усі відстані між поверхнями (товщини лінз або повітряні проміжки) відкладаються по осі. Оптичну схему прийнята будувати так, щоб її перша (вхідна) поверхня розташовувалася на рисунку зліва. Будь-яка площина, яка містить оптичну вісь, називається *меридіональною площиною*. Будемо вважати, що меридіональною площиною є площина рисунка. *Сагітальною площиною* є площина, яка містить промінь, та є перпендикулярною до меридіональної площини.

Ідеальній оптичній системі притаманний ряд кардинальних елементів (рис. 1): передній F_1 і задній F_2 фокуси системи; головні площини й головні

точки H_1 і H_2 ; вузлові площини й вузлові точки N_1 і N_2 .

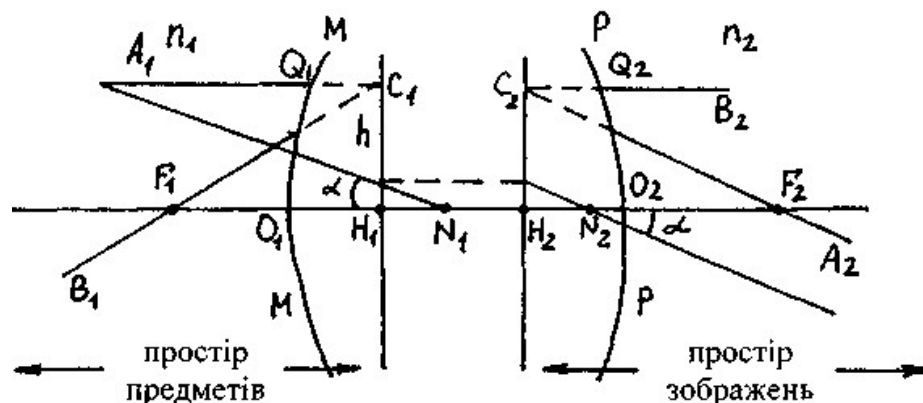


Рис.1 Кардинальні елементи ідеальної оптичної системи

Нагадаємо, що *фокусом* називається точка, в якій перетинаються світлові пучки, що падають на систему паралельно до її головної оптичної осі O_1O_2 (F_1 – передній фокус, для променів, що йдуть із простору зображень і F_2 – задній фокус, для променів, що йдуть із простору предметів). Площини, які проходять через фокуси перпендикулярно до головної оптичної осі системи, називаються *фокальними площинами*, і бувають передніми і задніми.

Головними називаються площини, кожна точка яких відображається системою з лінійним збільшенням, що дорівнює 1. Заломлюючу дію поверхонь оптичної системи можна звести до однієї площини:

а) для променів, що йдуть із простору предметів, площин називається *задньою головною площиною*;

б) для променів, що йдуть із простору зображень, площина називається *передньою головною площиною*.

Точки перетину H_1 і H_2 головних площин з віссю O_1O_2 називаються *головними точками*. Якщо промінь входить у систему в напрямку на точку N_1 і виходить у напрямку точки N_2 , не змінюючи кута α , то точки N_1 і N_2 називають *вузливими*. Вузлові площини проходять через вказані точки N_1 і N_2 перпендикулярно до головної осі O_1O_2 . Якщо система розташована в середовищі з постійним показником заломлення, то вузлові площини збігаються з головними.

Головні точки і головні площини відіграють в системі роль початку

відліку: відстань від передньої головної точки до переднього фокусу (H_1F_1) називається *передньою фокусною відстанню*, а від задньої головної точки до заднього фокусу (H_2F_2) – *задньою фокусною відстанню*.

Відстань від вершини передньої поверхні до переднього фокусу (O_1F_1) називається *переднім фокальним відрізком*, а від вершини задньої поверхні до заднього фокусу (O_2F_2) – називається *заднім фокальним відрізком*.

Положення предмету і його зображення в центральній системі визначаються відрізками, які (з урахуванням знаків) також відраховуються відповідно від передньої і задньої головних точок.

Метою роботи є знаходження кардинальних елементів системи, оскільки з їх допомогою ми можемо побудувати зображення будь-якої точки, не розглядаючи дійсного ходу променів в оптичній системі якої завгодно складності.

2. Опис експериментального устаткування

Устаткування для дослідження оптичних систем монтується на оптичній лаві. На одному кінці лави встановлено освітлювач з діафрагмою - щілиною, яка відіграє роль предмета. За освітлювачем знаходиться рейтер з коліматорною лінзою, а за ним рейтер, на якому встановлюється досліджувана оптична система. Він має горизонтальну площадку з гніздами для розміщення лінз, яку за допомогою кремальєри можна плавно переміщувати вздовж оптичної осі. Крім того, площадка може обертатися на рейтері навколо вертикальної осі. Далі на лаві знаходяться ще один рейтер з екраном, на який проектується зображення щілини, сформоване досліджуваною оптичною системою. Необхідні для розрахунків відстані вимірюються за допомогою відрахункового пристрою рейтера і метричної лінійки, закріпленої безпосередньо на оптичній лаві.

3. Порядок виконання роботи

1. Розташуйте між щілиною та екраном тільки коліматорну лінзу та увімкніть освітлювач. Пересуваючи лінзу й екран, добийтеся чіткого зображення

освітлювальної щілини й запишіть відстані a від щілини до лінзи та b від лінзи до екрана. Обчисліть фокусну відстань f_k коліматорної лінзи за формулою тонкої лінзи

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f_k} \quad (1)$$

У В А Г А! Для забезпечення високої точності знаходження f_k необхідно, щоб зображення щілини на екрані було збільшеним або зменшеним порівняно з її дійсними розмірами.

2. Розмістіть коліматорну лінзу на відстані f_k від освітлювальної щілини. Це дає змогу отримати паралельний пучок світлових променів.

3. Зберіть складну оптичну систему: в гніздо, розташоване ближче до коліматорної лінзи, вставте збиральну лінзу, а в друге - розсіювальну. Переміщуючи екран вздовж лави, добийтеся на ньому чіткого зображення щілини, яке в даному випадку буде збігатися з положенням заднього фокуса системи. Виміряйте відстань b_0 між розсіювальною лінзою та екраном.

4. Повертаючи оптичну систему навколо вертикальної осі на невеликий кут ($\pm 5^\circ$), спостерігайте за зображенням щілини на екрані. Якщо зображення рухається при поворотах, то за допомогою кремальєри змініть положення всієї системи відносно осі обертання і, перемістивши екран, знову отримайте чітке зображення щілини. Знайдіть таке положення системи відносно осі обертання, при якому зображення щілини на екрані не рухається. При цьому вісь обертання проходить через другу вузлову точку оптичної системи. Оскільки система знаходиться в середовищі з постійним показником заломлення, то вузлова точка збігається з головною. Вимірявши відстань від осі обертання (друга головна точка) до екрана (другий фокус), знайдіть фокусну відстань f_c системи.

5. Поміняйте місцями збиральну та розсіювальну лінзи та знайдіть положення переднього фокуса. Виміряйте відстань a_0 від збиральної лінзи до переднього фокуса (екрана). Положення першої головної площини визначити легко, так як вона розташована на відстані f_c від переднього фокуса у

напрямку до збиральної лінзи. Виміряйте відстань L між лінзами системи і за положеннями всіх кардинальних точок зобразіть графічно оптичну систему у певному масштабі і вкажіть необхідні відстані.

6. Рухаючи коліматорну лінзу вздовж вертикальної осі вгору, виведіть її зі світлового пучка. Переміщуючи систему та екран, добийтеся чіткого зображення щілини. Виміряйте відстані a_1 від щілини до збиральної лінзи і b_1 від розсіювальної лінзи до екрана. Використовуючи раніше визначенні значення a_0 і b_0 , обчисліть величини $x_1 = a_1 - a_0$; $x_2 = b_1 - b_0$ і за формулою Ньютона

$$f_c = \sqrt{x_1 \cdot x_2} \quad (2)$$

визначте фокусну відстань системи.

7. Порівняйте фокусні відстані f_c , визначені в п.4 і п.6, і обчислити середнє значення $\langle f_c \rangle$.

8. Виміряйте фокусну відстань f_1 збиральної лінзи, яка входить в оптичну систему, двома способами. Перший - виконувати згідно з п.1. Другий спосіб полягає у використанні властивості паралельного пучка променів збиратися у фокусі тонкої збиральної лінзи. Розташували її після коліматора й отримавши чітке зображення щілини на екрані, знайдіть f_1 як відстань від лінзи до екрана.

9. Знаючи f_1 , відстань L між лінзами складної оптичної системи та її фокусну відстань f_c , обчисліть фокусну відстань f_2 розсіюючої лінзи скориставшись виразом

$$\frac{1}{f_c} = \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2} - \frac{L}{f_1 f_2}. \quad (3)$$

4. Контрольні запитання і завдання

1. Як влаштована складна центрована оптична система? Нарисуйте схему та назвіть її кардинальні елементи?
2. Які існують види збільшення і який між ними зв'язок.
3. Виведіть формулу сферичного дзеркала і формулу Ньютона.
4. Поясніть, коли головні й вузлові точки можуть збігатися.

5. За яких умов задня фокусна відстань збігається з передньою?
6. Як будуються зображення у тонкій лінзі й системах лінз?

ЛАБОРАТОРНА РОБОТА №5

Вивчення дифракційних ґраток

Мета роботи: визначення сталої дифракційної ґратки, та її роздільної здатності.

Прилади і матеріали: гоніометр-спектрометр; ртутна кварцова лампа з джерелом живлення; спектр ртуті; дифракційна ґратка.

1. Теоретичні відомості

Дифракційна ґратка – це оптичний прилад, який дозволяє спостерігати та визначати спектральний склад оптичного випромінювання. Вона являє собою систему із N паралельних щілин однакової ширини, розділених однаковими непрозорими проміжками. У даній роботі використовується найпростіша ґратка – тонка скляна пластинка, на поверхню якої нанесено прямолінійні паралельні рівновіддалені штрихи, ширина та відстань між якими сумірні з довжиною хвилі світла. Принцип дії дифракційної ґратки ґрунтується на двох оптичних явищах: дифракції світлових хвиль на кожній щілині та інтерференції дифрагованих від N щілин хвиль. Отже, мова йде про багатопроменеву інтерференцію променів, які йдуть від багатьох щілин.

Дифракційні ґратки виготовляють не тільки на скляних, але й на металевих пластинах. При чому перші працюють як у відбитому (відбиваючі ґратки), так і у прохідному світлі, а другі – лише у відбитому.

У залежності від того, у скількох напрямках періодично змінюються властивості ґраток їх класифікують на одновимірні (лінійні, зміна властивостей періодично відбувається в одному напрямку) та дво- і тривимірні (просторові, зміна властивостей у декількох напрямках).

Якщо ґратка вносить періодичні зміни в амплітуду хвилі і не впливає на її фазу, то вона називається амплітудною, якщо навпаки – фазовою. В окремих

випадках, дифракційна ґратка здатна одночасно змінювати і амплітуду, і фазу коливань – амплітудно-фазова ґратка.

Основною характеристикою ґратки (рис. 1) є відстань між сусідніми щілинами, або період ґратки $d = a + b$ (a , b – ширина прозорої (“щілина”) та непрозорої для даного випромінювання ділянки, відповідно) при чому $d = L / N$, де N – повна кількість щілин, а L – ширина ґратки.

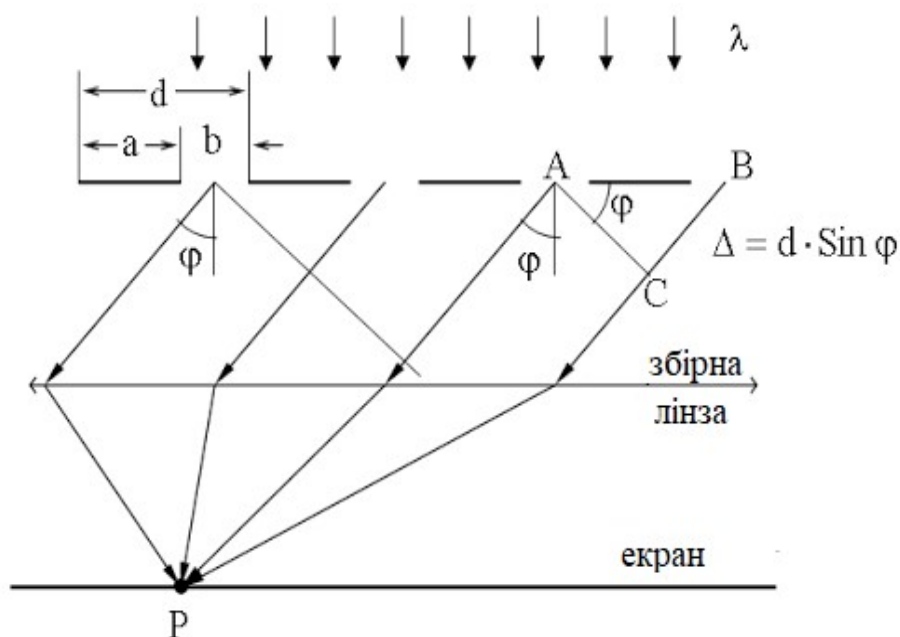


Рис. 1 Дифракційна ґратка

Напрямки на головні дифракційні максимуми визначаються з формули

$$d \sin \varphi = k \lambda, \quad (1)$$

де φ – кут дифракції, λ – довжина світлової хвилі, k – порядок спектру ($k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$). При $k = 0$ спостерігається центральна світлова смуга (нульовий максимум), а для всіх інших значень k – дві системи спектрів, розташованих симетрично зліва і справа від нульового максимуму (рис. 2).

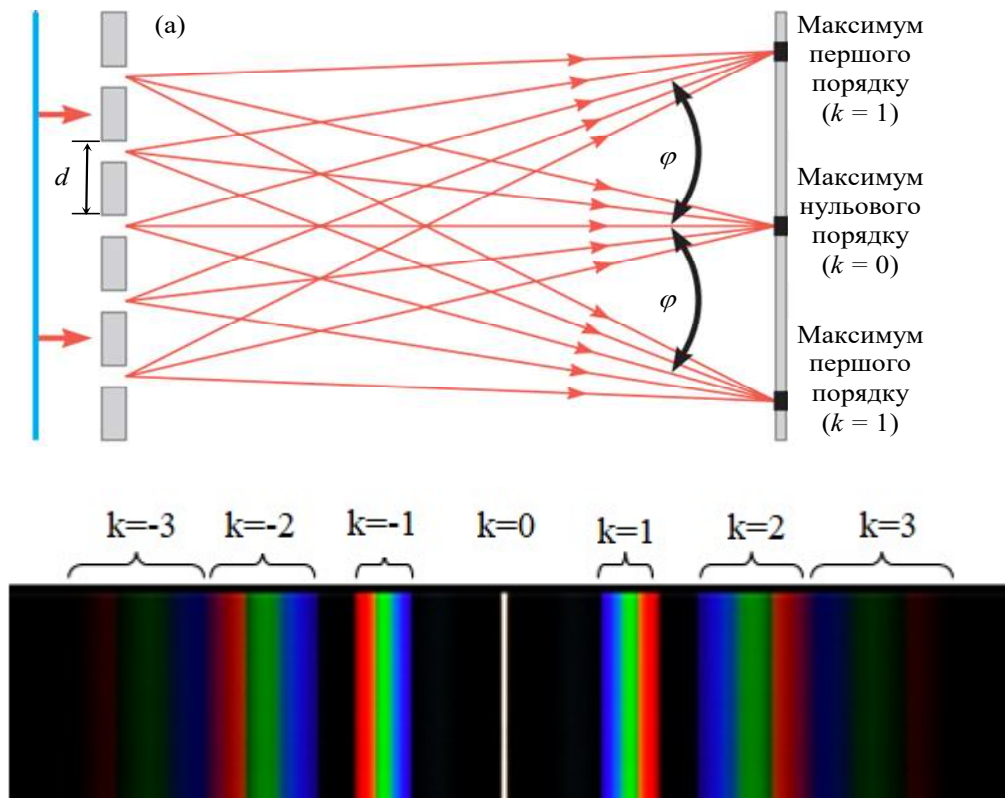


Рис. 2 Утворення дифракційних максимумів.

Основні параметри дифракційної ґратки. Роздільна здатність R – це безрозмірна величина $R = \lambda / \Delta\lambda$, яка залежить не тільки від відстані між спектральними лініями, а й від їх кутової ширини. Якщо інтенсивність у западині між лініями більша за 0,8 інтенсивності ліній, то такі дві лінії не розрізняються спектральним приладом (дифракційною ґраткою). Згідно з критерієм Релея, лінії ще розрізняються як дві окремі лінії, якщо максимум однієї лінії збігається з найближчим мінімумом другої (рис. 3, а).

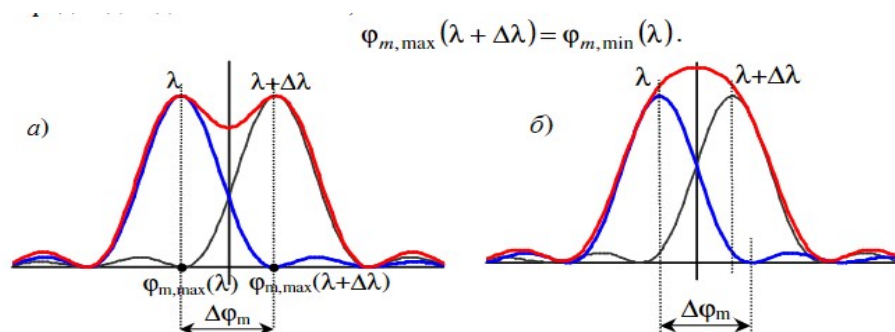


Рис. 3. До визначення роздільної здатності дифракційної ґратки. а) спектральні лінії розділені, б) спектральні лінії не розділені

Умова максимуму для хвилі довжиною $\lambda + \Delta\lambda$

$$d \sin \varphi = k(\lambda + \Delta\lambda),$$

умова мінімуму для хвилі довжиною λ

$$d \sin \varphi = k\lambda + \frac{\lambda}{N},$$

де N – загальна кількість щілин ґратки.

За критерієм Релея $k(\lambda + \Delta\lambda) = k\lambda + \frac{\lambda}{N}$, звідки

$$R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = kN. \quad (2)$$

Тут $k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ – порядок спектру.

Максимальна роздільна здатність $R_{\max} = k_{\max} N$,

$$d \sin \varphi_{\max} = k_{\max} \lambda \Rightarrow k_{\max} = \frac{d}{\lambda},$$

оскільки $\varphi_{\max} = \frac{\pi}{2}$. Таким чином $R_{\max} = \frac{Nd}{\lambda} = \frac{L}{\lambda}$, де L – ширина ґратки.

Кутова дисперсія $D_{\varphi} = \frac{\Delta\varphi}{\Delta\lambda}$ – це кутова відстань, яка припадає на одиницю

довжини хвилі.

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

Отже, $\frac{d\varphi}{d\lambda} = \frac{\Delta\varphi}{\Delta\lambda} = \frac{\varphi_2 - \varphi_1}{\lambda_1 - \lambda_2} = \frac{k}{d \cos \varphi}$. Оскільки кути дифракції малі ($\cos \varphi \approx 1$), то

дисперсія

$$D_{\varphi} = \frac{k}{d}. \quad (3)$$

Високоякісна ґратка повинна мати якомога меншу постійну ґратки d і якомога більшу ширину L .

2. Опис експериментального устаткування

Гоніометр-спектрометр призначений для вимірювання кутів оптичним методом з точністю $10''$. Він складається з коліматора, щілина якого освітлюється ртутно-кварцовою лампою, корпуса з оптичною трубою і відлікової лупи. Дифракційна ґратка розміщується на предметному столику на шляху пучка

світла, який виходить з коліматора. У фокальній площині об'єктива зорової труби утворюється низка зображень щілини коліматора, які відповідають різним довжинам хвиль, тобто лінійчатий спектр. Зорова труба закріплена на рухомому кронштейні, який може обертатись навколо вертикальної осі, що проходить через центр предметного столика. Останній зв'язаний з лімбом, який має шкалу з поділками, що знаходяться в полі зору відлікової лупи. У полі зору оптичної труби знаходиться зображення вимірювального перехрестя; яке суміщають при вимірах з досліджуваною спектральною лінією.

3. Порядок виконання роботи

1. Увімкніть ртутно-кварцову лампу, встановіть й підтримувати ЛАТРОм струм у ній $\sim 1,2$ А. Розряд стає стабільним тільки через 3 – 5 хв., коли вся ртуть випарується.

У В А Г А ! Перед увімкненням ртутно-кварцової лампи впевнитись у наявності захисного корпуса, а при роботі уникати потрапляння ультрафіолетовою випромінювання в очі та на відкриті ділянки шкіри.

2. Установіть дифракційну ґратку на робочий столик гоніометра і відмітьте за лімбом напрямок на нульовий максимум (яскраву білу смугу). Цей кут буде початком відліку для всіх вимірюваних кутів дифракції. Повертаючи зорову трубу вправо, знайдіть напрямки на зелену лінію ртуті ($\lambda = 5461\text{Å}$) в спектрах першого ($k = 1$), другого ($k = 2$) й третього ($k = 3$) порядків і виміряйте кути дифракції φ_k , що їм відповідають. Аналогічні виміри провести від нульового максимуму вліво.

3. Використовуючи експериментальні значення кутів дифракції φ_k для відповідних k , з формули (1) обчисліть постійну ґратки d . Результат усередніть по всіх вимірах ($\langle d \rangle$) і запишіть його з точністю до четвертого знаку після коми.

4. Вимірювання, описані в п.2, проведіть для фіолетової лінії ($\lambda = 3800 \div 4400 \text{Å}$) спектра ртуті. Використовуючи експериментально визначену в п. 3 величину $\langle d \rangle$, з формули (1) обчисліть невідому довжину хвилі $\langle \lambda \rangle$ й порівняйте її з відомим значенням.

5. Визначте кути φ_1 і φ_2 з точністю до $10''$ для двох жовтих ліній ртуті

($\lambda_1 = 5791\text{\AA}$ і $\lambda_2 = 5770\text{\AA}$) в спектрі першого порядку і за формулою (3) обчисліть кутову дисперсію D_φ .

6. За формулою (2) обчисліть роздільну здатність R . Для цього, знаючи постійну ґратки d та вимірявши її довжину L , знайдіть кількість штрихів $N = L/d$. Порядок дифракційного спектру k визначте експериментально за достатною для спостереження інтенсивністю ліній (зазвичай $k = 3 \div 5$).

Контрольні запитання і завдання

1. Поясніть явище дифракції за Френелем.
2. Поясніть явище дифракції за Фраунгофером.
3. Які Ви знаєте види та типи дифракційних ґраток?
4. Чому дифракційну ґратка можна використовувати як спектральний прилад?
5. Які основні параметри дифракційної ґратки?

ЛАБОРАТОРНА РОБОТА №6

Визначення показника заломлення і середньої дисперсії рідини за допомогою рефрактометра Аббе

Мета роботи: вивчення залежності показників заломлення розчинів від концентрації, та визначення вмісту гліцерину у водних розчинах.

Прилади та матеріали: рефрактометр Аббе, рідини, що досліджуються, дистильована вода.

1. Теоретичні відомості

Згідно з хвильовою теорією світла абсолютний показник заломлення речовини визначається відношенням швидкості світла у вакуумі (c) до фазової швидкості світла в середовищі (v):

$$n = \frac{c}{v} \quad (1)$$

і вказує у скільки разів швидкість поширення світла в середовищі менша за швидкість світла у вакуумі.

Прилади які дозволяють вимірювати показник заломлення різноманітних речовин (як рідких, так і твердотільних) називаються *рефрактометрами*. Принцип їх дії базується на явищі повного внутрішнього відбивання на межі поділу двох середовищ з різними показниками заломлення (відносний показник заломлення двох середовищ $n_{21} = \frac{n_2}{n_1} < 1$).

Особливістю рефрактометра Аббе є наявність двох прямокутних призм (рис. 1) вимірювальної ABC та освітлювальної верхньої, виготовленої з оптично густого скла (важкого флінту) з показником заломлення $n_0 = 1,74$. Тому вимірювання можуть проводитися для речовин з показником заломлення $n > n_0$. Між паралельними гіпотенузними гранями призм вводиться тонкий шар досліджуваної рідини.

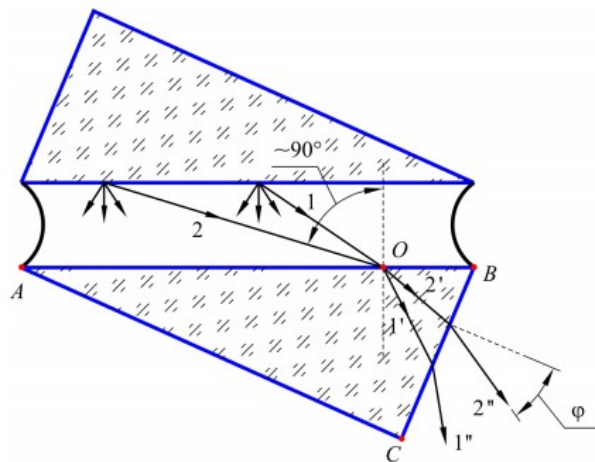


Рис. 1. Рефрактометр Аббе

Нижня межа верхньої призми матова (шорстка) і служить для освітлення розсіяним світлом досліджуваної рідини між призмами. Світло, розсіяне матовою поверхнею, проходить плоскопаралельний шар досліджуваної рідини і падає на гіпотенузну грань нижньої вимірювальної призми під різними кутами від 0 до 90°. Для ковзаючих променів (з кутом падіння $\sim 90^\circ$, точка O вибрана на грані AB довільно) кут падіння на межі рідина - вимірювальна призма буде близький до

граничного кута повного внутрішнього відбивання r_{zp} . Цей кут і визначає положення межі поділу світлої й темної частин поля зору. Закон заломлення для граничного кута

$$n = n_0 \sin r_{zp}$$

де n – показник заломлення рідини.

Експериментально неможливо виміряти r_{zp} , проте цьому куту відповідає певне значення кута φ виходу променя з призми в повітря. Для цього випадку

$$n = \sqrt{n_0^2 - \sin^2 \varphi} \sin \alpha - \cos \alpha \sin \varphi,$$

де α – кут заломлення призми.

Ще Ньютон у 1672 році відкрив явище дисперсії світла – залежність показника заломлення n від довжини світлової хвилі λ . Мірою останньої є різниця показників заломлення $n_{\lambda_1} - n_{\lambda_2}$ для різних значень λ_1 та λ_2 . Зазвичай, заломлення задається показником n_0 для $\lambda = 589,3$ нм (середнє значення довжин хвиль двох жовтих ліній натрію). Середня дисперсія $\langle D \rangle = n_F - n_c$, де n_F відповідає синій ($\lambda_F = 486,1$ нм), а n_c – червоній ($\lambda_c = 656,3$ нм) лініям водню.

Часто заломлюючу речовину характеризують величиною відносної дисперсії: $D_{відн} = \frac{n_F - n_c}{n_D - 1}$. На практиці користуються величиною, оберненою до відносної дисперсії – так званим коефіцієнтом дисперсії, або числом Аббе

$$\gamma = (D_{відн})^{-1} = \frac{n_D - 1}{n_F - n_c}.$$

2. Опис експериментального устаткування

Оптична схема приладу наведена на рис. 2. Світло від джерела 1 направляється конденсором 2 на вхідну грань освітлювальної призми 3. Після проходження тонкого шару рідини, світло потрапляє на заломлюючу грань вимірювальної призми 4, далі на компенсатор 5. Для визначення кута

φ , під яким виходять промені з вимірювальної призми, використовується зорова труба з об'єктивом 6 та окуляром 9. При цьому використовується та властивість зорової труби, що промені, які у неї потрапляють паралельно її осі, потрапляють у задній фокус, де розміщена прозора пластинка 7 (візир) з нанесеним на ній перехрестям.

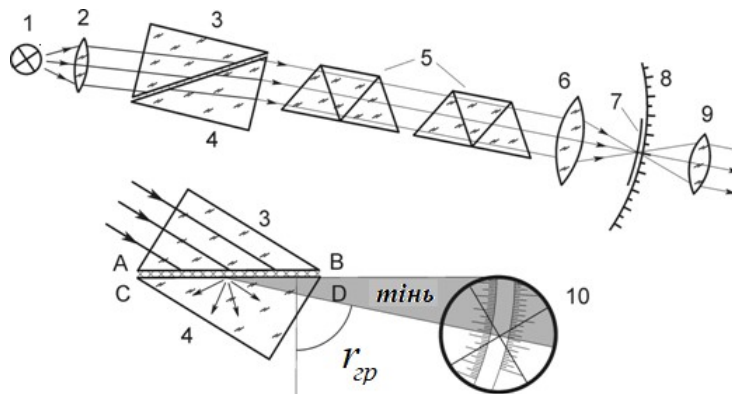


Рис. 2 Оптична схема експериментального устаткування

Компенсатор і зорова труба жорстко зв'язані між собою і можуть повертатися відносно вимірювальної призми. Кут повороту вимірюється за допомогою нерухомої шкали 8, яка розміщена у спільній фокальній площині об'єктива і окуляра. Шкала проградуєвана у значеннях показника заломлення в межах від 1,3 до 1,7 з точністю до $2 \cdot 10^{-4}$.

Повертаючи зорову трубу, можна встановити її вісь паралельно променям, які зазнали заломлення під граничним кутом на грані CD. При цьому в полі зору окуляра будуть спостерігатися світла і темна області, межа між якими буде збігатися з перехрестям. Світла область утворюється променями, які заломлюються під кутами меншими за граничний, а темна виникає через відсутність променів, які заломлюються під кутами більшими за граничний. Положення межі світла й тіні вкаже на шкалі 8 значення шуканого показника заломлення.

Оскільки джерело світла 1 немонохроматичне, то внаслідок дисперсії досліджуваної речовини і матеріалу вимірювальної призми межа світла й тіні, яка спостерігається у зоровій трубці, виявляється нечіткою і забарвленою. Для усунення цього ефекту використовується дисперсійний компенсатор 5, що складається з двох

призм прямого зору (призми Амічі), які обертаються у взаємно протилежних напрямках. Призми розраховані так, щоби промені з довжиною хвилі $\lambda_0 = 589,3 \text{ нм}$ не відхилялися після проходження крізь них. При повороті однієї призми відносно іншої їх сумарна дисперсія може змінюватися від нуля до її подвоєного значення однією з призм 5 в залежності від взаємної орієнтації цих призм. Це дозволяє скомпенсувати різницю у кутах виходу з вимірювальної призми променів з різними довжинами хвиль і направити їх у зорову трубу паралельно променям з довжиною хвилі λ_0 . Межа світла й тіні при цьому стає чіткою, незабарвленою і вказує на показник заломлення n_0 для довжини хвилі λ_0 .

Процес вимірювання полягає у отриманні чіткого зображення шкали й перехрестя візира шляхом обертання окуляра приладу та у суміщенні межі поділу світлого й темного полів з центром перехрестя візира. Якщо між призмами 3 та 4 помістити іншу рідину, то межа поділу зміститися з центра поля зору внаслідок зміни кута r_{zp} , а також кута φ виходу променя з призми 4 в повітря. Суміщення межі поділу з центром перехрестя проводяться для кожної рідини. Відлік значень показника заломлення проводять по шкалі зліва в тому місці, де її перетинає межа поділу світлового поля.

3. Порядок виконання роботи

1. Підготуйте рефрактометр до вимірювань. Для цього увімкніть та від'юстуйте лампу так, щоби світло падало на освітлювальну призму. Дивлячись в окуляр, шляхом його обертання отримайте чітке зображення шкали й перехрестя візира. Відведіть (підніміть) освітлювальну призму (3, рис. 2), нанесіть 2 – 3 краплини рідини, що досліджується, на поліровану грань вимірювальної призми (4, рис. 2) і опустіть освітлювальну призму на своє місце. Рідина при цьому має рівномірно заповнити простір між призмами. Обертаючи вимірювальну ручку, знайдіть у полі зору межу поділу світлого та темного полів. Забарвлення межі поділу усувається шляхом обертання ручки компенсатора (5, рис. 2). Сумістіть межу поділу з центром перехрестя візира в

окулярі й визначте відповідне значення показника заломлення (з точністю до четвертого знаку) по перетину межі поділу з лівою шкалою.

2. Виміряйте показники заломлення розчинів гліцерину у воді з відомими концентраціями й побудуйте графік залежності показника заломлення n від концентрації розчину C , %. Змінюючи досліджувану рідину, потрібно ретельно витерти контактуючі грані вимірювальної та освітлювальної призми від залишків розчину.

3. Виміряйте показники заломлення розчинів невідомих концентрацій і з графіка залежності $n(C)$ визначте вміст гліцерину у воді.

4. Визначте середню дисперсію розчинів гліцерину у воді з невідомою концентрацією за формулою $\langle D \rangle = n_F - n_c = A + \sigma \cdot B$, де A , B та σ – величини, що наведені в дисперсійних таблицях. Значення A і B знаходять з вимірювань показників заломлення розчинів гліцерину з невідомими концентраціями n_D для трьох значень поділок барабана Z , при яких усувається забарвлення межі поділу світлого та темного полів (при обертанні барабана на 180° , тобто на 60 поділок, дисперсія компенсатора зміниться від нуля до подвійного значення дисперсії, тобто межа поділу виявиться незабарвленою два рази). Величина σ відповідає значенню Z і також знаходиться в таблицях (Z може бути як додатним, так і від’ємним). Результат заокруглити до другого знаку після коми.

5. За виміряними та розрахованими результатами визначте коефіцієнт дисперсії $\gamma = \frac{(n_D - 1)}{(n_F - n_c)} = \frac{(n_D - 1)}{\langle D \rangle}$.

$$\gamma = \frac{(n_D - 1)}{(n_F - n_c)} = \frac{(n_D - 1)}{\langle D \rangle}$$

Результати запишіть у вигляді таблиці, при чому, значення $\langle D \rangle$ та γ округліть до другого знаку після коми.

n_D	Z	σ	A	B	$\langle D \rangle$	γ
	21					
	21,5					
	22					

4. Контрольні запитання і завдання

1. Сформулюйте і виведіть закон відбивання світла.
2. Сформулюйте і виведіть закон заломлення світла. У чому полягає явище повного внутрішнього відбивання?
3. Що таке дисперсія? Дайте визначення середньої дисперсії та коефіцієнта дисперсії.
4. Поясніть будову та принцип роботи рефрактометра Аббе.
5. Які Ви знаєте способи вимірювання показника заломлення?

ЛАБОРАТОРНА РОБОТА №7

Вивчення явища природного повертання площини поляризації світла

Мета роботи: ознайомлення з принципом роботи поляриметра, та визначення концентрації розчинів цукру у воді.

Прилади та матеріали: цукрометр; право- і лівоповертаючий кристали кварцу; еталонний розчин цукру у воді); розчини цукру невідомих концентрацій; дистильована вода.

1. Теоретичні відомості

Природне світло - це поперечна електромагнітна хвиля, у якої, коливання вектора напруженості електричного поля не впорядковані. Світло, в якому напрям вектора \vec{E} змінюється за певним законом, називається поляризованим. При коливанні вектора \vec{E} в одній площині світло називається плоскополяризованим. Якщо кінець вектора \vec{E} описує коло – циркулярно поляризованим. Одним з важливих у теоретичному і практичному відношеннях явищ молекулярної оптики, зокрема взаємодії поляризованого світла з речовиною, є явище обертання площини поляризації. Воно полягає в тому, що при проходженні монохроматичного поляризованого світла через деякі речовини площина його поляризації обертається. Це явище було виявлено для значної кількості речовин у різних агрегатних станах. Такі речовини названо природними оптично активними

речовинами. До них належать кварц, розчин цукру, скипидар, камфора та ціла низка розчинів складних органічних сполук.

Френель пояснив повертання площини поляризації, припустивши, що лінійно поляризований промінь, увійшовши в оптично активну речовину, внаслідок взаємодії з її молекулами поділяється на два циркулярно поляризованих промені з протилежними напрямками обертання вектора \vec{E} . В оптично неактивних речовинах ці два промені мають однакові кутові швидкості обертання, а в оптично активних - різні, що і призводить до повороту площини поляризації. На рис. 1 кінець вектора \vec{E}_l , повертається вліво (проти годинникової стрілки), а кінець вектора \vec{E}_{np} - вправо (за годинниковою стрілкою). Промінь поширюється перпендикулярно до площини рисунка назустріч спостерігачу.

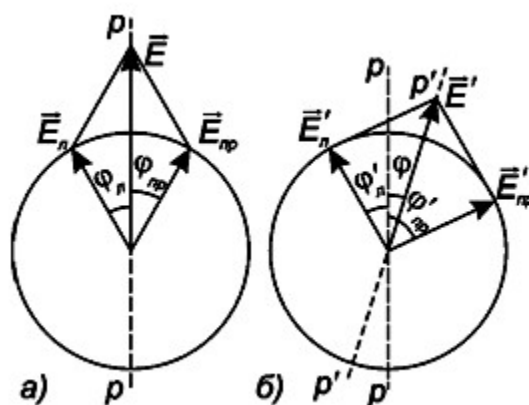


Рис. 1 До пояснення обертання вектора поляризації за Френелем

Результуючий вектор \vec{E} в кожний момент часу лежатиме в площині P , якщо швидкості циркуляції обох променів однакові. Якщо швидкості циркуляції \vec{E}'_{np} та \vec{E}'_l різні, то буде мати місце поворот результуючого вектора \vec{E}' на деякий кут α (проти або за годинниковою стрілкою), який є кількісною мірою оптичної активності речовини.

Для твердих речовин кут повороту пропорційний товщині шару, крізь який проходить світло. У випадку розчинів він пропорційний не тільки товщині шару, а й концентрації активної речовини в розчині. Крім того, кут повороту залежить від довжини світлової хвилі та температури. Для розчинів маємо

$$\alpha = \beta \cdot C \cdot d \quad (1)$$

де α - кут повороту, d - товщина шару активної речовини, C - концентрація речовини в неактивному розчиннику, β – коефіцієнт, який визначає питома обернення площини поляризації в даній речовині. Повертання площини поляризації зв'язується з відсутністю центра симетрії та площини симетрії оптично активних молекул і кристалів. Кут обернення площини поляризації вимірюють поляриметрами. Найбільшого розповсюдження набули поляриметри для вимірювання концентрації цукрових розчинів, так звані цукрометри.

2. Опис експериментального устаткування

Цукрометр, як і всякий поляризаційний пристрій, складається з двох основних частин: поляризатора й аналізатора, якими виступають призми Ніколя. Кожна призма складається з двох частин ісландського шпату, склеєних канадським бальзамом (рис. 2).

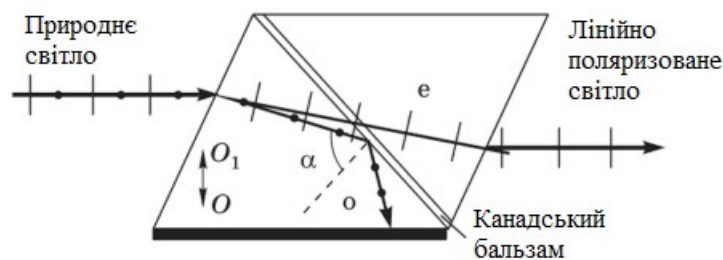


Рис. 2

В основі дій ніколя лежить подвійне променезаломлення, у результаті якого виникає поляризований промінь "e".

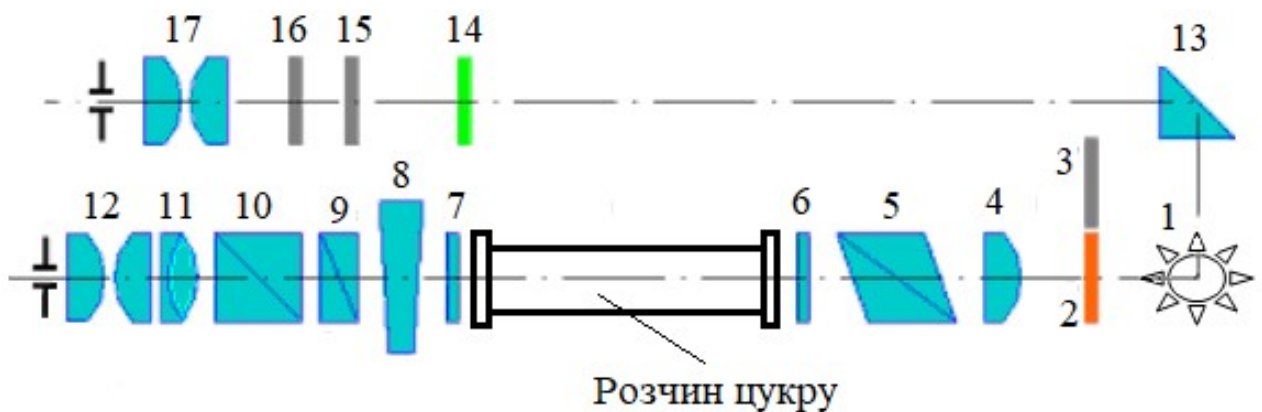


Рис. 3 Оптична схема поляриметра

Світловий потік, що йде від електролампи 1 (рис. 3) крізь світлофільтр ("С") 2 або матове скло ("М") 3, які поміщені обойму, яка може обертатися і конденсор 4, проходить крізь ніколь 5, який перетворює його в поляризований потік світла, розділений на дві половини лінією розділу. При дослідженні безкольорових або слабозафарбованих розчинів обойму ставлять на "М" або "С" для того, щоб не було різниці в зафарбованості обох половинок поля зору. При цьому поляризатор установлений так, що площини поляризації обох половин світлового потоку утворюють однакові кути з площиною поляризації аналізатора 10. Тому аналізатор пропускає однакові за світлосилою обидві половини потоку, і у полі зору зорової труби, яка складається із об'єктива 11 і окуляра 12, встановленої після аналізатора, спостерігаються дві однаково освітлені половини фотометричного поля, розділені тонкою лінією.

Після встановленні кювети з розчином між поляризатором і аналізатором, закритими захисними скельцями 6 і 7, освітленість обох половин поля зору стає неоднаковою. Це зумовлено тим, що у досліджуваному розчині площина поляризації поляризованого світла повертається на кут, пропорційний його концентрації. Для того, щоб знову зробити яскравості обох половин поля зору однаковими, в поляриметрі застосовується клиновий компенсатор 8 – 9, який складається з великого кварцового клина 8 і малого контрклина 9. Переміщенням великого клина відносно малого контрклина підбирають необхідну товщину кварцевої пластинки так, щоб скомпенсувати кут на який повернулася в розчині площина поляризації. У результаті цього освітленості обох половин поля зору знову стають однаковими. Одночасно з великим клином переміщується шкала 15. За нульовою поділкою ноніуса 16 фіксують значення на шкалі, яке відповідає однаковій освітленості обох половин поля зору. Шкалу і ноніус видно через лупу 17. Вони освітлюються електролампкою крізь відбиваючу призму 13 і захисне скло 14. Методика вимірювання кута повороту площини поляризації описана в лабораторній роботі 2.

У даний час для поляризаційних вимірювань найчастіше використовуються напівтіньові поляриметри, в яких вертикальна лінія розділяє поле зору на дві

половини (рис. 4). В одній половині світлові коливання лежать у площині P_1 а в другій – у площині P_2 . Ці площини утворюють між собою невеликий кут 2α . Тому, якщо площина аналізатора AA перпендикулярна до бісектриси цього кута (рис. 4, а) обидві половини I і II поля зору мають однакову освітленість, тобто інтенсивності обох світлових пучків погашені не повністю (маємо півтінь, звідки й назва поляриметрів). При найменшому повороті аналізатора відносна освітленість половинок поля зору I і II різко змінюється (рис. 4, б і в).

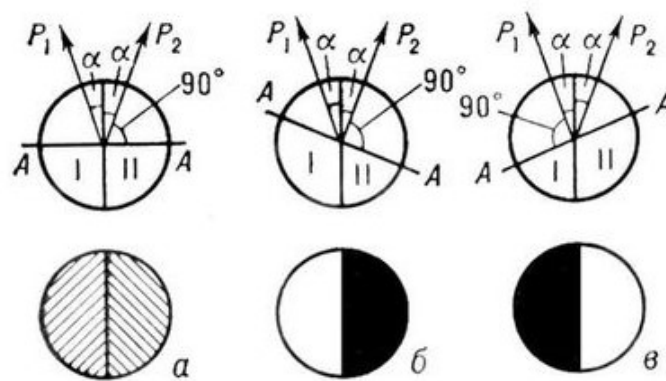


Рис. 4 Поле зору напівтіньового поляриметра

Очевидно, що налаштування аналізатора на однакові освітленості спочатку в пучку світла, яке проходить через повітря, а потім крізь оптично активну речовину, дозволить за кутом повороту аналізатора визначити й кут повороту площини поляризації в досліджуваній речовині.

Встановлення аналізатора на однакову освітленість обох полів можна здійснити тим точніше, чим менший кут 2α між площинами коливань P_1 і P_2 електричного вектора у світлових пучках. Проте, слід пам'ятати, що зі зменшенням цього кута освітленість полів I і II зменшується, тому доводиться користуватися досить потужними джерелами світла.

3. Порядок виконання роботи

1. Перед початком вимірювань перевірте нульову точку шкали відліку. Для цього, за відсутності в цукрометрі поляриметричної кювети, повертанням ручки кремальєрної передачі добитися однакової освітленості обох половинок фотометричного поля. При цьому нульова поділка шкали і ноніуса повинні

збігатися. Якщо цього немає, то визначіть умовний робочий нуль.

2. Заповніть кювету еталонним розчином цукру (концентрація C - відома) і встановіть її в робочу камеру приладу.

У В А Г А! При заповненні кювети досліджуваним розчином не допускайте утворення бульбашок повітря, які заважають спостереженням. Освітленість обох половинок поля зору зміниться. Обертайте гвинт аналізатора доти, доки освітленості обох половинок поля зору знову не стануть однаковими, і зробіть відлік кута повороту з точністю до 0,1 градуса.

3. Обчисліть питоме обертання площини поляризації β з формули (1), попередньо вимірявши товщину шару активної речовини d , тобто довжину кювети.

4. Повторіть ті ж вимірювання для розчинів цукру невідомих концентрацій і визначте ці концентрації.

5. Аналогічним способом виміряйте кути обертання площини поляризації пластинками ліво- і правоповертаючого кварцу і порівняйте їх з паспортними даними.

4. Контрольні запитання і завдання

1. Які існують види поляризації? Які Ви знаєте способи отримання поляризованого світла?
2. Як відрізнити природне світло від світла, поляризованого по колу?
3. Який механізм обертання площини поляризації оптично активними речовинами?
4. Поясніть будову і принцип роботи напівтіньового аналізатора.

ЛАБОРАТОРНА РОБОТА №8

Вивчення законів зовнішнього фотоелектричного ефекту

Мета роботи: перевірка законів фотоефекту. Визначення «червоної» межі фотоефекту

Прилади та матеріали: електрична лампочка розжарювання;

фотоелемент; фотоелектронний помножувач; джерела живлення; вольтметри та мікроамперметри; призмовий монохроматор УМ-2; оптична лава.

1. Теоретичні відомості

Фотоефект - це явище, зумовлене перерозподілом електронів по енергетичних станах внаслідок поглинання речовиною квантів електромагнітного випромінювання (фотонів з енергією $h\nu$). При цьому закон збереження енергії має вигляд:

$$h\nu = E_2 - E_1, \quad (1)$$

де E_1 та E_2 - енергія електрона до та після збудження, відповідно, h - стала Планка, ν – частота електромагнітних коливань.

Розрізняють два види фотоефекту: *внутрішній і зовнішній*. При *зовнішньому* фотоефекті електрони звільняються світлом з поверхневого шару речовини і переходять в інше середовище або у вакуум (E_2 перевищує роботу виходу електронів). При *внутрішньому* фотоефекті відбувається перерозподіл електронів по енергетичних станах в конденсованих середовищах (E_2 перевищує енергію іонізації атома), проте електрична нейтральність тіла при цьому не порушується.

Фотоелектричний ефект вважається «класичним» експериментом, що демонструє квантову природу світла. Він підтверджує припущення, що електрони є зв'язаними в металі, але можуть залишити його, якщо їм надати достатню енергію. Проте, виходячи з положень класичної фізики, дивним здається той факт, що при опроміненні металу хвилями великої довжини (зазвичай, більше 400 нм) жоден електрон не емітується з поверхні металу, навіть якщо збільшувати інтенсивність світла. Адже збільшення інтенсивності світла призводить до зростання амплітуди електромагнітної хвилі, наслідком чого мало би бути збільшення кінетичної енергії електронів в результаті взаємодії з цією хвилею.

З іншого боку, можна легко спостерігати емісію електронів в

ультрафіолетовому світлі, причому швидкість емітованих електронів не змінюється при зміні інтенсивності світла. Більш детальний аналіз показує, що для довжин хвилі, коротших ніж максимальна довжина хвилі, максимальна кінетична енергія звільнених електронів змінюється лінійно зі зміною оберненої довжини хвилі.

Проблему існування частоти електромагнітної хвилі, при якій припиняється фотоэффект і той експериментальний факт, що кінетична енергія фотоелектронів не залежить від інтенсивності світла, а залежить лише від його частоти, вперше фундаментально дослідив у 1888 році російський фізик О.Г. Столетов. Однак всі закономірності явища були пояснені лише в межах квантової теорії світла. Теоретичне обґрунтування зробив у 1903 році видатний фізик-теоретик А. Ейнштейн, використавши і розширивши гіпотезу М. Планка та закон збереження енергії.

Розглянемо прилад, що складається з двох металевих електродів, розміщених у вакуумованій камері (рис. 1). Світло падає на один з електродів, до якого подаємо зовнішню напругу, яка підбирається такою, щоб струм, спричинений фотоемітованими електронами, дорівнював нулю. Ця напруга називається запірною і відповідає максимальній кінетичній енергії електронів $E_{\text{кmax}}$. З графіка залежності $U_3(\nu)$, який має форму прямої

$$U_3(\nu) = \frac{h}{e}\nu - \frac{A_{\text{вих}}}{e}, \quad (1)$$

можна знайти сталу Планка і роботу виходу $A_{\text{вих}}$ (рис. 2).

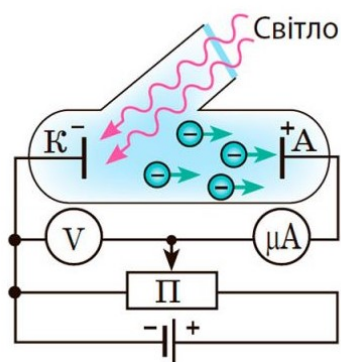


Рис. 1

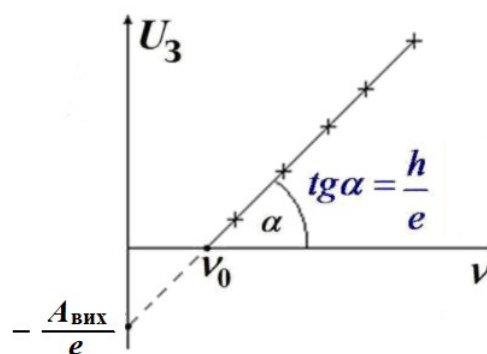


Рис. 2

Якщо частота світ менша за частоту ν_0 , фотоэффект не спостерігається. Ця частота називається “червоною межею” фотоэффекту і залежить лише від матеріалу з якого виготовлено фотокатод. Термін «червона межа» є умовним, оскільки означає не колір світла, а його довгохвильову межу. З формули Ейнштейна

$$h\nu = A_{\text{вих}} + \frac{mv^2}{2} \quad (2)$$

“червона межа” визначається за умови $h\nu_0 = A_{\text{вих}}$, звідки $\nu_0 = A_{\text{вих}} / h$. Робота виходу визначає потенціал, який мають подолати електрони, щоб залишити метал.

Закони фотоэффекту формулюються у припущенні, що один електрон поглинає один фотон:

1. Величина *фотоструму насичення* прямо пропорційна падаючому на поверхню фотокатода *світловому потоку* при незмінному спектральному складі останнього.
2. Максимальна *кінетична енергія* визволених під дією світла електронів *пропорційна частоті світлової хвилі і не залежить від інтенсивності падаючого світла*.
3. Для кожної речовини існує “червона межа” фотоэффекту, тобто частота ν_0 (довжина хвилі λ_0) при якій фотоэффект не спостерігається.

Фотоэффект знайшов широке застосування в науці, техніці, телемеханіці, автоматичній. Без нього неможливо було б досягти сучасного розвитку космічної техніки, телебачення, звукового кіно тощо. Прилади, дія яких основана на фотоэффекті, називають фотоелементами. Залежно від видів фотоэффекту створено фотоелементи із зовнішнім (вакуумні і газонаповнені) та внутрішнім



Рис. 3 Фотодіод

(фоторезистори) фотоэффектом і вентильні фотоелементи. Фотоелементи із зовнішнім фотоэффектом являють собою скляні балони, всередині яких розміщено фотокатод і анод (рис. 3). Фотокатодом є шар лужного або лужноземельного металу, нанесеного на основу зі срібла. Анод має форму стрижня, кульки або кільця.

Газонаповнені фотоелементи із зовнішнім фотоелементом заповнені інертним газом, завдяки чому струм у фотоелементі створюється не тільки електронами, що звільняються із фотокатода під дією світла, а й електронами та іонами, що виникають внаслідок іонізації газу. Наявність газу дає змогу збільшити чутливість фотоелементів у 5-10 разів порівняно з вакуумними. Для реєстрації слабких світлових потоків застосовують фотоелектронні помножувачі, дія яких базується на зовнішньому фотоелементі та вторинній електронній емісії.

Фотоелементи з внутрішнім фотоелементом (фоторезистори) складаються з ізоляційної основи, на яку нанесено тонкий шар напівпровідника з металевими електродами (рис. 4). Така система поміщається в ебонітову або пластмасову



Рис. 4 Фоторезистор

оправу з віконцем. Для запобігання впливу оточуючого середовища його світлочутливий шар покривають прозорим лаком. На відміну від фотоелементів із зовнішнім фотоелементом, які мають односторонню провідність, фоторезистори однаковою мірою проводять струм в обох напрямках. Вони мають високу стабільність параметрів у процесі їх експлуатації та високу чутливість. Недоліками їх є значна залежність чутливості від температури, інерційність, залежність інерційності від освітленості, не лінійність світлових характеристик, відсутність ділянки насичення вольт-амперних характеристик, наявність значного струму в разі відсутності світлової дії.

Особливість фотоелементів, дія яких основана на внутрішньому фотоелементі (рис. 5), полягає в тому, що не потрібно джерела струму, без якого не можуть працювати вищеписані фотоелементи. Фотоелементи з внутрішнім фотоелементом застосовують у фотометрах, експонетрах, для створення сонячних батарей, які живлять бортову апаратуру космічних станцій тощо.

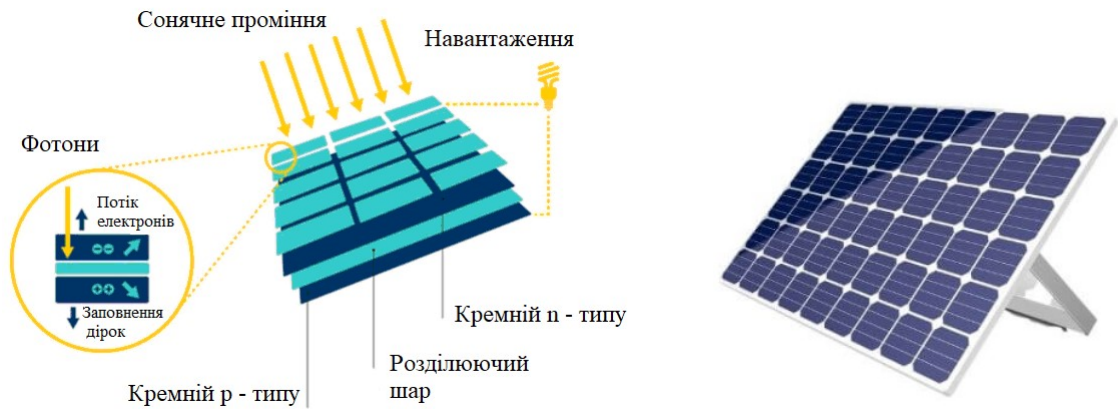


Рис. 5 Сонячні панелі

2. Опис експериментального устаткування

Експериментальне устаткування складається з двох частин. Перша (рис. 4.3, а) містить оптичну лаву, на якій розташовані фотоелемент (ФЕ) і джерело випромінювання Л (лампа розжарювання), а також кола їх живлення. За допомогою цієї частини проводяться дослідження залежності фотоструму від освітленості фотоелемента та від прикладеної до нього напруги. Живлення фотоелемента здійснюється в низько - та високовольтному режимах.

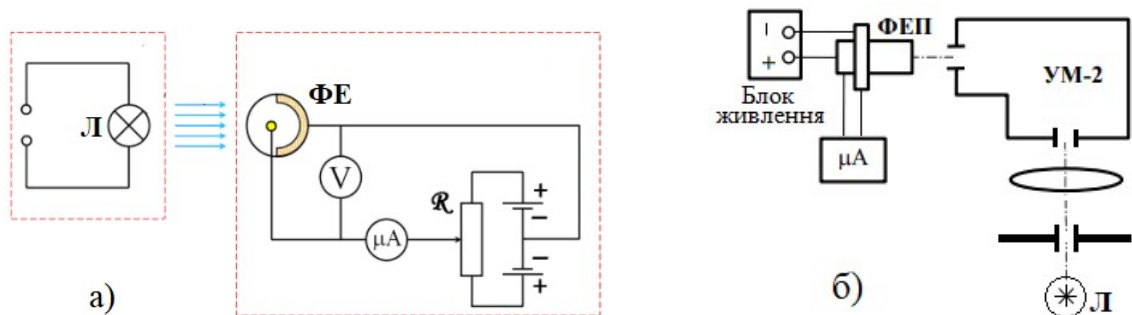


Рис. 6. Схема експериментального устаткування

“Червона межа” фотоефекту визначається за допомогою другої частини устаткування (рис. 6, б), яка складається з монохроматора УМ-2, джерела випромінювання Л та фотоелектронного помножувача ФЕП з джерелами їх живлення. Фотострум вимірюється з допомогою мікроамперметра μA . Вхідна щілина монохроматора рівномірно освітлюється білим світлом.

З вихідної щілини розкладене скляною призмою монохроматора УМ-2 за довжинами хвиль світло направляється на фотоелектронний помножувач ФЕП (рис. 7).

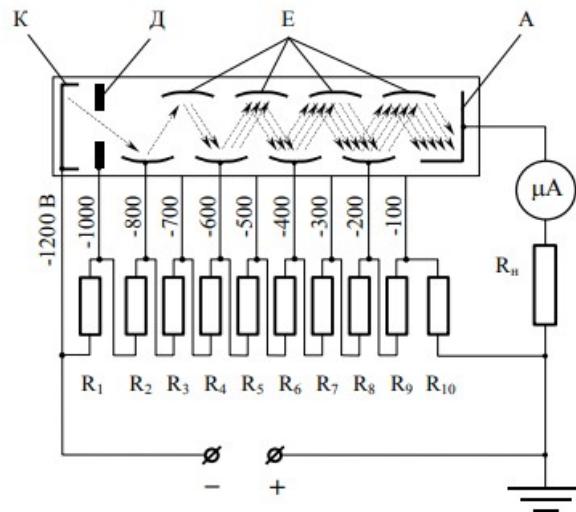


Рис. 7 Будова та принцип дії фотоелектронного помножувача

Фотоелектрони, емітовані з фотокатода К під дією електричного поля, прискорюються і через фокусуєчий електрод Д потрапляють на перший проміжний динод E_1 (всі диноди (емітери) позначені на рисунку Е), і викликають емісію вторинних електронів, чий потік, за певних умов, може в декілька разів перевищувати початковий потік електронів. Конфігурація емітерів і подавана на них напруга (що регулюється резисторами $R_1 - R_{10}$) така, що більшість фотоелектронів потрапляє на динод E_1 , а більшість вторинних електронів – на наступний динод E_2 , де процес помноження повторюється і т. д. Вторинні електрони з останнього з динодів, а їх буває до 10-15, збираються на аноді А. Загальний коефіцієнт підсилення таких систем 10⁷ - 10⁸, а інтегральна чутливість ФЕП досягає тисяч ампер на люмен.

Обертаючи барабан монохроматора, який зв'язаний з призмою, на вихідну щілину можна проектувати випромінювання різних довжин хвиль. Зв'язок між поділками барабана та довжиною хвилі вказаний на градуовальному графіку, який прикріплений до монохроматора.

3. Порядок виконання роботи

1. Дослідіть характер залежності фотоструму насичення від світловою потоку (люксамперна характеристика - ЛАХ). Для цього до фотоелемента прикладіть напругу, яка відповідає режиму насичення (~ 10 В). Виміряйте

залежність фотоструму насичення I_{ϕ} від освітленості (шляхом послідовного збільшення відстані r_n між лампочкою та ФЕ від 6 до 26 см) і побудуйте графік $I_{\phi} \approx f(r_m^2 / r_n^2)$, де r_m - відстань, яка відповідає мінімальному фотострумові, r_n - послідовні відстані між ФЕ і лампочкою.

2. Дослідіть залежності фотоструму I_{ϕ} від напруги V на фотоелементі (вольт-амперні характеристики - ВАХ) при трьох освітленостях $r_1 = 10$ см, $r_2 = 15$ см, $r_3 = 20$ см). Вимірювання проведіть в низько - (до 10 В через 2 В, перемикач у положенні “від себе”) та високовольтному (до 60 В через 10 В, перемикач у положенні “до себе”) режимах живлення фотоелемента.

У В А Г А! При переході з низько- на високовольтний режим потрібно попередньо повністю зняти напругу на фотоелементі.

Побудуйте на одному графіку залежності $I_{\phi} = f(V)$, отримані при трьох різних освітленостях.

3. Визначте “червону межу” фотоефекту. Для цього увімкніть блоки живлення ФЕП та освітлювача і, обертаючи барабан монохроматора УМ-2 від $N=400$ поділок в сторону збільшення (з кроком 100 поділок), фіксуйте величину фотоструму I_{ϕ} . За допомогою градуовального графіка визначте відповідні довжини хвиль λ . Побудуйте залежність фотоструму від довжини хвилі $I_{\phi} = f(\lambda)$. На спадаючій в області більших довжин хвиль ділянці спектру шляхом екстраполяції (продовження лінійної ділянки до перетину з віссю λ) знайти λ_0 , яка і буде “червоною межею” фотоефекту.

4. Обчисліть роботу виходу електронів з матеріалу фотокатода за формулою

$$A(eB) = \frac{hc}{\lambda_0(m)}, \quad (3)$$

де $h = 4,14 \cdot 10^{-15}$ eB·c, $c = 3 \cdot 10^8$ м/с.

5. Зіставивши отриманий результат з даними довідника, визначте речовину, з якого матеріалу виготовлено катод фотоелемента.

4. Контрольні запитання і завдання

1. Сформулюйте закони фотоефекту та поясніть їх.
2. Запишіть формулу Ейнштейна для фотоефекту. У чому полягає суть гіпотези про світлові кванти?

ЛАБОРАТОРНА РОБОТА №9

Вивчення законів теплового випромінювання

та вимірювання температури з допомогою оптичного пірометра

Мета роботи: ознайомитися з пірометричним методом вимірювання температури. Обчислити сталу Стефана-Больцмана та сталу Планка.

Прилади та матеріали: оптичний пірометр „Промінь”, досліджувана лампа розжарювання, джерело регульованої напруги для живлення лампи, багатошкальні прилади для вимірювання струму та напруги.

1. Теоретичні відомості

Прилади, які служать для безконтактного визначення температури на основі вимірювання теплового випромінювання, називаються оптичними пірометрами. У рівноважному стані вся енергія, отримана тілом, витрачається на випромінювання, тому температура тіла залишається сталою. Нагрітим твердим тілам і рідинам притаманний суцільний спектр випромінювання і частка енергії, яка припадає на різні ділянки спектру, залежить від температури тіла. При підвищенні температури максимум випромінювання зміщується в короткохвильову ділянку спектра.

Теплове випромінювання тіл характеризується інтегральною випромінювальною здатністю E_T , яка чисельно дорівнює потоку енергії, що випромінюється за одиницю часу з одиниці площі поверхні тіла у всіх напрямках в усьому інтервалі довжин хвиль $E_T = \Phi / S$. Другою характеристикою є спектральна випромінююча здатність $E_{\lambda, T}$, яка визначається відношенням потоку випромінювання $d\Phi$, що припадає на інтервал довжин хвиль від λ до $\lambda + d\lambda$, до величини цього інтервалу $d\lambda$

$$E_{\lambda,T} = \frac{d\Phi}{d\lambda}.$$

Очевидно, що $E_T = \int_0^{\infty} E_{\lambda,T} d\lambda$. Величина $A_{\lambda,T} = \Phi_{\text{погл}} / \Phi_{\text{пад}}$ називається поглинаючою здатністю тіла. Тіло, яке поглинає всю падаючу на нього енергію, називається абсолютно чорним тілом (АЧТ). Його $A_{\lambda,T} = 1$ для всіх довжин хвиль і температур. У різних тіл $E_{\lambda,T}$ і $A_{\lambda,T}$ можуть бути різними, але відношення випромінюючої здатності до поглинаючої здатності не залежить від природи тіла. Воно однакове для всіх тіл і є універсальною функцією довжини хвилі й температури (закон Кіркгофа)

$$\frac{E_{\lambda,T}}{A_{\lambda,T}} = \varepsilon(\lambda, T)$$

і при $A_{\lambda,T} = 1$ для АЧТ

$$E_{\lambda,T} = \varepsilon(\lambda, T). \quad (1)$$

Виходячи з гіпотези про квантовий характер випромінювання, Планк методами статфізики знайшов аналітичний вираз для функції розподілу випромінювання по довжинах хвиль у спектрі АЧТ. Функція Планка має вигляд

$$\varepsilon(\lambda, T) = \frac{8\pi^5 \hbar c}{15 \lambda^5} \frac{1}{e^{2\pi\hbar c / \lambda kT} - 1}, \quad (2)$$

де $\hbar = h/(2\pi) = 1,0545887 \text{ Дж} \cdot \text{с}$, λ – довжина хвилі; k – стала Больцмана.

Інтегруючи функцію Планка по всьому інтервалу довжин хвиль, одержимо закон Стефана-Больцмана

$$\varepsilon_T = \int_0^{\infty} \varepsilon_{\lambda,T} d\lambda = \frac{2\pi^5 k^4}{15c^2 h^3} T^4 = \sigma T^4, \quad (3)$$

де $\sigma = \frac{2\pi^5 k^4}{15c^2 h^3} = 5,67032 \cdot 10^{-8} \text{ Вт} \cdot \text{м}^2 \cdot \text{К}^{-4}$ – стала Стефана-Больцмана, яка визначена дослідним шляхом. За відомим значенням σ Планк вперше визначив величину сталої h .

Максимум інтенсивності випромінювання визначається з умови

$d\varepsilon_{\lambda,T} / d\lambda = 0$, що приводить до виразу, який називається законом зміщення Віна

$$\lambda_{\max} = \frac{b}{T}, \quad (4)$$

де $b = 0,2898 \cdot 10^{-2} \text{ м} \cdot \text{К}$.

Підставляючи у формулу Планка значення λ_{\max} , отримуємо

$$(\varepsilon_{\lambda,T})_{\max} = C_3 T^5, \quad (5)$$

де $C_3 = 12,9 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$. Максимальна спектральна випромінююча здатність АЧТ пропорційна п'ятій степені температури.

У граничному випадку, коли $hc/(kT\lambda) \ll 1$, з (2) отримуємо закон Релея-Джінса

$$\varepsilon_{\lambda,T} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} kT. \quad (6)$$

Варто відзначити, що для не абсолютно чорних тіл закон Стефана-Больцмана має вигляд $E_T = \alpha_T \sigma T^4$, де $\alpha_T < 1$. Якщо α_T не залежить від довжини хвилі, то такі тіла називаються сірими і для них характер залежності випромінюючої здатності від λ подібний до спектра АЧТ. Коефіцієнт α_T отримав назву коефіцієнта чорноти й залежить від природи тіла, його температури, стану поверхні.

Оптичні методи вимірювання температури ґрунтуються на порівнянні спектральної випромінюючої здатності досліджуваного тіла та абсолютно чорного тіла.

Під яскравісною температурою T_y розуміють температуру АЧТ, при якій його спектральна випромінююча здатність дорівнює випромінюючій здатності досліджуваного тіла на тій же довжині хвилі (переважно 0,66 мкм).

За допомогою пірометра вимірюється яскравісна температура тіла, яка завжди менша його істинної термодинамічної температури T . Різниця між T і T_y визначається з виразу

$$\Delta T = \frac{-\lambda T_y^2}{c^2} \lg \alpha_{\lambda,T}, \quad \Delta T > 0. \quad (7)$$

Істинна температура тіла

$$T = T_y + \Delta T. \quad (8)$$

2. Опис експериментального устаткування

На рисунку показана оптична схема пірометра та електрична схема живлення досліджуваного джерела випромінювання.

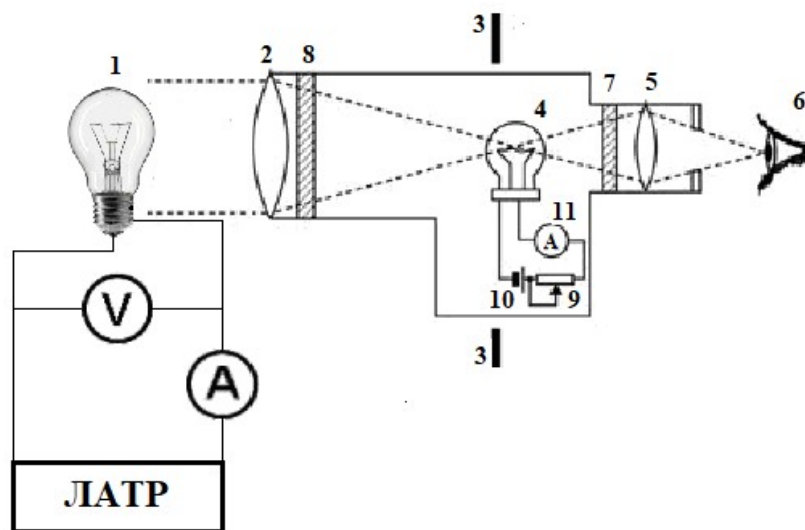


Рис. 1

На рис. 1 представлена принципова схема оптичного пірометра. Випромінювання від об'єкта досліджень 1 проходить крізь об'єктив 2 і фокусується в площині 3. У цій же площині розташована нитка пірометричної лампи 4. Зображення об'єкта досліджень і нитки пірометричної лампи спостерігач 6 розглядає через окуляр 5. Між ниткою пірометричної лампи й окуляром міститься червоний світлофільтр 7. Між об'єктивом і ниткою пірометричної лампи може вводитися поглинаюче скло 8. Розжарення нитки пірометричної лампи регулюється реостатом 9, який змінює струм, що проходить через неї від джерела живлення 10. Значення струму вимірюється приладом 11, відградуїованим у значеннях яскравісної температури в градусах за Цельсієм.

Перед початком вимірювань проводиться настроювання оптичної системи (об'єктив-окуляр) таким чином, щоб зображення об'єкта досліджень і нитка пірометричної лампи знаходилися в одній площині. Це досягається переміщенням об'єктиву. Крім того, необхідно, щоб нитку пірометричної лампи на зображенні досліджуваного об'єкта спостерігач бачив з чіткою різкістю. Це досягається переміщенням окуляра.

Об'єктом досліджень є лампа з вольфрамовою ниткою, температура якої

вимірюється при різних значеннях потужності, що підводиться до неї. Струм, що проходить крізь лампу регулюється ЛАТРом. У коло лампи під'єднані амперметр і вольтметр, за показами яких можна визначати електричну потужність W , яка підводиться до неї. При високих температурах цю потужність можна прирівняти до енергії, яка випромінюється об'єктом за одиницю часу.

Процес вимірювання зводиться до зміни розжарення нитки пірометричної лампи, а отже, і її яскравості доти, поки око спостерігача не перестане розрізняти нитку пірометричної лампи (нитка ніби зникає) на тлі об'єкта досліджень. Це означає, що спектральна енергетична яскравість об'єкта досліджень і спектральна енергетична яскравість нитки пірометричної лампи дорівнюють одна одній. У цей момент роблять відлік значення температури.

У відповідності до закону Стефана-Больцмана можна записати

$$W = IU = \sigma(\alpha_T T^4 - \alpha_{om.c.} \cdot T_{om.c.}^4) \approx \alpha_T \sigma S T^4, \quad (9)$$

де $T_{om.c.}$ – температура оточуючого середовища; $\alpha_{om.c.}$ – коефіцієнт чорноти оточуючого середовища; I – струм; U – напруга; S – площа поверхні; для вольфраму $\alpha_T = 0,25 \cdot 3$ (4) можна визначити σ , урахувавши, що $T_{om.c.} \ll T$.

У даній роботі допускається, що випромінювальна здатність вольфраму може бути описана виразом

$$E_T = \frac{W}{S} = B \cdot T^n, \quad (10)$$

де B та n – сталі величини.

3. Порядок виконання роботи

1. Зберіть електричну схему і зфокусуйте пірометр на нитку розжарювання досліджуваної лампи. Змінюючи струм через лампу розжарювання від 3 А через кожні 0,5 А, виміряйте відповідні значення напруги та яскравісну температуру.

У В А Г А! При кожній зміні струму через лампу розжарювання потрібно зачекати 2-3 хвилини для встановлення термодинамічної рівноваги.

2. За знайденими значеннями $T_{я}$, використовуючи формулу (7) і вираз $T = T_{я} + \Delta T$, визначте термодинамічну температуру (величина

$$(\lambda/c^2) \lg \alpha_{\lambda,T} = -4 \cdot 10^{-5} K^{-1}.$$

Результати подайте у вигляді таблиці

I, A	U, B	W, Bm	$E_T = W/S$	$\lg E_T$	$T_{я}, ^\circ C$	$\Delta T, K$	T, K	$\lg T$

3. Побудуйте графік $T = f(W)$. Сталу Стефана-Больцмана обчисліть за формулою $\sigma = W / (\lambda_T S T^4)$ для декількох значень W і T та визначте її середнє значення ($\alpha_T = 0,25$; $S = 3 \cdot 10^{-5} m^2$). За отриманим значенням σ обчисліть сталу Планка.

4. Логарифмуючи (10), одержимо

$$\lg E_T = \lg B + n \lg T.$$

За даними таблиці побудуйте графік $\lg E_T = f(\lg T)$ і визначте з нього сталі n і B .

4. Контрольні запитання і завдання

1. Сформулюйте закони випромінювання абсолютно чорного тіла.
2. Які існують оптичні методи вимірювання температури?

ЛАБОРАТОРНА РОБОТА №10

Визначення радіуса кривизни лінзи і довжини світлової хвилі за допомогою кілець Ньютона

Мета роботи: визначити радіус кривизни збиральної лінзи та довжини хвиль світла різних кольорів.

Прилади та матеріали: мікроскоп з окулярним мікрометром і освітлювачем; ртутно-кварцова лампа з джерелом живлення; набір світлофільтрів; плоско-опукла лінза; полірована скляна пластинка.

1. Теоретичні відомості

В основі роботи лежить явище інтерференції у тонких прозорих ізотропних пластинках. *Інтерференцією світла називається* явище перерозподілу інтенсивності світлового потоку (підсилення або послаблення) внаслідок накладення когерентних світлових хвиль (хвилі з однаковою частотою і сталою в часі різницею фаз).

Підсилення (інтерференційний максимум) спостерігається, якщо різниця ходу променів, що інтерферують $\Delta = \pm 2m \frac{\lambda}{2}$ – (дорівнює парній кількості довжин півхвиль). Якщо ж різниця ходу дорівнює непарній кількості довжин півхвиль $\Delta = \pm (2m + 1) \frac{\lambda}{2}$ – спостерігається послаблення (інтерференційний мінімум). $m = 0, 1, 2, \dots$ – порядок інтерференційного екстремуму.

Природні джерела випромінювання генерують некогерентні світлові хвилі, тому для спостереження явища інтерференції необхідно створювати спеціальні умови. Оптичні схеми, які використовуються для створення умов спостереження інтерференції, називають інтерференційними схемами. У них використовуються дзеркала, призми, прозорі середовища для розділення світлової хвилі на дві когерентні.

Існує два методи отримання стійкої інтерференційної картини – метод поділу хвильового фронту і метод поділу амплітуди. У цій роботі використовується другий метод.

Кільця Ньютона виникають при інтерференції променів, що відбиваються від різних граней повітряного клина утвореного сферичною поверхнею плоско-опуклої скляної лінзи та поверхнею плоско-паралельної пластинки. На рисунку 1, а) зображено оптичну систему для спостереження кілець Ньютона, на рисунку 1, б) - детальне зображення ходу світлових хвиль у такій системі.

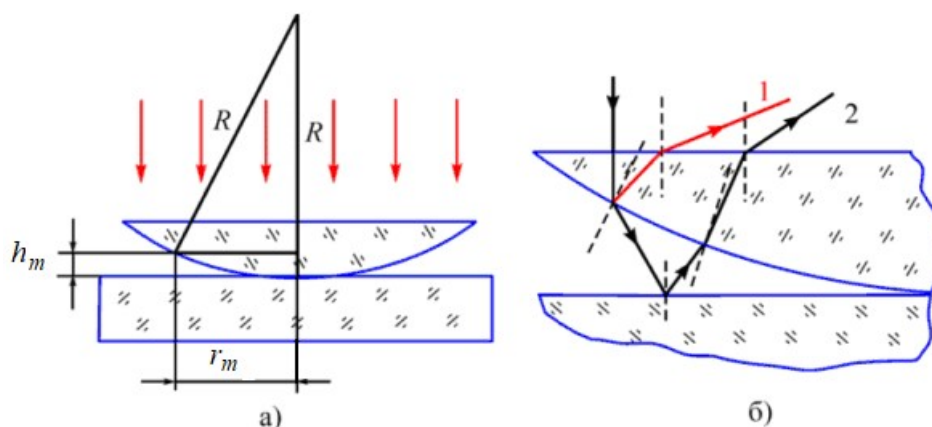


Рис. 1 Схема утворення кілець Ньютона

Якщо світло монохроматичне, то можна спостерігати лише світлі та темні кільця (рис. 2, а та б), тоді як освітлення білим світлом зумовить різнобарвну інтерференційну картину (рис. 2, в).

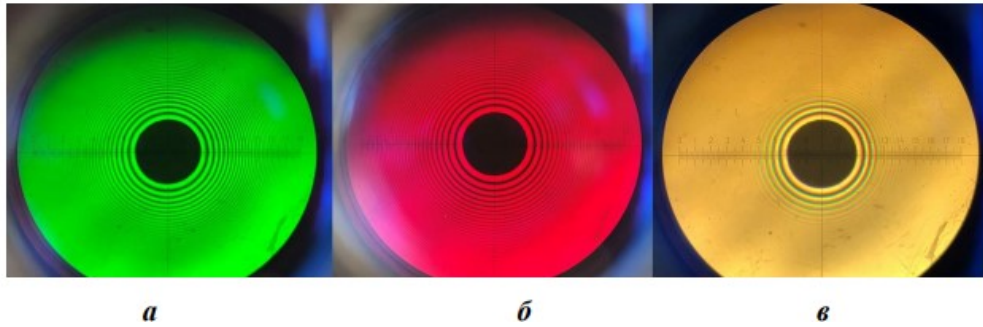


Рис. 2 Кільця Ньютона у монохроматичному та білому світлі

Якщо позначити через R – радіус лінзи, h_m – товщину повітряного прошарку в місці m -го кільця радіусом r_m , то різницю ходу Δ променів, що інтерферують, можна обчислити за формулою

$$\Delta = 2h_m + \lambda/2, \quad (1)$$

(вважається, що показник заломлення повітря дорівнює 1). Доданок $\lambda/2$ урахує втрату півхвилі при відбиванні світла від оптично густішого середовища. Визначаючи h_m через радіуси кілець та лінзи

$$h_m = \frac{r_m^2}{2R} \quad (2)$$

і урахуваючи умову інтерференційного мінімуму $\Delta = (2m + 1)\lambda/2$, для радіуса темного кільця отримаємо:

$$r_m = \sqrt{mR\lambda}. \quad (3)$$

Якщо урахувати умову інтерференційного максимуму $\Delta = \pm 2m \frac{\lambda}{2}$, то відповідний вираз для радіуса світлого інтерференційного матиме вигляд

$$r_m = \sqrt{(2m - 1)R\lambda/2}. \quad (4)$$

Знаючи радіуси двох темних кілець, можна обчислити радіус кривизни сферичної поверхні лінзи

$$R = \frac{(r_m - r_n)(r_m + r_n)}{(m - n)\lambda}, \quad (5)$$

де m і n - номери темних кілець.

2. Опис експериментального устаткування

Експериментальне устаткування дає змогу спостерігати й досліджувати кільця Ньютон у відбитому світлі при нормальному падінні променів. У роботі використовується мікроскоп МП-3 з окулярним мікрометром. Відстань між окуляром та об'єктивом підібрана так, що поблизу фокальної площини окуляра проектується збільшене зображення кілець Ньютон. Вимірювання радіусів кілець проводиться шляхом переміщення (за допомогою мікрометричного гвинта) тонкої вимірювальної нитки. Ціна поділки барабана мікрометра 0,002 мм.

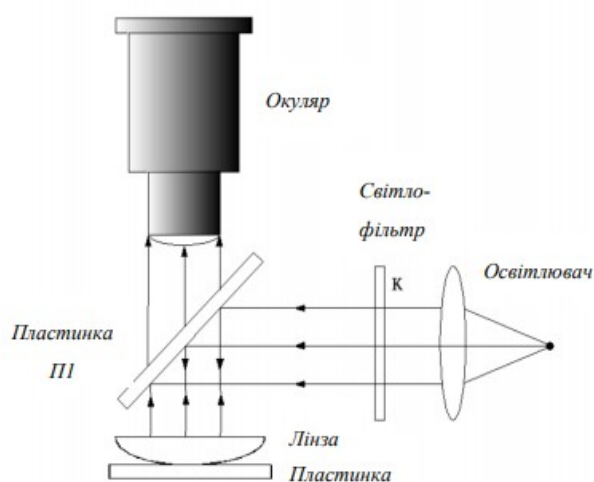


Рис. 3 Оптична схема експериментального устаткування

До об'єктива мікроскопа прикріплений освітлювач з боковим вікном, і скляна пластинка, яка утворює з віссю мікроскопа кут 45° (рис. 3). На предметному столику розташована полірована скляна пластинка, на якій встановлена досліджувана лінза. Світло від ртутної лампи освітлювача потрапляє на лінзу після відбивання від пластинки *ПІ*. Спектр випромінювання ртутної лампи складається з окремих яскравих ліній, які можна виокремити світлофільтром.

3. Порядок виконання роботи

1. Увімкніть ртутну лампу і прогрійте її протягом 3 – 4 хв. У спеціальну обойму на корпусі лампи уведіть зелений світлофільтр ($\lambda = 5461 \text{ \AA}$). Переміщуючи кремальєру мікроскопа, добийтеся чіткого зображення кілець. Кремальєрами

предметного столика сумістіть центр інтерференційної картини з нульовою позначкою шкали окулярного мікрометра. Для вимірювання радіусів кілець, у це ж положення, мікрометричним гвинтом підведіть вимірювальну нитку.

2. Переміщуючи вимірювальну нитку за допомогою мікрометричного гвинта й фіксуючи кількість обертів та поділок його барабана, виміряйте радіуси декількох кілець, наприклад, п'ятого, десятого й двадцятого. Для обчислення радіусів кілець Ньютона потрібно кількість поділок мікрометричного гвинта *помножити на ціну поділки барабана мікрометра 0,002 мм*.

3. Комбінуючи їх попарно, за формулою (5) обчисліть радіус кривизни лінзи. Усередніть отримані значення R за формулою (6)

$$\bar{R} = \frac{R_1 + R_2 + R_3}{3}. \quad (6)$$

У В А Г А! Щоб запобігти похибкам унаслідок мертвого ходу мікрометричного гвинта, вимірювальну нитку потрібно переміщувати в одному й тому ж напрямку.

4. Замініть зелений світлофільтр почергово оранжевим та фіолетовим і проведіть виміри згідно з п. 2.

5. З урахуванням знайденого радіуса кривизни лінзи \bar{R} з п. 3, обчисліть довжини хвиль $\lambda_{\text{оранж}}$ і $\lambda_{\text{фіолет}}$, попередньо виразивши їх з формули (5). Порівняйте одержані значення довжин хвиль з табличними ($\lambda_{\text{оранж}} = 590 \div 625 \text{ нм}$, $\lambda_{\text{фіолет}} = 380 \div 440 \text{ нм}$).

4. Контрольні запитання і завдання

1. Що таке інтерференція та за яких умов вона спостерігається? Які хвилі називаються когерентними, монохроматичними? Чому випромінювання природніх джерел світла некогерентне? Запишіть умови мінімуму та максимуму при інтерференції.
2. Які способи отримання когерентних хвиль ви знаєте? Поясніть принципи та наведіть приклади.
3. Що таке оптична довжина шляху та оптична різниця ходу променів? Який

між ними зв'язок в однорідному середовищі?

4. Що таке смуги рівного нахилу? За допомогою рисунків поясніть виникнення смуг однакового нахилу.
5. Що таке смуги рівної товщини? За допомогою рисунків поясніть виникнення
6. Що таке кільця Ньютона? Поясніть як вони виникають. Від чого залежить вигляд кілець Ньютона? Що впливає на їх контрастність?
7. Чим відрізняються інтерференційні картини, що спостерігаються у відбитому світлі та світлі, що проходить? У чому полягає суть «просвітлення оптики»?

ЛАБОРАТОРНА РОБОТА №11

Моделювання оптичних систем

Мета роботи: ознайомлення з оптичними схемами зорових труб Кеплера та Галілея, та визначення їх збільшення та роздільної здатності.

Прилади і матеріали: оптична лава; коліматорний освітлювач з мірою; дві збиральні й одна розсіювальна лінзи; екран; револьверна діафрагма; масштабна лінійка.

1. Теоретичні відомості

Зорова труба - це складна оптична система, основними елементами якої є об'єктив та окуляр. Об'єктив дає дійсне (зменшене й обернене) зображення віддаленого предмета, яке спостерігається через окуляр як через лупу. Зорові труби зазвичай являють собою звичайно телескопічні системи, тобто системи, в яких задній фокус об'єктива суміщається з переднім фокусом окуляра.

На рис. 1 схематично зображено хід променів у зоровій трубці Кеплера, в якій окуляром є збиральна лінза, тому відстань між об'єктивом і окуляром дорівнює сумі їх фокусних відстаней.

$$L = f_{об} + f_{ок} \quad (1)$$

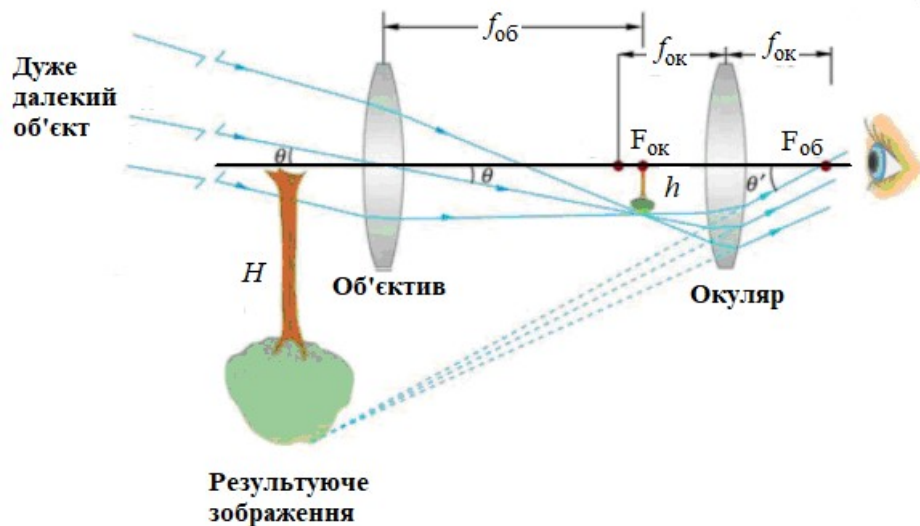


Рис. 1 Хід променів у зоровій трубці Кеплера

Труба Кеплера дає дійсні, але перевернуті зображення предметів, тому її застосовують для астрономічних спостережень, де байдуже, яке буде зображення - пряме чи перевернуте. З цієї причини трубу Кеплера називають також астрономічною трубою.

Розглянемо детальніше хід променів в зоровій трубці Кеплера. Зображення нескінченно віддаленої точки на осі формується в задньому фокусі її об'єктива і всі інші точки нескінченно віддаленого предмета, що знаходяться поза віссю площини предмета, зображаються в фокальній площині точками, що лежать поза межами осі. Пучок променів, який виходить з точки кінця предмета, внаслідок його великого віддалення, можна вважати паралельним, який падає під нахилом; середній промінь похилого паралельного пучка називається головним променем і, проходячи через головні точки об'єктива, йде без заломлення, інші - крайні складові похилого пучка - проходять крізь об'єктив заломлюючись і перетинаються з головним променем в загальній точці, що лежить в фокальній площині об'єктива. Якщо предмет перевернутий, то його зображення, що дається об'єктивом, буде прямим, і, навпаки, якщо розглядаються прямі предмети, то об'єктив дає їх перевернуте зображення. У справедливості сказаного неважко переконатися, спостерігаючи зображення нескінченно віддалених предметів на матовому склі фотоапарата або камери обскури, які дають перевернуте зображення. Вся спостережувана картина наче повернута навколо оптичної осі на 180° .

Окулярна збиральна лінза служить для розглядання зображення, отриманого об'єктивом, і є простою лупою, яка дозволяє розглядати зображення в збільшеному вигляді. Оскільки лупа дає пряме зображення розглядуваних предметів, то і окуляр, що діє як лупа, збереже зображення, утворене об'єктивом, перевернутим. У результаті при спостереженні через астрономічну, або трубу Кеплера ми бачимо спостережувані предмети перевернутими, а це означає, що предмети, розташовані зліва, спостерігаються в зображенні праворуч, і точки предмета, розташовані вище осі, спостерігаються нижче осі.

Іншим найпростішим типом зорової труби є труба Галілея (рис. 2). Об'єктивом зорової труби є збиральна лінза, а окуляром - розсіювальна.

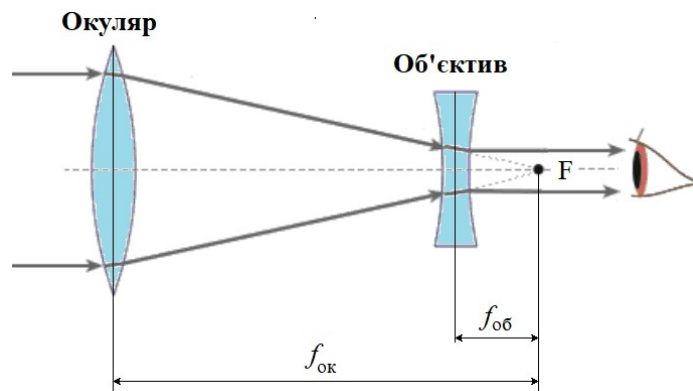


Рис. 2 Хід променів у зоровій трубці Галілея

Задній фокус об'єктива і передній фокус окуляра збігаються в загальній точці F. Промінь, що йде від нескінченно віддаленої точки на осі, падає на об'єктив. Після виходу з об'єктива цей промінь прямує в точку заднього фокуса, але на своєму шляху зустрічає розсіювальну лінзу, і після заломлення в ній виходить паралельно оптичній осі через збіг фокусів об'єктива і окуляра. На відміну від зорової труби Кеплера, зорова труба Галілея дає уявне пряме зображення, оскільки окуляром є розсіювальна лінза і відстань між об'єктивом і окуляром дорівнює різниці їх фокусних відстаней

$$L = f_{об} - f_{ок}. \quad (2)$$

За визначенням збільшення труби є величина яка дорівнює відношенню фокусних відстаней.

$$N = \frac{f_{об}}{f_{ок}}. \quad (3)$$

При розгляді питання про можливість розрізняти дрібні деталі предмета з допомогою зорової труби необхідно мати на увазі дифракційні явища, які визначають роздільну здатність A зорової труби, тобто можливість одержання зображень двох близьких точок предмета порізно. Світло, потрапляючи в зорову трубу, дифрагує на круглій діафрагмі, яка грає роль вхідного отвору системи, тому у фокальній площині об'єктива одержується не просте зображення точки, а складна дифракційна картина з центральним максимумом освітленості, який оточений темними й світлими кільцями. Згідно з критерієм Релея межею розрізнення вважається таке положення двох точок, при якому максимум освітленості від дифракційної картини однієї точки збігається з першим мінімумом освітленості від дифракційної картини другої точки (рис. 3). У цьому випадку найменша відстань між розрізняваними зображеннями точок буде дорівнювати величині радіуса темного кільця.

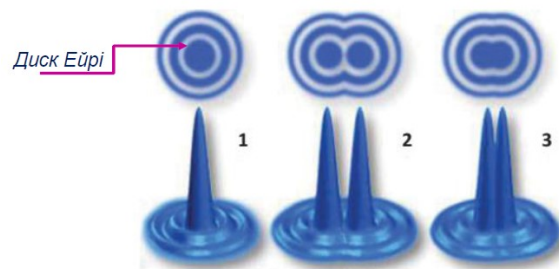


Рис. 3 Дифракційне зображення двох точкових джерел. 1 – не розділяються; 2 – добре розділяються; 3 – розділення на дифракційній межі

Радіус першого темного кільця визначається формулою

$$r_1 = 1,22 \cdot \lambda f_{об} / D, \quad (4)$$

де D – діаметр діафрагми об'єктива, $f_{об}$ – фокусна відстань об'єктива, λ – довжина хвилі падаючого світла.

Гранична кутова відстань Θ між точками предмета, які ще розрізняються об'єктивом, визначається зі співвідношення

$$, \Theta = r_1 / f_{об} = 1,22 \cdot \lambda / D (\text{радіан}) = 2,44 \cdot 10^5 \lambda / D (\text{кут.сек}), \quad (5)$$

а роздільна здатність об'єктива

$$A = \Theta^{-1} = \frac{1}{2,44 \cdot 10^5} \frac{D}{\lambda} (\text{кут.сек})^{-1} \quad (6)$$

2. Опис експериментального устаткування

Для формування пучків паралельних променів на оптичній лаві стаціонарно закріплений коліматорний освітлювач з мірою у фокусі та револьверна діафрагма. Решта елементів встановлюється на лаві за потребою.

Міра використовується для визначення роздільної здатності об'єктива зорових труб. Вона являє собою негативне зображення таблиці, на якій розташовано декілька рядів заштрихованих квадратів з поступово спадаючою товщиною штрихів рис. 4. Ширину штриха міри можна визначити за номером квадрата n , що вказаний на мірі, використовуючи формулу

$$a_n = \frac{a_1}{(\sqrt[12]{2})^n}, \quad (7)$$

де $a_1 = 0,085 \text{ мм}$. Збільшене зображення міри та діаметри отворів револьверної діафрагми наведені в таблиці, яка додається до роботи.

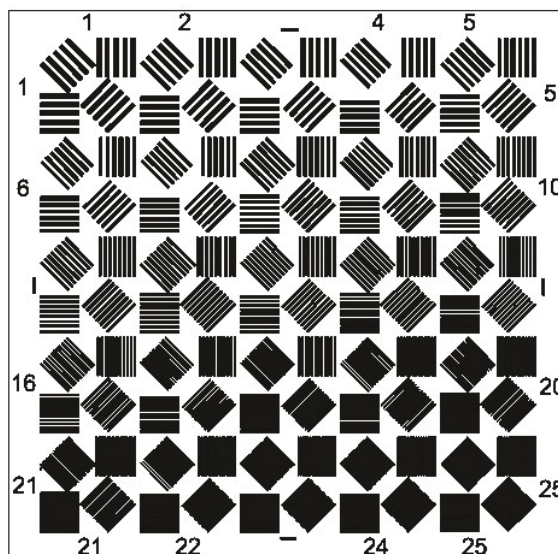


Рис. 4 Міра для визначення роздільної здатності об'єктива

3. Порядок виконання роботи

1. Увімкніть освітлювач коліматора, а на револьверній діафрагмі, що знаходиться в безпосередній близькості від об'єктива коліматора, встановіть отвір з найбільшим діаметром.

2. Визначте на дотик збиральні лінзи і присуньте одну з них упритул до револьверної діафрагми. Пересуваючи по оптичній лаві екран, добийтеся на ньому чіткого зображення міри. Внаслідок того, що коліматор дає пучок паралельних променів, відстань від оптичного центра лінзи до екрана є її фокусною відстанню. Так само визначте фокусну відстань другої збиральної лінзи.

У В А Г А! Збиральна лінза з більшою фокусною відстанню служить об'єктивом як для труби Кеплера, так і для труби Галілея і при вимірюваннях знаходиться в безпосередній близькості від об'єктива коліматорного освітлювача.

3. Для визначення фокусної відстані розсіюючої лінзи потрібно зібрати модель труби Галілея. Дивлячись оком у трубу, пересувайте окуляр до одержання чіткого зображення декількох квадратів міри. Вимірявши віддаль L між лінзами і використавши знайдену раніше фокусну відстань об'єктива $f_{об}$ з формули (2) обчисліть фокусну відстань розсіюючої лінзи $f_{ок}$.

4. За формулою (3) обчисліть збільшення труб Кеплера й Галілея.

5. Зберіть одну з моделей зорових труб (Кеплера або Галілея) і, змінюючи отвори револьверної діафрагми, визначте для кожної з них максимальний номер квадрата міри, в якому штрихи ще розрізняються. За формулою (7) обчисліть ширину штрихів a_n .

6. Використавши значення ширини штриха a_n і фокусну відстань об'єктива коліматорної лінзи $F = 36\text{ см}$, знайти розрізнявальну силу за формулою

$$A = 5 \cdot 10^{-6} F / a_n \text{ (кут.сек)}^{-1}$$

Отримані значення порівняйте з теоретичними, розрахованими за формулою (6) при $\lambda = 555\text{ нм}$.

4. Контрольні запитання і завдання

1. Розкажіть про будову зорової труби Галілея та нарисуйте хід променів у ній. Де вона використовується?
2. Розкажіть про будову зорової труби Кеплера та нарисуйте хід променів у ній. Де вона використовується?
3. Виведіть формулу для обчислення збільшення зорової труби.
4. Які фактори обмежують розрізнявальну здатність оптичних приладів?
5. Які існують методи визначення фокусних відстаней розсіювальних лінз?

ЛАБОРАТОРНА РОБОТА №12

Вивчення інтерференції й дифракції світла за допомогою гелій-неонового лазера

Мета роботи: ознайомитись з будовою та принципом дії гелій-неонового лазера, визначити довжину хвилі лазерного випромінювання, вивчення дифракції за Фраунгофером на щілині, вивчення дифракції за Юнгом на двох щілинах, визначення діаметра частинок лікоподію.

Прилади та матеріали: оптична лава; гелій-неоновий лазер; дифракційна ґратка; скляна касета з частинками лікоподію; екрани з однією та двома щілинами.

1. Теоретичні відомості

Інтерференцією називається явище просторового перерозподілу енергії світлового випромінювання при накладанні двох або кількох когерентних хвиль. Це явище є наслідком принципу суперпозиції, за яким результуюче збурення в будь-якій точці лінійного середовища при одночасному поширенні в ньому кількох хвиль дорівнює сумі збурень, які відповідають кожній з цих хвиль окремо. Принцип суперпозиції зазвичай виконується з високою точністю й порушується лише за дуже великої амплітуди хвиль. Розглянемо умови, необхідні для спостереження інтерференції, на прикладі двох точкових джерел S_1 та S_2 , які одночасно освітлюють екран (рис. 1).

Дію лінійно поляризованого світла на певну точку екрана A можна описати

за допомогою напруженості електромагнітного поля в цій точці:

$$\vec{E}_A = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 = \vec{E}_{01} \cdot e^{i\varphi_1} + \vec{E}_{02} \cdot e^{i\varphi_2}. \quad (1)$$

Енергія хвилі пропорційна квадрату її амплітуди. Це співвідношення між амплітудою та енергією зберігається й для будь-якої іншої хвилі. Урахувавши те, що $\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2$, квадрат модуля амплітуди результуючого коливання в точці A матиме вигляд:

$$\begin{aligned} |\vec{E}_A|^2 &= (\vec{E}_A \cdot \vec{E}_A^*) = (\vec{E}_{01} \cdot e^{i\varphi_1} + \vec{E}_{02} \cdot e^{i\varphi_2})(\vec{E}_{01} \cdot e^{-i\varphi_1} + \vec{E}_{02} \cdot e^{-i\varphi_2}) = \\ &= \vec{E}_{01}^2 + \vec{E}_{02}^2 + (\vec{E}_{01} \cdot \vec{E}_{02})(e^{i\Delta\varphi} + e^{-i\Delta\varphi}) \end{aligned}$$

або

$$I_A = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \alpha \cos \Delta\varphi, \quad (2)$$

де α – кут між площинами коливань векторів \vec{E}_1 та \vec{E}_2 .

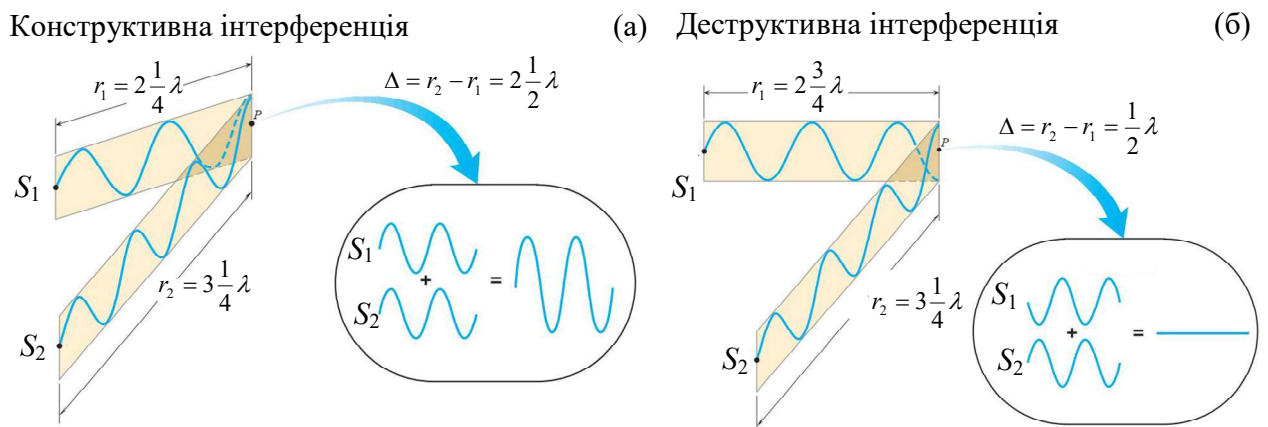


Рис. 1. Інтерференція світла від двох точкових джерел S_1 та S_2 .

Інтерференційна картина буде найбільш контрастною при $\cos \alpha = 1$ і зникатиме при $\cos \alpha = 0$.

Результуюча інтенсивність змінюється із часом, оскільки загалом від часу залежить $\Delta\varphi$. Для спостереження інтерференції необхідно, щоб $\Delta\varphi$ від часу не залежала. Для цього потрібно, щоб джерела світла були монохроматичними і різниця початкових фаз не змінювалася з часом. Ці умови виконуються для хвиль,

які називаються **когерентними**.

Для інтенсивності когерентних хвиль, що інтерферують, має місце рівність

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos k(r_1 - r_2), \quad (3.3)$$

де $\delta = k(r_1 - r_2)$ – різниця фаз, а $\Delta = r_1 - r_2$ – різниця ходу. Умови мінімуму та максимуму інтенсивності, відповідно, мають вигляд

$$\delta = \pi(2m + 1) \text{ або } \Delta = (2m + 1)\frac{\lambda}{2}, \quad (m = 0, \pm 1, \dots) \quad \Rightarrow \quad I_{\min} = (\sqrt{I_1} - \sqrt{I_2})^2,$$

$$\delta = 2\pi m \text{ або } \Delta = 2m\frac{\lambda}{2}, \quad (m = 0, \pm 1, \dots) \quad \Rightarrow \quad I_{\max} = (\sqrt{I_1} + \sqrt{I_2})^2.$$

Тобто мінімуми виникають в тих напрямках, де різниця ходу променів дорівнює непарній кількості півхвиль (рис. 1, б), а максимуми – де різниця ходу променів дорівнює парній кількості півхвиль (рис. 1, а). Число m називають порядком інтерференційного мінімуму/максимуму.

Дифракція спостерігається за умов часткового обмеження світлових пучків непрозорими екранами, які лише частково закривають хвилю, тобто площа перешкод менша за площу фронту хвилі. У результаті дифракції, в залежності від форми та розмірів перешкоди, спостерігають дифракційну картину у вигляді сукупності темних та світлих смуг чи кілець. Явище дифракції є прямим проявом хвильових властивостей світла і не може бути пояснене, виходячи з уявлень геометричної оптики.

Основні уявлення про дифракцію світла ми одержуємо, виходячи з принципу Гюйгенса-Френеля. Кожна точка простору, до якої доходить фронт світлової хвилі, стає вторинним джерелом світла. Результируюче світлове збудження в досліджуваній точці P є результатом дії сукупності вторинних джерел і тому дифракція є, по суті, **інтерференцією вторинних хвиль**. Для спрощення досить складних розрахунків Френель запропонував вибирати вторинні джерела на хвильовій поверхні. Для точкового джерела світла S_0 вона має форму сфери радіусом R (рис. 2).

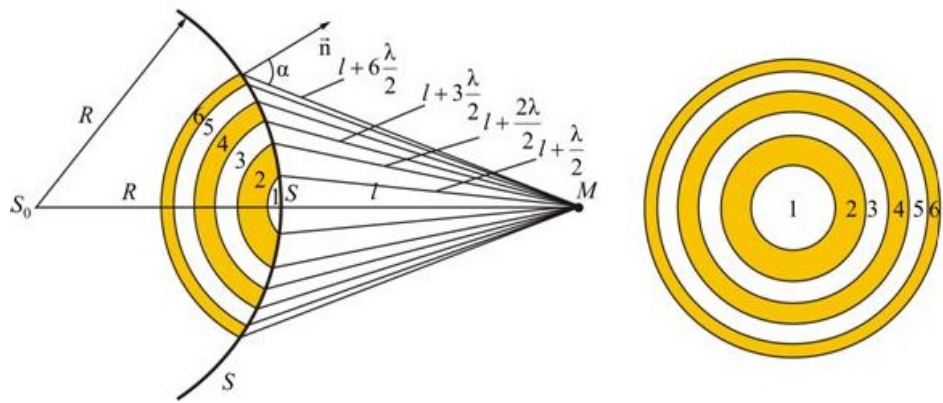


Рис. 2. Розбиття сферичного хвильового фронту на зони Френеля.

Згідно з методом зон, відкритий хвильовий фронт розбивається на кільцеві зони так, що віддалі від країв кожної зони до точки спостереження M відрізняються на $\lambda/2$. У цьому разі коливання, які приходять в точку M від аналогічних точок двох сусідніх зон, будуть накладатися з протилежними фазами. Якщо в отворі діаграми вкладається парна кількість зон Френеля, то в центрі екрана спостерігатиметься послаблення інтенсивності світла (темна пляма), якщо їх непарна кількість – підсилення світла (світла пляма).

Дифракційні явища можна розділити на два великих класи. До першого класу належить випадок, коли дифракційна картина спостерігається на скінченній відстані від екранів, які обмежують падаючу хвилю. При цьому хвильовий фронт *сферичний*. Ці явища відкрив Френель і вони називаються *дифракцією за Френелем*. Другий клас – дифракційна картина локалізується на нескінченній відстані від екранів, які обмежують падаючу хвилю і дифракція відбувається в *паралельних пучках* із застосуванням оптичних інструментів (*дифракція за Фраунгофером*). Особливо важливою є дифракція за Фраунгофером на одній та двох щілинах, а також на періодичній структурі з багатьох щілин – дифракційній ґратці.

Для спостереження інтерференції та дифракції в роботі використовується оптичний квантовий генератор, а саме газовий лазер, активним середовищем якого є суміш гелію та неону. Слово “laser” – це аббревіатура яка утворена з початкових букв англійської фрази “**l**ight **a**mplification by **s**timulated **e**mission of **r**adiation” – підсилення світла за рахунок створення стимульованого випромінювання. Лазер – це єдине джерело когерентного випромінювання у

видимому діапазоні. Основними властивостями лазера є: висока монохроматичність, кутова спрямованість випромінювання, велика потужність і просторова когерентність.

Основними елементами лазера (рис. 3, а) є газорозрядна трубка 1, в яку вмонтовані розжарюваний катод 2 та анод 3, два дзеркала 4, розташовані під кутом Брюстера (кутом повної поляризації).

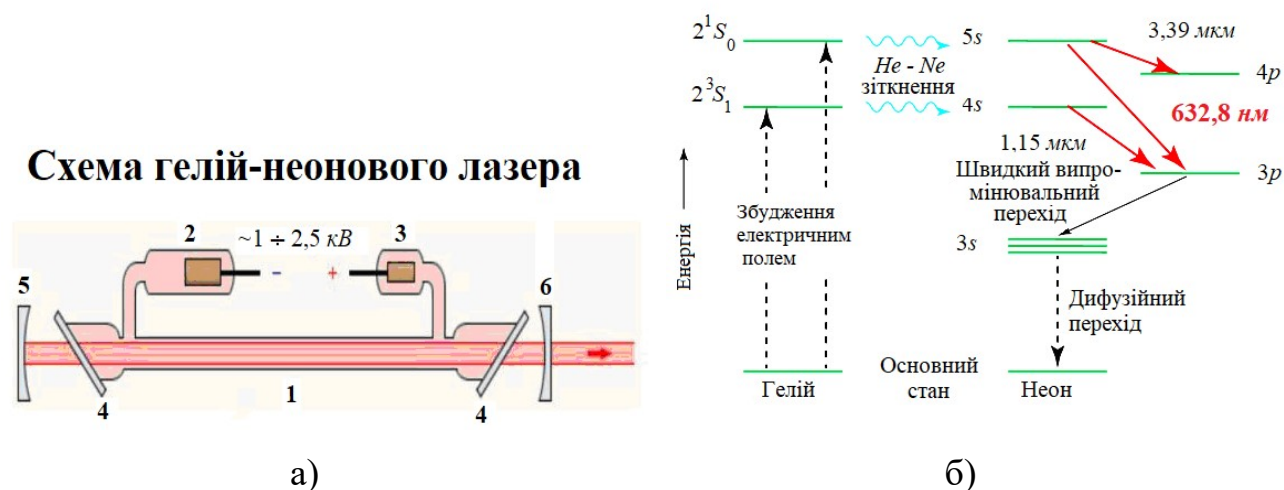


Рис. 3 Основні елементи і трирівнева схема He-Ne лазера

У трубці знаходиться суміш гелію та неону, парціальні тиски яких складають 1 та 0,1 мм рт. ст., відповідно. Нагрітий катод емітує електрони і при увімкненій анодній напрузі в газі підтримується електричний розряд. При цьому спад напруги у трубці складає $\sim 1 \div 2,5$ кВ, а величина струму досягає 30 мА. Газорозрядна трубка розташована між паралельними дзеркалами 5 і 6 з високими коефіцієнтами відбивання, що забезпечує обернений додатний зв'язок. Така система одержала назву оптичного резонатора.

Як відомо частки газового середовища (атоми, молекули, іони) можуть знаходитись у різних квантових станах, яким відповідають певні значення енергій (рис. 3, б). Найменша її величина відповідає незбудженому основному стану. Під дією різниці потенціалів між електродами термоелектрони набувають кінетичної енергії, яку передають атомам гелію і збуджують їх електронні оболонки. При цьому вони переходять на рівень з більшим значенням енергії. Час життя атомів у таких збуджених станах становить $\tau \sim 10^{-8}$ с (при $\tau \gg 10^{-8}$ с вони є

метастабільними). Через цей час атом спонтанно переходить в стан з меншою енергією і при цьому випромінюється фотон. Крім таких спонтанних, можливі також переходи, що викликані дією на атом зовнішнього випромінювання. Вони називаються індукованими, а відповідні фотони – вимушеними або індукованими. Характеристики індукованого випромінювання (частота, фаза, напрямок, поляризація) збігаються з відповідними характеристиками індукованих фотонів.

При термодинамічній рівновазі заселеність енергетичного рівня (кількість атомів у даному стані) із збільшенням його енергії зменшується. Кількість переходів між двома рівнями тим більше, чим більша заселеність вихідного рівня. При проходженні світла крізь газ, що знаходиться в термодинамічній рівновазі, його інтенсивність зменшується внаслідок поглинання. Для підсилення світла необхідно, щоб кількість атомів у збудженому стані була більше ніж кількість атомів з меншою енергією. Такий розподіл атомів по енергіях називається інверсним, а середовище - інверсним або активним. При проходженні світла крізь інверсне середовище в ньому стимулюються додаткові випромінювальні переходи, унаслідок чого інтенсивність зростає (завдяки індукованому випромінюванню). Зауважимо, що саме на цій властивості ґрунтується дія оптичних підсилювачів світла.

Інверсне середовище служить не лише для підсилення, але й для генерації світла. Це пов'язане з тим, що випромінювання, яке виникло в інверсному середовищі унаслідок спонтанного переходу, викликає генерацію нових квантів світла.

Якби випромінювання проходило крізь активне середовище один раз, його потужність була б малою, а саме воно – розбіжним. Багаторазовість ходу забезпечується резонатором. При цьому найбільшу кількість разів крізь активне середовище пройдуть фотони, які рухаються паралельно до осі резонатора. Саме вони визначають кінцеву потужність випромінювання та його вузькоспрямованість.

Процеси, що відбуваються в активному середовищі гелій-неонового лазера і забезпечують можливість створення інверсного стану, пояснюється на діаграмах енергетичних рівнів гелію та неону (рис. 3, б). При виникненні електричного

розряду в лазерній трубці відбувається збудження електронами, що утворюються при термоелектронній емісії. Вони обумовлюють перехід електронів у атомах гелію з основного стану в метастабільні стани 2^1S_0 та 2^3S_1 ($\tau \sim 10^{-3}$ с). Останні дуже близькі за енергією до збуджених рівнів неону $4s$ та $5s$. Це приводить до того, що атоми гелію при резонансній взаємодії з атомами неону викликають в останніх перехід електронів у збуджені стани $4s$ та $5s$. Випромінювання виникає при наступних переходах електронів у атомі неону $5s \rightarrow 3p$ ($\lambda = 632,8$ нм), $5s \rightarrow 4p$ ($\lambda = 3,39$ мкм) і $4s \rightarrow 3p$ ($\lambda = 1,15$ мкм). При відповідних умовах, коли заселеність рівнів $5s$ та $4s$ більша ніж заселеність рівнів $3p$ та $4p$, середовище стає інверсним. Це забезпечує можливість генерації індукованого випромінювання. Переходи електронів з рівнів $3p$ та $4p$ на нижчі енергетичні рівні і в основний стан дуже швидкі, а тому концентрація електронів у атомах неону на цих рівнях завжди дуже мала.

Потрібно мати на увазі, що ефективність газового лазера залежить від вибору параметрів, які визначають умови електричного розряду: загального типу суміші, процентного складу газу, діаметра трубки, форми її перетину тощо.

2. Опис експериментального устаткування

Устаткування складається з великої оптичної лави, на різних кінцях якої стаціонарно розміщені гелій-неоновий лазер та екран. Між ними на лаві за потребою встановлюють дифракційну ґратку, екрани з одною або двома щілинами та скляну касету з частинками лікоподію.

3. Порядок виконання роботи

3.1 Вимірювання довжини хвилі лазерного випромінювання за допомогою дифракційної ґратки

На шляху лазерного променя перпендикулярно до нього встановлюється дифракційна ґратка. Велика віддаль між ґраткою та екраном дає змогу спостерігати на екрані дифракційні максимуми додатних і від'ємних порядків.

Очевидно, що

$$\Delta x_m / 2L = \operatorname{tg} \varphi_m,$$

де Δx_m – відстань між дифракційними максимумами $\pm 1, \pm 2, \pm 3 \dots$ порядків, L – відстань від площини дифракційної ґратки до екрана ($L = 319,5 - l'$ (см)), де l' – відстань від джерела світла до ґратки), φ_m – кут дифракції m -го порядку.

Вимірявши за допомогою масштабної лінійки Δx_m та L і скориставшись співвідношенням $d \cdot \sin \varphi_m \approx d \cdot \operatorname{tg} \varphi_m = m\lambda$, де d – період ґратки ($d = 0,01$ мм), визначте довжину хвилі λ . Результат усередніть і запишіть у міліметрах та в ангстремах.

3.2 Дифракція за Фраунгофером на одній щілині

Дифракційна картина має вигляд світлих та темних смуг, що чергуються, і розташованих по обидва боки від центральної смуги, яка виникає в напрямку $\varphi = 0$ і є найінтенсивнішою. Цю смугу називають центральним максимумом нульового порядку.

Кути дифракції $(\varphi_m)_{\max}$, що відповідають максимумам інтенсивності $m = \pm 1, \pm 2, \pm 3 \dots$, задовольняють умовам:

$$b \cdot \sin \varphi_{1 \max} = \pm 1,43 \lambda; \quad b \cdot \sin \varphi_{2 \max} = \pm 2,46 \lambda;$$

$$b \cdot \sin \varphi_{3 \max} = \pm 3,47 \lambda; \quad b \cdot \sin \varphi_{4 \max} = \pm 4,47 \lambda;$$

а кути, що відповідають мінімумам – умові

$$b \cdot \sin \varphi_{\min} = \pm m \lambda,$$

де b – ширина щілини, λ – довжина хвилі (визначена в п. 3.1 як $\bar{\lambda}$).

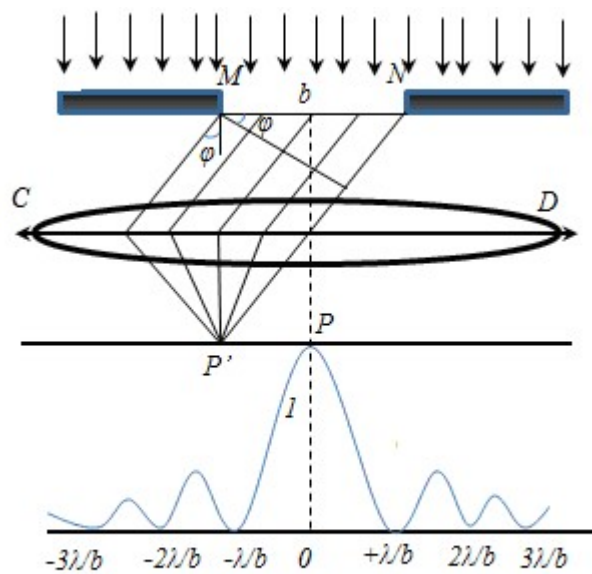


Рис. 4 Дифракція за Фраунгофером на щілині

Вимірявши відстані Δx_m між центрами дифракційних максимумів, першого, другого і наступних порядків та відстань L між щілиною й екраном, знайдіть послідовність значень

$$\operatorname{tg} \varphi_m = \Delta x_m / 2L.$$

Прийнявши $\operatorname{tg} \varphi_m \approx \sin \varphi_m$, визначте ширину щілини b для максимумів і мінімумів та порівняйте значення.

3.3 Інтерференційний дослід Юнга з двома щілинами

Висока просторова когерентність лазерного випромінювання дає змогу здійснити дослід при безпосередньому освітленні двох щілин повним перерізом лазерного пучка. При цьому в межах дифракційних максимумів спостерігається інтерференційна картина.

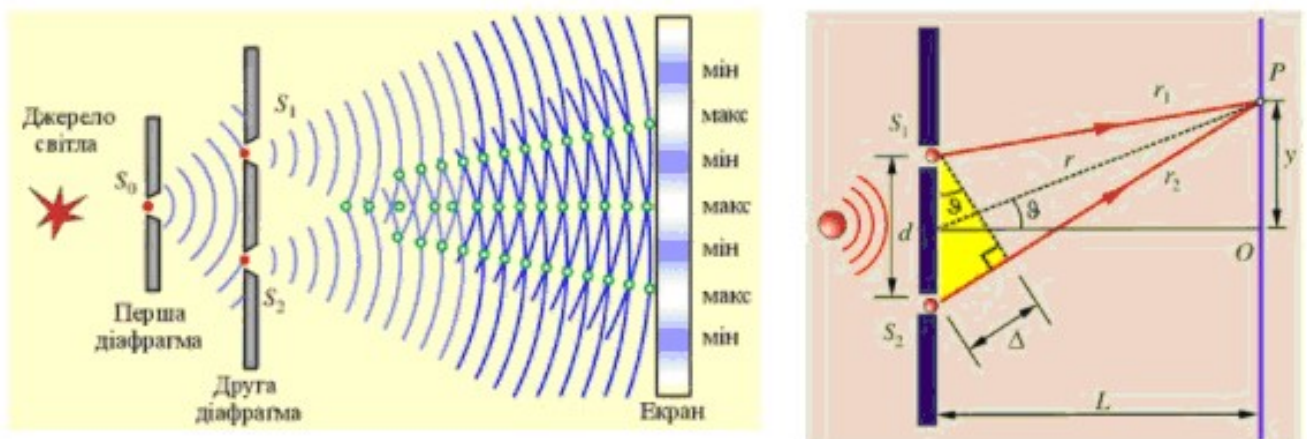


Рис. 5 Схема дослід Юнга

Визначте відстань d між серединами двох щілин за інтерференційною картиною, розташованою в межах максимуму нульового порядку, використовуючи вираз

$$d \cdot \sin \varphi_{\min} = (2m + 1) \frac{\lambda}{2},$$

де φ_{\min} – кути дифракції, що відповідають темним смугам (мінімумам) інтерференційної картини. Якщо покласти $\sin \varphi_{\min} \approx \varphi_{\min}$ і позначити через

Δx_m відстань між темними інтерференційними смугами, то

$$d \cdot \varphi_{\min} = d \frac{\Delta x_m}{2L} = \lambda, \quad \text{звідки} \quad d = \lambda \frac{2L}{\Delta x_m}.$$

Величини Δx_m і L визначте за результатами вимірювань.

3.4 Дифракція лазерного випромінювання на дрібних круглих частинках

Для одержання чіткої дифракційної картини на шляху лазерного пучка встановіть касету з частинками лікоподію, що являють собою кульки малого діаметра. На екрані спостерігається дифракційна картина у вигляді системи концентричних світлих і темних кілець. Кутові радіуси *темних* кілець задовольняють умовам

$$\sin \alpha_1 = 0,61\lambda / r,$$

$$\sin \alpha_3 = 1,11\lambda / r,$$

$$\sin \alpha_5 = 1,62\lambda / r,$$

де r - радіус частинки, для *світлих* кілець мають місце наступні умови

$$\sin \alpha_2 = 0,82\lambda / r,$$

$$\sin \alpha_4 = 1,34\lambda / r.$$

Нумерація темних кілець починається з першого, яке оточує центральний світлий круг.

Радіус частинки r вираховують, помірявши діаметри D_m відповідних кілець та відстань L від касети до екрана і врахувавши, що $\sin \alpha_m \approx \text{tg} \alpha_m = D_m / 2L$.

4. Контрольні запитання і завдання

1. Дайте визначення явищам інтерференції і дифракції.
2. Які властивості лазерного випромінювання?
3. Сформулюйте принцип Гюйгенса-Френеля.
4. Поясніть явище дифракції за Фраунгофером.
5. Поясніть явище дифракції за Френелем.

ЛАБОРАТОРНА РОБОТА №13

Оптична голографія

Мета роботи: ознайомлення з методами запису й відтворення голограм за методом Денисюка.

Прилади та матеріали: голографічний стіл; гелій-неоновий лазер; розширювач лазерного пучка; дзеркало; предмет для голографування; фотопластина (ФП).

1. Теоретичні відомості

Голографія – це сукупність технологій запису і відтворення об’ємних зображень предметів. Голограма, на відміну від фотографії тривимірна. Вона містить інформацію і про амплітуду світлової хвилі, яка йде від предмета, і про її фазу. А саме: інформація про амплітуду предметної хвилі, записана на голограмі, відповідає контрастові інтерференційних смуг, а інформація про фазу відповідає формі, взаємному розміщенню та просторовій частоті цих смуг. Голограма – це інтерференційна картина, утворена двома когерентними пучками світла і зареєстрована на світлочутливому матеріалі, наприклад на фотоплівці, фотопапері або сучасніших матеріалах. Один зі світлових пучків іде безпосередньо від джерела світла і його називають опорним пучком. Другий пучок відбивається або розсіюється від предмета, освітленого тим же джерелом. Його називають предметним пучком. Типовим джерелом когерентного світла є лазер. Отже, для запису голограми потрібно, аби на світлочутливий матеріал одночасно потрапили та “записалися” два когерентні світлові пучки: предметний, який іде від об’єкта, та опорний, що надходить безпосередньо від лазера. Світло обох пучків інтерферує, створюючи на голограмі інтерференційну картину. Зазначимо, що буквального “зображення” предмета на голограмі немає. У звичайному денному світлі записана, наприклад, на фотопластинці, голограма має вигляд рівномірно засвіченого фотографічного негативу. Лише під мікроскопом на голограмі можна помітити дещо неперіодичні темні та світлі смужки або плямки неправильної форми, які відповідають записаній картині інтерференції опорного та предметного пучків (рис. 1).

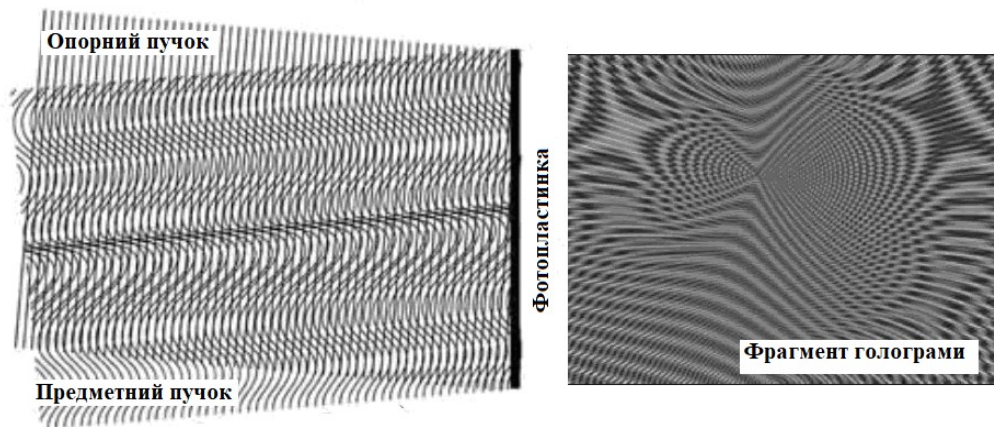


Рис.1 Принцип запису та фотографія фрагменту голограми

Наявність темних і світлих смужок, які чергуються, означає, що голограма фактично є своєрідною дифракційною ґраткою, на якій потім може дифрагувати світло, яке впаде на неї. Її основна відмінність від звичайних дифракційних ґраток – це відсутність строгої періодичності.

Для відтворення голограми (одержання зображення предмета) її освітлюють лазерним пучком того ж кольору і спрямованості, що і при одержанні голограми. За цих умов лазерне світло, пройшовши крізь голограму, дифрагує на ґратці, одержаній на стадії запису. За теорією, спостерігач побачить деяку дифракційну картину. Якщо голограму помістити в положення, в якому вона перебувала під час запису, то

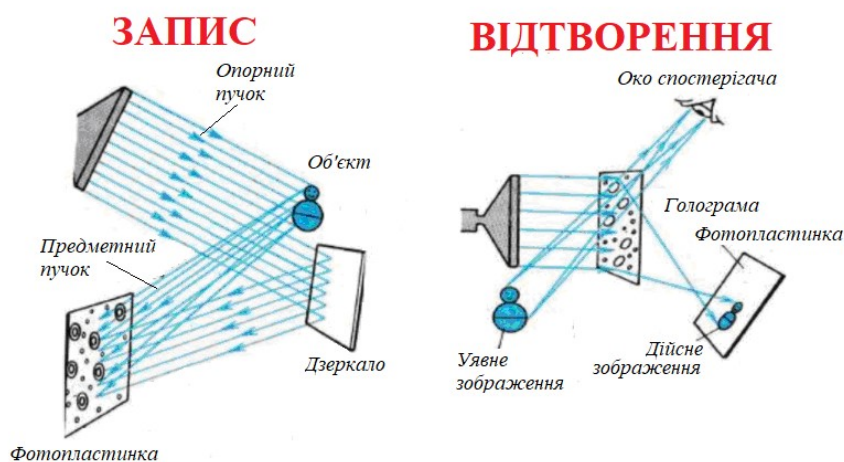


Рис. 2 Запис і відтворення голограм

дифракційна картина виглядатиме так, наче предмет і далі перебуває на тому ж місці та в такому ж положенні, в якому він був на стадії запису. Тобто одержується 3D зображення предмета. Чим вища якість записаної голограми, тим разючіша схожість голографічного зображення предмета із самим предметом.

Розглянемо особливості товстошарових голограм, для яких період d значно менший ніж товщина емульсії. Нехай на товсту емульсію падають предметна та опорна плоскі хвилі (рис. 3, а). Нахилені лінії – це еквідистантні поверхні однакової інтенсивності, відстань між якими

$$\Delta x = \frac{\lambda}{2 \sin \alpha / 2},$$

де α – кут сходження хвиль, λ – довжина хвилі. Після проявлення ФП у товщі емульсії в місцях максимумів інтенсивності утворюється система напівпрозорих дзеркальних площин розташованих паралельно бісектрисі кута α .

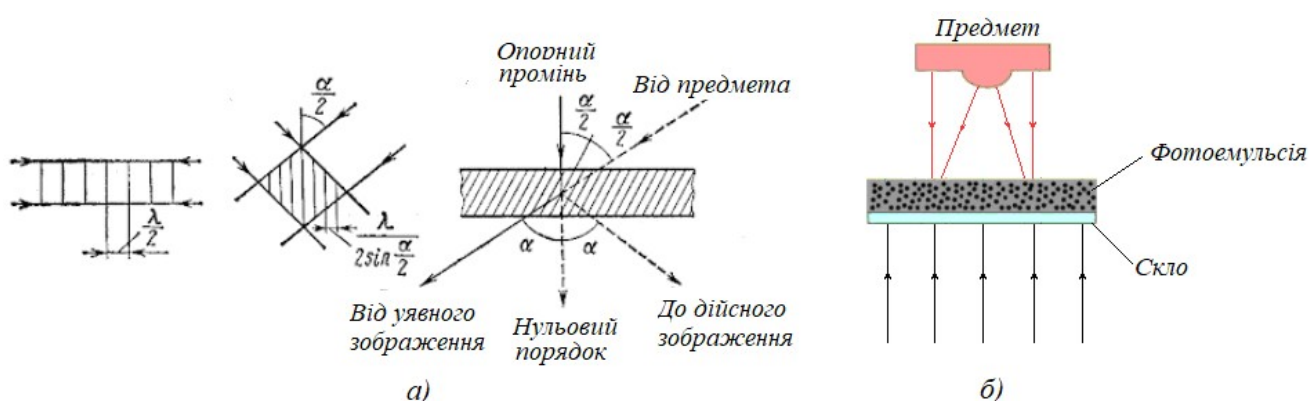


Рис. 3 Схема утворення еквідистантних поверхонь

При освітленні голограми плоскою хвилею, аналогічною до опорної, отримується відновлена предметна хвиля. При освітленні білим світлом у відновленні братимуть участь лише хвилі з довжиною λ , тобто така голограма діє, як інтерференційний світлофільтр.

Товстошарова голограма відновлює лише одне (уявне) зображення. Для його одержання відновлюючий пучок має освітлювати голограму з боку, протилежного опорному, тобто в процесі відновлення реалізується обернення хвильового фронту предметної хвилі. Зображення формується в тому ж місці, де знаходився предмет.

Особливості об'ємної голограми найсильніше проявляються тоді, коли відбиваючі поверхні розташовані майже паралельно до границь емульсійного шару, тобто опорна й предметна хвилі поширюються майже назустріч (рис. 3, б). Таке розташування використовується в методі Денисюка (рис. 4). Опорна хвиля падає на ФП з боку скла і, проходячи фотошар товщиною ~ 20 мкм, освітлює

предмет. Предметна хвиля інтерферує з опорною й утворює у фотоемульсії систему напівпрозорих відбиваючих шарів. При освітленні білим світлом така голограма відновлює лише одне зображення.

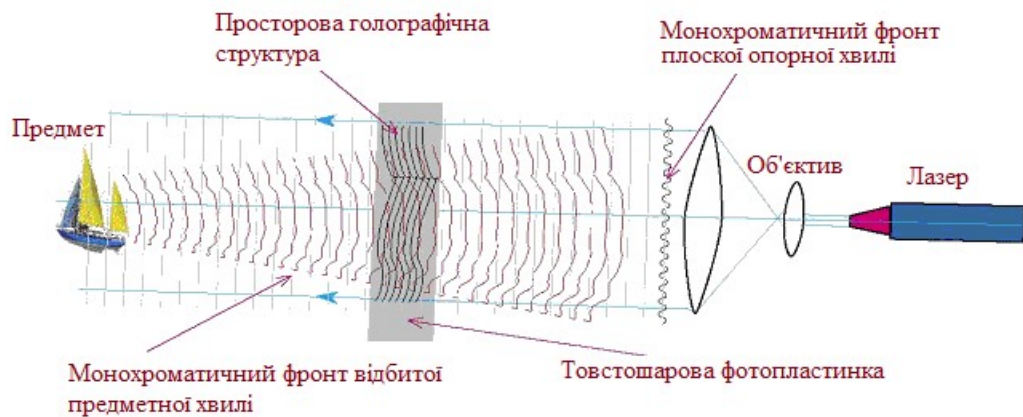


Рис. 4 Схема методу Денисюка

2. Опис експериментального устаткування

Устаткування складається з гелій-неонового лазера, розширювача лазерного пучка та дзеркала. Фотопластина 4 розташована горизонтально догори емульсією 5 (рис. 5), а на неї кладуть предмет 6. і запис голограми проводиться за методом Денисюка. Для усунення вібрацій під час експозиції (інакше інтерференційна картина буде розмитою, а голограма зіпсованою) використовується спеціальний голографічний стіл з протівібраційною амортизацією. Лазерний пучок 1 через розширювач 2, який складається з двох збірних лінз L_1 і L_2 (розташованих на відстані, що дорівнює сумі їх фокусних відстаней), потрапляє на дзеркало 3 і далі через ФП 4 на предмет 5. Відбитий від предмета пучок інтерферує з падаючим на ФП опорним пучком.

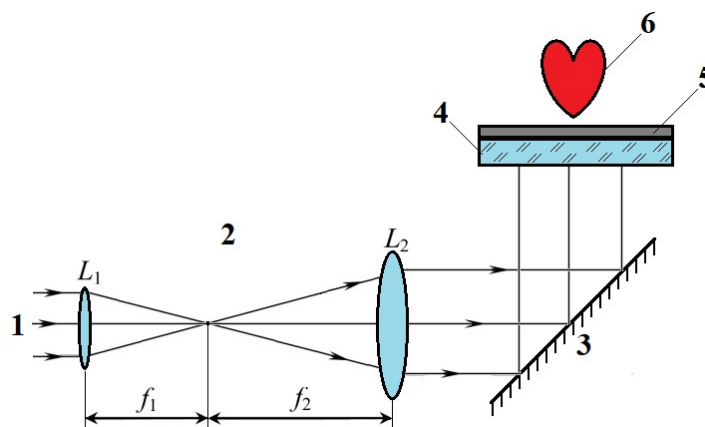


Рис. 4 Оптична схема експерименту

3. Порядок виконання роботи

1. Добийтесь рівномірної освітленості в місці розташування ФП.
2. Перекрийте лазерний пучок, встановивши ФП емульсією догори й розташуйте на ній предмет.
3. Освітїть ФП лазерним пучком. Час експозиції – 5 хв.
4. Перекрийте лазерний пучок, зніміть предмет. Проявіть ФП в проявнику ГП-2 .(час проявлення – 12 хв) промийте у воді та закріпіть (час закріплення – 1 хв). Після закріплення ФП промийте й висушіть.
5. Відновлення голограми можна проводити в білому світлі.

4. Контрольні запитання і завдання

1. Як отримується дифракційна ґратка з синусоїдальним пропусканням?
2. Як здійснюється запис і відновлення голограми плоскої і сферичної хвиль?
3. Де застосовується голографія?
4. Які переваги голографії над фотографією.

ДОДАТОК

ФУНДАМЕНТАЛЬНІ ФІЗИЧНІ КОНСТАНТИ

Константа	Скорочене позначення	Числове значення	Одиниці вимірювання
Елементарний заряд	e	$1,6022 \cdot 10^{-19}$	<i>Кл</i>
Питомий заряд електрона	e/m_e	$1,7588 \cdot 10^{11}$	<i>Кл/кг</i>
Маса електрона	m_e	$9,1095 \cdot 10^{-31}$	<i>кг</i>
Швидкість світла у вакуумі	c	$3 \cdot 10^8$	<i>м/с</i>
Стала Больцмана	k	$1,38 \cdot 10^{-23}$	<i>Дж/К</i>
Стала Стефана-Больцмана	σ	$5,67 \cdot 10^{-8}$	$\frac{\text{Дж}}{\text{с} \cdot \text{м}^2 \cdot \text{К}^4}$
Стала Планка	h	$6,6262 \cdot 10^{-34}$	<i>Дж·с</i>
	h/e	$4,14 \cdot 10^{-15}$	<i>Дж·с/Кл</i>
Приведена стала Планка	$\hbar = \frac{h}{2\pi}$	$1,0546 \cdot 10^{-34}$	<i>Дж·с</i>

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Ваксман Ю. Ф. Оптика: Навч. посіб. для студ. фіз. спец. ун-тів/ Одес. нац. ун-т ім. І. І. Мечникова / Ю.Ф. Ваксман – О.: Астропринт, 2001. – 317 с.
2. Ландсберг Г. С. Оптика. 6-е изд., стереот. / Г. С. Ландсберг – М.: Физматлит, 2003. – 848 с.
3. Матвеев А. Н. Оптика. Учебное пособие для вузов /А. Н. Матвеев – М.: Высшая школа, 1985. — 353 с.
4. Махній В. П. Оптика: навчальний посібник / В. П. Махній, М. Березовський, О. Кінзерська – Чернівці: ДрукАрт, 2018. – 80 с.
5. Махній В. П. Оптика: методичні рекомендації до самостійної роботи / В. П. Махній, В. В. Мотущик – Чернівці: Рута, 2008. – 43 с.
6. Кучерук І. М., Горбачук І. Т. Загальний курс фізики: у 3 т. / За ред. І. М. Кучерука. – 2-ге вид., випр. – К.: Техніка, 2006. Т. 3: Оптика. Квантова фізика / І. М. Кучерук, І. Т. Горбачук – 518 с.

ЗМІСТ

ПЕРЕДМОВА	3
Лабораторна робота № 1.....	4
Лабораторна робота № 2.....	8
Лабораторна робота № 3.....	12
Лабораторна робота № 4.....	18
Лабораторна робота № 5.....	24
Лабораторна робота № 6.....	29
Лабораторна робота № 7.....	35
Лабораторна робота № 8.....	40
Лабораторна робота № 9.....	48
Лабораторна робота № 10.....	53
Лабораторна робота № 11.....	58
Лабораторна робота № 12.....	64
Лабораторна робота № 13.....	73
ДОДАТОК Фундаментальні фізичні константи.....	79
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ	80

БК22.36я7

Навчальне видання
ФІЗИЧНИЙ ПРАКТИКУМ
ОПТИКА

Методичний посібник

Укладачі: Кінзерська Оксана Володимирівна

Курек Єлена Ігорівна

Курек Ігор Геннадійович

Маслянчук Олена Леонідівна

Мельник Володимир Васильович

Відповідальний за випуск Ушенко О. Г.