

Міністерство освіти і науки України  
Львівський національний університет імені Івана Франка

**О. Т. Антоняк, Я. І. Шопа**

# **ОПТИКА**

## **ЛАБОРАТОРНИЙ ПРАКТИКУМ**

Львів  
ЛНУ імені Івана Франка  
2016

ББК В34я73  
УДК 535(076.5)  
А 72

**Рецензенти:**

д-р фіз.-мат. наук, проф. *І. М. Гасюк*  
(Прикарпатський національний університет імені Василя Стефаника);

д-р фіз.-мат. наук, проф. *Р. М. Пелещак*  
(Дрогобицький державний педагогічний університет імені Івана Франка);

д-р фіз.-мат. наук, проф. *С. В. М'якота*  
(Львівський національний аграрний університет)

*Рекомендовано до друку Вченою радою Львівського національного університету  
імені Івана Франка. Протокол № 22/6 від 29 червня 2016 року*

**Антоняк О. Т.**

**А 72** ОПТИКА. Лабораторний практикум : навч. посіб. / О. Т. Антоняк,  
Я. І. Шопа. – Львів : ЛНУ імені Івана Франка, 2016. – 156 с.  
ISBN 978-617-10-0332-3

У посібнику описано 10 лабораторних робіт, у яких поєднано відповідні експериментальні завдання з теоретичним матеріалом, необхідним для їхнього виконання. Значну увагу зосереджено на принципах та методах оптичних вимірювань, а також на фізичних підставах дії лабораторного устаткування.

Навчальний посібник призначений для підготовки до виконання лабораторних робіт з оптики студентами природничих факультетів.

**УДК 535(076.5)**  
**ББК В34я73**

© О. Т. Антоняк, Я. І. Шопа, 2016  
© Львівський національний університет  
імені Івана Франка, 2016  
ISBN 978-617-10-0332-3

## Вступ

Оптика – наука про світло, яка вивчає його природу і властивості, взаємодію з речовиною та практичні застосування. Світло має двозначну природу, йому властивий так званий “корпускулярно-хвильовий дуалізм”. Адже, з одного боку, це потік фотонів, тобто елементарних частинок електромагнітного поля, які рухаються зі швидкістю світла  $c$ , мають енергію  $E$ , імпульс  $p = E/c$  і масу спокою, яка дорівнює нулеві; з іншого – світло це електромагнітні хвилі. У ділянці довжин хвиль  $\lambda$  від 380 до 760 нм людське око сприймає електромагнітне випромінювання як видиме (на відміну від невидимого ультрафіолетового з  $\lambda < 380$  нм та інфрачервоного з  $\lambda > 760$  нм).

Частоту світла визначають за формулою  $\nu = c/\lambda$ , а відповідну енергію фотонів  $E = h\nu$ , де  $h$  – постійна Планка;  $\nu$  – лінійна частота світла.

Оптику умовно поділяють на геометричну та фізичну. Геометрична оптика вивчає явища, зумовлені прямолінійним поширенням світла в ізотропних середовищах. Зокрема, в її межах вивчають закони відбивання та заломлення світла, які широко використовують під час розрахунків та конструювання різноманітних оптичних приладів. Фізична оптика вивчає явища, зумовлені хвильовими та корпускулярними властивостями світла. Зокрема, на підставі хвильових властивостей світла пояснюють явища інтерференції, дифракції, дисперсії та поляризації світла. Фотоефект, дискретні спектри поглинання та випромінювання розріджених газів, люмінесценція,

особливості теплового випромінювання є проявами корпускулярних властивостей світла.

Лабораторні роботи посібника підібрані таким чином, щоб студенти могли ознайомитись з важливими оптичними явищами та їхніми закономірностями. Тематика робіт охоплює основні закони геометричної оптики, питання інтерференції, дифракції, дисперсії та поляризації світла, явища фотоефекту та теплового випромінювання.

Основну частину посібника уклали О. Т. Антоняк, доцент кафедри загальної фізики ЛНУ імені Івана Франка; описи деяких лабораторних робіт (1–3, 7) виконано за участю Я. І. Шопи, професора кафедри фізики Університету Кардинала Стефана Вишинського у Варшаві (Uniwersytet Kardynała Stefana Wyszyńskiego w Warszawie).

# 1. ЛАБОРАТОРНА РОБОТА (407)

## Визначення показника заломлення рідин за допомогою рефрактометра Аббе

**Мета роботи:** ознайомитись з будовою та принципом дії рефрактометра Аббе; дослідити залежність показника заломлення від концентрації розчину та визначити концентрацію невідомого розчину.

### 1.1. Основні закони геометричної оптики

Геометрична оптика – розділ оптики, який вивчає закони поширення світла в прозорих середовищах і ґрунтується на таких основних законах, як-от: 1) прямолінійного поширення світла; 2) незалежності поширення світлових пучків; 3) відбивання світла; 4) заломлення світла.

**Закон прямолінійного поширення світла** стверджує, що в оптично однорідному середовищі промені поширюються прямолінійно. Свідченням правильності цього твердження є те, що непрозорі предмети за умов освітлення їх джерелами малих розмірів дають тіні з чітко окресленими межами.

**Закон незалежності поширення світлових променів** полягає у тому, що за умов взаємного перетину вони не впливають один на одного. Перетин променів не перешкоджає кожному з них поширюватися незалежно один від одного.

Важливою оптичною характеристикою середовища є **абсолютний показник заломлення ( $n$ )**, який дорівнює відношенню швидкості  $c$  світла у вакуумі до швидкості  $v$  світла у заданому середовищі і вказує на те, у скільки разів світло у вакуумі поширюється швидше, порівняно з іншим довільним середовищем

$$n = \frac{c}{v}. \quad (1.1)$$

Абсолютний показник заломлення вакууму дорівнює одиниці, а для будь-якого іншого середовища він завжди більший від одиниці.

Світло, що падає на межу поділу двох прозорих середовищ, частково відбивається, а частково проходить у друге середовище, змінюючи свій напрямок (рис. 1.1). Промінь, який падає нормально до межі поділу двох середовищ, не заломлюється, тобто кут падіння  $\alpha = 0$  і кут заломлення  $\gamma = 0$ .

Напрямок поширення світлового променя у двох середовищах визначають за законами відбивання і заломлення світла.

За **законом відбивання світла** *спадний 1 і відбитий 2 промені перебувають в одній площині з перпендикуляром, проведеним до межі поділу двох середовищ у точці падіння, а кут падіння  $\alpha$  дорівнює куту відбивання  $\beta$*  (рис. 1.1).

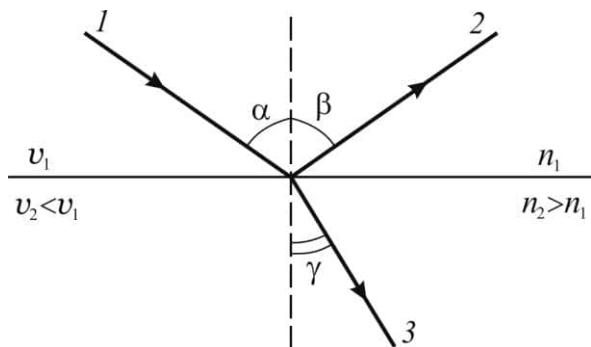


Рис. 1.1. Кути падіння, відбивання та заломлення променя світла

**Закон заломлення світла (закон Снеліуса)** вказує на те, що спадний 1 та заломлений 3 промені розташовані в одній площині з перпендикуляром, проведеним до межі поділу середовищ у точці падіння, а відношення синуса кута падіння до синуса кута заломлення є сталою величиною для цих середовищ

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \gamma} = \frac{n_2}{n_1} = n_{21} = \text{const}, \quad (1.2)$$

де  $n_1$  і  $n_2$  – абсолютні показники заломлення відповідних середовищ;  $n_{21}$  – відносний показник заломлення другого середовища щодо першого.

**Відносний показник заломлення** дорівнює відношенню абсолютних показників двох середовищ і показує, у скільки разів змінюється швидкість світла під час переходу з першого середовища в друге

$$n_{21} = \frac{n_2}{n_1} = \frac{v_1}{v_2}. \quad (1.3)$$

Для світла (як і для інших хвильових процесів) швидкість  $v$  поширення хвилі, її довжина  $\lambda$  та частота  $\nu$  пов'язані співвідношенням  $v = \lambda\nu$ , в якому частота  $\nu$  світлової хвилі є сталою (не залежить від середовища поширення). Тому абсолютний показник заломлення середовища  $n$ , який пов'язаний зі швидкістю  $v$  світла, є функцією довжини хвилі  $n = f(\lambda)$ . Цю залежність показника заломлення від довжини хвилі називають **дисперсією**. Наприклад, показник заломлення кристалю плавно змінюється від 1,87 для червоного світла до 1,95 для синього світла. Отже, для порівняння абсолютних показників заломлення різних середовищ слід використовувати монохроматичне світло однакової довжини хвилі. Абсолютні показники заломлення  $n$  деяких речовин для жовтого світла з довжиною хвилі 589 нм (D лінія натрію) подано у табл. 1.1.

Таблиця 1.1

Абсолютні показники заломлення  $n$  деяких речовин  
для жовтого світла з довжиною хвилі 589 нм (D лінія натрію)

Речовина	$n$	Речовина	$n$
Гелій	1,00004	Флюорит (CaF <sub>2</sub> )	1,470
Повітря	1,0003	Скло (різні сорти)	1,485–1,925
Лід	1,310	Кам'яна сіль (NaCl)	1,516
Вода дист. (20 °C)	1,333	Кварц (SiO <sub>2</sub> )	1,540
Спирт метиловий	1,329	Діамант (C)	2,420
Спирт етиловий	1,362	Арсенід галію (GaAs)	3,927
Гліцерин	1,474	Силіцій (Si)	4,01

Для характеристики середовища застосовують також термін “оптична густина”. Середовище з більшим показником заломлення називають *оптично густішим*, а середовище з меншим показником – *оптично менш густим*. *Оптично однорідним* називають середовище, оптична густина якого є однаковою у всіх його точках.

## 1.2. Повне внутрішнє відбивання

Під час поширення світла з оптично густішого середовища у менш густе ( $n_1 > n_2$ ), наприклад, зі скла у повітря, кут заломлення  $\gamma$  буде завжди більшим від кута падіння  $\alpha$  (рис. 1.2, а). Якщо промінь падає на межу поділу середовищ під невеликим кутом  $\alpha$ , то простежують і відбитий, і заломлений промені.

Зі збільшенням кута падіння  $\alpha$ , кут заломлення  $\gamma$  прямуватиме до 90°, і для певного кута  $\alpha_{\text{гр}}$ , названого *граничним кутом падіння*, кут заломлення дорівнюватиме 90°. Тоді заломлений промінь буде ковзати вздовж межі поділу, не проникаючи у друге середовище (рис. 1.2, б).



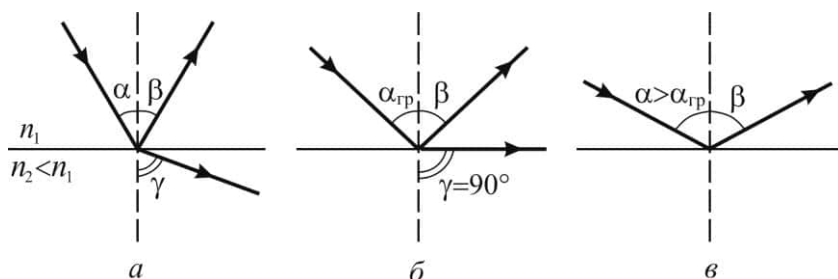


Рис. 1.2. Відбивання та заломлення світлового променя, який прямує з оптично гущішого середовища у менш густе

Для усіх променів, з кутом падіння більшим від  $\alpha_{\text{гр}}$ , заломлений промінь відсутній, а світло повністю відбивається у перше середовище (рис. 1.2, в). Це явище називають **повним внутрішнім відбиванням** світла.

Запишемо формулу (1.2) закону заломлення за умови граничного кута падіння

$$\frac{\sin \alpha_{\text{гр}}}{\sin \gamma} = \frac{\sin \alpha_{\text{гр}}}{\sin 90^\circ} = \frac{n_2}{n_1} = n_{21}, \quad (1.4)$$

звідси

$$\sin \alpha_{\text{гр}} = n_{21}. \quad (1.5)$$

Відповідно до (1.4), граничний кут  $\alpha_{\text{гр}}$  залежить тільки від абсолютних показників заломлення двох середовищ. Отже, величину  $\alpha_{\text{гр}}$  можна використовувати для визначення показника заломлення одного із середовищ, якщо відомий показник заломлення другого середовища.

### 1.3. Принцип дії рефрактометра

Явище повного внутрішнього відбивання використовують у *рефрактометрах* – приладах, призначених для вимірювання показників заломлення рідин (рефракція – від латинського слова *refraktus* – заломлений).

У рефрактометрі граничний кут можна визначати двома способами, а саме: у відбитому і заломленому світлі.

Розглянемо перший спосіб вимірювання (рис. 1.3), коли промені (1–5) спрямовують з оптично густішого середовища у менш густе ( $n_1 > n_2$ ). Якщо відбиті від поверхні *AB* промені (1''–5'') скерувати на збірну лінзу *L*, то в фокальній площині лінзи можна бачити межу світла та півтіні. Ця межа виникає завдяки тому, що повністю відбиті промені 5'', кут падіння яких більший від  $\alpha_{\text{гр}}$ , створюють більшу освітленість поля зору, ніж промені 1''–4'', інтенсивність яких зменшена внаслідок часткового заломлення і проникнення в інше середовище (промені 1'–4').

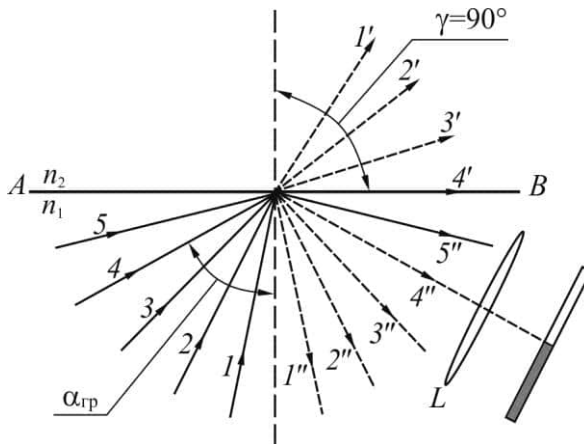


Рис. 1.3. Утворення межі світла та півтіні у відбитому пучку світла – метод повного внутрішнього відбивання

Положення межі освітленості залежить від величини граничного кута падіння  $\alpha_{\text{гр}}$ , тобто від відносного показника заломлення  $n_{21}$ . Зміна показника заломлення одного із середовищ спричиняє зміну положення межі світла і півтіні. Цей метод визначення показника заломлення називають **методом повного внутрішнього відбивання**.

Другий спосіб вимірювання (у заломленому світлі) називають **методом ковзного променя**. За цим методом розсіяний пучок світла (промені 1–4) потрапляє на межу середовищ (з менш густого у більш густе) під усіма можливими кутами (рис. 1.4). Променю 4, що ковзає по поверхні ( $\alpha = 90^\circ$ ), відповідає граничний кут заломлення  $\gamma_{\text{гр}}$  (промінь 4' на рис. 1.4). Якщо на шляху заломлених променів поставити лінзу  $L$ , то в її фокальній площині можна простежити чітку межу світла і тіні, оскільки промені з кутом заломлення  $\gamma > \gamma_{\text{гр}}$  відсутні.

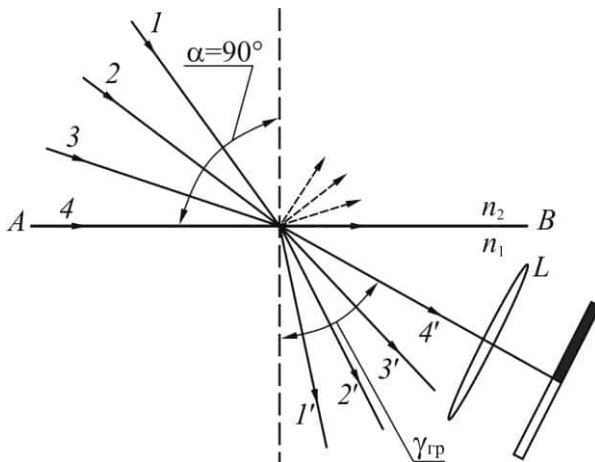


Рис. 1.4. Утворення межі світла і тіні у заломленому пучку світла – метод ковзного променя

Умова, за якою визначають величину граничних кутів  $\alpha_{\text{гр}}$  чи  $\gamma_{\text{гр}}$ , в обох методах однакова (1.5), тому й положення межі світла та тіні співпадають. Обидва методи рівноцінні, проте метод повного внутрішнього відбивання дає змогу вимірювати показники заломлення непрозорих речовин. Для визначення показників заломлення прозорих рідин (зокрема, як у цій лабораторній роботі) частіше використовують метод ковзного променя.

За цим методом на освітлювальну призму II спрямовують широкий пучок світла (рис. 1.5). Розсіяне матовою поверхнею грані  $A_2B_2$  світло проходить крізь дуже тонкий ( $\sim 0,1$  мм) шар досліджуваної рідини і падає на гіпотенузну грань  $A_1B_1$  нижньої вимірювальної призми I під різними кутами. Вимірювальна призма виготовлена з оптично щільного скла (важкий флінт), показник заломлення якого більший за 1,7. Отже вимірювання можна проводити для речовин з  $n < 1,7$ . Для ковзних променів (з кутом падіння  $\alpha \sim 90^\circ$ ) кут заломлення на межі рідина–вимірювальна призма буде наближеним до граничного. Цей граничний кут заломлення  $\gamma_{\text{гр}}$  і визначає межу поширення світла в призмі

$$\sin \gamma_{\text{гр}} = \frac{n_1}{n_2}, \quad (1.6)$$

де  $n_1$  і  $n_2$  – показники заломлення рідини і призми, відповідно.

Зазвичай у рефрактометрах вимірюють кут  $\varphi$  виходу граничного променя з призми в повітря. Це роблять за допомогою зорової труби, яка збирає у відповідних точках своєї фокальної площини промені, що виходять через грань  $B_1C$  призми. У напрямках, заданих кутами, меншими за  $\varphi$ , світло не поширюється, отже, у полі зору спостерігають тінь. Навівши перехрестя в окулярі зорової труби на межу поділу світла та тіні, можна виміряти кут  $\varphi$ .

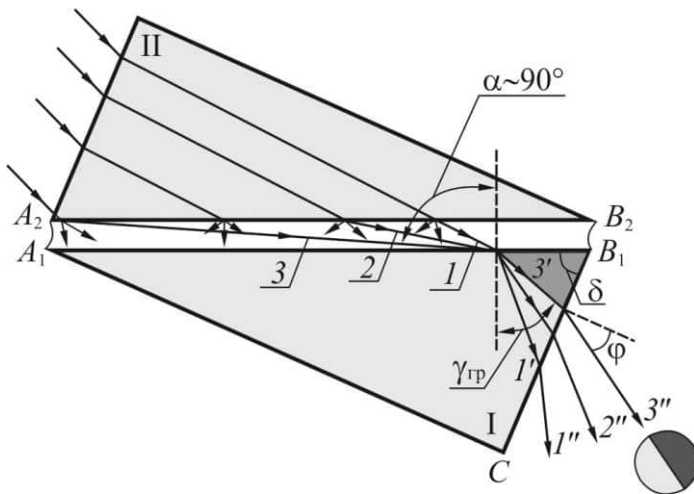


Рис. 1.5. Проходження променів через призми рефрактометра Аббе за методом ковзного променя

Розглянувши заломлення променів світла на межі  $B_1C$  призми, можна переконатися, що показник заломлення рідини  $n_1$  пов'язаний з кутом  $\varphi$  співвідношенням

$$n_1 = \sin \delta \sqrt{n_2^2 - \sin^2 \varphi} - \cos \delta \sin \varphi, \quad (1.7)$$

де  $\delta$  – заломлювальний кут призми (кут між заломлювальними гранями).

Насправді під час вимірів немає потреби використовувати цю формулу для розрахунку показників заломлення, оскільки відлікова шкала рефрактометра вже проградуйована у значеннях  $n$  з урахуванням співвідношення (1.7).

### 1.4. Рефрактометр Аббе

Розглянемо типову оптичну схему рефрактометра Аббе (рис. 1.6). Основною деталлю рефрактометра є вимірювальна головка *I*, яка складається з двох призм *I* і *II*, виготовлених з одного сорту скла. Призма *I* має добре відполіровану грань  $A_1B_1$  і є вимірювальною, а призма *II* має матову грань  $A_2B_2$  і є освітлювальною. Для вимірювання показника заломлення рідини декілька її краплин поміщають в щілину між призмами. Пучок світла від будь-якого джерела направляють на освітлювальну призму. Внаслідок розсіювання світла її матовою поверхнею в досліджувану рідину промені входять різними напрямками. Серед цих променів завжди є й такі, що ковзають уздовж межі  $A_1B_1$  призми *I* та, проходячи в цю призму, заломлюються під граничним кутом.

Після вимірювальної призми, світло проходить через дві дисперсійні призми *2* та *3* і потрапляє в зорову трубу, що складається з об'єктива *4*, окуляра *б* і відлікового пристрою *5*, розташованого в фокальній площині об'єктива. У цій же площині утворюється зображення світлого і темного полів.

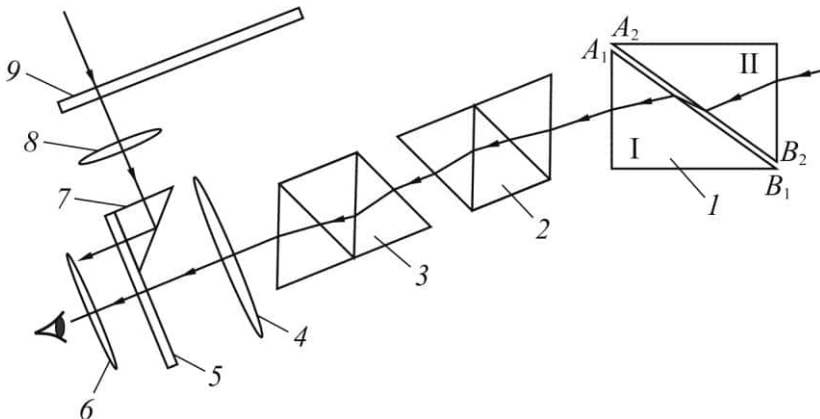


Рис. 1.6. Спрощена оптична схема рефрактометра Аббе

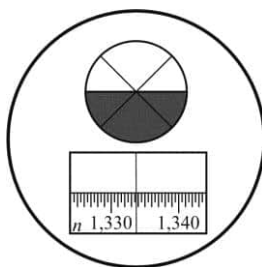


Рис. 1.7. Поле зору окуляра рефрактометра Аббе.  
Відлік показника заломлення:  $n = 1,3337$

Відліковий пристрій містить скляну пластину з нанесеним перехрестям, яке суміщають під час вимірів з межею поділу темного і світлого полів. На пластину за допомогою лінзи 8 і призми 7 проектується зображення шкали 9. Отже, у полі зору окуляра одночасно видно картину, утворену світлом, що пройшло через вимірювальну призму, а також перехрестя і шкалу (рис. 1.7). Для визначення показника заломлення використовують нижню шкалу.

Вимірювальна головка 1 (рис. 1.6) пов'язана механічною передачею зі шкалою 9, тому під час повороту головки одночасно переміщується шкала та її зображення в полі зору окуляра 6.

Конструкція приладу передбачає, що після суміщення перехрестя з межею поділу світлого і темного полів, на шкалі можна знайти відлік показника заломлення досліджуваної речовини для монохроматичного світла з довжиною хвилі, що відповідає жовтій лінії D натрію.

Оскільки для освітлення використовують переважно біле світло, у вимірювальній призмі внаслідок дисперсії межа поділу світлого і темного полів, яку спостерігають в окулярі, може бути

забарвленою і розмитою. Для усунення забарвлення слугують дисперсійні призми Амичі 2 і 3. Обертаючи одну із них навколо осі, що проходить уздовж променя, можна компенсувати дисперсію світла, яка виникла у вимірювальній призмі, й усунути забарвлення та розмиття межі поділу світла і тіні.

У лабораторній роботі для вимірювання показників заломлення рідин використовують рефрактометр Аббе 2WAJ (рис. 1.8).

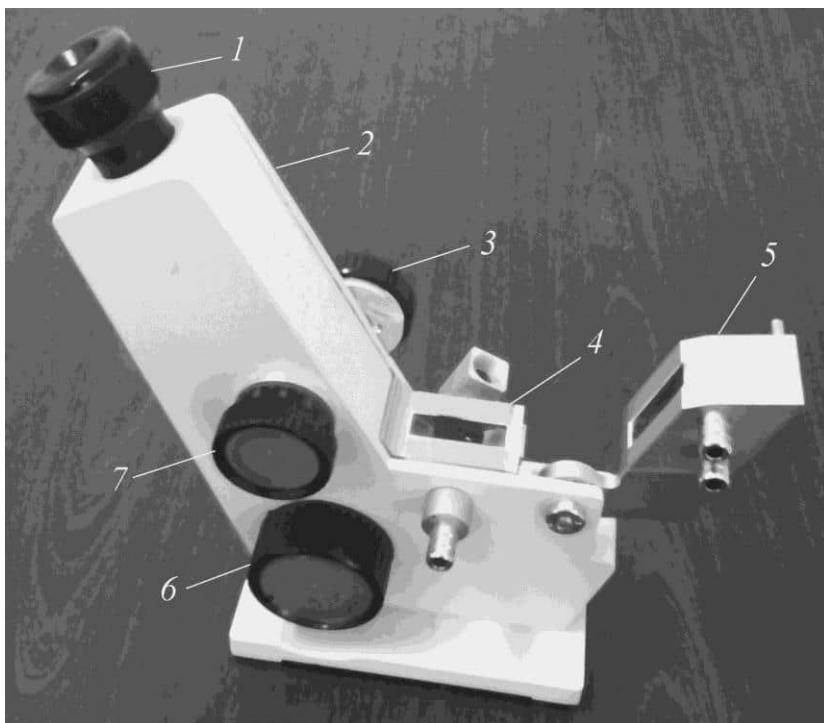


Рис. 1.8. Зовнішній вигляд рефрактометра Аббе 2WAJ



На фотографії цього рефрактометра зображено корпус 2, вимірювальну головку із прямокутними призми – вимірювальною 4 та освітлювальною 5, зорову трубу 1 із розташованим всередині відліковим пристроєм. Обидві призми, складені гіпотенузними гранями, фіксують ручкою 3. Щоб сумістити межу поділу з перехрестям, які спостерігають через окуляр, необхідно обертати ручку 6. Забарвленість межі поділу усувають повертанням ручки 7 компенсатора.

### Порядок виконання роботи

1. Спрямуйте світло від джерела на вимірювальну головку.
2. Повертаючи окуляр 1, досягніть чіткого зображення шкали і перехрестя.
3. Відведіть вгору освітлювальну призму 5 та обережно нанесіть 1–2 краплини досліджуваного розчину відомої концентрації  $C_1$  на відполіровану грань вимірювальної призми 4.
4. Встановіть освітлювальну призму на місце та зафіксуйте її ручкою 3, після чого досліджувана рідина заповнить увесь простір між призмами.
5. Повертаючи ручку 6, досягніть появи в полі зору межі поділу світлої і темної ділянок, а повертаючи ручку 7 компенсатора, усуньте забарвлення цієї межі.
6. Сумістіть межу поділу з перехрестям в окулярі (див. рис. 1.7), запишіть відлік показника заломлення  $n$  з нижньої шкали з точністю до четвертого знака після коми. Повторіть вимірювання тричі, знайдіть середнє значення  $n$  та зафіксуйте його у табл. 1.2.
7. Аналогічно визначте показники заломлення інших розчинів відомих  $C_2, C_3, C_4$  та невідомих  $C_{x1}, C_{x2}$  концентрацій. Після

кожного вимірювання, відвівши вгору освітлювальну призму, протирайте грань вимірювальної призми фільтрувальним папером.

8. Побудуйте графік залежності показника заломлення  $n$  рідини від концентрації розчину. З графіка визначте концентрації невідомих розчинів  $C_{x1}$ ,  $C_{x2}$  та їхню похибку.

Таблиця 1.2

Залежність показника заломлення розчину  
від концентрації розчиненої речовини

Концентрація $C$ , %	Показник заломлення $n$
$C_1$	
$C_2$	
$C_3$	
$C_4$	
$C_{x1}$	
$C_{x2}$	

### Контрольні запитання та завдання

1. Перелічіть основні закони геометричної оптики.
2. Дайте визначення абсолютного та відносного показників заломлення.
3. Сформулюйте закон заломлення світла Снеліуса.
4. У чому суть явища повного внутрішнього відбивання?

5. Виведіть формулу зв'язку між граничним кутом падіння та абсолютним показником заломлення середовища, в якому простежується повне внутрішнє відбивання.
6. Поясніть принцип дії рефрактометра Аббе.
7. Зобразіть оптичну схему рефрактометра Аббе.
8. Чому нижня грань освітлювальної призми матова?

## 2. ЛАБОРАТОРНА РОБОТА (411)

### Визначення довжини світлової хвилі за допомогою біпризми Френеля

**Мета роботи:** вивчити явище інтерференції світла; одержати інтерференційну картину за допомогою біпризми Френеля, експериментально визначити довжину світлової хвилі.

#### 2.1. Інтерференція світла. Когерентність

Згідно з хвильовою (електромагнітною) теорією, світлове випромінювання – це електромагнітні хвилі, що включають ультрафіолетові, видимі та інфрачервоні промені. До видимого діапазону належать хвилі довжиною від 380 до 760 нм. Як і будь-які інші електромагнітні хвилі, світло характеризується частотою, амплітудою, довжиною хвилі, поляризацією й інтенсивністю.

**Інтенсивність світла  $I$**  – величина, пропорційна до квадрата напруженості  $E$  електричного поля світлової хвилі:  $I \sim E^2$ . Вона дорівнює потужності, яку переносить світло через одиницю площі і є характеристикою джерела випромінювання.

Хвильові властивості світла дають змогу спостерігати *явище інтерференції*. Це явище властиве не лише світловим хвилям, а й іншим, наприклад, акустичним хвилям, радіохвилям, хвилям, що виникають на поверхні води тощо. Необхідною умовою інтерференції хвиль є їхня когерентність.

**Когерентними** називають хвилі, які мають однакову частоту коливань і стали різницю фаз. Умову когерентності задовольняють монохроматичні хвилі, оскільки вони мають строго визначену частоту.

Рівняння часової залежності електричного вектора  $\vec{E}(t)$  монохроматичної електромагнітної хвилі у певній точці простору запишуть у вигляді

$$\vec{E}(t) = \vec{E}_0 \cos(\omega t + \varphi),$$

де  $\vec{E}_0$  – амплітуда;  $\omega$  – циклічна частота;  $\varphi$  – початкова фаза коливання хвилі в момент часу  $t = 0$ .

Якщо в деякій точці простору накладаються дві світлові хвилі  $\vec{E}_1(t) = \vec{E}_{01} \cos(\omega t + \varphi_1)$  та  $\vec{E}_2(t) = \vec{E}_{02} \cos(\omega t + \varphi_2)$  однакової частоти  $\omega$  з амплітудами  $\vec{E}_{01}$  та  $\vec{E}_{02}$ , початковими фазами  $\varphi_1$  та  $\varphi_2$ , то сумарне коливання

$$\begin{aligned} \vec{E}(t) &= \vec{E}_1(t) + \vec{E}_2(t) = \vec{E}_{01} \cos(\omega t + \varphi_1) + \vec{E}_{02} \cos(\omega t + \varphi_2) = \\ &= \vec{E}_0 \cos(\omega t + \varphi_0), \end{aligned}$$

де  $\vec{E}_0$  – амплітуда сумарного коливання;  $\varphi_0$  – початкова фаза сумарного коливання.

Із векторної діаграми (рис. 2.1) можна визначити амплітуду сумарного коливання, скориставшись формулою

$$E_0^2 = E_{01}^2 + E_{02}^2 + 2E_{01}E_{02}\cos\Delta\varphi,$$

тут  $\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1$  – різниця фаз, стала величина для когерентних хвиль.

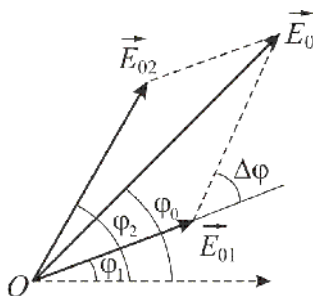


Рис. 2.1. Векторна діаграма додавання двох амплітуд з урахуванням різниці фаз

**Інтерференцією світла** називають явище накладання двох (або більше) когерентних світлових хвиль, наслідком чого є утворення інтерференційної картини, тобто періодичного просторового перерозподілу інтенсивності підсумкових коливань у вигляді чергування максимумів і мінімумів. Якщо спостерігати інтерференційну картину на екрані, то побачимо чергування максимумів і мінімумів інтенсивності світла у вигляді світлих та темних смуг (рис. 2.2).

Джерела, які випромінюють когерентні хвилі, називають когерентними. Природні джерела не є когерентними, оскільки їхнє випромінювання створюється множиною незалежних електромагнітних хвиль, які походять від окремих атомів чи молекул.

Одним із методів отримання когерентних світлових хвиль є **метод поділу фронту хвилі**. Такий метод застосовано у досліді Юнга, біпризмі Френеля, дзеркалі Ллойда тощо. Він полягає у тому, що хвильовий фронт від первинного джерела ділиться на два, внаслідок чого утворюється два вторинних когерентних джерела випромінювання.

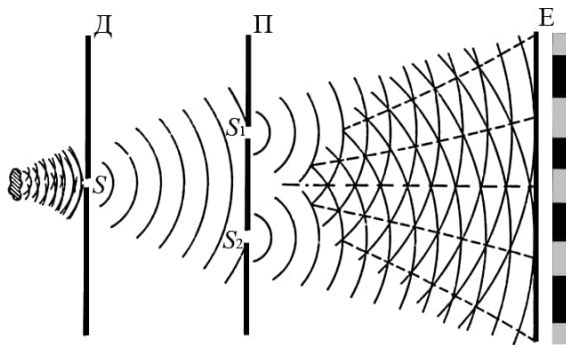


Рис. 2.2. Одержання інтерференційної картини за методом Юнга.

Сферичний фронт хвилі, утворений точковим джерелом  $S$ , ділиться на два фронти, які виходять з  $S_1$  і  $S_2$

Англійський вчений Томас Юнг першим пояснив явище інтерференції світла (1803) і здійснив експеримент з його спостереження. За *методом Юнга* для отримання когерентних хвиль використовують непрозору перегородку  $\Pi$  з двома близькими малими отворами (або вузькими щілинами)  $S_1$  та  $S_2$ , встановлену за точковим джерелом світла  $S$ , яким може слугувати діафрагма  $D$  з невеликим отвором (або вузькою щілиною), освітлена яскравим пучком світла (рис. 2.2).

За принципом Гюйгенса–Френеля точкове джерело світла  $S$  утворює в отворах перегородки вторинні джерела світла  $S_1$  та  $S_2$ . Довільні зміни фаз  $\varphi$  хвиль від джерела  $S$ , супроводжуються точно такими ж змінами фаз джерел  $S_1$  та  $S_2$ . Це означає, що різниця фаз  $\Delta\varphi$  у хвиль, створених вторинними джерелами, завжди залишається незмінною, тобто ці джерела є когерентними. На екрані  $E$  (рис. 2.2) спостерігають інтерференційну картину, яка утворена накладанням когерентних хвиль від джерел  $S_1$  та  $S_2$ .

## 2.2. Інтерференційні смуги у досліді Юнга

Для одержання якісної інтерференційної картини за методом Юнга відстань  $d$  між джерелами  $S_1$  та  $S_2$  (рис. 2.3) має бути значно коротшою за віддаль  $L$  від цих джерел до екрана  $E$  ( $d \ll L$ ). Розташування інтерференційних максимумів і мінімумів визначають за оптичною різницею ходу променів. Для вакууму та повітря оптична різниця ходу  $\Delta$  дорівнює *геометричній різниці ходу*

$$\Delta = l_1 - l_2, \quad (2.1)$$

де  $l_1$  та  $l_2$  – довжини геометричного ходу променів від джерел  $S_1$  та  $S_2$  до точки  $P$ , відповідно.

Визначимо відстань  $x$  від точки  $O$ , рівновіддаленої від  $S_1$  та  $S_2$ , до точки  $P$  екрану, в якій відбувається накладання двох хвиль.

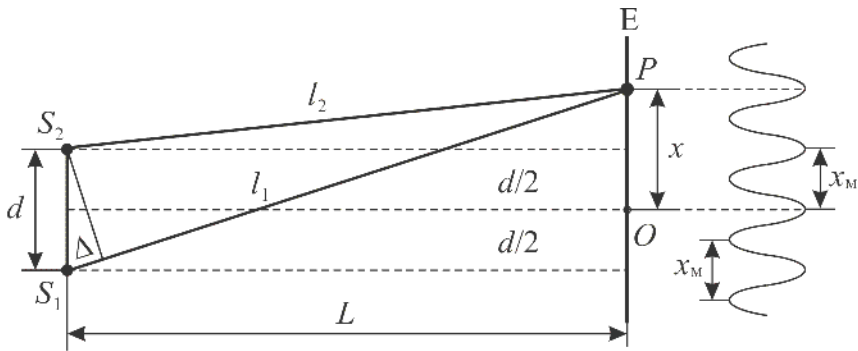


Рис. 2.3. Схема утворення інтерференційної картини від двох когерентних джерел світла  $S_1$  та  $S_2$

З рис. 2.3 видно

$$l_1^2 = L^2 + (x + d/2)^2;$$

$$l_2^2 = L^2 + (x - d/2)^2.$$

Звідси

$$l_1^2 - l_2^2 = (l_1 - l_2)(l_1 + l_2) = 2dx.$$

З умови  $d \ll L$  випливає, що  $l_1 + l_2 \approx 2L$ , а враховуючи формулу (2.1), отримаємо

$$2L\Delta = 2dx.$$

Отже, відстань

$$x = \Delta \frac{L}{d}. \quad (2.2)$$

Якщо в різниці ходу  $\Delta$  міститиметься ціле число довжин хвиль  $\lambda$ , тобто

$$\Delta = m\lambda, \quad (2.3)$$



де  $m=0, 1, 2, 3, \dots$ , то у точці  $P$  спостерігатимемо максимум інтенсивності.

Якщо ж у різниці ходу міститиметься непарна кількість півхвиль, тобто

$$\Delta = (2m + 1) \frac{\lambda}{2}, \quad (2.4)$$

то у точці  $P$  спостерігатимемо мінімум інтенсивності.

Отже, максимума розташовані від точки  $O$  на відстанях

$$x_{\max} = \pm m \lambda \frac{L}{d}, \quad (2.5)$$

а мінімуми –

$$x_{\min} = \pm (2m + 1) \lambda \frac{L}{2d}. \quad (2.6)$$

Центральний максимум, який відповідає значенню  $m = 0$ , знаходиться у точці  $O$ .

Якщо когерентними джерелами слугують паралельні тонкі щілини, то інтерференційна картина складається з світлих та темних смуг, а якщо джерела  $S_1$  та  $S_2$  точкові, то на екрані чергуються світлі та темні кільця.

**Шириною інтерференційної смуги** називають відстань  $x_m$  між двома сусідніми максимумами або мінімумами (рис. 2.3). Вона згідно з (2.5) і (2.6) дорівнює

$$x_m = \lambda \frac{L}{d}. \quad (2.7)$$

За цією формулою можна визначити довжину світлової хвилі  $\lambda$ , якщо відомі значення  $d$ ,  $L$  та  $x_m$ .

Для білого світла інтерференційні смуги, що відповідають різним довжинам хвиль, згідно з (2.7) будуть зміщеними одна відносно одної і набудуть веселкового забарвлення.

### 2.3. Біпризма Френеля

Значно ефективнішим способом отримання інтерференційної картини є біпризма Френеля, яка складається із двох призм зі спільною основою та дуже малим ( $\sim 0,01^\circ$ ) кутом заломлення  $\alpha$  (рис. 2.4).

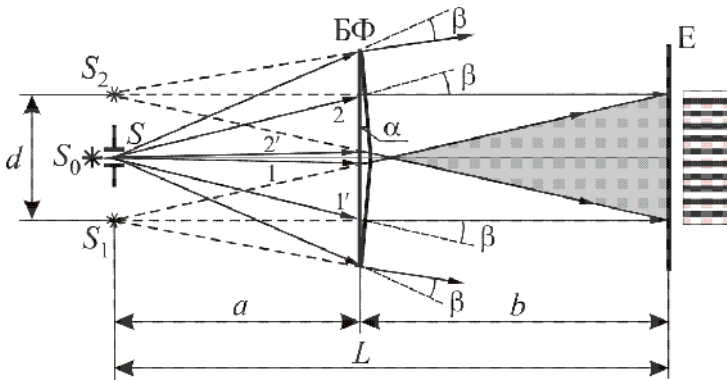


Рис. 2.4. Схема одержання інтерференційної картини за допомогою біпризми Френеля

Джерелом світла слугує вузька щілина  $S$ , розташована паралельно до ребра тупого кута біпризми й освітлена монохроматичним світлом від освітлювача  $S_0$ . Від щілини  $S$  промені падають на обидві половинки біпризми і заломлюються в ній. У результаті заломлення утворюються два когерентні світлові пучки, обмежені променями  $1$  і  $1'$  та  $2$  і  $2'$ , які ніби виходять з уявних джерел  $S_1$  і  $S_2$ . Якщо відстань  $d$  між цими джерелами досить мала, то вони перебувають в одній площині з первинним джерелом  $S$ .

За біпризмою є ділянка простору, в якій заломлені промені накладаються, утворюючи зону інтерференції (на рис. 2.4 цю ділянку виділено сірим кольором).

Оскільки кут заломлення  $\alpha$  біпризми дуже малий і кути падіння променів на межу призми невеликі, то всі промені будуть відхилитися біпризмою на майже однаковий кут  $\beta$ , який визначають за формулою

$$\beta = (n - 1)\alpha, \quad (2.8)$$

де  $n$  – відносний показник заломлення матеріалу біпризми щодо зовнішнього середовища.

Із рис. 2.4 для малих значень кута  $\beta$  можна визначити відстань між уявними джерелами  $S_1$  і  $S_2$

$$d = 2a \operatorname{tg} \beta \approx 2a\beta. \quad (2.9)$$

Підставивши у формулу (2.9) вираз (2.8), одержимо

$$d = 2a(n - 1)\alpha. \quad (2.10)$$

Оскільки відстань від джерела до екрану становить

$$L = a + b,$$

то згідно з (2.7) *ширина інтерференційних смуг* становить

$$x_m = \lambda \frac{a + b}{2a(n - 1)\alpha}. \quad (2.11)$$

Із рівняння (2.11) одержуємо вираз для визначення довжини світлової хвилі

$$\lambda = \frac{x_m 2a(n - 1)\alpha}{a + b}. \quad (2.12)$$

Оскільки в цій лабораторній роботі відстань  $d$  не розраховують, а вимірюють за допомогою мікроскопа з окулярним мікрометром, то робоча формула набуває такого вигляду:

$$\lambda = \frac{x_m d}{L}. \quad (2.13)$$

## 2.4. Лабораторна інтерференційна установка з біпрізмою Френеля

Схема установки зображена на рис. 2.5. Вона складається з світлодіода СД, як квазімонохроматичного джерела зеленого світла, щілини  $S$  з регульованою шириною, біпрізми Френеля БФ, відлікового мікроскопа М, збірної лінзи Л.

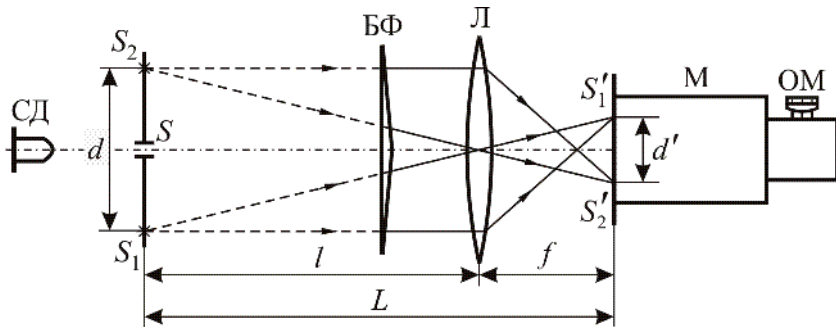


Рис. 2.5. Схема установки для вимірювання довжини світлової хвилі методом біпрізми Френеля

Щілина, біпризма і відліковий мікроскоп змонтовані на оптичній лаві з міліметровою лінійкою. Ширину щілини можна регулювати за допомогою гвинта. Екраном, де спостерігають інтерференційну картину, слугує фокальна площина окуляра оптичного мікромметра ОМ мікроскопа М. Окуляр має шкалу для вимірювання відстані  $x_m$  між інтерференційними смугами. Для спостереження чіткої інтерференційної картини щілина має бути паралельною до ребра біпрізми.

Біпрizmu розташовують на оптичній лаві на відстані  $a = 70\text{--}80$  см від щілини  $S$ . З іншого боку біпрізми на відстані  $b = 30\text{--}50$  см від неї встановлюють відліковий мікроскоп М так, щоб світлодіод, щілина, біпризма та оптична вісь відлікового мікроскопа перебували на однаковій висоті відносно оптичної лави.

Відстань  $d$  між уявними джерелами  $S_1$  і  $S_2$  вимірюють за допомогою збірної лінзи, яка проектує зображення цих джерел на фокальну площину окуляра мікроскопа. Для цього встановлюють збірну лінзу  $L$  між біпризмою БФ і мікроскопом  $M$  (рис. 2.5). Переміщаючи лінзу вздовж оптичної лави добиваються двох чітких зображень уявних джерел  $S'_1$  та  $S'_2$  в окулярі відлікового мікроскопа. Очевидно, що вони будуть розташовані у тій самій площині, що й чітка інтерференційна картина. За шкалою окулярного мікрометра визначають відстань  $d'$  між  $S'_1$  та  $S'_2$ .

Визначивши величину  $d'$ , можна обчислити відстань  $d$ , яка, згідно з рис. 2.5, дорівнює

$$d = d' \frac{l}{f}, \quad (2.14)$$

де  $l$  – відстань від щілини  $S$  до лінзи;  $f$  – відстань від лінзи до об'єктива мікроскопа.

## Порядок виконання роботи

1. Пересуваючи відліковий мікроскоп  $M$  вздовж оптичної лави та змінюючи ширину щілини  $S$ , досягніть чіткого зображення інтерференційних смуг.
2. За допомогою оптичного мікрометра відлікового мікроскопа виміряйте відстань  $x$  між двома достатньо віддаленими темними (світлими) смугами.
3. Визначте кількість  $N$  світлих (темних) смуг на відріжку  $x$ .
4. Обчисліть відстань  $x_m$  між двома сусідніми темними або світлими інтерференційними смугами за співвідношенням

$$x_m = \frac{x}{N}.$$

5. Встановіть збірну лінзу Л між біпризмою БФ і мікроскопом М (рис. 2.5). Пересуваючи її вздовж лави, досягніть чіткого зображення в окулярі мікроскопа уявних джерел  $S'_1$  та  $S'_2$ .
6. За шкалою окулярного мікрметра мікроскопа виміряйте відстань  $d'$  між зображеннями щілин  $S'_1$  та  $S'_2$ .
7. Виміряйте, за допомогою міліметрової лінійки на оптичній лаві, відстань  $L$  від щілини  $S$  до об'єктива мікроскопа, а також відстані  $l$  від щілини до лінзи та  $f$  від лінзи до об'єктива мікроскопа.
8. Знайдіть відстань  $d$  між джерелами  $S_1$  та  $S_2$  за формулою (2.14).
9. За формулою (2.13) визначте довжину хвилі  $\lambda$  світла, яке випромінює світлодіод.
10. Результати вимірювань та обчислень запишіть у табл. 2.1.

Таблиця 2.1

Визначення довжини хвилі  $\lambda$  світла, яке випромінює світлодіод

Номер за пор.	$x_m, \text{м}$	$d', \text{м}$	$L, \text{м}$	$l, \text{м}$	$f, \text{м}$	$d, \text{м}$	$\lambda, \text{нм}$	$\Delta\lambda, \text{нм}$	$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \cdot 100 \%$
1									
2									
3									

11. Абсолютну похибку визначення довжини хвилі  $\Delta\lambda$  обчисліть за формулою

$$\Delta\lambda = \lambda_{\text{сеп}} \sqrt{\left(\frac{\Delta(x_m)}{x_m}\right)^2 + \left(\frac{\Delta d'}{d'}\right)^2 + \left(\frac{\Delta L}{L}\right)^2 + \left(\frac{\Delta l}{l}\right)^2 + \left(\frac{\Delta f}{f}\right)^2}.$$

## **Контрольні запитання та завдання**

1. Які світлові хвилі називають когерентними?
2. У чому полягає суть явища інтерференції світла?
3. Якими методами можна створити когерентні джерела світла?
4. Виведіть формулу для визначення ширини інтерференційних смуг, одержаних за методом Юнга.
5. Поясніть принцип дії біпризми Френеля.
6. Виведіть формулу для визначення ширини інтерференційних смуг, одержаних за методом біпризми Френеля.
7. Що є причиною веселкового забарвлення смуг за умови використання білого світла у класичних інтерференційних схемах?
8. Чому, на вашу думку, для спостереження інтерференційної картини доцільніше використовувати біпризму Френеля, а не метод Юнга?

### 3. ЛАБОРАТОРНА РОБОТА (412)

#### Визначення радіуса кривини лінзи та довжини світлової хвилі за кільцями Ньютона

**Мета роботи:** ознайомитися з явищем інтерференції світла в тонких плівках; за кільцями Ньютона визначити радіус кривини лінзи та довжину світлової хвилі.

#### 3.1. Інтерференція світла у тонких плівках

Інтерференцію світла часто можна спостерігати в природі; це веселкове забарвлення мильних бульбашок, тонких плівок нафти чи оливи на поверхні води, кольори мінливості на поверхні загартованих сталевих деталей, покритих прозорим шаром окислів тощо. Усі ці явища зумовлені інтерференцією світла у тонких плівках. Розглянемо умови для спостереження такої інтерференційної картини.

Когерентні хвилі можна отримати не тільки *методом поділу фронту хвилі* (дослід Юнга, біпризма Френеля тощо; див. ЛР 2), а й *методом поділу амплітуди вихідної хвилі*, коли промінь, що падає на тонку прозору плівку (плоскопаралельну пластинку, клин), відбивається двічі – від зовнішньої і внутрішньої поверхонь. Обидва відбиті промені є когерентними і в разі накладання будуть інтерферувати.

Розрізняють два види такої інтерференції:

- смуги однакового нахилу;
- смуги однакової товщини.

**Інтерференційні смуги однакового нахилу** виникають унаслідок накладання когерентних хвиль після відбивання від плоскопаралельної пластинки (плівки) променів, що падають на неї під однаковими кутами.



Смуги однакового нахилу локалізовані в нескінченості і для їхнього спостереження на екрані потрібна збірна лінза.

**Інтерференційні смуги однакової товщини** виникають унаслідок відбивання променів від прозорої клиноподібної пластинки (плівки) у місцях однакової товщини. Такі смуги локалізовані на поверхні або поблизу поверхні клина, залежно від кута падіння променів.

### 3.2. Інтерференційні смуги однакового нахилу

Розглянемо, як виникає явище інтерференції завдяки відбиванню світла від тонких плівок (плоскопаралельних пластинок).

Нехай на тонку плівку товщиною  $d$  з показником заломлення  $n$  падає під кутом  $\alpha$  монохроматичний промінь 1 світла з довжиною хвилі  $\lambda$  (рис. 3.1).

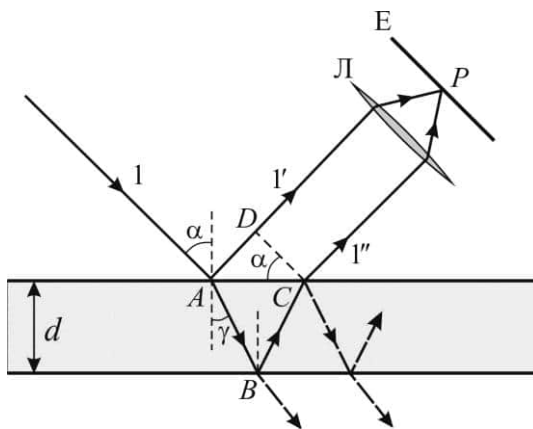


Рис. 3.1. Інтерференція внаслідок відбивання світла від тонких плівок (плоскопаралельних пластинок)

У точці  $A$  відбувається роздвоєння світлової хвилі, яка поширюється вздовж спадного променя 1: одна частина її відбивається від поверхні плівки у напрямку променя  $1'$ , а інша – заломлюється у

плівці, відбивається від її нижньої поверхні та виходить із плівки у напрямку променя 1". Очевидно, що хвилі вздовж променів 1' та 1" когерентні між собою, оскільки виникають із тієї самої хвилі вздовж променя 1. Оскільки промені 1' та 1" паралельні, то інтерференційна картина відповідних хвиль локалізована в нескінченності і для її спостереження використовують збиральну лінзу Л та екран Е, який розміщений у фокальній площині лінзи.

Різниця ходу  $\Delta$  між променями 1' та 1" залежить від кута падіння  $\alpha$  та від товщини плівки  $d$ . Окрім цього, величина  $\Delta$  залежить ще й від показника заломлення  $n$  речовини плівки. Тому для порівняння відстаней, пройдених світлом у різних прозорих середовищах, беруть до уваги **оптичну різницю ходу променів**, яка дорівнює геометричній довжині відрізків, помноженій на показник заломлення  $n$ .

Для променів 1' та 1" оптична різниця ходу

$$\Delta = (AB + BC)n - AD = 2ABn - AD. \quad (3.1)$$

Із рис. 3.1 видно, що

$$AD = AC \sin \alpha; AC = 2AB \sin \gamma; AB = d / \cos \gamma. \quad (3.2)$$

За законом заломлення

$$\sin \alpha = n \sin \gamma. \quad (3.3)$$

З виразів (3.1)–(3.3) отримаємо

$$\Delta = 2dn \cos \gamma. \quad (3.4)$$

Однак у вираз (3.4) слід внести поправку

$$\Delta = 2dn \cos \gamma - \frac{\lambda}{2}, \quad (3.5)$$

тут додаткова різниця ходу  $\lambda/2$  променя 1' виникає внаслідок його відбивання у точці А від оптично густішого середовища (згідно формул Френеля фаза відбитої хвилі змінюється на  $\pi$ ). Відбивання

світла у точці  $B$  від оптично менш густого середовища не призводить до виникнення зміни фази у відбитому промені.

Якщо ж під плівкою буде оптично густіше середовище, то зміна фази на  $\pi$  відбудеться в обох променях ( $1'$  та  $1''$ ), а різниця ходу  $\Delta$  для цих променів не міститиме додаткової зміни на  $\lambda/2$  і відповідатиме виразу (3.4).

Умова максимуму інтерференції виконується, якщо оптична різниця ходу  $\Delta$  дорівнює цілому числу  $m$  довжин хвиль  $\lambda$  спадного світла

$$\Delta = m\lambda, \quad (3.6)$$

а умова мінімуму – якщо  $\Delta$  дорівнюватиме непарному числу півхвиль

$$\Delta = (2m + 1)\frac{\lambda}{2}. \quad (3.7)$$

Кожна смуга максимуму чи мінімуму зумовлена променями, що падають на плівку під певним кутом, тому такі смуги називають *інтерференційними смугами однакового нахилу*. Їх можна спостерігати лише тоді, коли оптична різниця ходу  $\Delta$  змінюється тільки за рахунок зміни кута  $\alpha$  падіння променів на плівку.

Освітлюючи тонку плівку (плоскопаралельну пластинку) розсіяним монохроматичним світлом, на екрані спостерігають інтерференційну картину у вигляді криволінійних темних і світлих смуг, кожній з яких відповідає певне значення кута падіння  $\alpha$ . У випадку, коли екран  $E$  спостереження і лінза  $L$  розташовані паралельно до пластинки, то смуги матимуть вигляд концентричних кілець з центром у фокусі лінзи (рис. 3.2). Очевидно, що промені, які падають на плівку під кутом  $\alpha_1$ , зберуться на екрані  $E$  в точці  $P_1$ . Промені, які падають під таким же кутом  $\alpha_1$ , але в іншій площині, зберуться в іншій точці, але на такій же відстані від центру  $O$  екрана, тобто відповідна смуга на екрані матиме форму кільця. Аналогічно, промені, що падають під кутом  $\alpha_2$ , зберуться у точці  $P_2$  і утворять на екрані кільце іншого радіуса.

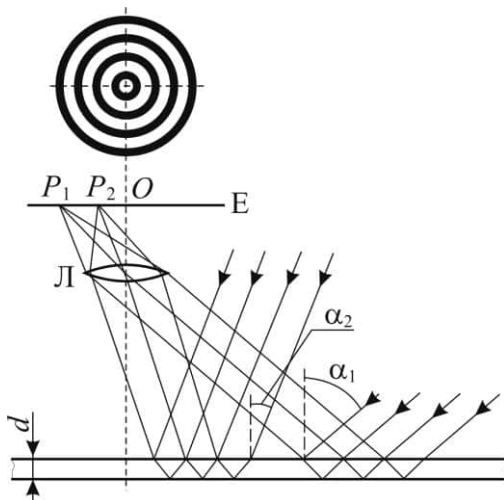


Рис. 3.2. Схема спостереження смуг однакового нахилу

Це явище концентричних смуг використовують на практиці для достатньо точного контролю ступеня плоскопаралельності тонких прозорих пластинок (наприклад, скляних); зміна товщини пластинки на величину  $\sim 10^{-8}$  м уже спотворює форму кілець.

Смуги однакового нахилу можна спостерігати не тільки у відбитому світлі, а й у світлі, що пройшло крізь пластинку. У цьому випадку один з променів проходить прямо, а інший – після двох відбивань всередині пластинки (див. позначені пунктиром промені на рис. 3.1). Однак, видимість смуг за цих умов низька. Окрім того, інтерференційна картина виглядатиме оберненою, оскільки в прохідному світлі не виникає додаткова різниця ходу  $\lambda/2$ .

Розглянемо інтерференцію у випадку дуже тонкої плівки, нанесеної на оптично густішу підкладку, коли не відбувається зміна фази на  $\pi$ , а також за малих кутів падіння, коли  $\cos \gamma \approx 1$ . Тоді, згідно з (3.4),

$$\Delta \approx 2dn. \quad (3.8)$$

Для плівки товщиною  $d = \lambda/4n$  різниця ходу променів майже для усіх малих кутів падіння матиме значення  $\Delta = \lambda/2$ , що відповідатиме умові мінімуму інтерференції, тобто відбиті промені гаситимуть один одного. Це означає, що від такої плівки світло майже не відбивається і повністю проходить в оптично густіше середовище під плівкою.

Таке інтерференційне явище широко використовують в оптичній промисловості для так званого “*просвітлення оптики*”. Воно дає змогу покращити якість оптичного зображення та уникнути бліків, які виникають у складних оптичних системах (фотооб’єктивах, біноклях, перископах тощо).

### 3.3. Інтерференційні смуги однакової товщини

Смуги однакової товщини виникають тоді, коли на поверхню тонкої прозорої плівки зі змінною товщиною, падає паралельний пучок світла. У місцях, де товщина плівки однакова, оптична різниця ходу променів та інтенсивність відбитого після інтерференції світла також буде однакова. Якщо плівка є правильним клином з досить малим кутом  $\varphi$ , то інтерференційні смуги будуть розташовані паралельно до гострого ребра клина.

Залежно від кута падіння променів смуги однакової товщини можуть бути локалізовані поблизу поверхні клина: верхньої (рис. 3.3, *а*) чи нижньої (рис. 3.3, *б*); або на самій поверхні (рис. 3.4) – саме такий випадок розглянемо далі.

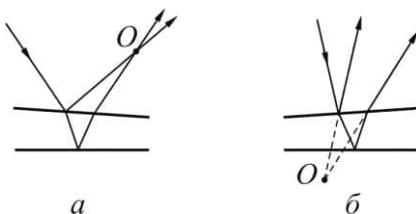


Рис. 3.3. Схема локалізації інтерференційних смуг однакової товщини поблизу поверхонь клина – верхньої (*а*), нижньої (*б*)

Інтерференційну картину на поверхні клина (рис. 3.4) можна спостерігати у тому випадку, коли кут падіння променя 1 у точці  $A$  такий, що заломлений промінь  $1''$  є нормальний до нижньої поверхні клина. Тоді відбитий від неї у точці  $C$  промінь  $1'''$  потрапляє у точку  $A$ , де зустрічається з відбитим від верхньої поверхні променем  $1'$  і виходить з клина заломленим променем  $1''''$ . Когерентні промені  $1'$  та  $1''''$  у точці  $A$  інтерферують.

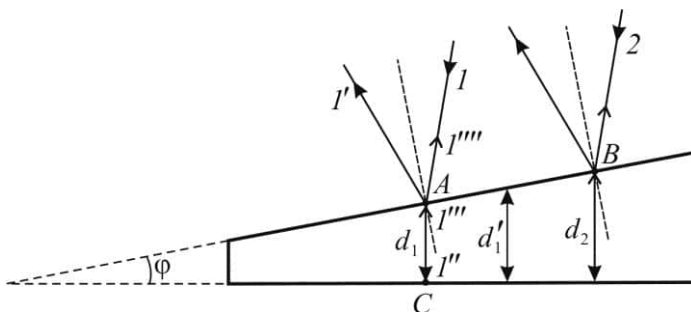


Рис. 3.4. Схема утворення інтерференційних смуг однакової товщини на поверхні клина

Відповідно до виразів (3.5) та (3.6) умову максимуму інтерференції у точці  $A$  задають рівнянням

$$2d_1 n - \frac{\lambda}{2} = m_1 \lambda. \quad (3.9)$$

У точці  $B$ , куди падає промінь 2, паралельний до променя 1, різниця ходу променів, що інтерферують, зміниться за рахунок збільшення товщини  $d_2$  плівки і максимум інтерференції виникатиме за умови

$$2d_2 n - \frac{\lambda}{2} = m_2 \lambda. \quad (3.10)$$

Нехай точки  $A$  та  $B$  розташовані настільки близько, що їм відповідають інтерференційні максимуми сусідніх порядків, тобто  $m_2 = m_1 + 1$ . Тоді для максимумів у цих точках можна записати систему рівнянь

$$\begin{aligned} 2d_1 n - \frac{\lambda}{2} &= m_1 \lambda \\ 2d_2 n - \frac{\lambda}{2} &= (m_1 + 1)\lambda. \end{aligned} \quad (3.11)$$

Очевидно, що геометричним розташуванням таких точок клина будуть лінії, паралельні до його ребра, вздовж яких пролягатимуть світлі смуги інтерференції.

Мінімум інтерференційної картини, згідно з (3.5) та (3.7), виникає на поверхні плівки, де виконується умова

$$2d_1' n - \frac{\lambda}{2} = (2m_1 + 1)\frac{\lambda}{2}, \quad (3.12)$$

тут  $d_1'$  – товщина клина посередині між точками  $A$  і  $B$ .

Із системи рівнянь (3.11), віднявши від другого рівняння перше, отримаємо вираз

$$2n(d_2 - d_1) = \lambda. \quad (3.13)$$

Як видно з рис. 3.4,  $d_2 - d_1 = AB \sin \varphi$ . Оскільки відрізок  $AB$  є шириною  $x_m$  інтерференційної смуги, то (3.13) можна записати у вигляді

$$2n x_m \sin \varphi = \lambda. \quad (3.14)$$

Для малих кутів  $\varphi$  справедлива наближена рівність  $\sin \varphi \approx \varphi$ , тоді ширина  $x_m$  інтерференційної смуги пов'язана з кутом  $\varphi$  клиноподібної пластинки таким співвідношенням:

$$x_m = \frac{\lambda}{2n\varphi}. \quad (3.15)$$

Отже, для візуального спостереження інтерференційних смуг кут  $\varphi$  клина має бути достатньо малим.

У плівках з випадковою зміною товщини інтерференційні смуги набувають криволінійної форми. Освітлення такої плівки білим світлом призводить до виникнення своєрідних за формою і забарвленням інтерференційних картин через залежність умов виникнення максимумів та мінімумів інтерференції від довжини хвилі. Такі картини з'являються на плівках товщиною порядку довжини світлової хвилі, тобто  $\sim 10^{-3}$  мм. У значно товстіших плівках кольорові смуги настільки густо розміщені, що перекривають одна одну, і інтерференційну картину неможливо розпізнати. Інтерференційні смуги товстих плівок можна спостерігати лише за умови використання високомонохроматичного (наприклад, лазерного) світла.

### 3.4. Кільця Ньютона

Класичним прикладом смуг однакової товщини є *кільця Ньютона* (їх уперше спостерігав англійський вчений Ісаак Ньютон під час роботи з об'єктивами телескопа). Інтерференційні смуги виникають завдяки клиноподібному повітряному прошарку між поверхнями плоскої скляної пластини П і притиснутої до неї плоскоопуклої лінзи Л з великим радіусом  $R$  кривини (рис. 3.5, а).

Спостерігають кільця Ньютона за допомогою мікроскопа М, на предметному столику якого закріплені лінза Л та пластина П. Світло від джерела  $S$ , пройшовши через конденсорну лінзу та світлофільтр і відбившись від розміщеної під кутом  $45^\circ$  до осі мікроскопа скляної пластинки Пл, падає на лінзу Л. Цей паралельний монохроматичний нормальний до поверхні лінзи пучок світла відбивається від верхньої (точка А) і нижньої (точка В) межі повітряного прошарку та утворює на випуклій стороні лінзи інтерференційну картину. Через малу кривину лінзи на її випуклій



поверхні майже не відбувається заломлення променів, отже обидва відбиті промені проходять вздовж спадного і потрапляють в окуляр мікроскопа М.

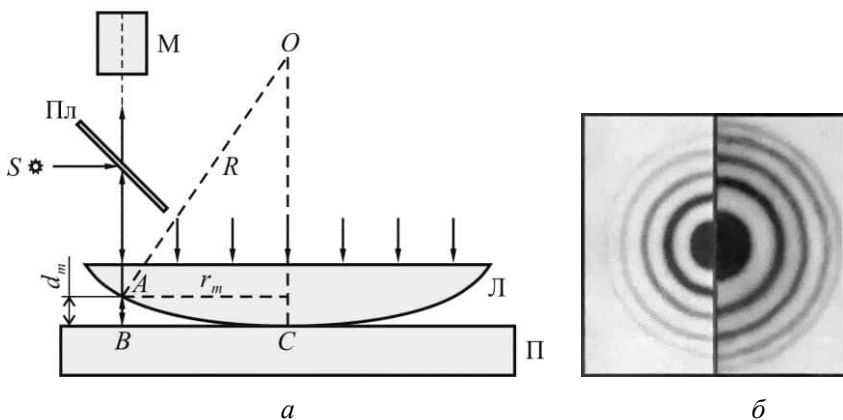


Рис. 3.5. Схема спостереження кілець Ньютона (а) та зіставлено для порівняння половини зображень кілець Ньютона для двох різних довжин хвиль (б)

Оптична різниця ходу відбитих променів залежить тільки від товщини  $d_m$  прошарку між лінзою та скляною пластиною. Отже, для всіх точок, що перебувають на однаковій відстані  $r_m$  від осі  $OC$ , буде однакова умова для інтерференційного максимуму або мінімуму і на поверхні лінзи утворяться смуги однакової товщини у вигляді концентричних темних і світлих кілець Ньютона. У центральній точці  $C$ , у місці дотику лінзи та пластини, спостерігатимемо темну пляму, оскільки там дуже мала товщина повітряного прошарку (набагато менша від довжини хвилі). На рис. 3.5, б зіставлено для порівняння половини зображень кілець Ньютона для двох різних довжин хвиль: ліворуч – для зеленого світла, праворуч – для червоного.

Якщо для освітлення лінзи використовувати біле світло, то інтерференційні смуги будуть різнокольоровими.

Кільця Ньютона можна спостерігати також і в прохідному світлі, однак тоді в центрі інтерференційної картини буде максимум освітленості, тобто світла пляма.

Відповідно до рис. 3.5, *a* оптична різниця ходу  $\Delta$  відбитих променів складається з подвійної товщини повітряного прошарку  $d_m$  та додаткової різниці ходу  $\lambda/2$ , набутої променем під час відбивання від оптично більш густого середовища скляної пластинки у точці *B* –

$$\Delta = 2d_m + \frac{\lambda}{2}. \quad (3.16)$$

З геометричної побудови (див. рис. 3.5) визначимо товщину повітряного прошарку  $d_m$ . Враховуючи, що  $d_m \ll R$ ,  $r_m$ , можна отримати вираз

$$R^2 = (R - d_m)^2 + r_m^2 \approx R^2 - 2d_m R + r_m^2, \quad (3.17)$$

де  $R$  – радіус кривини опуклої поверхні лінзи;  $r_m$  – радіус  $m$ -го кільця Ньютона.

Отже,

$$d_m = \frac{r_m^2}{2R}. \quad (3.18)$$

Використавши умову утворення інтерференційних максимумів (світлих кілець Ньютона)  $\Delta = m\lambda$ , де  $m = 1, 2, 3, \dots$  – номер світлого кільця Ньютона, та підставивши вираз (3.18) у рівняння (3.16), отримаємо:

$$\frac{r_m^2}{R} + \frac{\lambda}{2} = m\lambda, \quad (3.19)$$

звідки знайдемо *радіуси світлих кілець Ньютона*

$$r_m^{\text{св}} = \sqrt{(2m-1)R\frac{\lambda}{2}}. \quad (3.20)$$

Використавши умову утворення інтерференційних мінімумів (темних кілець Ньютона)  $\Delta = (2m + 1) \frac{\lambda}{2}$ , де  $m = 0, 1, 2, 3, \dots$  – номер темного кільця Ньютона, запишемо:

$$\frac{r_m^2}{R} + \frac{\lambda}{2} = (2m + 1) \frac{\lambda}{2}, \quad (3.21)$$

звідки знайдемо *радіуси темних кілець Ньютона*

$$r_m^r = \sqrt{m R \lambda}. \quad (3.22)$$

За формулами (3.20) та (3.22) можна визначити радіус  $R$  кривини лінзи або довжину  $\lambda$  хвилі, попередньо вимірявши радіус  $r_m$ , відповідно, світлого або темного кільця. Однак, точніший результат можна отримати, використовуючи радіуси двох темних кілець різних порядків  $m$ . Для цього за формулою (3.22) знаходять різницю квадратів радіусів  $m$ -го та  $n$ -го темних кілець

$$r_m^2 - r_n^2 = R \lambda (m - n), \quad (3.23)$$

звідки визначають радіус кривини лінзи

$$R = \frac{(r_m - r_n)(r_m + r_n)}{\lambda (m - n)}. \quad (3.24)$$

За формулою (3.24) обчислюють радіус  $R$  кривини лінзи, якщо відоме значення довжини хвилі  $\lambda$  світла, що проходить через відповідний світлофільтр. За відомим радіусом  $R$  легко визначити довільну довжину світлової хвилі  $\lambda'$ , скориставшись формулою

$$\lambda' = \frac{(r'_m - r'_n)(r'_m + r'_n)}{R(m - n)}, \quad (3.25)$$

де  $r'_m$  та  $r'_n$  – радіуси, відповідно,  $m$ -го та  $n$ -го темних кілець Ньютона, одержаних у світлі з довжиною хвилі  $\lambda'$ .

### 3.5. Опис експериментальної установки для спостереження кілець Ньютона

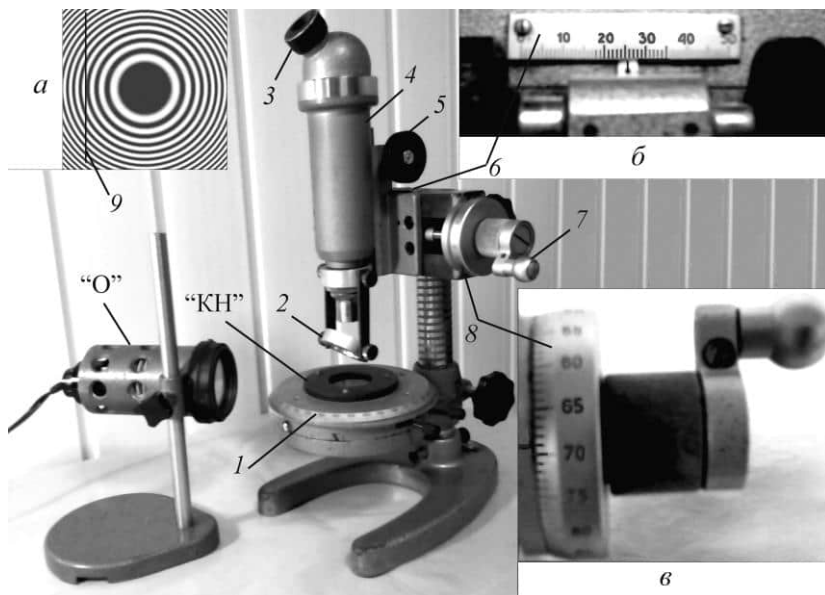


Рис. 3.6. Установка для спостереження кілець Ньютона: *а* – зображення кілець в окулярі мікроскопа; *б* – лінійна міліметрова шкала; *в* – шкала відлікового барабана

Загальний вигляд установки для спостереження та вимірювання кілець Ньютона показано на рис. 3.6. Основною частиною установки є мікроскоп “МІ-1”, на предметному столику *1* якого закріплено пристрій “КН” (“Кільця Ньютона”), в оправі якого знаходиться плоскоопукла лінза, притиснута за допомогою гвинтів до відполірованої товстої пластинки з зачорненого скла. Джерелом світла слугує освітлювач “О”, всередині якого міститься лампочка розжарювання, конденсорна лінза та світлофільтр. Світло від джерела за допомогою скляної пластинки *2*, встановленої під кутом  $45^\circ$  до осі мікроскопа, спрямовують на пристрій “КН”.

Спостерігають кільця Ньютона через окуляр 3 мікроскопа. Різкість інтерференційної картини досягають переміщенням по вертикалі тубуса 4 за допомогою гвинта фокусування 5. Повертаючи ручкою 7 відліковий барабан 8, суміщають вертикальну лінію 9 в окулярі мікроскопа з одним із кілець (рис. 3.6, а) і визначають її координати за нерухомою міліметровою шкалою 6 (рис. 3.6, б) та шкалою відлікового барабана 8 (рис. 3.6, в); ціна поділки шкали барабана дорівнює 0,01 мм. Згідно з рисунком, координата вертикальної лінії дорівнює 25,69 мм.

## Порядок виконання роботи

### 1. *Визначення радіуса кривини лінзи*

- 1.1. Пучок світла від освітлювача з червоним світлофільтром спрямуйте на скляну пластинку 2 (рис. 3.6).
- 1.2. Фокусуючи мікроскоп гвинтом 5, досягніть чіткості кілець у центрі поля зору мікроскопа.
- 1.3. Повертаючи відліковий барабан ручкою 7, встановіть вертикальну лінію 9 перехрестя окуляра на середину темної смуги вибраного кільця (наприклад, № 10) ліворуч від центру картини.
- 1.4. Визначте відлік положення цього кільця, додавши до показу в міліметрах за лінійною шкалою 6 показ в сотих частках міліметра за шкалою 8 барабана.
- 1.5. Вертикальну лінію перехрестя послідовно пересувайте праворуч на кільця меншого діаметра і записуйте відліки їхнього положення.
- 1.6. Оминувши центральну темну пляму, далі фіксуйте відліки положень тих самих кілець праворуч з наростанням порядку їхніх номерів. Під час вимірювань вертикальну лінію перехрестя переміщайте тільки в один бік – зліва направо. Виміри проведіть для шести кілець. Результати вимірювань зафіксуйте у табл. 3.1 (а).

Таблиця 3.1

Результати вимірювання радіусів кілець у червоному ( $a$ )  
та зеленому ( $b$ ) світлі

Номер кілець	Відлік ліворуч $L$ , мм	Відлік праворуч $M$ , мм	Діаметр кілець $d = L - M$ , мм	Радіус кілець $r = d/2$ , мм
$a$ – червоне світло ( $\lambda = 635 \pm 10$ нм)				
10				
9				
8				
7				
6				
5				
$b$ – зелене світло ( $\lambda = ?$ нм)				
7				
6				
5				
4				
3				
2				

1.7. Комбінуючи радіуси кілець попарно, за формулою (3.24) визначте радіус  $R$  кривини лінзи. Для точнішого результату під час розрахунків комбінуйте радіуси кілець через три номери, наприклад,  $r_{10}$  і  $r_7$ ,  $r_9$  і  $r_6$ ,  $r_8$  і  $r_5$ . Результати запишіть у табл. 3.2.

1.8. Обчисліть похибки визначення радіуса кривини лінзи за формулами

$$\Delta R = \bar{R} \sqrt{\left(\frac{2\Delta r_m}{r_m}\right)^2 + \left(\frac{2\Delta r_n}{r_n}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \lambda}{\lambda}\right)^2}; \quad \delta R = \frac{\Delta R}{R} \cdot 100 \% .$$

Таблиця 3.2

Визначення радіуса  $R$  кривини лінзи

Номер за пор.	$m$	$r_m$ , мм	$n$	$r_n$ , мм	$R$ , мм	$\Delta R$ , мм	$\delta R \cdot 100\%$
1	10		7				—
2	9		6				—
3	8		5				—
Середнє значення							

1.9. Кінцевий результат запишіть у вигляді

$$R = \bar{R} \pm \Delta R, \text{ (мм); } \delta R = \dots (\%).$$

## 2. Визначення довжини світлової хвилі

2.1. Використовуючи зелений світлофільтр, повторіть вимірювання радіусів кілець Ньютона за алгоритмом завдання 1. Результати вимірювань зафіксуйте у табл. 3.1 (б).

2.2. За формулою (3.25) знайдіть довжину  $\lambda'$  хвилі зеленого світла, використавши для цього значення радіуса кривини лінзи  $R$ , визначене у завданні 1. Результати розрахунків запишіть у табл. 3.3.

2.3. Обчисліть похибки визначення довжини хвилі за формулами

$$\Delta\lambda' = \bar{\lambda}' \sqrt{\left(\frac{2\Delta r'_m}{r'_m}\right)^2 + \left(\frac{2\Delta r'_n}{r'_n}\right)^2 + \left(\frac{\Delta R}{R}\right)^2}; \quad \delta\lambda' = \frac{\Delta\lambda'}{\bar{\lambda}'} \cdot 100\% .$$

Таблиця 3.3

Визначення довжини хвилі  $\lambda'$  зеленого світла

Номер за пор.	$m$	$r'_m$ , мм	$n$	$r'_n$ , мм	$\lambda'$ , нм	$\Delta\lambda'$ , нм	$\delta\lambda' \cdot 100\%$
1	10		7				—
2	9		6				—
3	8		5				—
Середнє значення							

2.4. Кінцевий результат запишіть у вигляді

$$\lambda' = \bar{\lambda}' \pm \Delta\lambda', \text{ (нм)}; \quad \delta\lambda' = \dots (\%).$$

### Контрольні запитання та завдання

1. За яких умов утворюються інтерференційні смуги однакового нахилу?
2. За яких умов утворюються інтерференційні смуги однакової товщини?
3. Яка будова пристрою для спостереження кілець Ньютона?
4. Поясніть оптичну схему утворення кілець Ньютона.
5. Виведіть формулу для оптичної різниці ходу інтерференційних променів, що утворюють кільця Ньютона.



6. Запишіть формули для радіусів світлих та темних кілець Ньютона.
7. Поясніть утворення темної плями в центрі інтерференційної картини під час спостереження кілець Ньютона у відбитому світлі.

## 4. ЛАБОРАТОРНА РОБОТА (413)

### Вивчення дифракційної ґратки

**Мета роботи:** вивчити принцип дії дифракційної ґратки, як дисперсійного елемента спектрального приладу; визначити сталу ґратки; визначити довжини хвиль жовтої та зеленої спектральних ліній.

#### 4.1. Дифракція світла

*Дифракцією світла* називають явище непрямолінійного поширення світла поблизу перешкоди (огинання світловим променем перешкоди), а одержану на екрані картину – *дифракційною картиною*. За умови використання білого світла дифракційна картина набуває веселкового забарвлення.

Дифракційні картини можуть виникати тоді, коли на шляху світлових променів знаходяться отвори в непрозорих перегородках, діаметр яких  $d$  значно менший за відстань  $L$  від отвору до екрану, на якому проводять спостереження ( $d \ll L$ ), або непрозорі предмети (перешкоди), за умови, що розміри таких перешкод малі порівняно із відстанями до екрану.

Чіткі дифракційні картини можна часто спостерігати у природних умовах. Це, наприклад, кольорові кільця навколо деяких джерел світла, які спостерігають крізь туман або запотіле віконне скло. Такі кільця утворені дифракцією світла на найдрібніших краплинках води.

Дифракція зумовлена хвильовими властивостями світла, тому її пояснюють на підставі принципу Гюйгенса–Френеля наступним чином. Нехай світло від точкового джерела  $S$  через невеликий круглий отвір  $AB$  у непрозорій перегородці  $E_1$  падає на екран  $E_2$  (рис. 4.1).

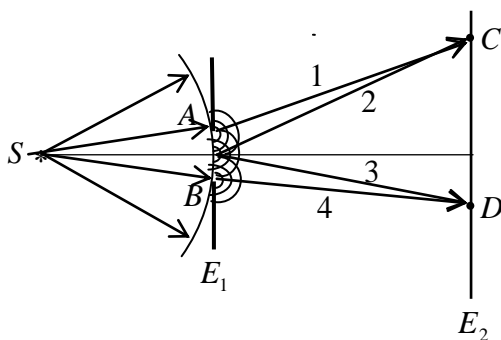


Рис. 4.1. Схема утворення дифракційної картини на отворі малого діаметру

За принципом Гюйгенса–Френеля, кожна точка ділянки  $AB$  фронту сферичної світлової хвилі, який заповнює отвір, слугує вторинним джерелом сферичної світлової хвилі. Ці джерела є когерентними, завдяки чому хвилі вздовж променів 1 та 2, 3 та 4 тощо, накладаючись, інтерферуватимуть між собою. Залежно від значення різниці ходу таких променів, на екрані  $E_2$  у точках  $C, D$  тощо можуть виникати як мінімуми, так і максимуми освітленості. Таким чином, у ділянці геометричної тіні можуть з'являтися світлі смуги, а поза нею – темні смуги у складі згаданої вище кільце-подібної дифракційної картини.

## 4.2. Зони Френеля. Зонна пластинка

Застосуємо принцип Гюйгенса–Френеля для знаходження амплітуди світлового коливання, збудженого у точці  $P$  світловою хвилею, яка поширюється в однорідному середовищі від точкового джерела  $S$  (рис. 4.2). Сферична хвильова поверхня у цьому



$$\Delta S_m = S_m - S_{m-1} = \pi \lambda \frac{ab}{a+b}, \quad (4.2)$$

де  $S_m$  та  $S_{m-1}$  – площі сегментів сферичної поверхні від вершини у точці  $O$  до зовнішньої межі  $m$ -ї та  $(m-1)$ -ї зони Френеля, відповідно.

Радіус зовнішньої межі  $m$ -ї зони Френеля  $r_m$  виражають

$$r_m = \sqrt{\frac{ab}{a+b} m \lambda}. \quad (4.3)$$

Амплітуда  $A_m$  сумарного коливання від  $m$ -ї зони Френеля у точці спостереження  $P$  становить

$$A_m = \frac{A_0}{b_m} \Delta S_m f(\alpha_m), \quad (4.4)$$

де  $A_0$  – амплітуда світлової хвилі на одиничній відстані від джерела;  $\alpha_m$  – кут між нормаллю до хвильової поверхні у довільній точці  $K$  межі  $m$ -ї зони Френеля та відрізком  $KP$  ( $b_m$ ) від точки  $K$  до точки спостереження  $P$  (рис. 4.2).

Амплітуда  $A$  підсумкового коливання, створеного у точці  $P$  всіма зонами Френеля хвильового фронту, дорівнює сумі амплітуд  $A_m$  від кожної із зон

$$A = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + \dots, \quad (4.5)$$

де враховано, що амплітуди  $A_m$  сусідніх зон протилежні за знаками, оскільки коливання від парних та непарних зон Френеля послаблюють одне одного.

Перетворимо записане рівняння так:

$$A = \frac{A_1}{2} + \left( \frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2} \right) + \left( \frac{A_3}{2} - A_4 + \frac{A_5}{2} \right) + \dots$$

Оскільки кожна із парних амплітуд можна виразити у вигляді середнього арифметичного двох сусідніх непарних амплітуд, наприклад,

$$A_2 = \frac{A_1}{2} + \frac{A_3}{2}$$

тощо, то всі вирази у дужках дорівнюють нулю, і тому

$$A = \frac{A_1}{2}, \quad (4.6)$$

тобто, *амплітуда світлової хвилі у заданій точці спостереження  $P$  дорівнює половині амплітуди першої зони Френеля.*

Оскільки інтенсивність світлової хвилі  $I$  пропорційна до квадрату її амплітуди, то можна записати

$$I = A^2 = A \frac{A_1^2}{4}. \quad (4.7)$$

Звідси

$$A_1^2 = I_1 = 4I, \quad (4.8)$$

тобто, *інтенсивність від першої зони Френеля у 4 рази переважає підсумкову інтенсивність світлової хвилі у точці спостереження  $P$ .*

Якщо на шляху світлової хвилі встановити пластинку, яка закриватиме всі парні або всі непарні зони Френеля, то підсумкова амплітуда коливань та, відповідно, освітленість у точці  $P$  різко зросте. Таку пластинку називають *зонною пластинкою*.

*Зонна пластинка багатократно збільшує інтенсивність світла у заданій точці, діючи подібно до збиральної лінзи.*

Ще сильнішого ефекту досягають, не перекриваючи парні чи непарні зони Френеля, а змінюючи фазу їхніх коливань на  $\pi$ . Цього можна досягнути за допомогою прозорої пластинки, оптична товщина якої у місцях, що відповідають парним чи непарним зонам Френеля, відрізняється на заздалегідь розраховану величину. Таку пластинку називають *фазовою зонною пластинкою*. У порівнянні зі звичайною (амплітудною) зонною пластинкою, фазова збільшує амплітуду у два рази, а інтенсивність світла – у чотири.

Відомі два головні види дифракції: *Френеля і Фраунгофера*, які різняться умовами спостереження цього явища. У першому випадку на перешкоду падає сферична або плоска хвиля і на екрані, встановленому на скінченній відстані за перешкодою, спостерігають дифракційне зображення цієї перешкоди. У другому випадку на перешкоду падає плоска хвиля і на екрані, який знаходиться у фокальній площині збірної лінзи, формується дифракційне зображення віддаленого джерела світла.

### 4.3. Дифракція Фраунгофера від однієї щілини

Нехай пучок паралельних монохроматичних променів падає на вузьку паралельну щілину ширини  $a$  у непрозорій перегородці  $\Pi$ , перпендикулярно до неї (рис. 4.3). Завдяки дифракції, промені за щілиною поширюються під різноманітними кутами  $\varphi$  до початкового напрямку. Розглянемо пучок променів, які дифрагують вліво під таким кутом  $\varphi = \varphi_1$ , що різниця ходу  $\Delta$  між крайніми променями пучка дорівнює довжині хвилі  $\lambda$

$$\Delta = \lambda = 2 \frac{\lambda}{2}.$$

У такому випадку всю хвильову поверхню площини щілини можна розділити на дві рівні зони Френеля  $I$  та  $II$ , в межах яких для кожного променя зони  $I$  знайдеться такий промінь зони  $II$ , що різниця ходу між ними становитиме  $\lambda/2$ . Ці промені, зібрані лінзою  $L$  у площині екрану  $E$ , інтерферують між собою та взаємно гасяться. Тому через точку  $O_1$ , яка є слідом у площині рисунка лінії перетину променів, відхилених під кутом дифракції  $\varphi_1$ , пролягає темна смуга дифракційного мінімуму. Очевидно, що аналогічна темна смуга проходить і через точку  $O_1'$ , симетричну до  $O_1$

відносно середини екрана  $O$ , яка відповідає променям, відхиленим вправо під тим самим кутом дифракції  $\varphi_1$ .

Розглянемо інший пучок променів, які дифрагують під таким кутом  $\varphi = \varphi_2$ , що різниця ходу між крайніми променями  $\Delta = 3\lambda/2$  (рис. 4.4). Тоді весь хвильовий фронт щілини можна поділити на три зони Френеля  $I$ ,  $II$  та  $III$ , для яких промені від двох сусідніх зон взаємно гасяться, оскільки різниця ходу між ними дорівнює  $\lambda/2$ . Водночас промені третьої зони залишаються непогашеними й утворюють смугу дифракційного максимуму вздовж лінії, що проходить паралельно до щілини через точку  $O_2$ . Аналогічний максимум утвориться вздовж лінії, яка проходить через точку  $O_2'$ , симетричну до  $O_2$ . Освітленість екрана у точках  $O_2$  та  $O_2'$  є значно меншою від освітленості у точці  $O$ .

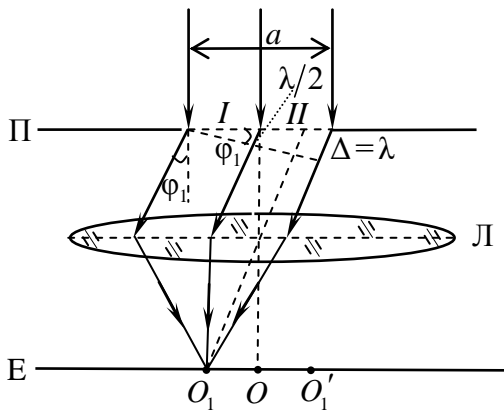


Рис. 4.3. Утворення дифракційних мінімумів ( $O_1$  та  $O_1'$ ) під час дифракції Фраунгофера на щілині



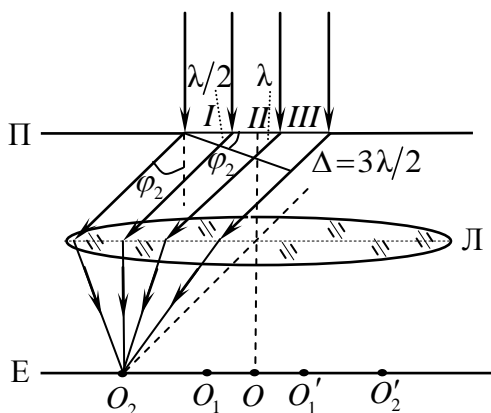


Рис. 4.4. Утворення дифракційних максимумів ( $O_2$  та  $O_2'$ ) під час дифракції Фраунгофера на щілині

Аналогічно можна показати, що услід за максимумами у точках  $O_2$  та  $O_2'$  розташовані мінімуми для променів, що продифрагували під кутом, за якого пучок можна розділити на чотири зони Френеля ( $\Delta = 4\lambda/2$ ). Ще далі розміщуються максимуми, створені променями, які дифрагують під кутом, що відповідає п'яти зонам Френеля ( $\Delta = 5\lambda/2$ ).

Узагальнивши, можна сказати, що пучки променів, що дифрагують під кутами, які відповідають непарній кількості зон Френеля, утворюють на екрані дифракційні максимуми, водночас як парній кількості зон Френеля відповідають дифракційні мінімуми. Освітленість екрану в точках максимумів зменшується зі збільшенням кута дифракції відповідних променів.

Таким чином, дифракційна картина від однієї щілини у монохроматичному світлі утворена системою почергових темних та світлих смуг, розміщених симетрично по обидва боки від центральної світлої смуги. Дифракційні максимуми відповідають різниці ходу

$$\Delta_{\max} = (2n+1)\frac{\lambda}{2}, \quad (4.9)$$

а дифракційні мінімуми виникають за умови

$$\Delta_{\min} = 2n\frac{\lambda}{2} = n\lambda. \quad (4.10)$$

З рисунка 4.4 видно, що різниця ходу

$$\Delta = a \sin \varphi, \quad (4.11)$$

де  $a$  – ширина щілини. Таким чином дифракційні максимуми спостерігають під кутами, для яких

$$\sin \varphi_{\max} = (2n+1)\frac{\lambda}{2a}, \quad (4.12)$$

а дифракційні мінімуми – під кутами, для яких

$$\sin \varphi_{\min} = 2n\frac{\lambda}{2a} = n\frac{\lambda}{a}. \quad (4.13)$$

#### 4.4. Дифракція Фраунгофера від двох паралельних щілин та від дифракційної ґратки

Нехай пучок паралельних монохроматичних променів падає перпендикулярно на непрозору перегородку П з двома паралельними щілинами однакової ширини  $a$ , розділеними непрозорим проміжком ширини  $b$  (рис. 4.5). Таким чином, еквівалентні точки обох щілин знаходяться на відстані  $d = a + b$  одна від одної. За принципом Гюйгенса–Френеля, ці щілини є когерентними джерелами світла. Якщо за перегородкою П помістити збірну лінзу Л, то на екрані Е, розміщеному у фокальній площині лінзи, виникне дифракційна картина, яка є результатом двох процесів – дифракції світла від кожної окремої щілини та інтерференції світла від обох щілин. Основні риси такої картини сформовані другим процесом.

Розглянемо промені, які падають, наприклад, на ліві краї обох щілин. Завдяки дифракції, світло від цих щілин буде поширюватися в усіх можливих напрямках, для кожного з яких, що характеризується певним кутом дифракції  $\varphi$ , лінза фокусуватиме промені у певну точку екрана  $O_1$  (рис. 4.5). Результат інтерференції цих променів залежить від різниці ходу  $\Delta$  між ними, яку можна виразити

$$\Delta = d \sin \varphi. \quad (4.14)$$

За умови, що ця різниця ходу дорівнює цілому числу хвиль, тобто

$$d \sin \varphi_{\max} = \pm k \lambda, \quad (4.15)$$

де  $k = 0, 1, 2, 3, \dots$ , виникають головні інтерференційні максимуми.

Якщо різниця ходу дорівнює непарному числу півхвиль

$$d \sin \varphi_{\min} = \pm (2k + 1) \frac{\lambda}{2}, \quad (4.16)$$

то утворюються інтерференційні мінімуми.

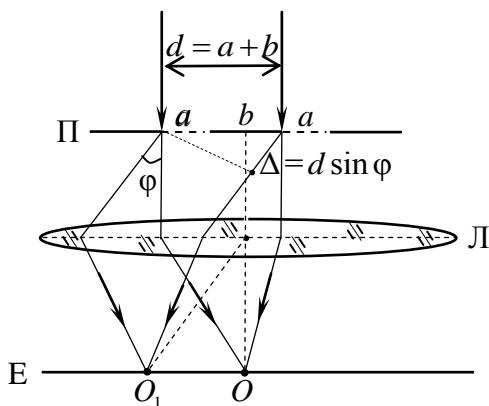


Рис. 4.5. Формування дифракційної картини від двох щілин

Таким чином, кути дифракції, які відповідають максимумам освітленості екрана, визначають за співвідношенням

$$\sin \varphi_{\max} = \pm k \frac{\lambda}{d}, \quad (4.17)$$

а кути дифракції, які відповідають мінімумам освітленості, за співвідношенням

$$\sin \varphi_{\min} = \pm (2k + 1) \frac{\lambda}{2d}. \quad (4.18)$$

Освітленість  $E$  ділянок екрана, що відповідають різним максимумам, неоднакова. Найбільш освітленою є ділянка центрального максимуму, освітленість наступних плавно спадає зі зростанням числа  $k$ . Це зумовлено залежністю освітленості, створеною кожною із щілин, від величини кута дифракції  $\varphi$ , як було зауважено у підрозділі 4.3.

Важливе практичне значення має дифракція, отримана за допомогою **дифракційної ґратки** – сукупності багатьох однакових паралельних близько розміщених щілин, розділених непрозорими проміжками однакової ширини.

Найчастіше дифракційні ґратки виготовляють за допомогою так званої ділильної машини, наносячи алмазним різцем паралельні (непрозорі) густо розміщені штрихи на поверхню прозорої плоско-паралельної пластинки (зазвичай, скляної чи кварцової).

Розрахунки показують, що за допомогою ґратки утворюється дифракційна картина, аналогічна до випадку двох щілин. Однак, тепер максимуми виходять яскравішими та вузькими, а мінімуми між ними – широкими і практично зовсім темними. Відстані між сусідніми максимумами та їх яскравості зростають одночасно зі зростанням числа щілин ґратки.

Умову утворення головних інтерференційних максимумів дифракційної картини називають **формулою ґратки** і записують, як і у випадку двох паралельних щілин (4.15), у вигляді

$$d \sin \varphi = \pm k \lambda, \quad (4.19)$$

де відстань  $d$ , яка дорівнює підсумковій ширині прозорого  $a$  і непрозорого  $b$  проміжку:  $d = a + b$ , називають **сталюю ґратки**.

Відповідно до рівняння (4.19), розміщення (кут спостереження) кожного із максимумів залежить від довжини хвилі  $\lambda$ . Кут дифракції  $\varphi$  збільшується зі зростанням  $\lambda$ . Цим пояснюють явище веселкового забарвлення кожного з максимумів, окрім центрального, за умови використання білого світла, причому внутрішній його край (ближчий до центрального максимуму) стає фіолетовим, а зовнішній – червоним. Всередині між ними містяться інші спектральні кольори. Зважаючи на це, дифракційні максимуми називають *дифракційними спектрами*, а число  $k$  – порядком спектра. Спектр нульового порядку залишається білим, бо за умови  $k = 0$ , кут  $\varphi = 0$  для всіх  $\lambda$  (4.19). Явище розкладу білого світла у дифракційні спектри використовують практично, застосовуючи ґратки у ролі так званих *дисперсійних елементів* дифракційних спектральних приладів.

#### 4.5. Характеристики дифракційної ґратки

Основними характеристиками дифракційної ґратки є *кутова дисперсія, лінійна дисперсія, дисперсійна ділянка та роздільна здатність*.

*Кутлова дисперсія* характеризує кутову відстань між двома близькими спектральними лініями  $\lambda$  та  $\lambda + d\lambda$ , яка відповідає виразу

$$D = \frac{d\varphi}{d\lambda}. \quad (4.20)$$

Вираз для  $D$  одержують, продиференціювавши формулу ґратки (4.19)

$$D = \frac{k}{d \cos \varphi}. \quad (4.21)$$

Лінійною дисперсією називають величину

$$D_{\text{лін}} = \frac{dl}{d\lambda}, \quad (4.22)$$

де  $dl$  – лінійна відстань на екрані між двома максимумами того самого порядку  $k$ , які відповідають довжинам хвиль  $\lambda$  та  $\lambda + d\lambda$ .

Якщо фокусна відстань лінзи, яка проектує дифракційну картину на екран, дорівнює  $f$ , то зв'язок між лінійною і кутовою дисперсіями виражають формулою

$$D_{\text{лін}} = fD. \quad (4.23)$$

За умови використання білого світла дифракційні спектри високих порядків можуть накладатися один на одного. Так спектри другого та третього порядків можуть частково перекриватися (якщо, наприклад, довгохвильова ділянка спектра другого порядку накладається на короткохвильову ділянку спектра третього порядку тощо).

Максимальну ширину спектрального інтервалу  $\Delta\lambda$ , в якому спектри сусідніх порядків не перекриваються, називають *дисперсійною ділянкою* дифракційної ґратки. Інтервал  $\Delta\lambda$  буде дисперсійною ділянкою ґратки тоді, коли правий край спектра  $(k + 1)$ -го порядку для довжини хвилі  $\lambda$  збігатиметься з лівим краєм спектра  $k$ -го порядку для довжини хвилі  $\lambda + \Delta\lambda$ . Запишемо умови головних максимумів, а саме:

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

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

звідки

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda}{k}. \quad (4.24)$$

Здатність дифракційної ґратки розділяти дві близькі спектральні лінії з довжинами хвиль  $\lambda$  та  $\lambda + \delta\lambda$  залежить не тільки від величини дисперсії, а й від ширини дифракційних максимумів. За критерієм Релея, дві монохроматичні спектральні лінії ще розділяються (спостерігаються окремо) тоді, коли головний максимум однієї лінії збігається із найближчим мінімумом іншої (рис. 4.6). Найменшу різницю довжин хвиль двох спектральних ліній  $\delta\lambda$ , яка відповідає критерію Релея, називають спектральною роздільною здатністю, а величину

$$R = \frac{\lambda}{\delta\lambda} - \quad (4.25)$$

роздільною здатністю дифракційної ґратки.

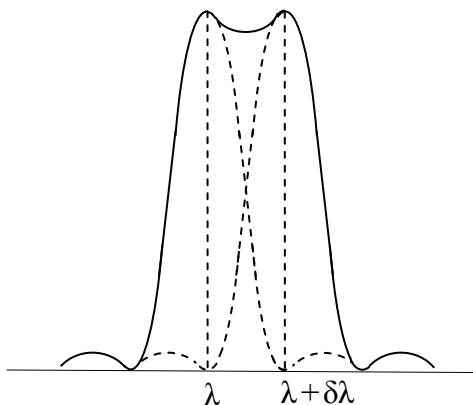


Рис. 4.6. Критерій Релея розділення двох монохроматичних спектральних ліній

Умова головного максимуму  $k$ -го порядку для довжини хвилі  $\lambda + \delta\lambda$

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

а умова першого мінімуму спектра того ж порядку для хвилі довжиною  $\lambda$ , який співпадає з максимумом для хвилі  $\lambda + \delta\lambda$ ,

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

де  $N$  – кількість штрихів ґратки.

Звідси, знайшовши  $\delta\lambda$ , одержимо

$$R = \frac{\lambda}{\delta\lambda} = k N. \quad (4.26)$$

#### 4.6. Опис дифракційної установки на базі гоніометра Г-5М

До складу дифракційної установки (рис. 4.7) входять такі прилади: гоніометр Г-5М (1), коліматор (2) з ртутною лампою в захисному кожусі (3), дифракційна ґратка (4) та джерело живлення лампи (5).

Гоніометр Г-5М – це оптичний прилад для точного вимірювання горизонтальних кутів відхилення променів під час відбивання або дифракції світла; містить зорову трубу (автоколіматор) (6), предметний столик (7) і відлікову систему зі спеціальним лімбаом для вимірювання кутів.

Ртутна лампа з елементами її кріплення розміщена у захисному кожусі (3). До кожуха підведено електричний шнур для приєднання лампи до джерела живлення ИП-3 (5), яке вмикають у сітку 220 В. Лампу використовують у ролі джерела дискретного випромінювання для дослідження дифракції світла. До передньої стінки кожуха лампи (3) прикріплено коліматор (2), який містить паз для встановлення щілин.



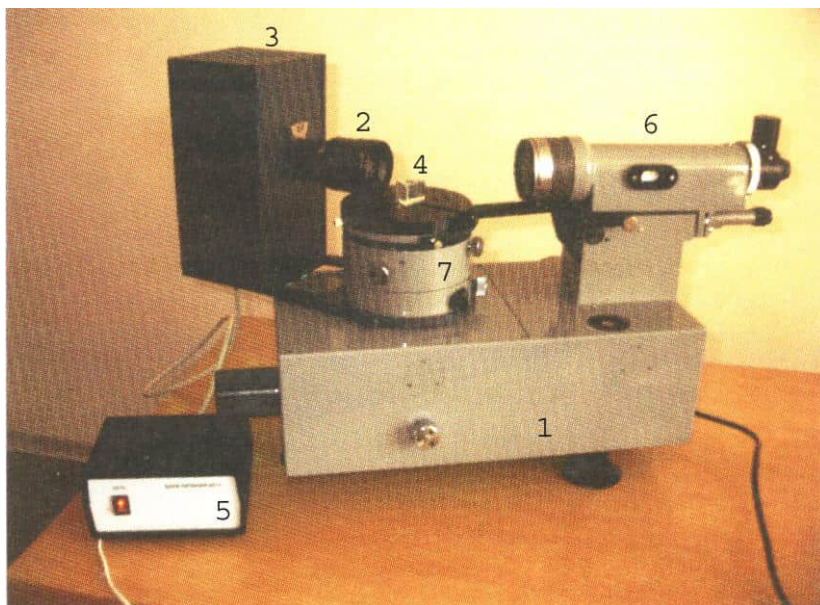


Рис. 4.7. Дифракційна установка на базі гоніометра Г-5М

Дифракційна ґратка (4) виготовлена голографічним методом і вставлена у пластмасову оправу. Ґратку у спеціальному тримачі закріплюють на столику гоніометра (7).

Кожух лампи (3) за допомогою спеціального хомута жорстко з'єднаний з нижньою частиною столика (7). Тому під час повертання столика з ґраткою навколо вертикальної осі гоніометра, повертається також і вся освітлювальна система за постійного кута падіння променів на ґратку. Таке повертання можна здійснювати наближено або точно, використовуючи спеціальні гвинти внизу столика.

Для вимірювання кутів відхилення променів дифракційною ґраткою використовують оптичну схему, зображену на рис. 4.8. Дифракційна ґратка ДГ встановлена на столику С гоніометра Г-5М

у тримачі Т так, щоб її площина була перпендикулярною до оптичної осі коліматора К, а штрихи – вертикальними. На деякій відстані перед щілиною коліматора розміщена ртутна лампа (джерело  $S$ ).

Світловий пучок від джерела  $S$  освітлює щілину Щ коліматора К, яка розміщена у фокальній площині його об'єктива  $O_1$ . Завдяки такому розміщенню об'єктив  $O_1$  перетворює розбіжний пучок променів від щілини у паралельний, який після цього проходить на дифракційну ґратку ДГ (рис. 4.8). Унаслідок дифракції, промені після проходження через ґратку відхиляються на певний кут  $\varphi$ , величина якого залежить від довжини світлової хвилі спадного світла  $\lambda$ . Тому спадний пучок білого світла розпадається за ґраткою на сукупність просторово розділених монохроматичних пучків. Після цього промені входять у зорову трубу ЗТ через об'єktiv  $O_2$ , у фокальній площині якого формуються *спектральні лінії*, тобто *монохроматичні зображення вхідної щілини Щ коліматора К*, які спостерігають збільшеними через окуляр  $O_k$ . (Зображення щілини утворюються монохроматичними завдяки залежності  $\varphi(\lambda)$  (4.19)). Сукупність спектральних ліній називають *спектром*, який характерний для заданого джерела (залежить від виду атомів, що випромінюють).

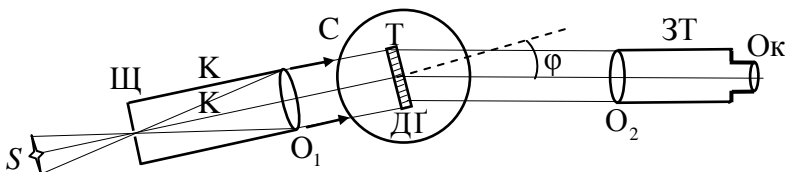


Рис. 4.8. Оптична схема дифракційної установки на базі гоніометра Г-5М

Повертаючи лампу з коліматором (2) (рис. 4.7) та дифракційною ґраткою (4) відносно нерухомої зорової труби гоніометра (6), суміщають вертикальний відліковий штрих окуляра зорової труби зі серединою відповідної спектральної лінії.

Відлікова система гоніометра містить спеціальний лімб з оптичним мікрометром, який дозволяє вимірювати кут повороту  $\varphi$  столика з дифракційною ґраткою, відносно головної оптичної осі нерухомої зорової труби. Шкалу оптичного мікрометра спостерігають через окуляр відлікового мікроскопа. Кожна поділка шкали мікрометра відповідає куту  $1''$ .

Поле зору відлікового мікроскопа показано на рис. 4.9. У лівому вікні простежуються зображення діаметрально протилежних ділянок лімба і *вертикальна позначка* для відліку як градусів, так і десятків кутових хвилин, а у правому вікні – поділки шкали оптичного мікрометра та *горизонтальна позначка* для відліку як одиниць хвилин, так і секунд.

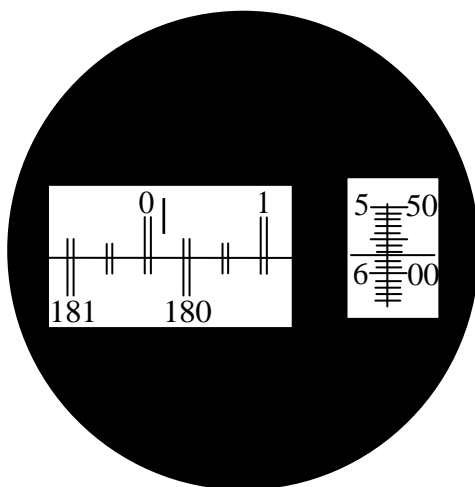


Рис. 4.9. Поле зору відлікового мікроскопа

Щоб зняти відлік за допомогою лімба, треба повернути маховичок 13 оптичного мікрометра (рис. 4.10) настільки, щоб точно сумістити у лівому вікні верхні зображення штрихів лімба з їхніми нижніми зображеннями. **Кількість градусів** дорівнює **лівій** найближчій від вертикальної позначки **цифрі** (0) (рис. 4.9). **Кількість десятків хвилин** дорівнює **кількості інтервалів** між верхнім штрихом, що відповідає відрахованій кількості градусів, і нижнім оцифрованим штрихом, який відрізняється від верхнього на  $180^\circ$ . **Кількість одиниць хвилин** відраховують у правому вікні за **лівою низкою чисел** шкали мікрометра; **кількість десятків секунд** – у цьому ж вікні за **правою низкою чисел**; **кількість одиниць секунд** дорівнює **кількості поділок між штрихами**, які відповідають відліку десятків секунд, і нерухомою горизонтальною позначкою. Розміщення, показане на рис. 4.9, відповідає відліку  $0^\circ 15' 57''$ .

## Порядок виконання роботи

### 1. Визначення сталої дифракційної ґратки

- 1.1. Увімкніть ртутну лампу. Фокусуючи зорову трубу *I* за допомогою маховичка *З* (рис. 4.10), досягніть чіткого білого (центрального) зображення вхідної щілини коліматора, яке простежується в окулярі зорової труби.
- 1.2. Повертаючи столик з дифракційною ґраткою та освітлювальною системою вліво відносно нерухомої зорової труби гоніометра, сумістіть вертикальний відліковий штрих окуляра зорової труби зі серединою фіолетової спектральної лінії другого порядку, розміщеної зліва від центрального зображення вхідної щілини. За допомогою відлікової системи гоніометра зробіть відлік кута  $\varphi'_{2\phi}$ .

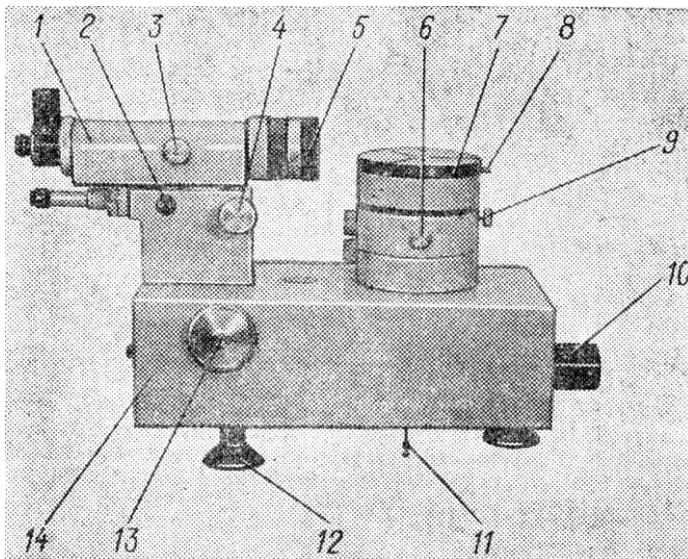


Рис. 4.10. Вигляд гоніометра Г-5М (справа від спостерігача):  
 1 – зорова труба (автоколіматор), 2 – розетка, 3 – маховичок фокусування зорової труби, 4 – навідний гвинт зорової труби, 5 – накривка об’єктива, 6, 9 – гвинти нахилу столика, 7 – диск, 8 – гвинт затискання диска, 10 – ковпачок підсвітки лімба, 11 – шпилька, 12 – піднімальний гвинт, 13 – маховичок оптичного мікрометра, 14 – корпус

- 1.3. Повертаючи столик у протилежну сторону, досягніть суміщення нитки окуляра з фіолетовою лінією спектра першого порядку та зробіть відлік кута  $\varphi'_{1\phi}$ .
- 1.4. Поступово переміщаючи столик у тому ж напрямку, виконайте аналогічні виміри для фіолетових спектральних ліній першого та другого порядків, які знаходяться праворуч від центрального максимуму, вимірюючи, відповідно, кути  $\varphi''_{1\phi}$  та  $\varphi''_{2\phi}$ .

- 1.5. За формулою  $\varphi_k = \frac{\varphi_k'' - \varphi_k'}{2}$  обчисліть кути дифракції для фіолетових спектральних ліній  $k$ -го порядку ( $k = 1; 2$ ).
- 1.6. Для кожного з обчислених кутів дифракції фіолетових ліній  $\varphi_k$  за формулою ґратки (4.19) знайдіть сталу ґратки  $d$ , виставивши відоме значення довжини хвилі фіолетового випромінювання ртутної лампи  $\lambda_\phi = 406$  нм.
- 1.7. Результати вимірювань і обчислень запишіть у табл. 4.1.

Таблиця 4.1

Визначення сталої дифракційної ґратки

Порядок спектра $k$	$\varphi'$ (зліва)	$\varphi''$ (справа)	$\varphi_k$	$\sin \varphi_k$	$d, \text{мм}$	$\Delta d, \text{мм}$
2 ф						
1 ф						

- 1.8. Кінцевий результат запишіть у вигляді

$$d = \bar{d} \pm \Delta d \text{ (мм); } \quad \delta d = \dots \%$$

## 2. Визначення невідомих довжин світлових хвиль спектра ртуті

- 2.1. Аналогічно до завдання 1, виміряйте та обчисліть кути дифракції  $\varphi_k$  для жовтої та зеленої ліній спектра ртутної лампи.
- 2.2. За встановленими раніше значеннями сталої ґратки  $d$  та відповідними кутами дифракції  $\varphi_k$ , обчисліть довжини хвиль жовтої та зеленої ліній спектра ртутної лампи за формулою

$$\lambda = \frac{d \sin \varphi_k}{k},$$

де  $k$  – порядок дифракційного спектра.

## 2.3. Результати вимірювань та обчислень запишіть у табл. 4.2.

Таблиця 4.2

Визначення невідомих довжин хвиль жовтої та зеленої спектральних ліній спектра ртуті

Порядок спектра $k$	$\varphi'$ (зліва)	$\varphi''$ (справа)	$\varphi_k$	$\sin \varphi_k$	$\lambda$ , нм	$\Delta\lambda$ , нм
2 ж 2 з						
1 ж 1 з						

## 2.4. Кінцевий результат подайте у вигляді

$$\lambda_{\text{ж}} = \bar{\lambda}_{\text{ж}} \pm \Delta\lambda_{\text{ж}} \text{ (нм)}; \quad \delta\lambda_{\text{ж}} = \dots \%$$

$$\lambda_{\text{з}} = \bar{\lambda}_{\text{з}} \pm \Delta\lambda_{\text{з}} \text{ (нм)}; \quad \delta\lambda_{\text{з}} = \dots \%$$

## 3. Визначення кутової дисперсії і роздільної здатності ґратки

3.1. Вимірявши кути дифракції  $\varphi_1$  та  $\varphi_2$  для двох сусідніх жовтих ліній випромінювання спектра ртуті, довжини хвиль яких  $\lambda_1$  та  $\lambda_2$  відшукайте у таблицях спектральних ліній, розрахуйте кутову дисперсію дифракційної ґратки за формулою, аналогічною до (4.20)

$$D = \frac{\Delta\varphi}{\Delta\lambda},$$

$$\text{де } \Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2; \quad \Delta\lambda = \lambda_1 - \lambda_2.$$

3.2. Обчисліть кутову дисперсію за формулою (4.21)

$$D = \frac{m}{d \cos \varphi}.$$

Порівняйте одержані результати.

3.3. За сталою дифракційної ґратки  $d$  та її довжиною  $l$  обчисліть кількість штрихів  $N$ , а за формулою (4.25)

$$R = k N$$

розрахуйте її роздільну здатність.

### Контрольні запитання та завдання

1. Поясніть суть явища дифракції світла.
2. Сформулюйте принцип Гюйгенса–Френеля.
3. У чому полягає метод зон Френеля?
4. За яких умов спостерігають явища дифракції Френеля та Фраунгофера?
5. Що називають сталою дифракційної ґратки?
6. Запишіть формулу дифракційної ґратки і поясніть її фізичний зміст.
7. Поясніть структуру дифракційного спектра.
8. Що називають кутовою та лінійною дисперсією дифракційної ґратки, її роздільною здатністю?



## 5. ЛАБОРАТОРНА РОБОТА (415)

### Дослідження лінійчастих спектрів випромінювання

**Мета роботи:** градування шкали відлікового барабану монохроматора УМ-2 за допомогою спектра випромінювання неону і визначення довжин хвиль спектральних ліній ртуті.

#### 5.1. Спектри випромінювання. Постулати Бора

Як природне світло, так і випромінювання ламп розжарення є сукупністю багатьох електромагнітних хвиль різноманітної довжини. Під час проходження через призму чи дифракційну ґратку таке складне (біле) світло розпадається у просторі на окремі складові з відповідними довжинами хвиль, утворюючи на екрані кольорове зображення – спектр.

*Дисперсією світла* називають явище залежності показника заломлення речовини від довжини чи частоти світлової хвилі, яке математично виражають у вигляді  $n = f(\lambda)$  або, відповідно,  $n = f(\nu)$ .

Величину  $D = dn/d\lambda$  називають *дисперсією речовини*, яка відображає характер зміни залежності показника заломлення з довжиною хвилі. Якщо показник заломлення речовини зі зростанням хвилі монотонно зменшується, тобто  $dn/d\lambda < 0$ , то таку дисперсію називають *нормальною*. За протилежного ходу залежності  $n = f(\lambda)$ ,  $dn/d\lambda > 0$  – дисперсія *аномальна*. Нормальна дисперсія простежується для довжин хвиль далеких від спектральної ділянки поглинання речовини, а аномальна – в ділянках розміщення смуг поглинання.

Завдяки явищу дисперсії, біле світло під час проходження через призму розкладається на послідовність монохроматичних складових, що є основою будови *призмових* спектральних приладів. У *дифракційних* спектральних приладах світло розпадається

на складові завдяки залежності кута відхилення променя дифракційною ґраткою від довжини хвилі. Таким чином, *дисперсійним елементом* спектрального приладу може слугувати призма або дифракційна ґратка.

Спектральні прилади поділяють на *спектроскопи* – для візуального спостереження спектрів; *спектрографи* і *спектрометри* – для фотографічної чи, відповідно, фотоелектричної їх реєстрації; та *монохроматори* – для виведення через вихідну щілину приладу вузьких спектральних ділянок світла потрібних довжин хвиль.

Якщо на вхідну щілину спектроскопа спрямувати пучок світла від Сонця або від розжарених до білого кольору твердих речовин, то їхній спектр матиме вигляд різноколірної стрічки з неперервним переходом однієї барви в іншу. Такий спектр називають *суцільним* або неперервним. Якщо ж для освітлення спектроскопа використати промені від газорозрядних трубок, наповнених розрідженими газами (неоном, воднем, гелієм), або випарами металів (натрію, ртуті тощо), то утвориться спектр, який складатиметься з окремих ліній, характерних для цих елементів. Такі спектри, що відповідають випромінюванню окремих атомів, називають *лінійчастими*. Під час випромінювання випарів чи газів, які перебувають у молекулярних станах, спостерігають спектри, що складаються з окремих суцільних світних смуг, розділених темними проміжками. Такі спектри випромінювання називають *смугастими*.

Крім спектрів випромінювання, для характеристики речовин використовують також і *спектри поглинання*. Їх спостерігають за умови проходження пучка білого світла від джерела суцільного спектра через шар атомарного газу або випарів металу, температура яких нижча за температуру джерела світла. За Кірхгофом, будь-який елемент у газоподібному стані поглинає світло тих самих довжин хвиль, котрі й випромінює.

Для пояснення спектральних закономірностей випромінювання, Бор сформулював два постулати.

**Перший постулат Бора.** Атом може перебувати у певних стійких станах з відповідними дискретними значеннями енергії  $E_1, E_2, E_3, \dots E_n$ , не поглинаючи і не випромінюючи електромагнітних хвиль навіть у разі взаємного руху заряджених складових частинок. Ці стани називають *стаціонарними* станами атома.

Оскільки кожне з дискретних значень енергії атома відповідає певній визначеній конфігурації електронних орбіталей (тобто перебуванню електронів на визначених орбітах), то перший постулат Бора можна ще сформулювати так. *Електрони в атомах можуть рухатися лише по певних орбітах, не поглинаючи і не випромінюючи за таких умов енергії, незважаючи на прискорений характер руху.*

**Другий постулат Бора.** У разі переходу між конкретними стаціонарними станами ( $n \rightarrow k$ ) атоми випромінюють або поглинають електромагнітну хвилю цілком певної частоти  $\nu$ , заданої умовою

$$E_n - E_k = h\nu, \quad (5.1)$$

де  $E_n$  і  $E_k$  – енергії атома, відповідно, в  $n$ -му та  $k$ -му стаціонарному стані;  $h$  – стала Планка;  $h\nu$  – квант (порція) електромагнітної енергії. Отож, атом випромінює чи поглинає електромагнітну енергію лише за умови стрибкоподібного переходу електрона з однієї стаціонарної орбіти на іншу. Для випромінювання енергії атом має перебувати на вищому енергетичному рівні, тобто у збудженому стані, в який його переводять поглинанням енергії зовнішнього електромагнітного поля.

## 5.2. Дослідження спектрів випромінювання за допомогою спектроскопа

Для візуального спостереження та дослідження спектрів використовують спектроскопи та монохроматори, які дозволяють виділяти світло окремих довжин хвиль і аналізувати його візуально або за допомогою різноманітних фотодатчиків. У цій роботі

використовують універсальний спектроскоп-монохроматор УМ-2, призначений для спектральних досліджень у діапазоні 380–1 000 нм.

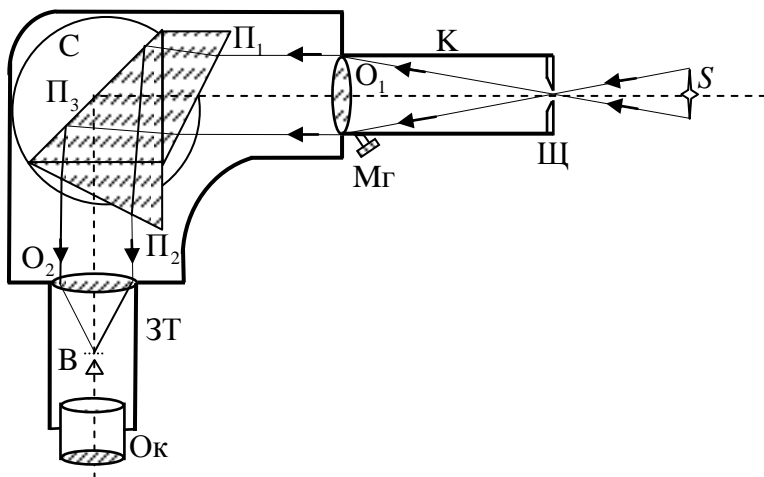


Рис. 5.1. Оптична схема монохроматора УМ-2

На оптичній схемі монохроматора УМ-2 (рис. 5.1) зображено коліматор К і зорову трубу ЗТ, оптичні осі яких утворюють кут  $90^\circ$ . Дисперсійним елементом слугує призма Аббе зі сталим кутом відхилення, яка склеєна з трьох призм. Перші дві призми  $\Pi_1$  і  $\Pi_2$ , з кутами заломлення  $30^\circ$  кожна, виготовлені з флінтгласу. Призма повного внутрішнього відбивання  $\Pi_3$  – із кронгласу, для зменшення поглинання світла.

Призма Аббе встановлена на столику С, що може повертатися навколо вертикальної осі за допомогою поворотного механізму, який приводять у дію, повертаючи вручну відліковий барабан.

Під час обертання столика С навколо вертикальної осі, в положення найменшого відхилення, тобто у центр поля зору, послідовно

потрапляють промені різних довжин хвиль. За шкалою відлікового барабана визначають кути його повороту. Таким чином, шкалу можна *проградувати* за відомим лінійчастим спектром, тобто *встановити однозначну відповідність між кутами повороту відлікового барабана і довжинами хвиль*.

Світло від джерела  $S$  спрямовують на щілину коліматора  $\Pi$ , розміщену у фокальній площині об'єктива  $O_1$  коліматора. Завдяки цьому, розбіжний пучок світла від щілини, який заповнює об'єктив  $O_1$ , перетворюється ним у паралельний, що входить у призму Аббе. Під час заломлення у призмі, завдяки явищу дисперсії, біле світло розкладається на складові, оскільки промені різноманітних довжин хвиль  $\lambda$  відхиляються призмою на різні кути. Після виходу з призми монохроматичні промені різних  $\lambda$ , спрямовані на об'єктив  $O_2$  зорової труби під різними кутами, утворюють у його фокальній площині різнобарвні зображення вхідної щілини коліматора  $\Pi$ , просторово відокремлені одне від одного, тобто *спектральні лінії*.

Таким чином, *спектральною лінією називають монохроматичне зображення вхідної щілини коліматора спектроскопа сформоване у фокальній площині об'єктива його зорової труби*. Сукупність спектральних ліній джерела світла, яке випромінює набір дискретних довжин хвиль, називають лінійчастим спектром.

Спектр спостерігають збільшеним через окуляр  $O_k$ , який встановлюють замість вихідної щілини монохроматора, що перетворює прилад у спектроскоп. Одночасно зі спектром спостерігають вказівник  $B$ , на вістря якого, повертаючи відліковий барабан, наводять ту чи іншу спектральну лінію.

Під час підготовки до роботи фокусують прилад, тобто, пересуваючи окуляр, досягають різкості зображення вістря вказівника  $B$ , а переміщенням джерела і мікрогвинта  $M$  коліматорного об'єктива – чіткості і яскравості спектральних ліній.

## Порядок виконання роботи

1. Увімкніть неонову лампу та розмістіть її перед щілиною коліматора так, щоб досягти максимальної яскравості спектральних ліній. Сфокусуйте спектр шляхом переміщення окуляра і зміною ширини щілини.
2. За кольором і характерним розташуванням груп спектральних ліній, ототожніть спектр випромінювання неону, одержаний за допомогою спектроскопа, з його зображенням на малюнку, який знаходиться на робочому столі.
3. Повертаючи відліковий барабан монохроматора, почергово суміщайте спектральні лінії відомих довжин хвиль з вістрям вказівника В (рис. 5.1), записуючи відліки  $N$  шкали барабана і відповідні довжини хвиль  $\lambda$  у табл. 5.1.

Таблиця 5.1

Залежність відліків  $N$  шкали барабана від довжин хвиль  $\lambda$  спектра неону

Номер за пор.	$\lambda, \text{Å}$	$N$
1		
2		
...		

4. На міліметровому папері, або за допомогою комп'ютера, побудуйте *градувальну криву* монохроматора, відкладаючи по осі  $X$  відліки  $N$  шкали барабана, а по осі  $Y$  – довжини хвиль  $\lambda$  спектральних ліній неону.
5. Встановіть перед щілиною монохроматора ртутну лампу; увімкніть її за вказівками викладача чи лаборанта. Відшукайте відліки  $N$  декількох спектральних ліній випромінювання ртуті, вказаних викладачем, які запишіть у табл. 5.2.

б. Користуючись раніше побудованою градуовальною кривою монохроматора, визначте довжини хвиль вибраних спектральних ліній ртутного спектра, значення яких  $\lambda$  також запишіть у табл. 5.2.

Таблиця 5.2

Відповідність між відліками  $N$  шкали барабана і довжинами хвиль  $\lambda$  спектра ртуті

Номер за пор.	$N$	$\lambda, \text{Å}$
1		
2		
...		

### Контрольні запитання та завдання

1. Поясніть явище дисперсії світла.
2. Що називають дисперсією речовини?
3. За яких умов простежується нормальна та аномальна дисперсія?
4. Сформулюйте постулати Бора щодо теорії поглинання та випромінювання світла атомами.
5. Поясніть умови виникнення лінійчастих, смугастих та суцільних спектрів.
6. Зобразіть принципову оптичну схему монохроматора та поясніть його роботу.
7. Що називають градуовальним графіком (кривою) монохроматора?

## 6. ЛАБОРАТОРНА РОБОТА (430)

### Вивчення лінійної поляризації світла – перевірка закону Малюса

**Мета роботи:** на підставі експериментального вивчення закону Малюса, з'ясувати суть явища поляризації світла; дослідити залежність інтенсивності світла, яке пройшло через поляриметричну систему, від кута між головними напрямками коливань електричного вектора у поляризаторі й аналізаторі.

#### 6.1. Звичайне і поляризоване світло. Види поляризованого світла

За теорією єдиного електромагнітного поля Максвелла, світло від джерел випромінювання поширюється вздовж певних напрямків, названих *променями*, у вигляді множини поперечних електромагнітних хвиль. У кожній хвилі перпендикулярно до променя відбуваються синфазні коливання двох взаємно перпендикулярних векторів електричної та магнітної напруженостей (відповідно,  $\vec{E} \perp \vec{H}$ ). Під час проходження світла через речовину, на електроні її атомів діє електричне поле хвилі, силовою характеристикою якого слугує вектор  $\vec{E}$ . Тому, головним чином, саме вектор електричної напруженості визначає вплив світла на речовину, і тому його часто називають *світловим вектором*. Площину, яка містить світловий вектор і відповідний промінь, називають *площиною коливань*.

Світло, вектор електричної напруженості  $\vec{E}$  якого коливається тільки в одній площині, називають *плоскополяризованим* або *лінійно поляризованим*.



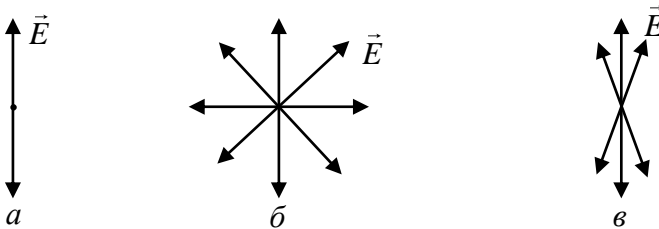


Рис. 6.1. Схематичне зображення коливання електричного вектора  $\vec{E}$  перпендикулярно до променя плоскополяризованого (*a*), неполяризованого (*б*) та частково поляризованого (*в*) світла

Будь-який атом речовини, під час відповідного переходу електрона із вищого енергетичного рівня на нижчий, випромінює лінійно поляризовану хвилю (рис. 6.1, *a*). Проте, навіть у джерелі доволі малих розмірів, елементарні процеси випромінювання світла атомами відбуваються незалежно, осі випромінювальних диполів орієнтовані хаотично, і тому звичайне (природне) світло є *неполяризованим*. Промінь такого світла містить безліч еквівалентних площин коливань світлового вектора (рис. 6.1, *б*).

*Частково поляризованим* називають світло, в якому переважає певний напрямок коливань вектора  $\vec{E}$  (рис. 6.1, *в*).

Умовні позначення променів різної поляризації такі. *Лінійно поляризований промінь*, розміщений у площині рисунка, зображають нанесеними на нього тільки крапками (або тільки рисками) (рис. 6.2, *a*). *Неполяризований промінь* природного світла позначають одночасно крапками і рисками однакової густоти (рис. 6.2, *б*), оскільки довільні коливання кожного світлового вектора завжди можна розкласти на складові у двох взаємно перпендикулярних напрямках.

Аналогічно, *частково поляризований промінь* позначають одночасно крапками і рисками неоднакової густоти (рис. 6.2, *в*).

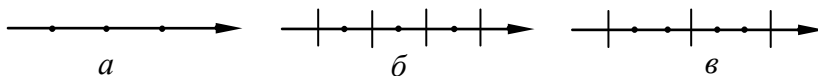


Рис. 6.2. Умовні позначення променів різної поляризації:  
повністю поляризованого (*a*), неполяризованого (природного) (*б*)  
та частково поляризованого (*в*)

Для кількісної характеристики поляризації світла застосовують поняття *ступеня поляризації*  $P$ , яке вводять за допомогою

$$P = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}, \quad (6.1)$$

де  $I_{\max}$  та  $I_{\min}$  – максимальна та мінімальна інтенсивності світла, які відповідають двом взаємно перпендикулярним напрямкам  $\vec{E}$ . Для плоскополяризованого світла  $I_{\min} = 0$ ,  $P = 1$ ; для природного світла  $I_{\max} = I_{\min}$ ,  $P = 0$ .

Взаємодія двох світлових хвиль однакової частоти, поляризованих у взаємно перпендикулярних площинах, які поширюються вздовж того самого напрямку зі сталою різницею фаз, приводить до утворення *еліптично поляризованого* світла, кінець підсумкового вектора  $\vec{E}$  якого у площині, нормальній до променя, описує еліпс. Зокрема, якщо різниця фаз цих плоскополяризованих променів становить  $\pi/2$ , а амплітуди в них однакові, то еліпс набуває вигляду кола, і виникає *циркулярно поляризоване* світло. До еліптично та циркулярно поляризованого світла поняття ступеня поляризації не застосовують.

*Поляризацією світла* називають виділення лінійно поляризованих променів із пучка звичайного світла. Поляризоване світло простежується під час *відбивання і заломлення* природного світла на межі двох прозорих діелектриків, а також у разі його *проходження через анізотропні середовища*, які неоднаково пропускають

промені з різними напрямками коливань світлового вектора. Відповідні пристрої для отримання поляризованого світла називають *поляризаторами*.

## 6.2. Поляризація під час відбивання та заломлення світла

Якщо промінь звичайного світла  $KO$  (рис. 6.3, *a*) падає на поверхню поділу двох прозорих ізотропних діелектриків під довільним кутом  $\alpha$ , то відбитий  $OL$  і заломлений  $OM$  промені стають частково поляризованими: у відбитому промені переважають коливання світлового вектора, які перпендикулярні до площини падіння, а у заломленому – ті, що відбуваються у площині падіння. Це явище є наслідком як поперечності світлових хвиль, так і зміни напрямку відбитого і заломленого променів відносно спадного. У такому разі, складова вектора  $\vec{E}_\perp$  природного світла, яка перпендикулярна до площини падіння, зберігає свій напрямок у відбитому і заломленому промені, в той час як складова  $\vec{E}_\parallel$ , розміщена у площині падіння, по-різному проектується на напрямки, перпендикулярні до відбитого і заломленого променя, залежно від кута падіння (та зв'язаного з ним кута заломлення).

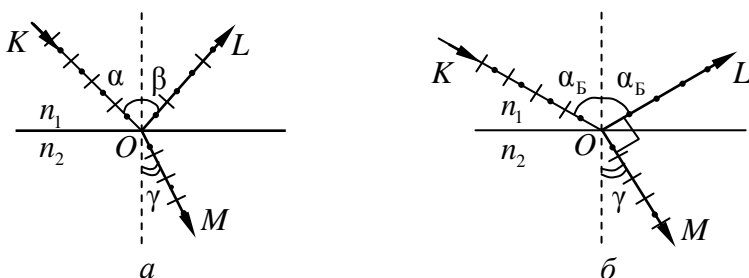


Рис. 6.3. Поляризація відбитого та заломленого променів на межі поділу двох діелектриків: *a* – за довільного кута падіння  $\alpha$ ; *б* – за умови спадання променя  $KO$  під кутом Брюстера  $\alpha_B$

Шотландський фізик Девід Брюстер встановив, що для кожного діелектрика існує такий кут падіння (*кут Брюстера*), за якого відбитий промінь повністю лінійно поляризований, а коливання його світлового вектора перпендикулярні до площини падіння (рис. 6.3, б). У цьому ж випадку ступінь поляризації заломленого променя є максимальним, проте завжди меншим від одиниці, тобто заломлений промінь ніколи не буває повністю поляризованим. За кута Брюстера *відбитий та заломлений промені взаємно перпендикулярні*.

Згідно з рис. 6.3, б, кут заломлення визначають за формулою

$$\gamma = 180^\circ - 90^\circ - \alpha_B = 90^\circ - \alpha_B, \quad (6.2)$$

де  $\alpha_B$  – кут Брюстера. Оскільки за законом заломлення

$$\frac{\sin \alpha_B}{\sin \gamma} = n_{21}, \quad (6.3)$$

де  $n_{21}$  – відносний показник заломлення середовища заломленого променя відносно середовища спадного променя, то

$$\frac{\sin \alpha_B}{\sin(90^\circ - \alpha_B)} = \frac{\sin \alpha_B}{\cos \alpha_B} = \operatorname{tg} \alpha_B = n_{21}.$$

Кінцевий вираз

$$\operatorname{tg} \alpha_B = n_{21} \quad (6.4)$$

розкриває **закон Брюстера**.

Якщо промінь спадає з повітря на поверхню скла з показником заломлення  $n = 1,53$ , то  $\alpha_B \approx 57^\circ$ . У цьому випадку максимальний ступінь поляризації заломленого променя становить біля 15%. Щоб за допомогою заломлення одержати майже повністю поляризоване світло, на шляху спадного природного променя під кутом падіння  $\alpha_B$  розміщують стопу з 8–10 прозорих діелектричних пластин (стопу Столетова).

### 6.3. Поляризація під час подвійного променезаломлення

Під час проходження світла через некубічні кристали у певних напрямках простежується явище подвійного променезаломлення, тобто роздвоєння променя природного світла на два поляризовані промені. Такими кристалами є *одновісні* і *двовісні*. В *одновісних* кристалах існує такий виділений напрямок (*оптична вісь*), вздовж якого світловий промінь не роздвоюється, а його поляризація не змінюється. Такий промінь називають *звичайним* (*o*), бо його поширення в кристалі відбувається за законами геометричної оптики. Проходження світла через одновісні кристали в усіх напрямках, що відрізняються від оптичної осі, супроводжується виникненням, окрім звичайного, ще одного, *незвичайного променя* (*e*), поширення якого не підлягає закону заломлення світла. Одновісні кристали мають два головні показники заломлення:  $n_o$  – для звичайного променя та  $n_e$  – для незвичайного. Наприклад, під час нормального падіння на грань одновісного кристалу (за кута падіння  $\alpha = 0^\circ$ ) напрямком звичайного (*o*) променя продовжує напрямок спадного, а кут заломлення незвичайного (*e*) променя відрізняється від нуля (рис. 6.4). Коливання вектора  $\vec{E}$  незвичайного променя відбуваються у площині *головного перерізу* кристала, тобто в такій, що містить оптичну вісь кристала *AB* (рис. 6.4) і напрямком поширення променя. Напрямок коливань звичайного променя завжди перпендикулярний до світлового вектора незвичайного променя.

До одновісних кристалів належать кристали тетрагональної, тригональної та гексагональної сингоній, наприклад, *ісландський шпат* ( $\text{CaCO}_3$ ), в якому вперше спостерігали явище подвійного променезаломлення, а також кристали кварцу, турмаліну тощо.

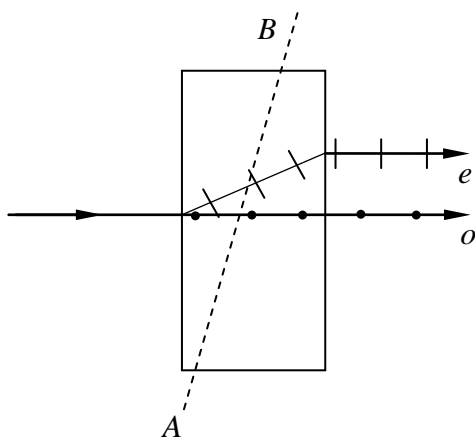


Рис. 6.4. Поляризація світла у випадку одновісного кристала

У двовісних кристалах існують такі два напрямки (*оптичні осі*), вздовж яких не простежується подвійне променезаломлення. Прикладами цих кристалів можуть слугувати слюда, гіпс, а також інші кристали ромбічної, моноклінної та триклінної сингоній. Під час проходження світла вздовж інших напрямків у двовісних кристалах виникають два незвичайні промені. Двовісні кристали мають три головні показники заломлення.

Фізична причина явища поляризації світла полягає в тому, що змінне електричне поле світлової хвилі, впливаючи на валентні електрони діелектричного кристалу, викликає поляризаційний струм зміщення у ньому. Сила такого струму залежить від відносної діелектричної проникності середовища  $\epsilon$ , зростаючи разом з нею. Поляризаційні струми призводять до нагрівання речовини за рахунок енергії електричного поля світлової хвилі. Таким чином виникає *поглинання світла*, яке зростає з величиною діелектричної проникності. В анізотропному діелектрику значення  $\epsilon$  є різними в залежності від напрямку. Тому серед усіх можливих напрямів

коливань вектора  $\vec{E}$  звичайного світла найменшого поглинання зазнають ті хвилі, коливання яких відбуваються у напрямках з мінімальними значеннями  $\epsilon$ . Таким чином, через анізотропний кристал проходить світлова хвиля, в якій коливання  $\vec{E}$  здійснюються в одному виділеному напрямі або у двох взаємно перпендикулярних напрямках (у разі подвійного променезаломлення).

#### 6.4. Поляризаційні пристрої (поляризатори)

Явище подвійного променезаломлення використовують для виготовлення *поляризаційних пристроїв*, які слугують для перетворення природного світла в лінійно поляризоване. До них належать *поляризаційні призми* та *поляроїди*.

Класичною поляризаційною призмою є виготовлена із ісландського шпату *призма Ніколя* (ніколь), яку винайшов шотландський оптик Вільям Ніколь у 1828 році. Вона складається із двох частин (рис. 6.5), склеєних вздовж діагонального перерізу призми  $KM$  канадським бальзамом – прозорим клеєм, значення показника заломлення якого  $n = 1,550$  (для довжини хвилі  $\lambda = 589,3$  нм) є проміжним серед показників заломлення звичайного ( $n_o = 1,658$ ) і незвичайного ( $1,486 \leq n_e \leq 1,658$ ) променів.

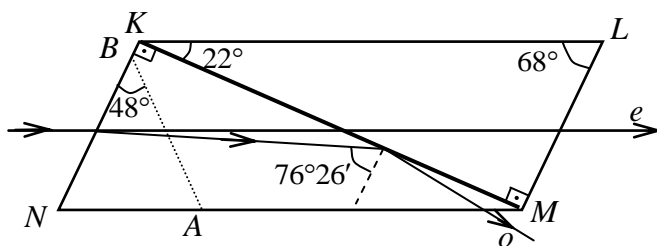


Рис. 6.5. Поляризація світла призмою Ніколя

Оптична вісь призми  $AB$  утворює кут  $48^\circ$  з входною гранню. Завдяки тому, що  $n_o > n$ , відбувається повне внутрішнє відбивання звичайного ( $o$ ) променя, який падає під кутом  $\alpha \geq 76^\circ 26'$  на межу поділу  $KM$  ісландського шпату з канадським бальзамом. Відбитий ( $o$ ) промінь поглинає покриття чорним лаком грань  $NM$  призми. Незвичайний ( $e$ ) промінь, пройшовши через склеєні поверхні, виходить із ніколю паралельно до його основи. Призму Ніколя не застосовують в ультрафіолетовій ділянці спектру, де поглинає канадський бальзам.

Для усунення цього недоліку застосовують, наприклад, призму Глана–Фуко, складену з двох прямокутних призм, виготовлених з кристалу ісландського шпату, які розділені між собою тонким прошарком повітря (рис. 6.6). Оптичні осі обох призм перпендикулярні до площини рисунка. Звичайний промінь зазнає на межі повного внутрішнього відбивання, а незвичайний – проходить через всю призму. Недоліком цієї призми є втрати інтенсивності світла внаслідок відбивання у ділянці повітряного прошарку від поверхні іншої призми.

У ролі поляризатора застосовують також пластинку з турмаліну – кристалу з подвійним променезаломленням, в якому простежується явище *дихроїзму* – сильного селективного поглинання одного з поляризованих променів, у випадку турмаліну – звичайного. Таким чином, через турмалінову пластинку товщиною понад 1 мм проходить тільки один промінь – незвичайний.

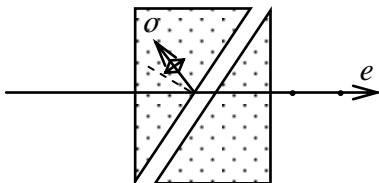


Рис. 6.6. Поляризація світла призмою Глана–Фуко



Властивістю дихроїзму володіють, окрім турмаліну, також деякі інші матеріали, зокрема, кристалики *герпатиту* (сірчанокислого йодистого хініну), які вже за товщини 0,1 мм повністю поляризують природне світло. Завдяки такій великій поляризаційній здатності герпатит використовують для виготовлення *поляроїдів* – плівок великої площі, в целулоїдну основу яких внесена велика кількість однаково орієнтованих кристаликів герпатиту. Поляроїди, завдяки добрим поляризаційним характеристикам, простоті виготовлення та дешевизні, широко використовують у різноманітних оптичних пристроях.

### 6.5. Поляризатори і аналізатори. Закон Малюса

Поляризоване світло вивчають за допомогою спеціальних пристроїв – *аналізаторів*, якими можуть слугувати будь-які поляризатори (поляризаційні призми та поляроїди). Аналізатор поляриметричної системи розміщують по ходу променя слідом за поляризатором. Розглянемо особливості пропускання світла такою системою, для якої головні напрямки коливань у поляризаторі П та аналізаторі А утворюють між собою певний кут  $\varphi$  (рис. 6.7).

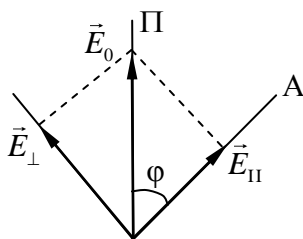


Рис. 6.7. Розклад світлового вектора поляризованої хвилі  $\vec{E}_0$  на паралельну  $\vec{E}_{\parallel}$  та перпендикулярну  $\vec{E}_{\perp}$  складові щодо головного напрямку коливань у аналізаторі А

Розкладемо вектор амплітуди  $\vec{E}_0$  світлової хвилі, пропущеної поляризатором, на дві складові – вздовж напрямку коливань аналізатора А –  $\vec{E}_{\parallel}$  і перпендикулярну до нього  $\vec{E}_{\perp}$ .

Очевидно, що через аналізатор пройде тільки паралельна складова, довжину якої визначають так:

$$E_{\parallel} = E_0 \cos \varphi. \quad (6.5)$$

Тоді інтенсивність пропущеного аналізатором світла  $I$  пропорційна квадратові відповідної амплітуди  $E_{\parallel}$

$$I = I_0 \cos^2 \varphi, \quad (6.6)$$

оскільки  $I_0 \sim E_0^2$ , а  $I \sim E_{\parallel}^2$ . Тут  $I_0$  – інтенсивність світла, пропущеного поляризатором.

Рівняння (6.6) виражає **закон Малюса**, який формулюють так: *інтенсивність світла, яке пройшло через аналізатор, пропорційна до квадрату косинуса кута між напрямками коливань світлового вектора у поляризаторі та аналізаторі.*

Очевидно, що аналізатор повністю пропускає світло, коли напрямки коливань поляризатора і аналізатора паралельні; зовсім не пропускає, якщо вони взаємно перпендикулярні, тобто, коли поляризатор і аналізатор *схрещені*.

Поляріди у ролі поляризаційних фільтрів застосовують фотографи для зменшення інтенсивності відбитого світла скляними вітринами, поверхнями водойм, у перископах, під час фотозйомки на тлі неба тощо.

## 6.6. Опис установки

Для одержання і дослідження лінійно поляризованого світла в цій роботі використовують поляриметричну установку, до складу якої входять (рис. 6.8): 1) *рухомий освітлювач* з лампочкою розжарення S та конденсною лінзою Л, яка забезпечує формування

паралельного пучка променів вздовж осі установки; 2) *поляризатор* П у вигляді поляроїда в оправі; 3) *аналізатор* (поляроїд), який можна повертати навколо горизонтальної осі, фіксуючи кут повороту за допомогою кругового лімба А; 4) *люксметр*, що складається з фоторезистора Ф, з'єднаного з гальванометром, сила фотоструму якого пропорційна до інтенсивності світла, що проходить через аналізатор.

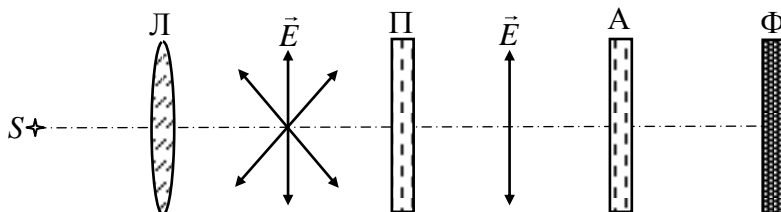


Рис. 6.8. Поляриметрична установка для дослідження закону Малюса

Поляризатор П освітлюють пучком паралельних променів звичайного (неполяризованого) світла, умовно зображеного на рис. 6.8 множиною напрямків коливань світлового вектора  $\vec{E}$ . Після проходження поляризатора світло стає лінійно поляризованим (це позначено зображенням лише одного напрямку коливань  $\vec{E}$ ). Аналізатор А виділяє з інтенсивності  $I_0$  пучка спрямованих на нього променів ту її частину  $I$ , яка відповідає закономірності Малюса (6.1) і залежить від кута між напрямками коливань вектора  $\vec{E}$  в поляризаторі П та аналізаторі А.

## Порядок виконання роботи

1. Увімкніть лампочку освітлювача і від'юстуйте освітлювальну систему, спрямувавши паралельний пучок променів від конденсора вздовж оптичної осі поляриметра.

2. Повертаючи аналізатор, досягніть максимального відхилення стрілки гальванометра, не виходячи за межі шкали приладу.
3. Встановіть відповідність між відліками лімба і кутом  $\varphi$ , який утворюють напрямки коливань поляризатора і аналізатора, виходячи з того, що за законом Малюса значенню  $\varphi = 0$  відповідає максимальна інтенсивність світла  $I_0$ , пропущеного аналізатором.
4. Вимірявши за шкалою гальванометра значення  $I_0$  у відносних одиницях, повертайте аналізатор, фіксуючи інтенсивність  $I$  через кожні  $10^\circ$  в колонці експериментальних результатів ( $I_{\text{екс}}$ ) табл. 6.1.
5. Побудуйте експериментальний графік залежності інтенсивності світла, пропущеного аналізатором, від квадрата косинуса  $\varphi$  –
 
$$I = f(\cos^2 \varphi).$$
6. За формулою закону Малюса (1.6)  $I = I_0 \cos^2 \varphi$  обчисліть теоретичні значення  $I$  для всіх зафіксованих кутів  $\varphi$ . Запишіть результати у відповідні рядки колонки  $I_{\text{обч}}$  табл. 6.1.
7. Розрахункові значення  $I$  відкладіть на тому ж графіку і порівняйте теоретичну та експериментальну залежності  $I = f(\cos^2 \varphi)$ .
8. Враховуючи точність вимірювань, перевірте виконання закону Малюса.

Таблиця 6.1

Експериментальні і розрахункові результати  
для перевірки закону Малюса

Номер за пор.	$\varphi$	$\cos^2 \varphi$	$I_{\text{екс}}$ , в.о.	$I_{\text{обч}}$ , в.о.	$\Delta I$ , в.о.
1					
2					
...					

$$I_0 = \dots$$

## **Контрольні запитання та завдання**

1. Якою є природа світлових хвиль?
2. Яке світло називають лінійно поляризованим?
3. Чому природне світло неполяризоване?
4. Якими методами можна отримати лінійно поляризоване світло?
5. У чому полягає явище подвійного променезаломлення?
6. З'ясуйте будову і принцип дії поляризаційних призм та поляроїдів.
7. У чому полягає суть закону Малюса?

## 7. ЛАБОРАТОРНА РОБОТА (419)

### Вивчення явища повертання площини поляризації світла

**Мета роботи:** за допомогою напівтіньового поляриметра, визначити питоме повертання площини поляризації світла в розчині цукру та концентрацію цього розчину.

#### 7.1. Оптична активність речовин. Повертання площини поляризації

Деякі речовини мають здатність повертати площину поляризації лінійно поляризованого світла. Таку властивість називають *оптичною активністю*, а самі середовища – *оптично активними*.

Уперше оптичну активність спостерігали у кристалах кварцу, трохи пізніше у чистих рідинах (скипидар), а потім – у розчинах і парах багатьох речовин, головним чином, органічних. Оптичну активність виявили також у рідких кристалах. Тепер відомо багато оптично активних речовин, хоча у більшості з них це явище проявляється слабо.

Оптично активні речовини поділяють на два типи. До першого з них відносять речовини, активні у будь-якому агрегатному стані – рідкому чи твердому (цукор, камфора, винна кислота); до другого – активні тільки в кристалічній фазі (кварц, кіновар). Оптична активність речовин першого типу зумовлена асиметричною будовою їхніх молекул, а другого – особливостями розташування атомів у кристалічній ґратці (асиметрією кристалічного поля).

Кристали і молекули оптично активних речовин існують у двох формах – правій і лівій. Вони є дзеркальним відображенням одна одної, але просторово сумістити їх неможливо.

Залежно від напрямку повертання площини поляризації оптично активні речовини поділяють на право- та лівоповертальні. Якщо дивитися назустріч поширенню світлового променя, то в перших площини поляризації буде повертатися за годинниковою стрілкою (додатне повертання), у других – проти годинникової стрілки (від’ємне повертання).

Повертання площини поляризації в кристалах відбувається за умови поширення світла вздовж оптичної осі. В інших напрямках оптична активність проявляється разом із подвійним променезаломленням.

Кут  $\varphi$  повертання площини поляризації в оптично активних кристалах і чистих рідинах прямо пропорційний до товщини  $d$  шару, крізь який проходить світло

$$\varphi = \alpha d, \quad (7.1)$$

де  $\alpha$  – коефіцієнт пропорційності, або *питоме повертання*.

**Питоме повертання**  $\alpha$  залежить від природи речовини, довжини хвилі і температури та чисельно дорівнює кутів повертання площини поляризації після проходження світлом одиничної товщини зразка. Переважно, величину  $\alpha$  вимірюють у град/мм. Наприклад, для кварцу за довжини хвилі  $\lambda = 589,3$  нм (жовте світло – D лінія Na)  $\alpha = 21,7$  град/мм.

У розчинах кут повертання залежить, окрім товщини  $d$  пройденного шару, від концентрації  $C$  оптично активної речовини

$$\varphi = [\alpha] Cd, \quad (7.2)$$

де  $[\alpha]$  – *питоме повертання розчину*.

**Питоме повертання розчину**  $[\alpha]$  залежить від виду розчину, довжини хвилі і температури та чисельно дорівнює кутів повертання площини поляризації після проходження світлом шару одиничної товщини з одиничною концентрацією. За Міжнародною системою одиниць СІ величину  $[\alpha]$  вимірюють у рад·м<sup>2</sup>/кг. Однак

для обчислень зручно довжину  $d$  вимірювати у дм, а концентрацію

$C$  – у г/мл, тому для  $[\alpha]$  використовують розмірність  $\frac{\text{град} \cdot \text{мл}}{\text{дм} \cdot \text{г}}$ .

Нижче у табл. 7.1 наведено приклади характеристик оптичної активності деяких речовин у водних розчинах для довжини хвилі  $\lambda = 589,3$  нм за температури  $20^\circ\text{C}$ .

Таблиця 7.1

Характеристики оптичної активності деяких речовин у водних розчинах для довжини хвилі  $\lambda = 589,3$  нм за температури  $20^\circ\text{C}$

Розчин	$[\alpha]$ , $\frac{\text{град} \cdot \text{мл}}{\text{дм} \cdot \text{г}}$	Напрямок повертання площини поляризації
буряковий цукор (цукроза)	+66,5	Правий
виноградний цукор (глюкоза)	+52,5	Правий
фруктовий цукор (фруктоза)	-91,9	Лівий

## 7.2. Поляриметричний метод визначення концентрації розчину

Формула (7.2) дає змогу точно визначити концентрації розчинів оптично активних речовин за допомогою *поляриметричного методу*, на використанні якого ґрунтується принцип дії спеціальних приладів – *поляриметрів*. Якщо поляриметр слугує для визначення концентрації водних розчинів цукру, то його називають *цукрометром*. За допомогою цукрометра вимірюють кут  $\varphi$  повертання площини поляризації, за довжиною  $d$  кювети з розчином цукру та його питомим повертанням  $[\alpha]$ , можна визначити концентрацію  $C$  розчину. Аналогічно можна визначити питомих повертання, за заданою концентрацією розчину.



Розглянемо принцип роботи *найпростішого поляриметра* (рис. 7.1), що складається з двох поляризаційних призм – поляризатора Р і аналізатора А та кювети К з досліджуваною речовиною. Якщо розташувати призми так, що їхні площини коливань будуть перпендикулярними одна до одної, то світло через аналізатор не пройде. Якщо ж між ними помістити оптично активну речовину, наприклад, розчин цукру у воді, то відбудеться повертання площини поляризації світла і тому деяка частина світла пройде через аналізатор. Повернувши аналізатор так, щоб його площина коливань була перпендикулярною до площини коливань світла, яке пройшло через оптично активну речовину, знову отримаємо затемнення поля зору. Очевидно, що різниця відліків на аналізаторі в його початковому і кінцевому положеннях дорівнює куту  $\varphi$  повертання речовиною площини поляризації.

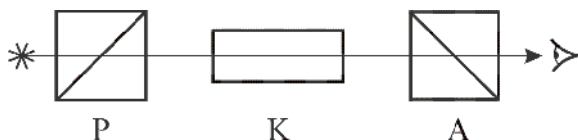


Рис. 7.1. Схема найпростішого поляриметра

Одним із найточніших візуальних приладів для дослідження повороту площини поляризації є *напівтіньовий поляриметр*, який налаштовано на однакову освітленість двох половин поля зору (рис. 7.2).

Око людини не здатне точно фіксувати положення максимального затемнення поля зору. Тому напівтіньові поляриметри конструюють так, щоб встановлювати однакові освітленості двох частин поля зору, які виникають під час повертання аналізатора приладу на відповідний кут. Для цього в поляриметр вводять додаткові оптичні елементи, наприклад, призму чи напівтіньову пластину Пл (рис. 7.2), яка розділяє світло на дві частини. У цьому випадку одна частина світла проходить тільки через поляризатор Р, а інша – через

поляризатор Р і напівтіньову пластину Пл, яка повертає площину поляризації цієї частини світлового пучка на деякий кут  $\psi$ . Отже, після пластини дві частини світлового потоку поляризовані у різних площинах, а поле зору розділене на дві частини – темну і світлу.

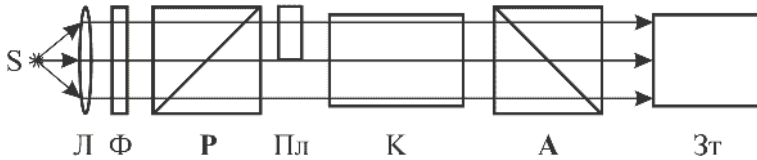


Рис. 7.2. Схема напівтіньового поляриметра:

S – джерело світла; Л – конденсорна лінза; Ф – світлофільтр; Р – поляризатор; Пл – напівтіньова пластинка; К – кювета для оптично активної речовини; А – аналізатор; Зт – зорова труба

Розглянемо, як змінюється освітленість поля зору залежно від взаємного розташування площин поляризації поляризатора Р і аналізатора А та у випадку повертання площини поляризації оптично активною речовиною (рис. 7.3).

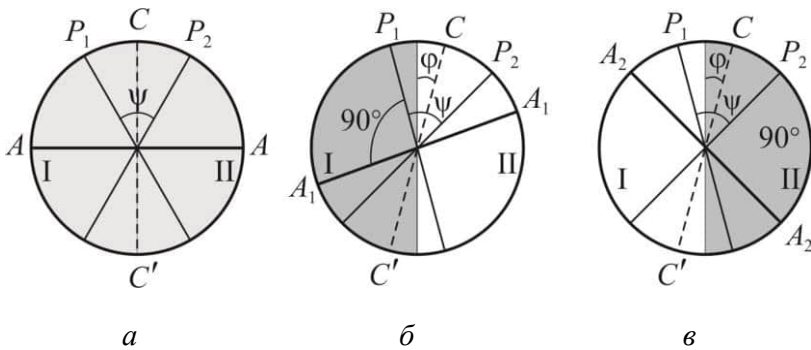


Рис. 7.3. Схема утворення зображень в окулярі напівтіньового поляриметра

Площину поляризації частини світла, що пройшла тільки через поляризатор, позначимо  $P_1$ , а тієї частини, що пройшла через поляризатор і пластину –  $P_2$ . Обидві площини утворюють між собою малий кут  $\psi$ . Якщо площина  $A$  коливань аналізатора розташована симетрично відносно площин коливань  $P_1$  і  $P_2$ , тобто перпендикулярно до бісектриси  $CC'$  (рис. 7.3, *a*), то обидва поля (I та II; їх називають полями порівняння) будуть розділені тонкою лінією і матимуть однакові освітленості.

Якщо ж між поляризатором і аналізатором помістити оптично активну речовину, то вона поверне площини коливань  $P_1$  і  $P_2$  та бісектрису  $CC'$  між ними на деякий однаковий кут  $\varphi$  і рівність полів порівняння порушиться. У випадку, коли площина  $A_1$  аналізатора перпендикулярна до площини  $P_1$ , то поле порівняння I буде темним (рис. 7.3, *б*), а якщо площина  $A_2$  аналізатора перпендикулярна до площини  $P_2$ , то темним буде поле порівняння II (рис. 7.3, *в*). Повертаючи аналізатор можна змінювати яскравості полів. Вони знову зрівняються за умови, що площина  $A$  аналізатора стане перпендикулярною до нового положення бісектриси  $CC'$ . *Різниця відліків двох різних кутових положень аналізатора (з речовиною та без неї) утворює величину кута  $\varphi$  повертання площини поляризації оптично активною речовиною.*

### 7.3. Опис цукрометра СУ-5

*Цукрометрами* називають прилади, які слугують для визначення концентрації цукру в розчині шляхом вимірювання повертання площини поляризації світла, що проходить крізь кювету з цим розчином.

Цукрометр СУ-5 (рис. 7.4) складається з вузла вимірювальної головки 2 та освітлювального вузла б, з'єднаних між собою траверсою 4, яка кріпиться до основи 8. На траверсі закріплені кюветне відділення 3 для поляриметричних кювет, оправа 5 з поляризатором і напівтіньовою пластиною та вузол світлофільтрів 7.

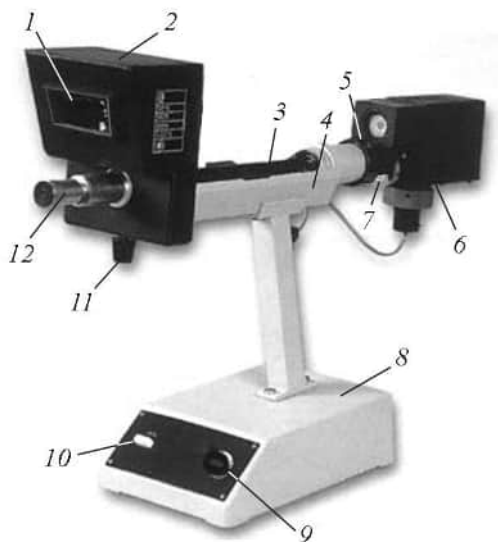


Рис. 7.4. Загальний вигляд цукрометра СУ-5 та позначення його основних елементів

З лицьового боку вимірювальної головки розташовані лупа *1* для відліку показань на шкалі і зорова труба *12* для спостереження полів порівняння. У вузлі вимірювальної головки розміщені нерухомий аналізатор та клиновий компенсатор. У нижній частині вимірювальної головки розташована ручка *11* клинового компенсатора, повертанням якої переміщують рухомий кварцовий клин і пов'язану з ним шкалу.

Освітлювальний вузол *6* містить лампу розжарення і світлофільтри з діафрагмою. Живлення лампи освітлювача здійснюють від мережі змінного струму напругою 220 В, частотою 50 Гц через понижувальний трансформатор, вмонтований в основі *8*. Інтенсивність світлового потоку лампи регулюють резистором *9*. Ліворуч від резистора розташована кнопка *10* для вмикання освітлювача.

Світловий потік від джерела світла проходить через фільтр, конденсор і поляризатор, який перетворює його у поляризований. Далі світло проходить крізь напівтіньову пластину, яка розділяє його на дві половини лінією поділу. Аналізатор пропускає обидві половини світлового потоку. У полі зору зорової труби, встановленої після аналізатора, спостерігають дві половини поля порівняння, розділені тонкою лінією.

Після розміщення між поляризатором і аналізатором кювети з розчином, рівність освітленостей полів порівняння порушується. Для вирівнювання освітленостей в цукрометрі застосовано клиновий компенсатор. Він складається з рухомого кварцового клина лівого повертання і нерухомого клина (контрклина) правого повертання. Переміщенням рухомого клина щодо контрклина встановлюють таку сумарну товщину клинів, за якої компенсується кут повороту площини поляризації розчину. У цьому разі відбувається зрівнювання освітленостей полів порівняння. Одночасно з рухомих клином шкала переміщується щодо нерухомого ноніуса, на якому проградуйовано вправо і вліво від нуля по двадцять поділок. Шкалу і ноніус освітлюють лампою через проєкційну систему. Зображення шкали і ноніуса проєктують на екран об'єктивом і спостерігають через лупу.

Встановлення нуля-пункту основної шкали проводять суміщенням нульової поділки ноніуса з нульовою поділкою шкали (рис. 7.7, а).

Насамперед за відсутності кювети у кюветному відділенні повертанням ручки компенсатора досягають однакових освітленостей полів порівняння. Пов'язана з компенсатором шкала зміщується вправо чи вліво відносно нуля нерухомого ноніуса, отож фіксують початковий показ на шкалі цукрометра.

Після розміщення у кюветному відділенні кювети з розчином однакова освітленість полів порівняння порушується, оскільки розчин повертає площину поляризації на певний кут. Потрібно знову

досягти однакових освітленостей полів порівняння і зафіксувати нове значення показів шкали. Кут повертання площини поляризації визначають за різницею між двома показами на шкалі цукрометра.

У цукрометрі використовують міжнародну “цукрову” шкалу (рис. 7.5), проградуйовану в градусах Вентцке ( $^{\circ}\text{S}$ ). Один градус Вентцке ( $1^{\circ}\text{S}$ ) відповідає 0,346 кутового градуса. Ціна поділки основної шкали  $1^{\circ}\text{S}$ , ціна поділки ноніуса  $0,05^{\circ}\text{S}$ .

Покази на шкалі цукрометра визначають наступним чином. Спочатку відраховують, на скільки повних градусів змістився нуль ноніуса щодо нуля основної шкали. Далі знаходять ту поділку ноніуса, яка збігається з якою-небудь поділкою шкали; ця поділка ноніуса вказує частку градуса (наприклад, на рис. 7.5, б відлік дорівнює  $+8,80^{\circ}\text{S}$ ). На шкалі цукрометра використовують праву частину ноніуса, якщо нуль ноніуса розташований праворуч від нуля шкали, і ліву частину, якщо нуль ліворуч.

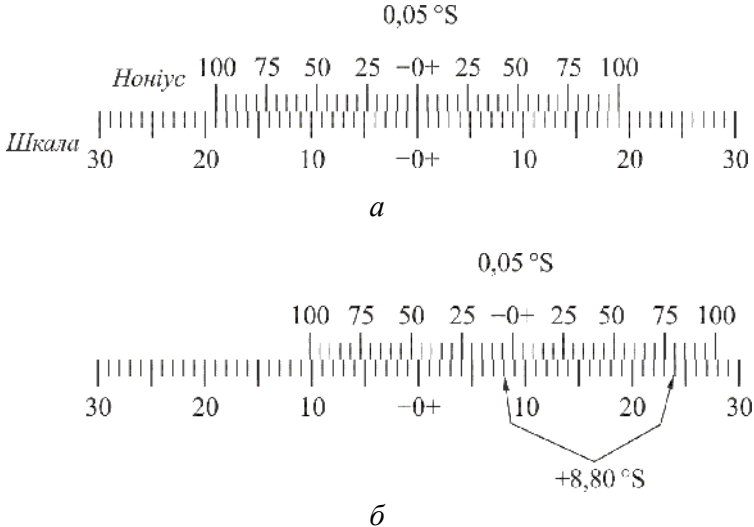


Рис. 7.5. Шкала і ноніус після встановлення нуля-пункту (а). Відлік показів на шкалі цукрометра за допомогою ноніуса (б)

Якщо відома концентрація  $C$  розчину цукру, то за вимірним кутом  $\varphi$  повертання площини поляризації, відповідно до формули (7.2), можна обчислити питоме повертання розчину

$$[\alpha] = \frac{\varphi}{dC}, \quad (7.3)$$

де  $d$  – довжина кювети з розчином (цукрометричної трубки).

З іншого боку, за відомими значеннями  $[\alpha]$  та  $\varphi$  можна обчислити невідому концентрацію розчину

$$C = \frac{\varphi}{d[\alpha]}. \quad (7.4)$$

## Порядок виконання роботи

### 1. Визначення питомого повертання розчину

- 1.1. Повертанням окуляра зорової труби досягніть чіткого зображення вертикальної лінії, яка поділяє поле зору на дві половинки (поля порівняння). За відсутності у кюветному відділенні трубки з розчином цукру, повертаючи ручку компенсатора, встановіть однакову освітленість полів порівняння. Знайдіть початковий відлік  $\varphi_0$  за шкалою цукрометра.
- 1.2. Помістіть у кюветне відділення трубку з розчином цукру відомої концентрації  $C_1$ . Повертаючи ручку компенсатора, досягніть однакової освітленості полів порівняння. За шкалою знайдіть відлік кута  $\varphi_1'$ . Повторіть вимірювання тричі. Визначте кут повертання площини поляризації для трьох вимірювань:  $\varphi_1 = \varphi_1' - \bar{\varphi}_0$  та знайдіть його середнє значення  $\bar{\varphi}_1$ .
- 1.3. Аналогічно до підпункту 1.2 тричі виміряйте відлік кута  $\varphi_2'$  для розчину цукру іншої відомої концентрації  $C_2$ , визначте для нього кут повертання площини поляризації  $\varphi_2 = \varphi_2' - \bar{\varphi}_0$  і вирахуйте його середнє значення  $\bar{\varphi}_2$ .

- 1.4. За формулою (7.3) знайдіть питоме повертання розчину  $[\alpha]$  для кожної з концентрацій. Під час обчислень переведіть числове значення кута  $\varphi$  із градусів Вентцке ( $^{\circ}\text{S}$ ) у кутові градуси. Довжина цукрометричної трубки  $d = (2,00 \pm 0,01)$  дм.
- 1.5. Обчисліть абсолютну та відносну похибки визначення питомого повертання площини поляризації розчинів з концентраціями  $C_1$  та  $C_2$  за формулами

$$\Delta[\alpha] = [\bar{\alpha}] \sqrt{\left(\frac{\Delta\varphi}{\bar{\varphi}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta d}{d}\right)^2 + \left(\frac{\Delta C}{C}\right)^2}; \quad \delta[\alpha] = \frac{\Delta[\alpha]}{[\bar{\alpha}]} \cdot 100\%.$$

- 1.6. Результати вимірювань і обчислень запишіть у табл. 7.2.
- 1.7. Усереднивши дані, отримані для двох концентрацій, запишіть остаточний результат у вигляді

$$[\alpha] = [\bar{\alpha}] \pm \Delta\alpha; \quad \delta[\alpha] = \dots \%$$

Таблиця 7.2

Експериментальні та розрахункові дані  
для визначення питомого повертання розчину  $[\alpha]$

Номер за пор.	$\varphi_0$ , $^{\circ}\text{S}$	$\varphi'_1$ , $^{\circ}\text{S}$	$\varphi_1 = \varphi'_1 - \varphi_0$ , $^{\circ}\text{S}$	$C_1$ , г/мл	$[\alpha]$ , $\frac{\text{град} \cdot \text{мл}}{\text{дм} \cdot \text{г}}$	$\Delta[\alpha]$ , $\frac{\text{град} \cdot \text{мл}}{\text{дм} \cdot \text{г}}$	$\delta[\alpha]$ , %
1				$0,040 \pm 5 \cdot 10^{-4}$	—	—	—
2					—	—	—
3					—	—	—
С. зн.	—	—		—			
Номер за пор.	$\varphi_0$ , $^{\circ}\text{S}$	$\varphi'_2$ , $^{\circ}\text{S}$	$\varphi_2 = \varphi'_2 - \varphi_0$ , $^{\circ}\text{S}$	$C_2$ , г/мл	$[\alpha]$ , $\frac{\text{град} \cdot \text{мл}}{\text{дм} \cdot \text{г}}$	$\Delta[\alpha]$ , $\frac{\text{град} \cdot \text{мл}}{\text{дм} \cdot \text{г}}$	$\delta[\alpha]$ , %
1				$0,080 \pm 5 \cdot 10^{-4}$	—	—	—
2					—	—	—
3					—	—	—
С. зн.	—	—		—			

Примітка: С. зн. – середнє значення.



## 2. Визначення невідомої концентрації розчину цукру

- 2.1. Аналогічно до підпункту 1.2 тричі виміряйте кут  $\varphi_x'$  повертання площини поляризації для розчину цукру невідомої концентрації  $C_x$ . Визначте кут повертання площини поляризації для трьох вимірювань  $\varphi_x = \varphi_x' - \varphi_0$ , вирахуйте його середнє значення  $\bar{\varphi}_x$ .
- 2.2. За формулою (7.4), використавши попередньо обчислене значення питомого повертання розчину  $[\alpha]$ , визначте невідому концентрацію розчину цукру  $C_x$ . Під час обчислень переведіть числове значення кута  $\varphi$  з градусів Вентцке ( $^{\circ}\text{S}$ ) у кутові градуси.
- 2.3. Результати вимірювань і обчислень невідомої концентрації розчину цукру запишіть у табл. 7.3.
- 2.4. Абсолютну та відносну похибки визначення невідомої концентрації розчину цукру обчисліть за формулами

$$\Delta C_x = \bar{C}_x \sqrt{\left(\frac{\Delta\varphi_x}{\varphi_x}\right)^2 + \left(\frac{\Delta[\alpha]}{[\alpha]}\right)^2 + \left(\frac{\Delta d}{d}\right)^2}; \quad \delta C_x = \frac{\Delta C_x}{C_x} \cdot 100\%.$$

- 2.5. Остаточний результат запишіть у вигляді:

$$C_x = \bar{C}_x \pm \Delta C_x (\%); \quad \delta C_x = \dots \%.$$

Таблиця 7.3

Експериментальні та розрахункові дані  
для визначення невідомої концентрації розчину

Номер за пор.	$\varphi_0$ , $^{\circ}\text{S}$	$\varphi_x'$ , $^{\circ}\text{S}$	$\varphi_x = \varphi_x' - \varphi_0$ , $^{\circ}\text{S}$	$C_x$ , г/мл	$\Delta C_x$ , г/мл	$\delta C_x$ , %
1				—	—	—
2				—	—	—
3				—	—	—
С. зн.	—	—				

Примітка: С. зн. – середнє значення.

**Контрольні запитання та завдання**

1. У чому полягає явище оптичної активності речовини?
2. Наведіть приклади оптично активних речовин.
3. Від чого залежить кут повертання площини поляризації в оптично активних кристалах?
4. Запишіть формулу для кута повертання площини поляризації в розчинах оптично активних речовин.
5. Що називають питомим повертанням кристала?
6. З'ясуйте фізичний зміст питомого повертання розчину.
7. У чому суть поляриметричного методу визначення концентрації розчину?
8. Зобразіть оптичну схему напівтіньового поляриметра.
9. Чому візуальні поляриметри побудовані за напівтіньовою схемою?

## 8. ЛАБОРАТОРНА РОБОТА (421)

### Вивчення законів зовнішнього фотоелектричного ефекту

**Мета роботи:** дослідити залежність сили фотоструму вакуумного фотоелемента від освітленості фотокатода та від прикладеної напруги.

#### 8.1. Фотоелектричний ефект (фотоелектричний ефект) та його закони

Одним із явищ, яке підтверджує гіпотезу існування фотонів, є *фотоелектричний ефект, тобто явище вивільнення електронів речовини під впливом світла.*

Розрізняють фотоелектричний ефект зовнішній та внутрішній. У разі *зовнішнього фотоелектричного ефекту* електрони вивільнюються світлом із поверхневого шару речовини і переходять у суміжне середовище або у вакуум. Під час *внутрішнього фотоелектричного ефекту* відбувається перерозподіл енергетичних станів електронів конденсованого середовища у разі поглинання ним світла, завдяки чому зростає електропровідність речовини. За цих умов не порушується електрична нейтральність тіла.

Для обґрунтування гіпотези фотонів головне значення належить зовнішньому фотоелектричному ефекту. Це явище відкрив Генріх Герц у 1887 році, досліджуючи умови виникнення електричної іскри між двома металевими кульками. Виявилось, що під час опромінення ультрафіолетом однієї з них, під'єднаної до негативного полюса джерела струму, розряд виникав за нижчої напруги. Фотоелектричний ефект детально вивчав О. Столетов за допомогою установки, схема якої зображена на рис. 8.1. У середині вакуумного балона Б розміщено два металеві електроди: катод К і анод А, які приєднано до джерела постійного струму Дж за посередництвом потенціометра R, яким змінюють величину напруги між електродами. Носії струму

(електрони) у приладі вивільняються внаслідок фотоелектричного ефекту із світлочутливого катода К, під час опромінення його поверхні світлом відповідних спектральних ділянок через кварцове віконце В. Під впливом різниці потенціалів виникає потік електронів у напрямку від катода до анода, створюючи фотострум. Головними характеристиками такого приладу (*фотоелемента*) є його *вольт-амперні характеристики*, тобто залежності сили фотоструму  $I$  від напруги  $U$  між катодом К і анодом А (рис. 8.2). Кожну із них вимірюють за умови опромінення фотокатода певним світловим потоком  $\Phi$  однакової спектральної ділянки.

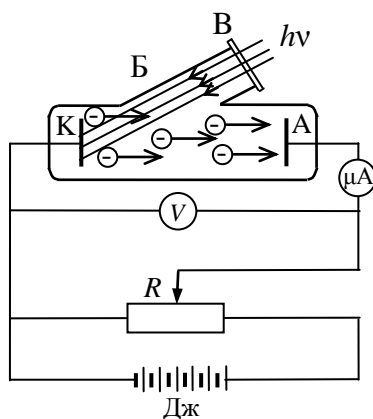


Рис. 8.1. Схема установки для вивчення фотоелектричного ефекту

Дослідження залежності сили фотоструму від різниці потенціалів між анодом та катодом ( $U = \varphi_A - \varphi_K$ ), у разі опромінення поверхні останнього монохроматичним світлом, показали, що фотострум існує не тільки за позитивних ( $\varphi_A - \varphi_K > 0$ ), але й за нульового та негативних ( $\varphi_A - \varphi_K \leq 0$ ) значень напруги. Він припиняється для заданої речовини катода лише у разі певної від'ємної

різниці потенціалів, величину якої назвали *гальмівною напругою*  $U_{\Gamma}$ . Виявили, що значення гальмівної напруги не залежить від інтенсивності світла, яким опромінюють фотокатод, а тільки від частоти та матеріалу катода. Також встановили, що зростання напруги між анодом та катодом до певного значення  $U_{\text{н}}$ , викликає збільшення сили фотоструму до межового значення  $I_{\text{н}}$ , яке відповідає силі струму насичення. Сила струму насичення збільшується ( $I_{\text{н}2} > I_{\text{н}1}$ ) у разі зростання світлового потоку заданої спектральної ділянки, спрямованого на фотокатод ( $\Phi_2 > \Phi_1$ ) (рис. 8.2).

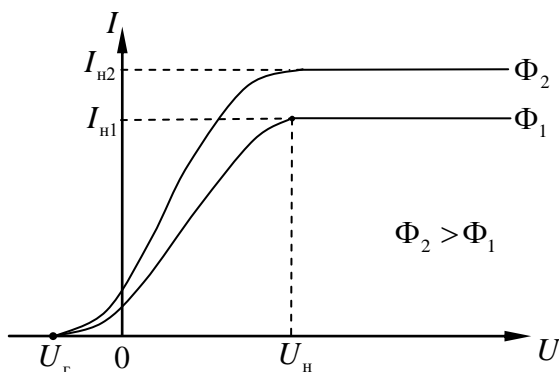


Рис. 8.2. Графік залежності сили струму фотоелемента від напруги

На підставі експериментальних даних встановили головні закономірності фотоелектричного ефекту, а саме:

1. Сила фотоструму насичення  $I_{\text{н}}$  прямо пропорційна до величини світлового потоку  $\Phi$ , спрямованого на фотокатод (*закон Столетова*)

$$I_{\text{н}} = \gamma \Phi, \quad (8.1)$$

де  $\gamma$  — фоточутливість речовини.

2. Гальмівна напруга лінійно залежить від частоти світла і не залежить від величини світлового потоку.

3. Початкова максимальна кінетична енергія звільнених світлом електронів лінійно залежить від частоти і не залежить від величини світлового потоку.

4. Фотоефект не виникає, якщо частота світла менша від деякого мінімального значення  $\nu_{\min}$ .

5. Фотоефект – явище *безінерційне*, тобто фотострум припиняється в момент припинення освітлення фотокатода.

Згідно з хвильовою теорією світла можна пояснити тільки першу закономірність (закон Столетова).

## 8.2. Квантова теорія фотоефекту

Явище фотоефекту та його закономірності повністю пояснює квантова теорія світла, згідно з якою стверджують, що світло – це потік *фотонів*, тобто матеріальних частинок з енергією

$$w = h\nu, \quad (8.2)$$

де  $\nu$  – частота коливань світлової хвилі;  $h$  – стала Планка, значення якої  $h = 6,626 \cdot 10^{-34}$  Дж·с. Випромінювання, поглинання та поширення світла здійснюють фотони, які є елементарними частками електромагнітних хвиль.

Часто використовують введену П. Діраком сталу

$$\hbar = \frac{h}{2\pi} = 1,05 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}.$$

Тоді енергію кванта виражають формулою

$$w = \hbar\omega, \quad (8.3)$$

де  $\omega = 2\pi\nu$  – циклічна частота випромінювання.

Взаємодіючи з деяким електроном металу, фотон обмінюється з ним енергією та імпульсом. Таким чином, фотоефект виникає у

випадку *непружного* зіткнення фотона з електроном, під час якого фотон поглинається, а його енергію повністю отримує електрон. Отже, електрон отримує кінетичну енергію одразу, а не поступово. Цим пояснюють безінерційність фотоефекту.

Для фотоефекту справедливе *рівняння Айнштайна*

$$\frac{m_e v_{\max}^2}{2} = h\nu - A, \quad (8.4)$$

де  $m_e$  – маса спокою електрона;  $A$  – робота виходу електрона із металу;  $v_{\max}$  – його максимальна швидкість поза металом. Із цього рівняння випливають наступні наслідки.

1. Максимальна кінетична енергія вивільнених з металу електронів  $\frac{m_e v_{\max}^2}{2}$  лінійно залежить від частоти фотона  $\nu$  і не залежить від величини світлового потоку, який викликає фотоефект.

2. Величина світлового потоку впливає лише на кількість вивільнених за одиницю часу електронів, та, відповідно, на силу струму насичення. Так пояснюють *закон Столетова для фотоефекту*.

3. Існує низькочастотна межа (поріг) фотоефекту, тобто така мінімальна частота  $\nu_0$ , нижче від якої фотоефект відсутній. Нехай  $A = h\nu_0$ , тоді з рівняння (8.4) випливає

$$\frac{m_e v_{\max}^2}{2} = h(\nu - \nu_0). \quad (8.5)$$

За частоти світла  $\nu < \nu_0$  права частина рівняння була б від'ємною, але це неможливо, оскільки кінетична енергія завжди додатна. Частоту  $\nu_0$  називають *низькочастотною межею фотоефекту*.

Під час створення рентгенівських (X-) променів простежується явище так званого *зворотного фотоефекту*, за якого високоенергетичні електрони під впливом високої напруги у рентгенівській трубці (за десятків і навіть сотень кіловольт) вивільняють

з антикатада (анода) кванти рентгенівського діапазону. У такому разі, у рівнянні Айнштейна роботою виходу електронів з антикатада  $A$  можна знехтувати, порівняно із їх кінетичною енергією  $T$ , набутою в електричному полі рентгенівської трубки ( $A \ll T$ ). Тому рівняння Айнштейна (8.4) (для зворотного фотоефекту) набуває вигляду

$$\frac{m_e v_{\max}^2}{2} = h\nu. \quad (8.6)$$

Оскільки електрони набувають кінетичної енергії за рахунок потенціальної енергії електричного поля, то

$$T = \frac{m_e v_{\max}^2}{2} = eU. \quad (8.7)$$

Як наслідок

$$eU = h\nu_{\max} = \hbar\omega_{\max} = \frac{\hbar 2\pi c}{\lambda_{\min}}. \quad (8.8)$$

Звідси можна визначити короткохвильову межу спектру рентгенівського випромінювання  $\lambda_{\min}$ , якщо відома напруга  $U$ , прикладена до рентгенівської трубки

$$\lambda_{\min} = \frac{\hbar 2\pi c}{eU} = \frac{12,40 \text{ \AA}}{U(\text{кВ})}. \quad (8.9)$$

### 8.3. Опис установки для дослідження фотоефекту

До складу установки входять фотоелемент  $\Phi$  і освітлювач  $O$  (рис. 8.3), які розміщені на оптичній лаві. Для захисту від розсіяного світла фотоелемент поміщено у металевий кожух. Різницю потенціалів від джерела постійного струму  $D$  до клем фотоелемента подають через потенціометр  $R$ , за допомогою якого регулюють вихідну напругу. Силу струму вимірюють мікроамперметром  $\mu A$ , а напругу на фотоелементі – вольтметром  $V$ .



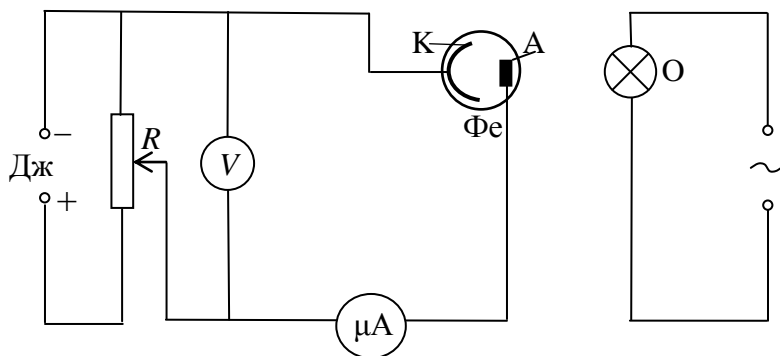


Рис. 8.3. Схема установки для дослідження фотоелектричного ефекту

Фотоелемент сконструйовано у вигляді вакуумного сферичного балона із залишковим тиском  $10^{-4}$ – $10^{-5}$  Па. На внутрішню поверхню напівсфери балона нанесено тонкий шар сурм'янистого цезію  $Cs_3Sb$ , який слугує катодом К фотоелемента. У центрі балона розміщений металевий анод А у вигляді кільця або сфери.

## Порядок виконання роботи

### 1. Вимірювання залежності сили фотоструму від освітленості фотокатода

- 1.1. Увімкніть освітлювач О (рис. 8.3), попередньо розмістивши його на відстані  $R_0 = 15$  см від фотоелемента.
- 1.2. Увімкніть блок живлення; подайте на фотоелемент напругу 20 В і зафіксуйте відлік мікроамперметра.
- 1.3. Збільшуючи через кожні 3 см відстань між освітлювачем та фотоелементом, вимірюйте відповідні значення сили фотоструму  $I$  та запишіть результати у табл. 8.1.

- 1.4. Повторіть вимірювання залежності  $I = f(R_n)$  за напруги 50 В.
- 1.5. Якщо лампочку вважати точковим джерелом світла, то для освітленості фотокатода виконуватиметься закон обернених квадратів рівняння якого має вигляд

$$E_n = E_0 \frac{R_0^2}{R_n^2}, \quad (8.10)$$

де  $R_0 = 15$  см – мінімальна відстань від фотоелемента до освітлювача, за якої простежується максимальна освітленість фотокатода  $E_0$ ;  $R_n$  – змінна відстань (через кожні 3 см) від фотоелемента до освітлювача,  $n = 0, 1, 2, 3, \dots$

Таким чином, відкладаючи вздовж осі абсцис прямокутної системи координат величини  $R_0^2/R_n^2$ , а вздовж осі ординат – силу фотоструму  $I$ , побудуйте графік залежності сили фотоструму від відносної освітленості фотокатода. Отримані залежності  $I = f(R_0^2/R_n^2)$  для обох використаних значень напруги подайте на одному графіку.

Таблиця 8.1

Залежність сили фотоструму від освітленості фотокатода

$n$	$R_n$ (см)	$I$ (мкА)	$\frac{R_0}{R_n}$	$\left(\frac{R_0}{R_n}\right)^2$
$U = 20$ В				
0	15		1	1
1				
2				
...				
$U = 50$ В				
0	15		1	1
1				
2				
...				

## 2. Вимірювання залежності сили фотоструму від напруги (вольт-амперних характеристик фотоелемента)

- 2.1. Встановивши освітлювач на відстані 15 см від фотоелемента, змінійте напругу від 0 до 50 В через кожні 2 В та фіксуйте у табл. 8.2 значення сили струму.
- 2.2. Відкладаючи значення напруги  $U$  вздовж осі абсцис, а відповідні значення сили струму  $I$  по осі ординат, побудуйте графік залежності сили фотоструму від прикладеної до фотоелемента напруги.
- 2.3. Повторіть вимірювання залежності  $I = f(U)$ , встановивши освітлювач на відстані 20 см від фотоелемента. Результати подайте на одному графіку.

Таблиця 8.2

Залежність сили фотоструму від напруги

Номер за пор.	$U$ (В)	$I$ (мкА)
$R = 15$ см		
1	2	
2	4	
...		
$R = 20$ см		
1	2	
2	4	
...		

### Контрольні запитання та завдання

1. Яке явище називають фотоефектом?
2. Чим відрізняється зовнішній фотоефект від внутрішнього?
3. Сформулюйте головні закони зовнішнього фотоефекту.

4. На яких положеннях ґрунтується квантова теорія фото-ефекту?
5. Яка фізична суть закону Столетова для фотоефекту?
6. Запишіть і поясніть рівняння Айнштейна для фотоефекту.
7. З'ясуйте фізичну природу гальмівної напруги.

## 9. ЛАБОРАТОРНА РОБОТА (422)

### Визначення “червоної межі” фотоефекту

**Мета роботи:** визначити “червону межу” фотоефекту і роботу виходу електронів із фотокатода.

#### 9.1. Рівняння Айнштейна для зовнішнього фотоефекту.

##### “Червона межа” фотоефекту

На підставі закону збереження енергії та квантової природи фотоелектричного ефекту, А. Айнштейн запропонував рівняння, яким описують зовнішній фотоефект у металах

$$\frac{m_e v_{\max}^2}{2} = h\nu - A, \quad (9.1)$$

де  $h\nu$  – енергія кванта;  $m_e v_{\max}^2/2$  – максимальна кінетична енергія звільненого із металу електрона;  $A$  – *робота виходу електрона із металу*, тобто *робота, яку потрібно виконати для переміщення електрона із металу у навколишній простір без надання йому кінетичної енергії*. Робота виходу електрона із металу дорівнює різниці потенціальних енергій електрона зовні та всередині металу. Значення роботи виходу відрізняються для різних металів і залежать від стану поверхні металу (забруднення, слідів вологи) і, особливо, від домішок.

Рівняння Айнштейна стосується тільки тих електронів, які у середовищі металу не пов’язані з його атомами, тобто перебувають у зоні провідності. У такому випадку кінетична енергія електрона, отримана внаслідок його непружної взаємодії з фотоном, витрачається тільки на роботу виходу з металу, тобто на подолання затримувальних сил електричної природи, які діють у поверхневому шарі металу. Якщо ж фотон взаємодіє з електроном, який

пов'язаний з атомом металу (електроном внутрішньої енергетичної зони), то частина енергії, надана такому електрону, додатково витрачається на його перехід у зону провідності. Через це його кінетична енергія після виходу із металу, внаслідок фотоефекту, не буде максимальною.

Із рівняння (9.1) випливає, що існує така мінімальна частота фотона  $\nu_0$ , за якої спостерігають явище фотоефекту. Тоді енергії кванта  $w = h\nu_0$  вистачає лише на забезпечення роботи виходу електрона з металу  $A = h\nu_0$ , а кінетична енергія його дорівнює нулю. Якщо ж  $\nu < \nu_0$ , то енергії кванта недостатньо для виконання роботи виходу і тоді фотоефект відсутній. Це впливає також із рівняння Айнштейна, якщо у нього підставити значення роботи виходу  $A = h\nu_0$ ,

$$\frac{m_e \nu_{\max}^2}{2} = h\nu - h\nu_0 = h(\nu - \nu_0). \quad (9.2)$$

Тоді за значень частот квантів  $\nu < \nu_0$   $m_e \nu_{\max}^2 / 2 < 0$ , що неможливо, оскільки кінетична енергія завжди додатна. Тобто для таких частот фотоефект не прослідковується. Рівняння Айнштейна експериментально доведене О. Річардсоном, К. Комптоном та Р. Міллікенем, який за допомогою фотоефекту визначив сталу Планка  $h = 6,626 \cdot 10^{-34}$  Дж·с.

Мінімальному значенню частоти  $\nu_0$  відповідає максимальне значення довжини хвилі  $\lambda_{\max}$ , за якої ще можливий фотоефект

$$\lambda_{\max} = \frac{c}{\nu_0} = \frac{c h}{A}, \quad (9.3)$$

де  $c$  – швидкість світла у вакуумі.

Значення  $\lambda_{\max}$  називають “червоною межею” фотоефекту, хоча цей термін не має ніякого відношення до кольорів відповідних спектральних ділянок світла. Із формули (9.3) визначають роботу виходу електрона з металу

$$A = \frac{c h}{\lambda_{\max}} \quad (9.4)$$

У таблиці 9.1 наведено значення “червоної межі” фотоефекту  $\lambda_{\max}$  та роботи виходу  $A$  для деяких металів. Очевидно, що для різних металів спектральний діапазон спостереження фотоефекту змінюється в широких межах – від ультрафіолетового до інфрачервоного.

Таблиця 9.1

Значення “червоної межі” фотоефекту  $\lambda_{\max}$   
та роботи виходу  $A$  для деяких металів

Метал	$\lambda_{\max}$ (нм)	$A$ (еВ)
Pt	235	5,29
W	276	4,50
Zn	290	4,19
Th	364	3,41
Na	552	2,25
Cs	620	1,89
Cs– плівка на W	913	1,36

Фотоефект застосовують у низці фотоелектронних приладів, зокрема, у фотоелементах та фотопомножувачах.

## 9.2. Фотопомножувачі

Фотопомножувачі використовують для реєстрації слабких світлових потоків. Їхня дія основана на зовнішньому фотоефекті та вторинній електронній емісії. До складу фотопомножувача входять (рис. 9.1): фотокатод  $K$ , низка *динодів*  $D_n$  (до 20 шт.) (електродів з великим коефіцієнтом вторинної електронної емісії), та анодний

колектор А, які розміщені у скляному циліндричному балоні з високим вакуумом.

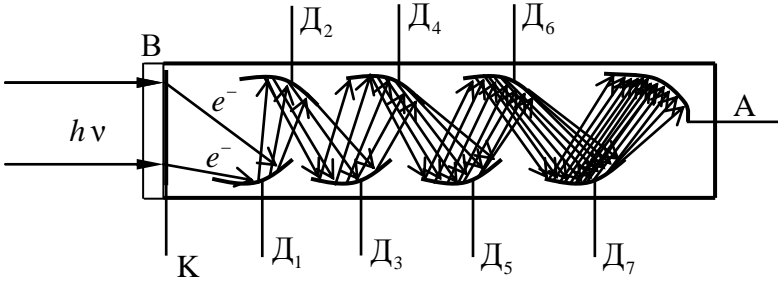


Рис. 9.1. Схема фотопомножувача

Фотони  $h\nu$  вхідного світлового пучка, що проникають в прилад через скляне або кварцове вікно В, внаслідок зовнішнього фотоефекту вивільняють із фотокатада К певну кількість електронів, яка дорівнює кількості квантів, що досягли катада. Під впливом різниці потенціалів первинні електрони потрапляють на перший діод  $D_1$ , де спричиняють вторинну електронну емісію, тобто випромінювання вторинних електронів, кількість яких значно зростає, порівняно з первинними. Аналогічно, пучок вторинних електронів помножується кожним із наступних діодів  $D_n$  і на кінцевій стадії його захоплює анодний колектор А, що приводить до утворення підсиленого анодного струму.

Коефіцієнтом вторинної електронної емісії  $\sigma$  для кожного із діодів називають відношення кількості випромінених електронів  $N_2$  до кількості спадних  $N_1$

$$\sigma = \frac{N_2}{N_1}. \quad (9.5)$$



Відповідну силу анодного струму фотопомножувача знаходять за формулою

$$I = I_0 \sigma^m, \quad (9.6)$$

де  $I_0$  – сила струму фотокатода;  $m$  – кількість диодів.

Коефіцієнт підсилення електронного струму  $k = \sigma^m$  може досягати значень  $10^9 - 10^{11}$ , завдяки чому деякі фотопомножувачі використовують у режимі відліку окремих фотонів. Ними можна зафіксувати імпульси струму, викликані поодинокими фотонами.

### 9.3. Опис установки для визначення “червоної межі” фотоефекту

До складу установки для визначення “червоної межі” фотоефекту (рис. 9.2) входять монохроматор М, освітлювач з лампою розжарення  $S$ , конденсорна лінза Л, фотопомножувач ФЕП, стабілізований високовольтний випрямляч СВВ та мікроамперметр мкА.

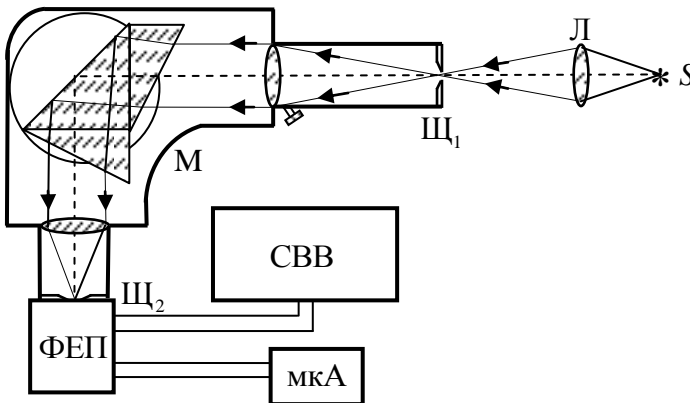


Рис. 9.2. Схема спектральної установки для визначення “червоної межі” фотоефекту

Світловий потік від лампи розжарення  $S$ , сформований за допомогою конденсорної лінзи  $L$ , спрямовують на вхідну щілину  $\text{Щ}_1$  монохроматора  $M$ , який виділяє монохроматичний пучок, що через вихідну щілину  $\text{Щ}_2$  входить у фотопомножувач ФЕП. В останньому відбувається фотоефект і підсилення електронного струму. Підсилений струм ФЕП фіксують за допомогою мікроамперметра мкА.

## Порядок виконання роботи

1. За посередництвом трансформатора, увімкніть освітлювач у мережу змінного струму.
2. Увімкніть високовольтний випрямляч у мережу змінного струму, встановлюючи напругу живлення ФЕП не вищу від 900 В.
3. Виміряйте залежність  $I(N)$  сили фотоструму від встановленої на барабані монохроматора поділки в межах від  $N = 35$  до ділянки червоного світла (коли припиняється фотоефект), фіксуючи покази мікроамперметра через кожну поділку. Результати запишіть у табл. 9.2.

Таблиця 9.2

Спектральна залежність сили фотоструму

$n$	$\lambda$ , нм	$I$ , мкА
35		
36		
...		

4. Використовуючи градування монохроматора, побудуйте спектральну залежність сили фотоструму  $I(\lambda)$ , за допомогою якої визначте “червону межу” фотоефекту  $\lambda_{\max}$ , за якої фотострум припиняється.
5. За формулою (9.3)  $A = ch/\lambda_{\max}$  обчисліть роботу виходу електрона із фотокатода.

б. Обчисліть абсолютну та відносну похибки визначення роботи виходу за формулами

$$\Delta A = \bar{A} \frac{\Delta \lambda_{\max}}{\lambda_{\max}}; \quad \delta A = \frac{\Delta A}{\bar{A}} \cdot 100 \% .$$

Остаточний результат запишіть у вигляді:

$$\lambda_{\max} = \bar{\lambda}_{\max} \pm \Delta \lambda_{\max}, (\text{нм}); \quad \delta \lambda_{\max} = \dots \% .$$

$$A = \bar{A} \pm \Delta A, (\text{eВ}); \quad \delta A = \dots \% .$$

### Контрольні запитання та завдання

1. Поясніть фізичний зміст рівняння Айнштейна для зовнішнього фотоелектру.
2. Що називають низькочастотною межею та “червоною межею” фотоелектру?
3. На підставі рівняння Айнштейна доведіть існування низькочастотної межі фотоелектру.
4. З’ясуйте фізичну суть роботи виходу електрона із металу.
5. Зобразіть схему фотопомножувача та поясніть принцип його дії.
6. Що називають коефіцієнтом вторинної електронної емісії динода та як визначити коефіцієнт підсилення електронного струму фотопомножувача?
7. Запишіть вираз для сили анодного струму фотопомножувача.
8. Зобразіть схему спектральної установки для визначення “червоної межі” фотоелектру.

## 10. ЛАБОРАТОРНА РОБОТА (427)

### Вивчення закону Стефана–Больцмана для теплового випромінювання

**Мета роботи:** овоїти метод оптичної пірометрії для безконтактного вимірювання температури розжарених тіл, заснований на законах теплового випромінювання; визначити сталу в законі Стефана–Больцмана для теплового випромінювання.

#### 10.1. Теплове випромінювання та його головні фізичні характеристики

Серед різноманітних видів електромагнітного випромінювання особливе місце належить *власному випромінюванню* речовини, пов'язаному з коливаннями тих електричних зарядів, які входять до складу її атомів та молекул. Залежно від особливостей таких коливань, вони спричиняють випромінювання різноманітного спектрального складу. Зокрема, коливання і обертання молекул та атомів породжують інфрачервоне випромінювання, певні переміщення електронів атома приводять до утворення видимого та інфрачервоного випромінювання, гальмування вільних електронів у полі атомів речовини створює рентгенівське випромінювання.

Найпоширенішим у природі видом електромагнітного випромінювання є *теплове випромінювання*, тобто таке власне випромінювання, яке здійснюється за рахунок енергії теплового руху атомів і молекул речовини, а отже, за рахунок внутрішньої енергії речовини. Тому теплове випромінювання ізольованого тіла супроводжується його поступовим охолодженням. Теплове випромінювання є характерним для всіх тіл за довільної температури, відмінної від температури абсолютного нуля.

Спектр теплового випромінювання є завжди *суцільним*, однак спектральний розподіл енергії у ньому суттєво залежить від температури, а саме: за низьких температур теплове випромінювання є, переважно, інфрачервоним, за високих – припадає на видиму та ультрафіолетову ділянки спектру.

Кожне тіло у стані власного випромінювання поглинає частину променевої енергії від інших тіл. Цей процес називають *поглинанням теплового випромінювання*, яке супроводжується нагріванням тіла.

Очевидно, що витрачаючи енергію під час теплового випромінювання та отримуючи її у процесі поглинання, кожне тіло входить у стан *теплової рівноваги*, де втрати енергії на випромінювання компенсуються припливом енергії за рахунок поглинання. Цей стан характеризують *температурою теплової рівноваги (променевої рівноваги)*. Променева рівновага є звичайним станом тіл у замкнутих термодинамічних системах.

Для кількісної оцінки процесів теплового випромінювання вводять наступні фізичні характеристики.

*Повна випромінювальна здатність тіла  $E_T$  (енергетична світність)* – це енергія, яка за певної температури  $T$  випромінюється з одиниці площі поверхні тіла за 1 с для всього частотного діапазону; вимірюється у  $\frac{\text{Дж}}{\text{м}^2 \cdot \text{с}} = \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}$ .

*Повна поглинальна здатність тіла  $A_T$*  – це відношення за температури  $T$  потоку променевої енергії, поглинутої поверхнею тіла  $\Phi'_T$ , до всього потоку променевої енергії  $\Phi_T$ , який потрапив на неї

$$A_T = \frac{\Phi'_T}{\Phi_T}. \quad (10.1)$$

*Спектральна випромінювальна здатність  $e_{\omega,T}$*  – це випромінювальна здатність тіла в межах вузького спектрального інтервалу від  $\omega$  до  $\omega + d\omega$  у розрахунку на одиницю частоти.

Зв'язок між повною і спектральною випромінювальними здатностями записують у вигляді формули

$$E_T = \int_0^{\omega} e_{\omega,T} d\omega. \quad (10.2)$$

*Спектральна (монохроматична) поглинальна здатність  $a_{\omega,T}$*  – це поглинальна здатність тіла у межах вузького спектрального інтервалу від  $\omega$  до  $\omega + d\omega$ , яку задають відношенням

$$a_{\omega,T} = \frac{d\Phi'_{\omega}}{d\Phi_{\omega}}, \quad (10.3)$$

де  $d\Phi'_{\omega}$  – потік променевої енергії, поглинутої поверхнею тіла, що припадає на вузький спектральний інтервал від  $\omega$  до  $\omega + d\omega$ ;  $d\Phi_{\omega}$  – потік променевої енергії у цьому ж спектральному інтервалі, який потрапив на тіло.

## 10.2. Головні закони теплового випромінювання

### I. Правило Прево (1809)

*Випромінювальна здатність тіла залежить від його поглинальної здатності.*

### II. Закон Кірхгофа (1859 – Густав Кірхгоф)

*Для всіх тіл відношення спектральної випромінювальної здатності до спектральної поглинальної здатності є сталим і дорівнює спектральній випромінювальній здатності абсолютно чорного тіла*

$$\frac{e_{\omega,T}}{a_{\omega,T}} = \frac{\varepsilon_{\omega,T}}{\alpha_{\omega,T}} = \varepsilon_{\omega,T} = f(\omega, T), \quad (10.4)$$

де  $\varepsilon_{\omega,T}$  та  $\alpha_{\omega,T}$  – відповідно, спектральна випромінювальна та спектральна поглинальна здатності *абсолютно чорного тіла* – тіла, поверхня якого повністю поглинає всю енергію теплового випромінювання, яка потрапляє на неї (рис. 10.1). Тому очевидно, що  $\alpha_{\omega,T} = 1$ .

Моделлю абсолютно чорного тіла слугує порожниста куля з маленьким отвором, внутрішня поверхня якої покрита шаром речовини з великою поглинальною здатністю (наприклад, сажею). Випромінювання, що потрапило крізь отвір всередину такої кулі повністю поглинається її внутрішньою поверхнею.

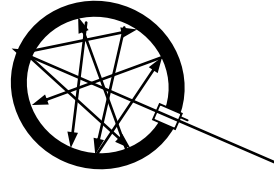


Рис. 10.1. Модель абсолютно чорного тіла

Якщо відома величина спектральної випромінювальної здатності абсолютно чорного тіла  $\varepsilon_{\omega, T}$ , то визначивши дослідним шляхом спектральну поглинальну здатність тіла  $a_{\omega, T}$  (коефіцієнт поглинання), можна знайти спектральну випромінювальну здатність довільного тіла за рівнянням (10.4)

$$e_{\omega, T} = a_{\omega, T} \varepsilon_{\omega, T}; \quad (e_{\lambda, T} = a_{\lambda, T} \varepsilon_{\lambda, T}). \quad (10.5)$$

### III. Закон Стефана–Больцмана (встановлений Стефаном в 1879 р. і теоретично обґрунтований Больцманом в 1884 р.)

*Повна випромінювальна здатність абсолютно чорного тіла є пропорційною до четвертого степеня його абсолютної температури*

$$\varepsilon_T = \sigma T^4, \quad (10.6)$$

де  $\sigma$  – стала Стефана–Больцмана, числове значення якої

$$\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \text{К}^4}.$$

### IV. Загальна формула Віна (1893 – Вільгельм Він)

$$u_{\omega} = \omega^3 f\left(\frac{\omega}{T}\right), \quad (10.7)$$

де  $u_\omega$  – спектральна густина енергії теплового випромінювання абсолютно чорного тіла, яка пов'язана з повною густиною енергії  $u_T$  співвідношенням

$$u_T = \int_0^\omega u_\omega d\omega, \quad (10.8)$$

яку виражають через повну випромінювальну здатність абсолютно чорного тіла  $\varepsilon_T$  так:

$$\varepsilon_T = \frac{c u_T}{4}. \quad (10.9)$$

### V. Закон зміщення Віна (1898)

Довжина хвилі  $\lambda_m$ , яка відповідає максимуму спектральної густини енергії теплового випромінювання абсолютно чорного тіла  $u_{\lambda,T}$  (рис. 10.2), обернено пропорційна до його абсолютної температури

$$\lambda_m T = b, \quad (10.10)$$

де  $b$  – постійна, значення якої  $b = 2,8979 \cdot 10^{-3}$  м·К.

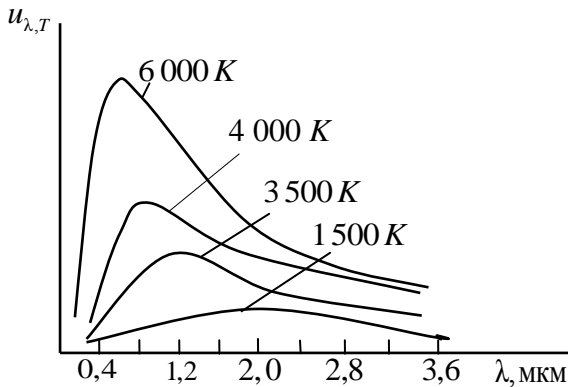


Рис. 10.2. Залежність спектральної густини енергії теплового випромінювання абсолютно чорного тіла від температури



**VI. Формула Віна** (для великих частот випромінювання)

$$u_{\omega} = \frac{\hbar \omega^3}{\pi^2 c^3} e^{-\frac{\hbar\omega}{kT}}. \quad (10.11)$$

**VII. Формула Релея–Джінса** (для малих частот випромінювання)

$$u_{\omega} = \omega^2 \frac{kT}{\pi^2 c^3}. \quad (10.12)$$

**VIII. Формула Планка** (для всіх частот випромінювання)

$$u_{\omega} = \frac{\hbar \omega^3}{\pi^2 c^3} \frac{1}{e^{\frac{\hbar\omega}{kT}} - 1}, \quad (10.13)$$

де  $\hbar = 1,0546 \cdot 10^{-34}$  Дж·с ( $\hbar = 0,6582 \cdot 10^{-15}$  еВ·с).

Для виведення цієї формули М. Планк був змушений відмовитися від загальноприйнятого тоді уявлення про електромагнітне випромінювання у вигляді неперервної хвилі певної частоти, що може переносити довільну кількість енергії. Планк висловив надзвичайно сміливу, як на той час, гіпотезу, згідно з якою електромагнітна енергія може випромінюватися й поглинатися тільки цілком визначеними для заданої системи дозами, так званими квантами, величиною

$$w = h\nu = \hbar \omega, \quad (10.14)$$

де  $h = 6,626 \cdot 10^{-34}$  Дж·с – стала Планка або квант дії.

На підставі теорії Планка, Айнштайн у 1905 році створив квантову (фотонну) теорію світла, а Бор у 1913 році розробив квантову теорію будови атома.

### 10.3 Опис установки для вивчення закону Стефана–Больцмана

До складу установки для вивчення закону Стефана–Больцмана входить спеціальна лампа з вольфрамовою пластинкою розжарення, блок живлення і оптичний пірометр. Електрична схема живлення лампи розжарення Л поєднує такі прилади (рис. 10.3): блок живлення постійного струму БЖ, реостат  $R$ , амперметр А (0–10 А) та вольтметр В (0–3 В).

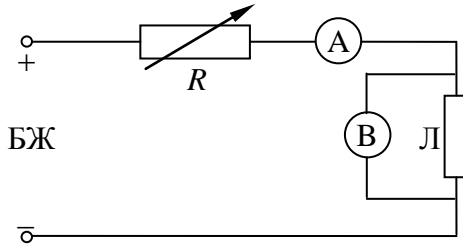


Рис. 10.3. Електрична схема живлення лампи розжарення

Температуру розжареної нитки лампи вимірюють за допомогою оптичного пірометра, принцип дії якого полягає у безпосередньому порівнянні яскравості випромінювання об'єкта в певній ділянці спектра з яскравістю еталонного джерела у цій же ділянці. Еталонне джерело (нитка розжарення пірометра) проградуйоване за випромінюванням абсолютно чорного тіла. Якщо випромінювальне тіло не є чорним, то пірометр показує температуру  $T$  такого чорного тіла, яскравість якого однакова з яскравістю заданого тіла. Температуру, визначену таким чином, називають *яскравісною температурою* тіла. Оптичну та електричну схеми пірометра зображено на рис. 10.4.

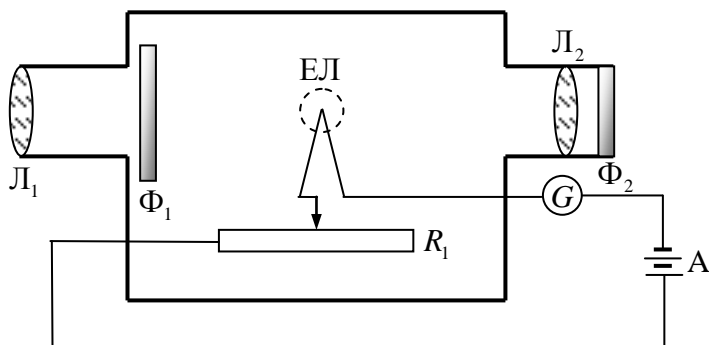


Рис. 10.4. Оптична та електрична схеми пірометра

За допомогою лінзи  $L_1$  (об'єктива) зображення розжареної вольфрамової пластинки лампи, температуру якої треба виміряти, проектують у площину розміщення нитки розжарення еталонної лампи ЕЛ пірометра. Лінза окуляра  $L_2$  утворює збільшене зображення нитки та пластинки. Для монохроматизації світла застосовують відповідні світлофільтри, а саме: в інтервалі температур  $800\text{--}1\,400\text{ }^\circ\text{C}$  – червоний  $\Phi_1$  ( $\lambda = 660\text{ нм}$ ) та в інтервалі  $1\,200\text{--}2\,000\text{ }^\circ\text{C}$  – димчатий  $\Phi_2$ . Джерелом струму розжарення нитки пірометра слугує акумулятор А з ЕРС 2,4 В. Відповідний струм розжарення регулюють кільцеподібним реостатом  $R_1$ , розташованим під трубою пірометра. Підбирають таке розжарення нитки пірометра, щоб вона зникала на тлі досліджуваної світної поверхні. Гальванометр  $G$  у колі струму розжарення нитки пірометра проградуйовано у градусах Цельсія. Під час роботи з світлофільтром  $\Phi_1$  температуру визначають за лівою шкалою (домножуючи її покази на 100). Покази за температурною шкалою реєструють за умови однакових яскравостей нитки пірометра та розжареної вольфрамової пластинки.

## 10.4. Виведення робочої формули

У цій роботі застосовують метод порівняння потужності електричного струму  $P$ , яка затрачається на розжарення одиниці площі вольфрамової пластинки лампи, і її повної випромінювальної здатності  $E_T$ , передбаченої законами теплового випромінювання. Потужність  $P$  за законом Джоуля–Ленца визначають за формулою

$$P = \frac{U I}{2S}, \quad (10.15)$$

де  $U$  – напруга на розжареній пластині лампи;  $I$  – сила струму, який проходить через неї;  $S$  – площа однієї з двох світних поверхонь пластини.

Оскільки закон теплового випромінювання Кірхгофа справедливий і для повних випромінювальної  $E_T$  та поглинальної  $A_T$  здатностей довільного тіла, то його рівняння матиме вигляд

$$\frac{E_T}{A_T} = \varepsilon_T, \quad (10.16)$$

де  $\varepsilon_T$  – повна випромінювальна здатність абсолютно чорного тіла. Звідси

$$E_T = A_T \varepsilon_T. \quad (10.17)$$

Відповідно до закону Стефана–Больцмана (10.6) записують

$$\varepsilon_T = \sigma (T_1^4 - T_0^4), \quad (10.18)$$

де  $T_1$  – температура тіла, яке випромінює;  $T_0$  – температура навколишнього середовища. Підставивши рівняння (10.18) у (10.17), отримують

$$E_T = A_T \sigma (T_1^4 - T_0^4). \quad (10.19)$$

Оскільки за законом збереження енергії

$$P = E_T,$$

то прирівнюють праві сторони рівнянь (10.15) та (10.19):

$$\frac{U I}{2 S} = A_T \sigma (T_1^4 - T_0^4).$$

Звідси визначають сталу закону Стефана–Больцмана  $\sigma$

$$\sigma = \frac{U I}{2 A_T S (T_1^4 - T_0^4)}, \quad (10.20)$$

де  $A_T$  – повна поглинальна здатність вольфрамової пластини.

### Порядок виконання роботи

1. Увімкніть блок живлення лампи БЖ (рис. 10.3). Напруга на лампі не повинна перевищувати 3 В. Регулятором блока живлення поступово збільшіть силу струму в колі до 8 А, а тоді, регулюючи реостатом  $R$ , доведіть його до 9 А. Виміряйте спад напруги на лампі.
2. Виміряйте температуру поверхні розжареної вольфрамової пластини лампи за допомогою пірометра. Зважте на те, що регулювати розжарення пластини лампи треба повільно, враховуючи її теплову інерцію.
3. Поступово збільшуючи силу струму в колі лампи розжарення від 9,0 до 9,8 А, виміряйте через кожні 0,2 А температуру пластинки та спад напруги на ній. Результати запишіть у табл. 10.1.
4. Для кожного зафіксованого значення температури визначте сталу Стефана–Больцмана  $\sigma$ . Обчисліть її середнє значення.

Таблиця 10.1

Результати вимірювань і обчислень для визначення сталої  
в законі Стефана–Больцмана

Номер за пор.	$I, A$	$U, B$	$t_1, ^\circ C$	$T_1, ^\circ K$	$\sigma, \frac{Bт}{M^2 \cdot K^4}$	$\Delta\sigma, \frac{Bт}{M^2 \cdot K^4}$	$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} \cdot 100\%$
1							
2							
3							
4							
5							
Середнє значення							

### Контрольні запитання та завдання

1. Яке випромінювання називають тепловим? Дайте визначення повної випромінювальної та повної поглинальної здатності тіла.
2. Що називають спектральною випромінювальною та спектральною поглинальною здатністю тіла, спектральною густиною випромінювання?
3. Яке тіло називають абсолютно чорним?
4. Сформулюйте закон Кірхгофа для теплового випромінювання тіл.
5. Запишіть формулу закону Стефана–Больцмана.
6. Запишіть загальну формулу Віна.

7. Сформулюйте закон зміщення Віна.
8. Запишіть формулу Віна для великих частот випромінювання та формулу Релея–Джінса для малих частот.
9. Запишіть формулу Планка для спектральної густини теплового випромінювання.
10. Виходячи з формули Планка, виведіть формули Віна та Релея–Джінса.

# ДОДАТКИ

## Додаток 1

### Фундаментальні фізичні константи

Константа	Позначення	Числове значення
Швидкість світла у вакуумі	$c$	$2,998 \cdot 10^8 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$
Електрична стала	$\epsilon_0$	$8,854 \cdot 10^{-12} \text{ Ф} \cdot \text{м}^{-1}$
Магнітна стала	$\mu_0$	$4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Гн} \cdot \text{м}^{-1}$
Гравітаційна стала	$G$	$6,672 \cdot 10^{-11} \text{ м}^3 \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{с}^{-2}$
Стала Планка	$h$	$6,626 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}$
Стала Дірака	$\hbar = \frac{h}{2\pi}$	$1,0546 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}$
Елементарний електричний заряд	$e$	$1,602 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$
Маса спокою електрона	$m_e$	$9,109 \cdot 10^{-31} \text{ кг}$
Маса спокою протона	$m_p$	$1,673 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$
Маса спокою нейтрона	$m_n$	$1,675 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$
Стала Авогадро	$N_A$	$6,022 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1}$
Стала Больцмана	$k$	$1,3807 \cdot 10^{-23} \text{ Дж} \cdot \text{К}^{-1}$
Універсальна газова стала	$R$	$8,315 \text{ Дж} \cdot \text{моль}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$
Стала Стефана–Больцмана	$\sigma$	$5,670 \cdot 10^{-8} \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{К}^{-4}$
Стала закону зміщення Віна	$b$	$2,8979 \cdot 10^{-3} \text{ м} \cdot \text{К}$



## Додаток 2

Абсолютні показники заломлення деяких речовин

Речовина	$n$	Речовина	$n$
Лід	1,31	Скипидар	1,48
Вода	1,33	Сірководень	1,63
Скло	1,5–1,9	Діамант	2,42

## Додаток 3

Абсолютні показники заломлення  $n$  дистильованої води за температури 293 К для різних довжин хвиль

$\lambda$ , нм	$n$	$\lambda$ , нм	$n$
431,1	1,3403	589,3	1,3330
486,1	1,3371	656,2	1,3311
454,6	1,3345	768,2	1,3289

## Додаток 4

“Червона межа” фотоэффекту для деяких речовин

Речовина	$\lambda$ , нм	Речовина	$\lambda$ , нм
Барій	484	Срібло	260
Вольфрам	272	Сурма	310
Калій	550	Сурм'яно-цезієвий катод	670
Мідь	270	Цезій	620
Ртуть	260	Цинк	220
Рубідій	573		

## Додаток 5

Частоти  $\nu$ , кольори та енергії фотонів деяких довжин хвиль  $\lambda$  видимого випромінювання

$\lambda$ , нм	$\nu$ , ТГц	Колір світла	Енергія фотона, еВ
760	383	Темно-червоний	1,6
620	395	Червоний	2,0
590	508	Помаранчевий	2,1
560	536	Жовтий	2,2
500	600	Зелений	2,5
480	625	Блакитний	2,6
430	667	Синій	2,7
380	789	Фіолетовий	3,3

## Додаток 6

Робота виходу електрона  $A$  з різних речовин

Речовина	$A$ , еВ	Речовина	$A$ , еВ
Барій	2,4	Оксид барію	1,0
Барій на вольфрамі	1,1	Платина	5,3
Вольфрам	4,5	Рубідій	2,2
Германій	4,8	Срібло	4,3
Закис міді	5,2	Торій	3,4
Золото	4,3	Торій на вольфрамі	2,6
Кальцій	2,8	Цезій	1,8
Молібден	4,3	Цезій на вольфрамі	1,4
Нікель	4,5	Цезій на платині	1,3

## Додаток 7

Довжини хвиль спектральних ліній ртутної дуги

Номер лінії	Довжина хвилі $\lambda$ , нм	Номер лінії	Довжина хвилі $\lambda$ , нм
1	253,7	7	546,1
2	365,0	8	577,0
3	365,5	9	579,1
4	404,7	10	612,8
5	435,8	11	690,8
6	523,5	12	708,2

## Додаток 8

Множники та префікси для утворення десяткових кратних одиниць та їхнє найменування

Множник	Префікс	Українське позначення	Міжнародне позначення
$10^{18}$	екса	Е	Е
$10^{15}$	пета	П	Р
$10^{12}$	тера	Т	Н
$10^9$	гіга	Г	G
$10^6$	мега	М	М
$10^3$	кіло	к	k
$10^1$	дека	да	h
$10^{-1}$	деци	д	d
$10^{-2}$	санти	с	с
$10^{-3}$	мілі	м	m
$10^{-6}$	мікро	мк	$\mu$
$10^{-9}$	нано	н	n
$10^{-12}$	піко	п	p
$10^{-15}$	фемто	ф	f
$10^{-18}$	атто	а	a

## СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ТА РЕКОМЕНДОВАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

1. *Бордун О. М.* Методичні вказівки до виконання лабораторних робіт із курсу “Оптика”/ О. М. Бордун, Х. Г. Лах. – Львів : ЛНУ імені Івана Франка, 2002. – 35 с.
2. *Вакарчук С. О.* Фізика : підручник / С. О. Вакарчук, Т. М. Демків, С. В. Мягкота. – Львів : ЛНУ імені Івана Франка, 2010. – 458 с.
3. *Годжаев Н. М.* Оптика : учеб. пособ. / Н. М. Годжаев. – М. : Высш. шк., 1977. – 432 с.
4. *Грабовский Р. И.* Курс физики : учеб. пособ. / Р. И. Грабовский. – М. : Высш. шк., 1974. – 552 с.
5. *Дмитрієва В. Ф.* Фізика : навч. посібник / В. Ф. Дмитрієва. – К. : Техніка, 2008. – 648 с.
6. Загальний курс фізики : навч. посібник : у 3 т. / за заг. ред. І. Кучерука. – К. : Техніка, 1999–2001. – Т. 3. Оптика. Квантова фізика / І. М. Кучерук, І. Т. Горбачук. – 1999. – 515 с.
7. *Колінько М. І.* Оптичний практикум. Ч. 1 : навч. посібник / М. І. Колінько, І. П. Пашук, І. В. Стефанський. – Львів : ЛНУ імені Івана Франка, 2000. – 72 с.
8. *Колінько М. І.* Оптичний практикум. Ч. 2 : навч. посібник / М. І. Колінько, І. П. Пашук, І. В. Стефанський. – Львів : ЛНУ імені Івана Франка, 2004. – 70 с.
9. *Конопельник О. І.* Фізика з основами геофізики: лабораторний практикум : навч. посібник / О. І. Конопельник. – Львів : ЛНУ імені Івана Франка, 2011. – 208 с.

10. *Король А. М.* Фізика : підручник / А. М. Король, М. В. Андріяшук. – К. : Фірма “Інкос”, 2006. – 344 с.
11. Курс фізики : навч. посібник : у 2 т. / за заг. ред. Г. Бушка. – К. : Либідь, 2001. – Т. 2. Оптика. Фізика атома і атомного ядра. Молекулярна фізика / Г. Ф. Бушок, Е. Ф. Венгер. – 2001. – 424 с.
12. *Кушнір О.* Експериментальна оптика : навч. посібник / О. Кушнір, Ю. Корчак, Л. Луців-Шумський та ін. – Львів : ЛНУ імені Івана Франка, 2009. – 465 с.
13. *Романюк М. О.* Оптика : підручник / М. О. Романюк, А. С. Крочук, І. П. Пашук. – Львів : ЛНУ імені Івана Франка, 2012. – 564 с.
14. *Стадник В. Й.* Оптика. Елементи атомної та ядерної фізики : навч. посібник / В. Й. Стадник. – Львів : ЛНУ імені Івана Франка, 2010. – 336 с.

## **ПРЕДМЕТНИЙ ПОКАЖЧИК**

**Абсолютно чорне тіло** 127, 128, 134

**Амплітуда світлової хвилі** 20, 21, 51, 53, 54

**Аналізатор** 89, 90, 91, 92, 97, 98, 99, 100, 101

**Антикатод** 111

**Безконтактне вимірювання температури** 124

**Біпризма Френеля** 20, 26, 27, 28, 29, 30, 31

**Біле світло** 73, 74

**Випромінювальна здатність тіла повна (енергетична світність)** 125, 126, 127, 128, 133, 134

– – – спектральна 125, 126, 127, 134

**Відбивання світла** 5, 6

**Відліковий мікроскоп** 67

**Власне випромінювання речовини** 124

**Вольт-амперна характеристика фотоелемента** 108, 115

**Вхідна щілина коліматора** 66, 68, 77, 78, 79

**Гальмівна напруга** 109, 116

**Геометрична оптика** 5, 18

**Герпатит (сірчаноокислий йодистий хінін)** 89

**Головний переріз кристала** 85

**Гоніометр** 64, 65, 66, 67, 69

**Градувальна крива монохроматора** 77, 78, 79

**Граничний кут заломлення** 11, 12

**Граничний кут падіння** 8, 9, 10, 12, 19

**Градуси Вентцке** 102, 104, 105

**Густина енергії теплового випромінювання повна** 128

– – – – спектральна 128, 130, 134, 135

- Дзеркало Ллойда 22  
Диод 119, 120, 121  
Дискретне випромінювання 64  
Дискретні значення енергії атома 75  
Дисперсійна ділянка 61, 62  
Дисперсійний елемент 50, 61, 74  
Дисперсія 7, 77  
– аномальна 73  
– кутова 61, 62, 71, 72  
– лінійна 61, 62, 72  
– нормальна 73, 79  
– світла 73, 79  
– речовини 73, 79  
Дифракційна ґратка 50, 58, 60, 61, 62, 63, 64, 65, 66, 67, 68, 70, 71, 72  
– картина 50, 51, 57, 59, 60, 62  
Дифракційні максимуми 56, 57, 58, 61, 63  
– мінімуми 56, 57, 58  
– спектри 61, 62, 71, 72  
Дифракція світла 50, 55, 58, 60, 64, 72  
– Фраунгофера 55, 56, 57, 58, 72  
– Френеля 55, 72  
Дихроїзм 88, 89  
Діапазон світлових хвиль видимий 20  
Діелектрична проникність середовища 86  
Довжина світлової хвилі 7, 8, 20, 24, 25, 27, 28, 30, 32, 35, 41, 43, 47,  
48, 70, 71  
Дослід Юнга 22, 23  
  
Електромагнітне випромінювання 124, 129  
Електромагнітні хвилі 20, 21, 73, 80, 110  
– – поперечні 80  
Електронна емісія 120, 123  
Енергія кванта 110, 117, 118

Закон Брюстера 84

– Джоуля–Ленца 132

– заломлення (Снеліуса) 7, 9, 33, 84

– зміщення Віна 128, 134

– Кірхгофа 74

– – для теплового випромінювання 126, 134

– Малюса 89, 90, 91, 92, 93

– обернених квадратів 114

– Стефана–Больцмана 124, 127, 130, 132, 133, 134

– Столетова 108, 110, 111, 116

Закони теплового випромінювання 124, 126

Заломлений промінь 7, 8, 9

Заломлення світла 5, 6, 7

Заломлювальний кут призми 13

Зони Френеля 51, 52, 54, 57, 69, 72

Зонна пластинка 51, 54

– – амплітудна 54

– – фазова 54

Зорова труба 64, 65, 66, 76, 77

Інтенсивність світла 20, 54, 88, 90, 91, 92, 109

Інтерференційна картина 20, 22, 23, 24, 25, 26, 28, 29, 31, 35, 36,  
38, 39, 40, 45, 49

Інтерференція світла 20, 22, 23, 31, 32, 58

– – у тонких плівках 32

Інтерференційні максимуми 38, 39, 41, 42, 59, 60, 61

– мінімуми 40, 43, 59

– смуги 22, 23, 25, 27, 28, 29, 31, 39, 40

– – однакової товщини 32, 33, 37, 38, 40

– – однакового нахилу 32, 33, 35, 36, 48

Інфрачервоні промені 20

Ісландський шпат ( $\text{CaCO}_3$ ) 85, 87, 88

Канадський бальзам 87, 88

Квант 120, 129



- Квантова природа фотоефекту 117
- теорія будови атома Бора 129
  - – світла Айнштайна 129
  - – фотоефекту 110, 116
- Кільця Ньютона 32, 40, 41, 42, 43, 44, 45, 47, 48, 49
- – світлі 42, 49
  - – темні 43, 49
- Коефіцієнт вторинної електронної емісії 120, 123
- підсилення анодного струму 121, 123
- Когерентні джерела 22, 23, 24, 25, 31, 58
- світлові пучки 26
  - хвилі 20, 21, 22, 23, 31, 32
- Когерентність 20
- Колектор анодний 120
- Коліматор 64, 66, 76, 77
- Компенсатор клиновий 100
- Кристали двовісні 85, 86
- одновісні 85
- Критерій Релея 63
- Кут Брюстера 84
- дифракції 59
  - заломлення 6, 7, 8
  - падіння 6, 7, 8, 9
  - повертання площини поляризації 94, 95, 96, 97, 98, 99, 102, 103, 105, 106
- Метод повного внутрішнього відбивання** 11, 12
- поділу фронту хвилі 22
  - ковзного променя 11, 12, 13
  - Юнга 22, 23, 31
- Монохроматичне зображення 66
- світло 7, 15
- Монохроматор 73, 74, 75, 76, 77, 78, 79, 121, 122
- Напівтіньова пластина** 97, 98, 101
- Напруженість електрична 80
- магнітна 80

Низькочастотна межа (поріг) фотоефекту 111, 123

Незалежність поширення світлових пучків 5

Ніколь 87, 88

**Оптична активність** 94, 106

Оптично активні середовища (речовини) 94, 95, 96, 97, 98, 99, 106

– – речовини першого типу 94

– – – другого типу 94

– – – лівоповертальні 95

– – – правоповертальні 95

Оптична вісь 85, 86, 88, 95

– густина 8

– пірометрія 124

Оптичний мікрометр 67, 68, 69

– пірометр 130, 131, 133

Оптично густіше середовище 8, 10

– менш густе середовище 8, 9, 10

– однорідне середовище 5, 8

**Площина коливань** 80, 97, 99

– поляризації 97, 98, 99

Питоме повертання кристала 94, 105

– – розчину 94, 102, 103, 104

Повне внутрішнє відбивання 8, 9, 18

Повертання площини поляризації світла 93, 96, 105, 106

– – – – питоме 95

Поглинальна здатність тіла повна 125, 126, 132, 133, 134

– – – спектральна (монохроматична) 126, 127, 134

Поглинання світла 86

– – селективне 88

– теплового випромінювання 125, 126

Подвійне променезаломлення 85, 86, 87, 88, 93

Показник заломлення 5, 7, 8, 9, 10, 11, 13, 14, 15, 16, 17, 18, 33, 34, 73

– – абсолютний 5, 6, 7, 8, 9, 18

– – відносний 7, 10, 18, 84

- Поле зору 15, 17, 67
- Поляризатор 83, 87, 89, 90, 91, 97, 98, 99, 101
- Поляризаційна призма 87
- Поляризаційний струм зміщення 86
- пристрій 87
  - фільтр 90
- Поляризація світла 20, 80, 82, 83, 85, 86, 94
- – лінійна 80, 84
  - – під час відбивання та заломлення світла 82, 83
  - – – подвійного променезаломлення 85
  - – – проходження через анізотропні середовища 82
- Поляриметр 91, 96, 97, 98
- напівтінювий 94, 97, 98, 106
- Поляриметрична установка 90
- Поляриметричний метод визначення концентрації розчину 96
- Поляроїд 87, 89, 90, 91, 93
- Порядок спектру 61, 62, 64, 69, 71
- Постулати Бора 73, 74, 75, 79
- Потік променевої енергії 126
- Правило Прево 126
- Призма 26, 73, 74
- Аббе 76, 77
  - Амічі дисперсійна 14, 16
  - Глана–Фуко 88
  - Ніколя (ніколь) 87, 88
  - рефрактометра Аббе вимірювальна 12, 13, 14, 15, 16, 17, 18
  - – – освітлювальна 12, 13, 14, 17, 18
- Принцип Гюйгенса–Френеля 23, 50, 51, 58, 69, 72
- Природне світло 73, 82, 85, 87, 89
- Промені видимі 20
- Промінь 6, 8, 10, 80, 81, 83, 84, 85
- відбитий 6, 8, 9, 10, 83, 84, 88
  - заломлений 7, 8, 83, 84
  - звичайний 85, 87, 88
  - лінійно поляризований 80, 81, 82, 84, 87, 90, 91, 93, 94

- незвичайний 85, 86, 87, 88
- неполяризований 82, 82
- повністю поляризований 84
- спадний 6, 7
- частково поляризований 81, 82
- “Просвітлення оптики” 37
- Прямолінійне поширення світла 5
  
- Радіус кривини лінзи 32, 42, 43, 45, 46, 47
- Радіуси світлих кілець Ньютона 42, 43, 49
  - темних кілець Ньютона 42, 43, 49
- Рефрактометр 10, 12, 13, 17
  - Аббе 5, 13, 14, 16, 19
- Рефракція 10
- Рівняння Айнштейна для фотоелектру 111, 112, 116, 117, 118, 123
- Різниця ходу 34, 35, 36, 37, 55
  - – геометрична 22
  - – додаткова  $\lambda/2$  34, 35
  - – оптична 23, 34, 37, 41, 48
- Робота виходу електрона з металу 111, 117, 118, 119, 123
- Роздільна здатність 61, 63, 72
  
- Світло еліптично поляризоване 82
  - звичайне (неполяризоване) 80, 81, 92
  - лінійно поляризоване (плоскополяризоване) 79, 93
  - циркулярно поляризоване 82
  - повністю поляризоване 84
  - частково поляризоване 81, 82
- Світлове випромінювання 20
- Світловий вектор 80
  - потік 108, 109, 110, 111
- Світлодіод 28, 30
- Спектр 64, 66, 69, 70, 71, 72, 73, 74, 77
  - випромінювання 73, 74
  - теплового випромінювання 125

- суцільний (неперервний) 74, 79, 125
- лінійчастий 73, 74, 77, 79
- поглинання 74
- смугастий 74, 79
- Спектральна лінія 66, 73, 74, 77, 78, 79
- роздільна здатність 61, 63, 71, 72
- Спектральний діапазон 119
- прилад 50, 61, 74
- – дифракційний 73
- – призмовий 73
- Спектрограф 74
- Спектрометр 74
- Спектроскоп 74, 75, 76
- Стала ґратки 50, 61, 68, 70, 72
- Дірака 110
- закону Стефана–Больцмана 127, 133, 134
- Планка 118, 129
- Стаціонарні стани атома 75
- Стопа Столетова 84
- Ступінь поляризації 82
  
- Температура теплової (променевої) рівноваги 125
- тіла яскравісна 130
- Теорія єдиного електромагнітного поля Максвелла 80
- Теплове випромінювання 124, 125, 132, 134
- Теплова рівновага 125
- Турмалін 88
  
- Ультрафіолетові промені 20
- Умова максимуму інтерференції 25, 35, 38, 42
- мінімуму інтерференції 25, 35, 39, 43
  
- Ф**аза коливань 52
- Фокальна площа об'єктива 77

- Формула Віна для великих частот теплового випромінювання 129, 135  
– – загальна 127, 134  
– Планка 129, 135  
– Релея–Джінса 129, 135  
– ґратки 60, 61, 72  
Фотоелемент 108, 109, 112, 113, 114, 115, 119  
Фотоефект 107, 108, 109, 110, 111, 112, 113, 115, 116, 117, 118, 119, 121, 123  
– внутрішній 107, 115  
– зворотний 111, 112  
– зовнішній 107, 115, 117, 123  
Фотоефекту безінерційність 110, 111  
Фотокатод 108, 109, 110, 113, 114, 117, 120, 121  
Фотон 110, 111, 117, 118, 120, 121  
Фотопомножувач 119, 120, 121, 123  
Фотострум 107, 108, 109, 110, 113, 114, 115, 121, 122, 123  
– насичення 109, 111  
Фоторезистор 91  
Фоточутливість речовини 109
- Хвильова поверхня** 51, 52  
**Хвильові властивості світла** 50
- Цукрометр** 96, 99, 100, 101, 102
- Частота випромінювання циклічна** 110  
– світлової хвилі 7, 110  
“Червона межа” фотоефекту 117, 118, 119, 121, 122, 123, 137
- Швидкість світла** 5, 6, 7  
**Ширина інтерференційної смуги** 25, 27, 31, 39

# ЗМІСТ

Вступ.....3

## 1. ЛАБОРАТОРНА РОБОТА (407)

<b>Визначення показника заломлення рідин за допомогою рефрактометра Аббе .....</b>	<b>5</b>
1.1. Основні закони геометричної оптики .....	5
1.2. Повне внутрішнє відбивання .....	8
1.3. Принцип дії рефрактометра .....	10
1.4. Рефрактометр Аббе .....	14
Порядок виконання роботи .....	17
Контрольні запитання та завдання .....	18

## 2. ЛАБОРАТОРНА РОБОТА (411)

<b>Визначення довжини світлової хвилі за допомогою біпризми Френеля .....</b>	<b>20</b>
2.1. Інтерференція світла. Когерентність .....	20
2.2. Інтерференційні смуги у досліді Юнга .....	23
2.3. Біпризма Френеля .....	26
2.4. Лабораторна інтерференційна установка з біпризмою Френеля .....	28
Порядок виконання роботи .....	29
Контрольні запитання та завдання .....	31

## 3. ЛАБОРАТОРНА РОБОТА (412)

<b>Визначення радіуса кривини лінзи та довжини світлової хвилі за кільцями Ньютона .....</b>	<b>32</b>
3.1. Інтерференція світла у тонких плівках .....	32
3.2. Інтерференційні смуги однакового нахилу .....	33
3.3. Інтерференційні смуги однакової товщини .....	37

3.4. Кільця Ньютона .....	40
3.5. Опис експериментальної установки для спостереження кілець Ньютона .....	44
Порядок виконання роботи .....	45
Контрольні запитання та завдання .....	48
<b>4. ЛАБОРАТОРНА РОБОТА (413)</b>	
<b>Вивчення дифракційної ґратки .....</b>	<b>50</b>
4.1. Дифракція світла .....	50
4.2. Зони Френеля. Зонна пластинка .....	51
4.3. Дифракція Фраунгофера від однієї щілини .....	55
4.4. Дифракція Фраунгофера від двох паралельних щілин та від дифракційної ґратки .....	58
4.5. Характеристики дифракційної ґратки .....	61
4.6. Опис дифракційної установки на базі гоніометра Г-5М .....	64
Порядок виконання роботи .....	68
Контрольні запитання та завдання .....	72
<b>5. ЛАБОРАТОРНА РОБОТА (415)</b>	
<b>Дослідження лінійчастих спектрів випромінювання .....</b>	<b>73</b>
5.1. Спектри випромінювання. Постулати Бора .....	73
5.2. Дослідження спектрів випромінювання за допомогою спектроскопа .....	75
Порядок виконання роботи .....	78
Контрольні запитання та завдання .....	79
<b>6. ЛАБОРАТОРНА РОБОТА (430)</b>	
<b>Вивчення лінійної поляризації світла – перевірка закону Малюса .....</b>	<b>80</b>
6.1. Звичайне і поляризоване світло. Види поляризованого світла .....	80



6.2. Поляризація під час відбивання та заломлення світла .....	83
6.3. Поляризація під час подвійного променезаломлення .....	85
6.4. Поляризаційні пристрої (поляризатори) .....	87
6.5. Поляризатори і аналізатори. Закон Малюса .....	89
6.6. Опис установки .....	90
Порядок виконання роботи .....	91
Контрольні запитання та завдання .....	93
<b>7. ЛАБОРАТОРНА РОБОТА (419)</b>	
<b>Вивчення явища повертання площини поляризації світла .....</b>	<b>94</b>
7.1. Оптична активність речовин. Повертання площини поляризації .....	94
7.2. Поляриметричний метод визначення концентрації розчину .....	96
7.3. Опис цукрометра СУ-5 .....	99
Порядок виконання роботи .....	103
Контрольні запитання та завдання .....	106
<b>8. ЛАБОРАТОРНА РОБОТА (421)</b>	
<b>Вивчення законів зовнішнього фотоефекту .....</b>	<b>107</b>
8.1. Фотоелектричний ефект (фотоефект) та його закони .....	107
8.2. Квантова теорія фотоефекту .....	110
8.3. Опис установки для дослідження фотоефекту .....	112
Порядок виконання роботи .....	113
Контрольні запитання та завдання .....	115
<b>9. ЛАБОРАТОРНА РОБОТА (422)</b>	
<b>Визначення “червоної межі” фотоефекту.....</b>	<b>117</b>
9.1. Рівняння Айнштейна для зовнішнього фотоефекту. “Червона межа” фотоефекту .....	117

9.2. Фотопомножувачі .....	119
9.3. Опис установки для визначення “червоної межі” фотоефекту .....	121
Порядок виконання роботи .....	122
Контрольні запитання та завдання .....	123
<b>10. ЛАБОРАТОРНА РОБОТА (427)</b>	
<b>Вивчення закону Стефана–Больцмана     для теплового випромінювання .....</b>	<b>124</b>
10.1. Теплове випромінювання та його головні фізичні характеристики .....	124
10.2. Головні закони теплового випромінювання .....	126
10.3. Опис установки для вивчення закону Стефана–Больцмана .....	130
10.4. Виведення робочої формули .....	132
Порядок виконання роботи .....	133
Контрольні запитання та завдання .....	134
<b>Додатки.....</b>	<b>136</b>
<b>Список використаної та рекомендованої літератури.....</b>	<b>140</b>
<b>Предметний покажчик.....</b>	<b>142</b>
<b>Зміст .....</b>	<b>151</b>

Навчальне видання

**АНТОНЯК Олег Тарасович**

**ШОПА Ярослав Іванович**

**ОПТИКА**  
**Лабораторний практикум**

Навчальний посібник

Коректор *Н. В. Галечко*

Технічний редактор *С. З. Сенник*

Комп'ютерне верстання *Н. К. Гладка*

Обкладинка *В. О. Роган*

Формат 60×84/16. Умовн. друк. арк. 9,1. Наклад 300 прим. Зам. №

Львівський національний університет імені Івана Франка,  
вул. Університетська, 1, м. Львів, 79000.

Свідоцтво  
про внесення суб'єкта видавничої справи  
до Державного реєстру видавців, виготовників  
і розповсюджувачів видавничої продукції.  
Серія ДК №3059 від 13.12.2007 р.

