

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
ХАРКІВСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ МІСЬКОГО
ГОСПОДАРСТВА імені О. М. БЕКЕТОВА

МЕТОДИЧНІ ВКАЗІВКИ

до виконання лабораторних робіт

із розділу «**Оптика**»

дисциплін

«ФІЗИКА» та «ЗАГАЛЬНА ФІЗИКА»

(для студентів 1 курсу денної форми та 1–2 курсів заочної форми навчання бакалаврів спеціальностей 101 – Екологія, 122 – Комп'ютерні науки та інформаційні технології, 141 – Електроенергетика, електротехніка та електромеханіка, 151 – Автоматизація та комп'ютерно-інтегровані технології, 183 – Технології захисту навколишнього середовища, 185 – Нафтогазова інженерія та технології, 192 – Будівництво та цивільна інженерія, 193 – Геодезія та землеустрій, 206 – Садово-паркове господарство, 263 – Цивільна безпека, 275 – Транспортні технології)

Методичні вказівки до виконання лабораторних робіт із розділу «Оптика» дисциплін «Фізика» та «Загальна фізика» (для студентів 1 курсу денної форми та 1–2 курсів заочної форми навчання бакалаврів спеціальностей 101 – Екологія, 122 – Комп’ютерні науки та інформаційні технології, 141 – Електроенергетика, електротехніка та електромеханіка, 151 – Автоматизація та комп’ютерно-інтегровані технології, 183 – Технології захисту навколишнього середовища, 185 – Нафтогазова інженерія та технології, 192 – Будівництво та цивільна інженерія, 193 – Геодезія та землеустрій, 206 – Садово-паркове господарство, 263 – Цивільна безпека, 275 – Транспортні технології) / Харків. нац. ун-т міськ. госп-ва ім. О. М. Бекетова; уклад.: О. М. Петченко, А. С. Сисоєв. – Харків: ХНУМГ ім. О. М. Бекетова, 2017. – 55 с.

Укладачі: д-р фіз.-мат. наук, проф. **О. М. Петченко**,
канд. фіз.-мат. наук, доц. **А. С. Сисоєв**

Рецензент канд. фіз.-мат. наук, доц. **А. В. Безуглий**

Рекомендовано кафедрою фізики, протокол № 5 від 27.12.2016 р.

ЗМІСТ

Лабораторна робота 61 Біпризма Френеля.....	4
Лабораторна робота 62 Кільця Ньютона.....	11
Лабораторна робота 63 Вивчення спектрів.....	17
Лабораторна робота 64 Теплове випромінювання.....	21
Лабораторна робота 65 Метод Бесселя – Вавілова.....	28
Лабораторна робота 66 Дифракція світла.....	34
Лабораторна робота 67 Обертання площини поляризації в магнітному полі.....	40
Лабораторна робота 68 Одержання й дослідження поляризованого світла.....	46
Лабораторна робота 69 Дослідження спектру випромінювання.....	52

Лабораторна робота 61

БІПРИЗМА ФРЕНЕЛЯ

61.1 Мета роботи

Вивчити інтерференцію світла, що виникає при використанні біпризми Френеля, визначити довжину світлової хвилі і показника заломлення для світла даного кольору.

61.2 Загальні положення

Інтерференція світла – це взаємне підсилення або послаблення світла при накладанні когерентних хвиль.

Когерентні хвилі – це хвилі, для яких різниця фаз $\Delta\varphi$ збуджених коливань залишається сталою за часом. Практично когерентні хвилі одержують, розділяючи світлову хвилю на дві частини і примушуючи їх пройти різні оптичні шляхи:

$$L = ns, \quad (61.1)$$

де s – геометричний шлях хвилі; n – абсолютний показник заломлення. При накладанні таких хвиль одна на одну й спостерігається явище інтерференції.

Розглянемо рівняння двох когерентних хвиль, одержаних унаслідок розподілу світлової хвилі від одного джерела, які пройшли різні геометричні шляхи s_1 і s_2 в різних середовищах з показниками заломлення n_1 і n_2

$$a_1 = A_1 \cos(\omega t - k_1 s_1 + \varphi), \quad (61.2)$$

$$a_2 = A_2 \cos(\omega t - k_2 s_2 + \varphi), \quad (61.3)$$

де $k_1 = \frac{2\pi}{\lambda_1}$, $k_2 = \frac{2\pi}{\lambda_2}$ – хвильові числа; A_1 і A_2 – амплітуди; ω – циклічна частота.

Довжина хвилі λ у середовищі з показником заломлення n визначають за співвідношенням:

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{n}, \quad (61.4)$$

де λ_0 – довжина хвилі у вакуумі.

При накладанні двох когерентних хвиль амплітуда результуючого коливання в даній точці простору визначається виразом

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + A_1 A_2 \cos(\Delta\varphi), \quad (61.5)$$

де $\Delta\varphi = k_2 s_2 - k_1 s_1$ – різниця фаз.

Використавши вирази (61.1) – (61.5), маємо співвідношення

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta L, \quad (61.6)$$

що встановлює зв'язок між різницею фаз $\Delta\varphi$ двох когерентних хвиль і оптичною різницею ходу ΔL .

З формул (61.5) і (61.6) зрозуміло, що максимальна амплітуда результуючого коливання досягається за умови

$$\Delta L = \pm k\lambda, \quad (61.7)$$

де $k = 0, 1, 2, 3, \dots$, а мінімальна амплітуда – за умови

$$\Delta L = \pm (2k + 1) \frac{\lambda}{2}, \quad (61.8)$$

У тих точках простору, де виконується (61.7), виникають інтерференційні максимуми (світлі ділянки), а там, де виконується (61.8) – інтерференційні мінімуми (темні ділянки).

Біпризма Френеля становить собою дві прямі трикутні призми з малими кутами заломлення θ , з'єднані найменшими гранями (див. рис. 61.1). Кут падіння променів на призму малий, тому всі промені відхиляються біпризмою на однаковий кут

$$\delta = (n - 1)\theta,$$

де n – показник заломлення скла, з якого виготовлено біпризму.

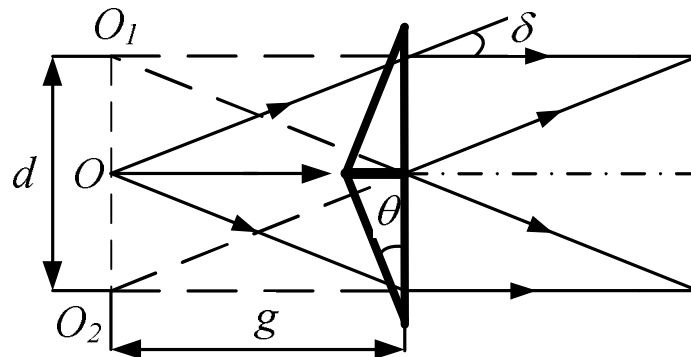


Рисунок 61.1 – Хід світлових променів через біпризму Френеля

Падаючий від щілини O пучок світла після заломлення у біпримзі розділяється на два пучки, що немовби виходять з двох уявних щілин O_1 і O_2 . З рисунка 61.1 зрозуміло, що відстань d між уявними джерелами світла O_1 і O_2 визначається за відстанню g від джерела світла до біпримзи й кутом заломлення біпримзи θ :

$$d = 2 g \operatorname{tg} \delta \approx 2 g \delta (n - 1) \theta - l. \quad (61.9)$$

Оскільки джерела O_1 і O_2 когерентні, то у просторі за біпримзою спостерігатиметься інтерференційна картина, що локалізована у області AB перетинання пучків. Таким чином, інтерференційна картина, що утворюється на екрані за допомогою біпримзи Френеля, еквівалентна інтерференційній картині, одержаній в досліді Юнга з двома когерентними джерелами світла, і становить собою систему темних і світлих смуг, що чергуються.

Відстань Δx між сусідніми максимумами (або мінімумами) інтенсивності в досліді Юнга визначається формулою

$$\Delta x = \frac{\ell}{d} \lambda. \quad (61.10)$$

Відстані Δx між сусідніми темними смугами і ℓ – між джерелом світла і площиною спостереження можна виміряти за допомогою досліді. Для визначення відстані d між уявними джерелами світла розмістимо між біпримзою і площиною спостереження збиральну лінзу (див. рис. 61.2) так, щоб у площині спостереження з'явилося чітке зображення джерел світла Q_1 та Q_2 (яскраві світлі смуги).

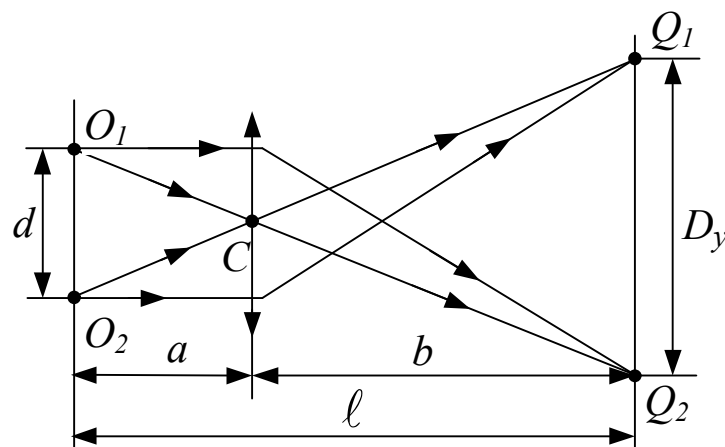


Рисунок 61.2 – Схема спостерігання явища інтерференції

Із подібності трикутників O_1O_2C і Q_1Q_2C

$$d = D_y \frac{a}{b} = \frac{a D_y}{\ell - a}. \quad (61.11)$$

Відстані a від джерела світла до лінзи і D_y – між зображеннями уявних джерел світла можна виміряти дослідним шляхом.

Таким чином, із співвідношень (61.10) і (61.11) одержуємо вираз для визначення довжини хвилі світла:

$$\lambda = \frac{\Delta x a D_y}{\ell (\ell - a)}. \quad (61.12)$$

Знаючи θ – кут заломлення біпризми, із співвідношення (61.9) можна встановити показник заломлення скла, з якого виготовлено біпризму, для світла з визначеною раніше довжиною хвилі λ

$$n = \frac{b\lambda}{(2g\theta\Delta x) + l}. \quad (61.13)$$

61.3 Опис лабораторної установки

Лабораторну установку схематично зображено на рисунку 61.3.

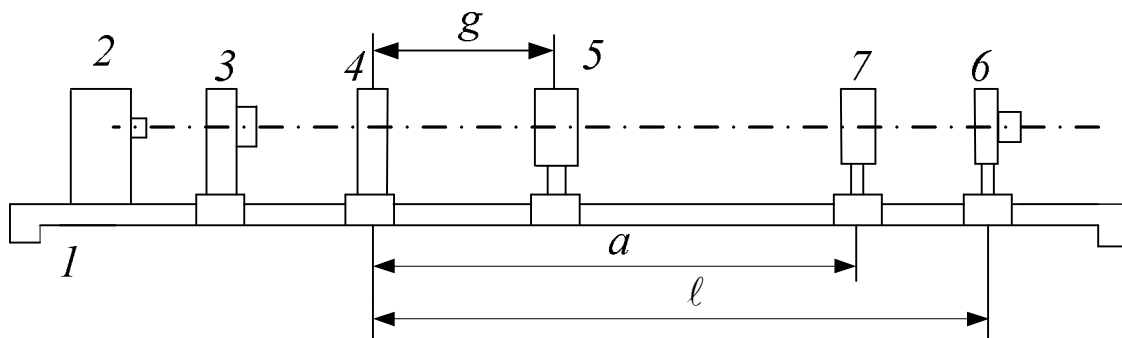


Рисунок 61.3 – Блок-схема установки для вивчення явища інтерференції

Вона складається з оптичної лави (1), на якій закріплено джерело світла (2) із змінними світлофільтрами (3), щілина з регульованим зазором (4), біпризма Френеля (5), окуляр з відліковим пристроєм (6) у площині спостереження. Відліковий пристрій має мікрометричний гвинт, що дозволяє вимірювати відстань між мінімумами інтенсивно-

сті (темними смугами) інтерференційної картини з точністю до 0,01 мм.

Між біпризмою і окуляром може бути розміщена збиральна лінза (7). Біпризма і збиральна лінза можуть вільно рухатися уздовж оптичної лави.

61.4 Обладнання

1. Оптична лава.
2. Джерело світла.
3. Комплект світлофільтрів.
4. Щілина з регульованим проміжком.
5. Біпризма Френзеля.
6. Окуляр з відліковим пристроєм.
7. Збиральна лінза.

61.5 Порядок виконання роботи

1. Установити на оптичній лаві все обладнання, крім збиральної лінзи, в тому порядку, як це показано на рисунку 61.3.

2. Увімкнути джерело світла й переконаватися в тому, що в окулярі спостерігається чітка інтерференційна картина.

3. За допомогою відлікового пристрою навести візирну риску на одну з темних вертикальних ліній лівої частини інтерференційної картини і записати покази відлікового пристрою x_1 до таблиці 61.1.

4. Обертаючи мікрометричний гвинт, пересунути риску на одну з темних ліній у правій частині інтерференційної картини, відрахувати при цьому $k = 3$ проміжків між темними лініями. Одержаний таким чином показ відлікового пристрою x_2 занести до таблиці 61.1.

5. Дії, зазначені у пп. 3,4, повторити ще два рази, розрахувати різниці відліків $D_x = |x_1 - x_2|$ і знайти їхнє середнє значення $\overline{D_x}$.

6. Виконати пп. 3–5 ще два рази для інших значень k ($k = 4, 5$).

7. Обчислити відстань між сусідніми темними лініями (мініму-
мами інтенсивності) $\Delta x = \frac{\overline{D_x}}{k}$. Знайти середнє значення $\overline{\Delta x}$.

8. Установити збиральну лінзу (7) на оптичній лаві між біпризмою і відліковим пристроєм 1 (див. рис. 61.3) і пересувати її доти, до-

ки не з'являться у полі зору окуляра дві паралельні яскраві лінії, що відповідають зображенню джерел світла.

9. За допомогою відлікового пристрою три рази виміряти відстань між цими двома яскравими лініями (зображеннями уявних джерел) $D_y = |y_1 - y_2|$, де y_1 і y_2 – відліки, що відповідають наведенню риски на ліву лінію – y_1 і на праву яскраву лінію – y_2 . Потім визначити середнє значення \bar{D}_y .

10. За допомогою лінійки виміряти відстань g від щілини до біпризми, a – від щілини до збиральної лінзи (1), ℓ – від щілини до окуляра (3) з відліковим пристроєм.

11. Обчислити за формулою (61.12) довжину хвилі світла, що визначається використаним світлофільтром.

12. Обчислити за формулою (61.13) показник заломлення скла біпризми для світла з даною довжиною хвилі. Значення кута заломлення біпризми θ одержати на робочому місці або спитати у викладача.

13. Усі одержані результати занести до таблиці 61.1.

14. Змінити світлофільтр і повторити пп. 3–12 для нового світлофільтра. Дані записати у іншу аналогічну таблицю.

Таблиця 61.1

Номер досліду	k	x_1	x_2	D_x	\bar{D}_x	Δx	$\bar{\Delta x}$	y_1	y_2	D_y	\bar{D}_y	g	a	ℓ	λ	n
1																
2																
3																

61.6 Контрольні запитання

1. У чому полягає явище інтерференції?
2. Які джерела світла називаються когерентними?
3. Як утворюються дві когерентні хвилі?
4. Чому тупий кут біпризми Френеля повинен бути близьким до 180° ?
5. Яка повинна бути різниця фаз і оптична різниця ходу двох когерентних хвиль для одержання максимуму (мінімуму) інтенсивності світла?
6. Виведіть формулу (61.12) для визначення довжини хвилі за допомогою біпризми Френеля.

61.7 Рекомендована література

1. Савельев И. В. Курс общей физики: в 3 т./ И. В. Савельев. – М.: Наука, 1978. – Т. 2, гл. 17, § 119–121; гл. 20, § 142–144. – С. 338–352, 442–452; т. 3, гл. 3, § 16–18; гл. 7, § 43–45. – С. 72–90, 228–236.

Лабораторна робота 62

КІЛЬЦЯ НЬЮТОНА

62.1 Мета роботи

Вивчити інтерференцію світла при відбитті від тонких пластинок змінної товщини на прикладі кілець Ньютона, визначити радіус кривизни збиральної лінзи і довжини світлової хвилі.

62.2 Загальні положення

Взаємне підсилення чи послаблення інтенсивності світла при накладанні когерентних хвиль називається інтерференцією світла.

Когерентні хвилі – це хвилі, для яких різниця фаз залишається сталою за часом.

Практично когерентні хвилі одержують, розділяючи світлову хвилю на дві частини і примушуючи їх пройти різні оптичні шляхи. При накладанні таких хвиль одна на одну спостерігається явище інтерференції.

Якщо оптична різниця ходу ΔL дорівнює цілому числу довжин хвиль λ у вакуумі

$$\Delta L = m \lambda \quad (m = 0, 1, 2, \dots),$$

то спостерігається інтерференційний максимум; а якщо половині цілого

$$\Delta L = \pm (m + 1/2) \lambda, \quad (62.1)$$

інтерференційний мінімум.

Прикладом інтерференційної картини можуть слугувати кільця Ньютона. Вони спостерігаються у тому разі, якщо опукла поверхня лінзи малої кривини торкається до плоскої поверхні так, що повітряний прошарок, який залишається між ними, поступово збільшується від центра до країв.

Якщо на лінзу падає пучок монохроматичного світла S , то світлові хвилі, відбиті від верхньої і нижньої меж цього повітряного прошарку, будуть інтерферувати між собою (рис. 62.1). При цьому

спостерігається така картина: темна пляма перебуває в центрі концентричних світлих і темних кілець (див. рис. 62.2).

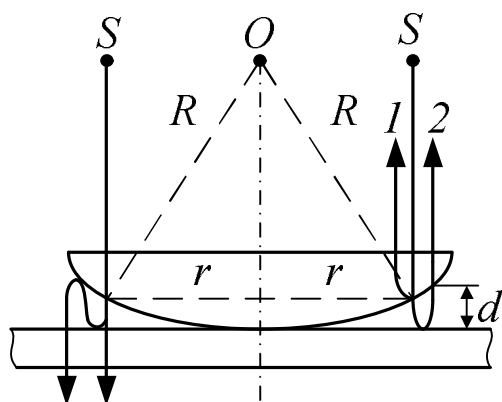


Рисунок 62.1 – Схема для спостереження кілець Ньютона

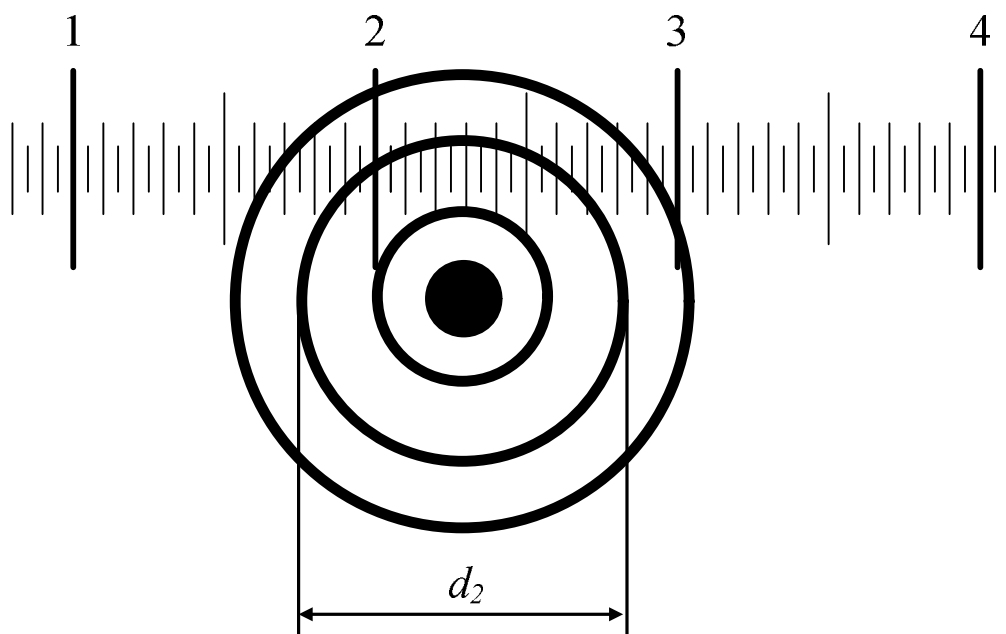


Рисунок 62.2 – Вигляд кілець Ньютона

У разі спостереження в прохідному світлі картина буде протилежною: у центрі розміщена світла пляма, а всі світлі й темні кільця міняються місцями.

Розраховуючи розміри кілець Ньютона, потрібно врахувати той факт, що при відбитті від оптично більш густого середовища на межі розподілу двох середовищ фаза відбитої хвилі змінюється на π (що відповідно дорівнює зміні оптичної довжини шляху на $\frac{\lambda}{2}$), а при відбитті світла від менш оптично густого середовища цього не відбувається.

Для одержання робочої формули розрахуємо розміри кілець Ньютона. На рисунку 62.1 схематично зображено лінзу й плоску скляну пластинку, що торкаються одна одної, а також показано хід променів у відбитому і прохідному світлі. Оптична різниця ходу двох променів, що утворюють інтерференційну картину, визначається товщиною повітряного прошарку d і умовами відбиття на межах цього прошарку, що змінюють фазу відбитої хвилі.

При інтерференції у відбитому світлі один з променів відбивається від оптично густішого середовища – скляної пластинки, тому

$$\Delta L = 2d + \frac{\lambda}{2}. \quad (62.2)$$

При інтерференції у прохідному світлі один з променів двічі відбивається від оптично більш густого середовища. Тому фаза зміниться на 2π , і цю зміну можна не враховувати. Як наслідок

$$\Delta L = 2d.$$

Величину d легко виразити через радіус лінзи R і радіус відповідного кільця r .

Для прямокутного трикутника AOB (див. рис. 62.1) за теоремою Піфагора маємо

$$R^2 = (R - d)^2 + r^2.$$

Розкриваючи дужки і нехтуючи величиною d^2 порівняно з рештою членів, отримуємо

$$d = \frac{r^2}{2R}. \quad (62.3)$$

Об'єднуючи рівняння (62.1) — (62.3), одержуємо формулу для радіусів темних кілець у відбитому світлі

$$r_m = \sqrt{mR\lambda}, \quad (62.4)$$

де $m = 1, 2, 3, \dots$ – порядковий номер кільця.

З формули (62.4), що визначає радіус темних кілець у відбитому світлі, можна визначити довжину хвилі λ , коли відомо r_m . Однак вна-

слідок пружної деформації скла неможливо досягти ідеального дотику сферичної лінзи і плоскої пластинки в одній точці. Отже, більш правильний результат одержимо, коли λ визначимо за різницею радіусів двох кілець r_m і r_n ($m \neq n$). Використавши формулу (62.4), отримаємо

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

звідки

$$\lambda = \frac{(r_m - r_n)(r_m + r_n)}{(m - n)R}. \quad (62.5)$$

62.3 Опис лабораторної установки

Установка схематично зображена на рисунку 62.3. Вона складається з мікроскопа (M) і розташованого збоку джерела світла ($ДС$). На столику мікроскопа (C) розміщено оптичну систему: опукла лінза (L) і плоска скляна пластинка ($П_2$). Між об'єктивом і оптичною системою розміщено невелику пластинку ($П_1$) під кутом 45° до осі мікроскопа. Світло від джерела проходить через світлофільтр ($СФ$), відбивається від пластинки ($П_1$) і потрапляє на оптичну систему лінза-скло ($L-П_2$). Столик мікроскопа може переміщуватися за допомогою гвинта (Γ). Це переміщення фіксується системою відліку. Світлофільтр ($СФ$) дає змогу отримати монохроматичне світло.

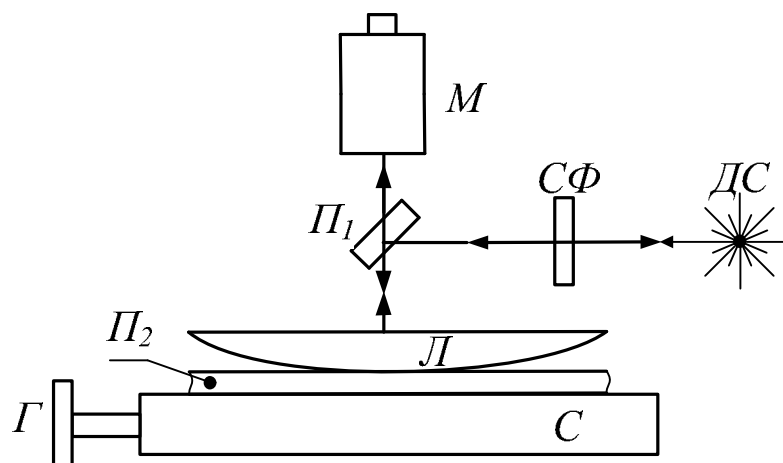


Рисунок 62.3 – Установки для отримання кілець Ньютона

Спостереження кілець Ньютона (див. рис. 62.2) проводять у відбитому світлі. В окулярі мікроскопа разом з кільцями видно шкалу, пронумеровані риски якої відповідають міліметрам. Якщо обертати гвинт (Γ), то кільця Ньютона переміщуються в полі зору мікроскопа відносно шкали. Наводячи будь-яку пронумеровану риску шкали на один край кільця, можна з точністю $0,05$ мм визначити діаметр кільця.

62.4 Обладнання

1. Мікроскоп з пересувним столиком, системою відліку й закріпленою під кутом 45° скляною пластиною.
2. Джерело світла.
3. Набір світлофільтрів.
4. Оптична система, закріплена на пересувному столику.

62.5 Порядок виконання роботи

1. Переконайтеся у тому, що джерело світла закрито червоним світлофільтром і у полі зору мікроскопа чітко видно інтерференційну картину – кільця Ньютона.

2. За допомогою відлікового пристрою мікроскопа визначити величину діаметрів d темних кілець, починаючи з першого темного кільця ($n = 1$) до сьомого ($n = 7$). Повторити вимірювання діаметра не менше трьох разів для кожного кільця.

3. Визначити середні значення діаметрів $d_{сер}$ і радіусів $r = \frac{d_{сер}}{2}$.

Таблиця 62.1

Номер кільця	d			$d_{сер}$	r	R	$R_{сер}$
	1	2	3				
1							
2							
3							
4							
5							
6							
7							

4. Обчислити значення радіуса кривизни лінзи за формулою

$$R_{m\ell} = \frac{(r_m - r_\ell)(r_m + r_\ell)}{(m - \ell)\lambda_y},$$

де $\lambda_y = 6,5 \cdot 10^{-7} \text{ м}$ – довжина хвилі червоного світла, m і ℓ – будь-які два значення номера кільця; r_m і r_ℓ – відповідні радіуси кілець. (потрібно, щоб числа m і ℓ відрізнялися одне від одного не менше ніж на три одиниці). Провести розрахунки радіуса кривизни лінзи для трьох-чотирьох пар кілець.

5. Знайти середнє значення радіуса кривизни. Усі результати занести до таблиці 62.1.

6. Замінити червоний світлофільтр на зелений і виміряти радіуси темних кілець, як описано у пп. 1–3.

7. Визначити довжину хвилі зеленого світла λ три-чотири рази за формулою (62.5) і усі результати разом із середнім значенням довжини хвилі $\lambda_{\text{сер}}$ записати у **другу таку таблицю**, як і таблиця 62.1, останні два стовпчики таблиці будуть мати назви λ і $\lambda_{\text{сер}}$ відповідно (замість R і $R_{\text{сер}}$).

62.6 Контрольні запитання

1. Які хвилі і джерела світла називаються когерентними?
2. Дайте визначення явищу інтерференції світла.
3. Якою має бути різниця фаз двох когерентних хвиль, щоб одержати максимум (мінімум) інтенсивності світла?
4. Що називається оптичною різницею ходу променів?
5. Якою має бути різниця ходу променів, щоб одержати інтерференційний максимум (мінімум)?
6. Чим визначається оптична різниця ходу променів у разі спостереження кілець Ньютона у відбитому (прохідному) світлі?
7. Виведіть формулу для радіуса темного й світлого кілець у відбитому (прохідному) світлі.

62.7 Рекомендована література

1. Савельев И. В. Курс общей физики: в 3 т./ И. В. Савельев. – М.: Наука, 1978. – Т. 2. – С. 338–346, 312–362; т. 3. – С. 78–83, 90–99.
2. Шубин А. С. Курс общей физики./ А. С. Шубин. – М.: Высш. шк., 1976. – С. 322–329.

Лабораторна робота 63

ВИВЧЕННЯ СПЕКТРІВ

63.1 Мета роботи

Вивчити спектри невідомих елементів за допомогою спектроскопа, градуйованого за спектром відомого елемента.

63.2. Загальні положення

Розкладання білого світла на спектр при його проходженні через призму є наслідком дисперсії світла. Дисперсія світла – це залежність показника заломлення речовини від довжини хвилі λ (чи частоти ν) хвилі або залежність фазової швидкості світлових хвиль v від частоти ν :

$$n = f(\lambda), v = f(\nu).$$

Спектри поділяються на спектри випромінювання й поглинання. Існують три типи спектрів випромінювання – лінійчаті, смугасті й суцільні. Лінійчаті спектри випромінюються незваємодіючими атомами кожного окремого елемента, тому їх ще називають атомарними спектрами. Вони складаються з окремих кольорових ліній, відокремлених темними проміжками. На практиці лінійчаті спектри утворюються розжареними газами, що перебувають у розрядженому стані, бо такий газ складається з незваємодіючих атомів. Лінійчаті спектри з'являються внаслідок електронних переходів в енергетичних спектрах атомів, до того ж кожному елементові відповідає індивідуальний спектр випромінювання.

Смугасті спектри, маючи вигляд окремих кольорових смуг, чітких з одного краю і розмитих з іншого, є спектрами випромінювання незваємодіючих молекул даної речовини і тому називаються ще молекулярними спектрами. Нагріті гази й пара утворюють смугасті спектри, оскільки складаються з практично не взаємодіючих молекул. Смугасті спектри є результатом зміни коливальної і обертальної енергій молекул, а також енергії електронних оболонок атомів (електронної енергії).

Розрізняють три різновиди смуг. Обертальні смуги – це сукупності обертальних ліній випромінювання, що відповідають переходам молекул з одного стану в інший без змінювання коливальної і електронної

енергії молекули. Ці смуги лежать у дальній інфрачервоній області спектру. Сукупність ліній обертального спектра, що належать одному і тому ж коливальному переходу без зміни електронної енергії, називається коливально-обертальними смугами. Ці смуги лежать у ближній інфрачервоній області. Сукупність ліній обертального спектра, що належать одному і тому ж коливальному і електронному переходам, називається електронно-коливальними смугами. Електронно-коливальні смуги лежать у видимій і ультрафіолетовій частинах спектра.

Сильно взаємодіючі молекули породжують суцільні спектри, де один колір поступово переходить в інший. Суцільний спектр дають нагріті тверді тіла й рідини, а також газ під великим тиском.

Дослідження спектрів випромінювання й спектрів поглинання дає змогу визначити якісний склад речовини. Кількісний вміст певного елемента визначають, вимірюючи яскравість його спектральних ліній.

Метод дослідження, який дає змогу за спектром випромінювання й поглинання зробити висновок про хімічний склад речовини, називають спектральним аналізом. Знаючи довжину хвилі, що випромінюють різні гази і пара, за спектром встановлюють наявність тих чи інших елементів у досліджуваній речовині.

63.3 Опис лабораторної установки

Видиму частину спектра досліджують за допомогою приладів, що називаються спектроскопами.

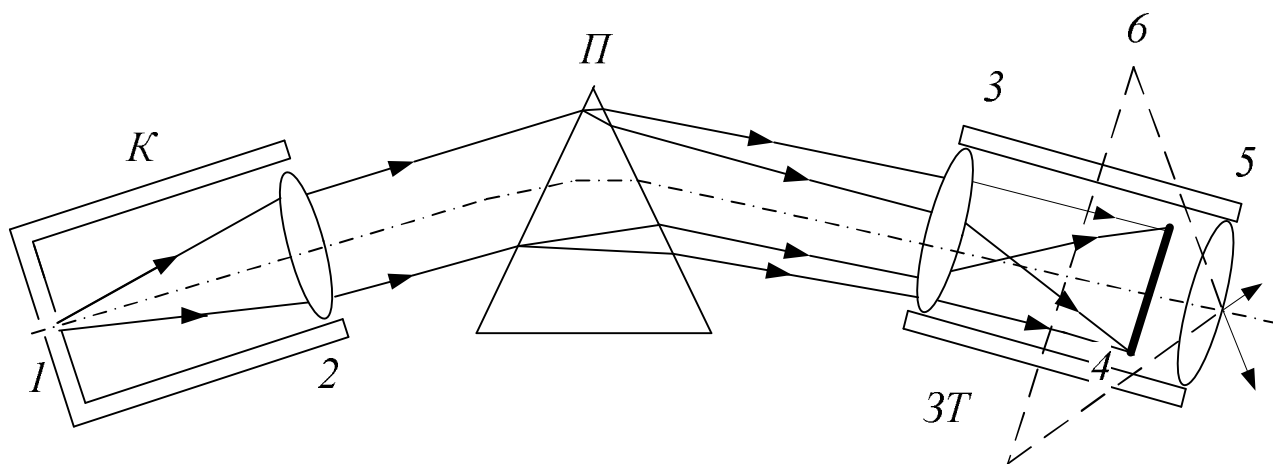


Рисунок 63.1 – Застосування спектроскопа для дослідження спектрів
Двотрубний спектроскоп, зображений на рисунку 63.1, складається з трьох головних частин: коліматора (K), столика з призмою (П)

і зорової труби (3Т), що переміщується відносно призми за допомогою мікрометричного гвинта. Коліматор складається з труби, що має щілину (1), розміщену в головному фокусі лінзи (2), тому промені, які проходять крізь щілину (1) і падають на лінзу (2), виходять з неї паралельним пучком. Промені з лінзи (2) падають на передню грань призми (П), розкладаються у призмі на спектр і виходять з неї системою променів різних кольорів і напрямів залежно від довжини хвилі, до того ж усі промені одного кольору паралельні між собою. Потім промені надходять у зорову трубу крізь об'єktiv (3). Оскільки промені одного кольору, що виходять з призми, паралельні, але не збігаються за напрямками з променями інших кольорів, то у фокальній площині об'єктива (3) виникає ряд паралельних, по-різному забарвлених зображень щілини (1) – це і є спектр цього випромінювання. Оскільки одержане зображення (4) спектра мале, то для його збільшення застосовують окуляр (5), що діє як звичайна лупа, яка дає змогу побачити збільшене зображення спектра (6).

63.4 Обладнання

1. Призматичний двотрубний спектроскоп.
2. Джерело з відомим спектром – лампа денного світла.
3. Джерело з невідомим спектром – неонова лампа.

63.5 Порядок виконання роботи

А. Градування спектроскопа

1. Перед коліматором спектроскопа встановити джерело світла з відомим лінійчатим спектром – лампою денного світла.
2. За допомогою відлікового пристрою спектроскопа для кожної лінії відомого спектра, значення довжини хвилі якої вказані в таблиці 63.1, тричі визначити покази відлікового пристрою спектроскопа і разом із середнім значенням занести їх у цю таблицю.
3. За даними таблиці 63.1 накреслити на міліметровому папері графік залежності довжини хвилі від показу відлікового пристрою спектроскопа – градувальну криву спектроскопа.

Б. Аналіз спектра невідомого елемента

1. Перед коліматором спектроскопа встановити джерело світла з невідомим лінійчатим спектром – неонову лампу.

2. За допомогою відлікового пристрою спектроскопа для кожної лінії невідомого спектра тричі визначити покази відлікового пристрою, їхнє середнє значення.

3. За допомогою градуовальної кривої спектроскопа визначити довжину хвилі для кожної лінії невідомого спектра. Результати занести у **другу таку таблицю**, як і таблиця 63.1, але тепер вже остання колонка буде мати нові значення довжини хвилі.

Таблиця 63.1

Лінія Спектра	Покази відлікового пристрою				Довжина хвилі, Å
	Номер досліду				
	1	2	3	Середнє	
Червоний край					6700
Жовта					5700
Зелена					5400
Синя					4250
Фіолетова					3900

63.6 Контрольні запитання

1. Що називається дисперсією світла?
2. Види спектрів і їхнє походження.
3. Накреслити оптичну схему спектроскопа.
4. Що таке спектральний аналіз?
5. Що таке градуовальна крива спектроскопа?
6. Що означає дослідити невідомий спектр?
7. Які граничні значення довжин хвиль оптичного діапазону?

63.7 Рекомендована література

1. Савельєв И. В. Курс общей физики: в 3 т./ И. В. Савельев. – М.: Наука, 1978. – Т.2, гл. 20, §142, 144, 145. – С. 443–454; т. 3, гл.7, §43, 44, 46. – С. 228–236.
2. Шубин А. С. Курс общей физики./ А. С. Шубин. – М.: Высш. шк., 1976. – Гл.17, §1, 2.–С. 351–354.

Лабораторна робота 64

ТЕПЛОВЕ ВИПРОМІНЮВАННЯ

64.1 Мета роботи

Вивчити будову оптичного пірометра, виміряти з його допомогою температуру нагрітого тіла й визначити залежність енергетичної світності вольфраму від температури.

64.2 Загальні положення

Випромінювання електромагнітних хвиль унаслідок внутрішньої енергії тіл – це теплове випромінювання. Коли для кожної довжини хвилі тіло випромінює стільки енергії, скільки й поглинає, – це випромінювання називають зрівноваженим.

Інтенсивність випромінювання характеризується величиною потоку енергії Φ , що становить собою кількість енергії, яка переноситься випромінюванням за одиницю часу, і в системі СІ вимірюється у Вт. Потік енергії, який випромінює одиниця поверхні випромінювального тіла у всіх напрямках і залежний від температури тіла T , називається енергетичною світністю тіла R :

$$R(T) = \frac{\Phi}{S}.$$

Відношення енергетичної світності $dR(T)$ у вузькому інтервалі довжин хвиль від λ до $\lambda+d\lambda$ до величини цього інтервалу $d\lambda$

$$r(\lambda, T) = \frac{dR(T)}{d\lambda} \quad (64.1)$$

називається випромінювальною здатністю.

Якщо на елементарну площу dS тіла падає потік променевої енергії $d\Phi(\lambda, T)$, обумовленої випромінюванням в інтервалі хвиль від λ до $\lambda+d\lambda$, а поглинається тільки частина цього потоку $d\Phi'(\lambda, T)$, то безрозмірна величина

$$a(\lambda, T) = \frac{d\Phi'(\lambda, T)}{d\Phi(\lambda, T)} \quad (64.2)$$

називається поглинальною здатністю тіла.

Тіло, яке повністю поглинає падаюче на нього випромінювання усіх довжин хвиль, називається абсолютно чорним тілом.

Для абсолютно чорного тіла поглинальна здатність тіла дорівнює 1:
$$a(\lambda, T) = 1.$$

Сірим тілом називається таке тіло, для якого

$$a(\lambda, T) = \text{const} < 1. \quad (64.3)$$

Густав Роберт Кірхгоф встановив закон, згідно з яким *відношення випромінювальної і поглинальної здатностей не залежить від природи тіла і є для всіх тіл однією і тією самою універсальною функцією довжини хвилі й температури*. А Макс Планк вивів формулу для випромінювальної здатності абсолютно чорного тіла:

$$f(\lambda, T) = \frac{r(\lambda, T)}{a(\lambda, T)} = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{hc}{kT}} - 1},$$

де $h = 6,625 \cdot 10^{-23}$ Дж·с – стала Планка.

Закон Стефана – Больцмана стверджує, що *енергетична світність абсолютно чорного тіла пропорційна до четвертого ступеня абсолютної температури*:

$$R_{\text{ачт}}(T) = \int_0^{\infty} f(\lambda, T) d\lambda = \sigma T^4, \quad (64.4)$$

де $\sigma = 5,7 \cdot 10^{-8}$ Вт/(м²К) – стала Стефана-Больцмана.

Усі реальні тіла поглинають не все падаюче на них випромінювання. Із закону Кірхгофа випливає, що для них виконується співвідношення (64.3) і їхня випромінювальна здатність завжди менша за випромінювальну здатність абсолютно чорного тіла, яке випромінює на тій самій довжині хвилі і при тій самій температурі:

$$r_{\text{реал}}(\lambda, T) < r_{\text{ачт}}(\lambda, T).$$

Коефіцієнтом сірості реального тіла називається відношення енергетичної світності досліджуваного тіла $R_{\text{реал}}(T)$ до енергетичної світності абсолютно чорного тіла $R_{\text{ачт}}(T)$ при тій самій температурі:

$$B(T) = \frac{R_{\text{реал}}(T)}{R_{\text{ачт}}(T)}. \quad (64.5)$$

В експерименті енергетичну світність реального тіла $R_{\text{реал}}(T)$ обчислюють за такою формулою:

$$R_{\text{реал}}(T) = \frac{P}{S} = \frac{UI}{S}, \quad (64.6)$$

де U – напруга на лампі; I – сила струму; P – потужність електричного струму у спіралі лампи.

Оптичні методи, що базуються на використанні теплового випромінювання нагрітих тіл, широко застосовуються для вимірювання високих температур. Прилади для визначення температури за допомогою вимірювання теплового випромінювання називають оптичними пірометрами, а галузь експериментальної фізики, що розробляє принцип вимірювання температури оптичними методами – оптичною пірометрією.

В основу методу, що використовується у цій роботі, покладено порівняння яскравості нагрітого тіла з яскравістю абсолютно чорного тіла в тому самому спектральному інтервалі.

Припустимо, що на тлі нагрітого до будь-якої температури абсолютно чорного тіла, розташовано нитку розжарювання спеціальної пірометричної лампи. Будемо розглядати нитку і абсолютно чорне тіло через світлофільтр, який виділяє із спектрів обох об'єктів випромінювання певну довжину хвилі λ_0 . Регулюючи струм розжарювання нитки пірометричної лампи, можна домогтися того, що нитка на фоні розжареного абсолютно чорного тіла перестає бути видимою. Це означає, що яскравість абсолютно чорного тіла й нитки для використаної довжини хвилі λ_0 однакова. Визначимо струм розжарювання за цих умов.

Виконавши ці операції для кількох значень температури абсолютно чорного тіла й одночасно вимірюючи цю температуру, встановимо відповідність між значеннями температури абсолютно чорного тіла і температури розжарювання пірометричної лампи в момент часу, коли нитка зникає на тлі абсолютно чорного тіла. Так калібрують оптичний пірометр. Шкалу температур абсолютно чорного тіла наносять безпосередньо на прилад, що вимірює струм нитки пірометричної лампи. Після цього нитку пірометричної лампи можна використовувати замість термометра.

Розмістимо прокалібровану нитку на тлі якого-небудь нагрітого тіла й, змінюючи струм розжарювання нитки, доб'ємося її зникнення на тлі цього тіла. Якщо тіло, температуру якого вимірюємо, абсолютно чорне, то температура його визначена.

Температура, яку ми визначили за допомогою описаного вище методу, – яскравісна температура $\bar{t}_{яск}$. Оскільки випромінювальна здатність реальних тіл менша за випромінювальну здатності абсолютно чорного тіла, то визначена нами яскравісна температура завжди буде нижчою за істинну термодинамічну температуру T нагрітого реального тіла.

Зв'язок між істинною і яскравісною температурами для нагрітого вольфраму показано на рисунку 64.1.

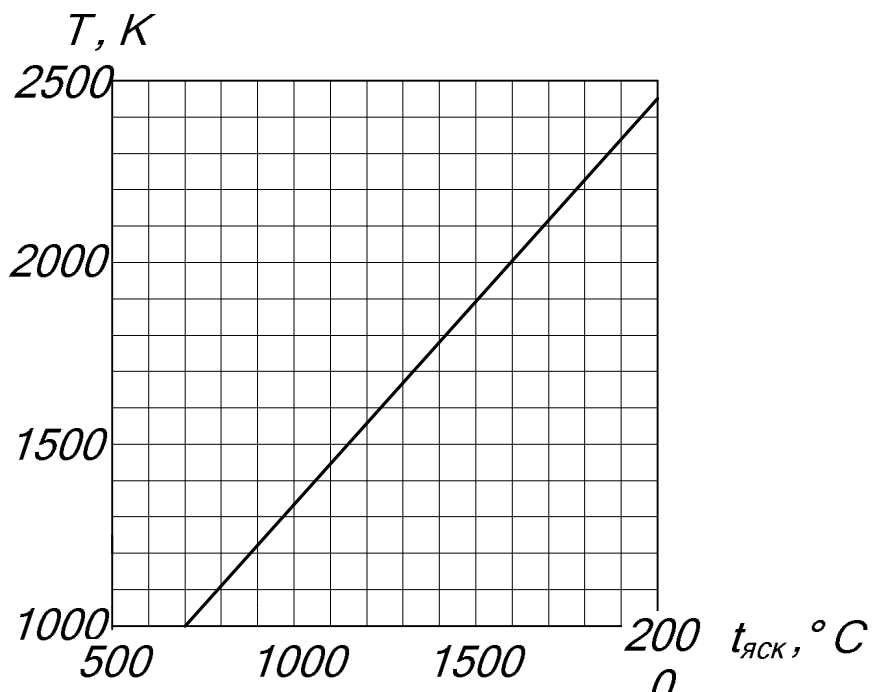


Рисунок 64.1 – Градувальна крива для визначення істинної температури T за даними яскравісної температури $\bar{t}_{яск}$

64.3 Опис лабораторної установки

Схематично лабораторну установку зображено на рисунку 64.2.

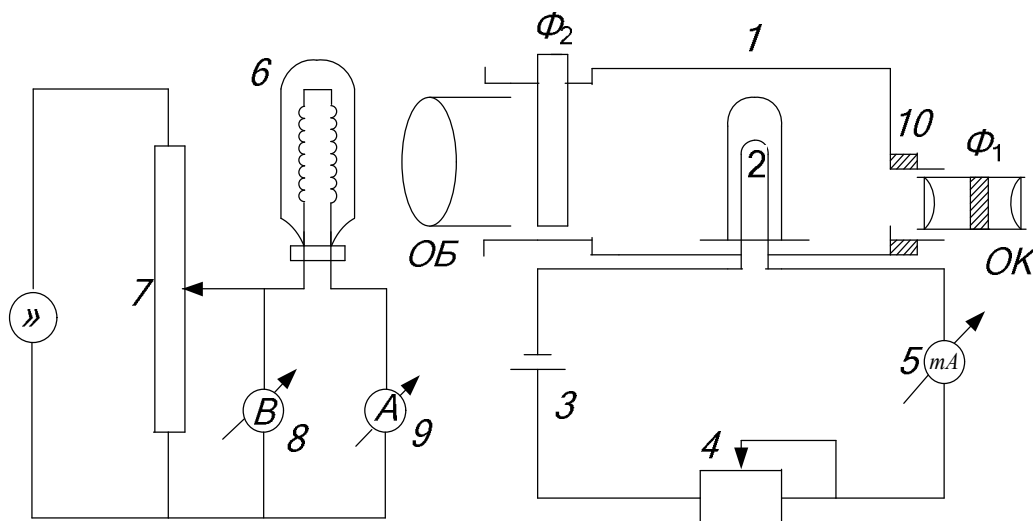


Рисунок 64.2 – Схема оптичного пірометра

До складу установки входять: оптичний пірометр (1) з джерелом живлення (3) та пірометричною лампою (2), випромінююче (нагріте) тіло (6), що являє собою лампу розжарювання, джерело змінного

струму із регулятором напруги (7), вольтметром (8) і амперметром (9).

Об'єктив пірометра (ОБ) проектує зображення нагрітого тіла в площину розташування нитки розжарювання пірометричної лампи (2). Нитка розжарювання пірометричної лампи і утворене об'єктивом зображення нагрітого тіла можна побачити через окуляр пірометра (ОК). У тому ж окулярі розташований червоний світлофільтр (Φ_1), що виділяє з усього спектра випромінювання певну довжину хвилі λ_0 .

Крім червоного світлофільтра (Φ_1), пірометр ще має світлофільтр (Φ_2), розташований між об'єктивом пірометра (ОБ) і ниткою лампи пірометра (2). Без світлофільтра (Φ_2) пірометр можна використовувати для вимірювання температури тіл, що не перевершує 1400°C . Вище цієї температури нитку лампи пірометра (2) розігрівати не можна, оскільки вона перегорить. Уводячи світлофільтр (Φ_2), який послаблює яскравість світла від нагрітого тіла відносно яскравості нитки лампи пірометра (2), можна розширити межу вимірювання температури нагрітого тіла до 2000°C .

Шкалу вмонтованого у пірометр мікроамперметра (5), який увімкнено в коло розжарювання лампи пірометра (2), прокалібровано в градусах Цельсія в межах від 800° до 1400° для роботи без світлофільтра (Φ_2) і у межах $1200 - 2000^\circ$ – для роботи зі світлофільтром (Φ_2). Уведення і виведення світлофільтра (Φ_2) здійснюють за допомогою поворотної головки, встановленої в тубусі об'єктива пірометра.

Регулювання реостата (4), що змінює струм у лампі пірометра (2), забезпечується поворотним кільцем (10), розташованим на корпусі пірометра.

64.4 Обладнання

1. Оптичний пірометр з вмонтованим потенціометром для вимірювання струму нитки пірометричної лампи.
2. Джерело світла пірометра.
3. Випромінююче (нагріте) тіло, що становить собою вольфрамову нитку розжарення.
4. Джерело змінного струму з регульованою напругою – автотрансформатор.
5. Вольтметр.
6. Амперметр.

64.5 Порядок виконання роботи

1. Встановити перше з вказаних у таблиці 64.1 значень напруги на лампі. Виміряти силу струму I .
2. Тричі визначити за допомогою пірометра яскравісну температуру нагрітого тіла для кожного значення напруги.
3. За результатами трьох вимірювань яскравісної температури знайти її середнє значення $\bar{t}_{яск}$.
4. За допомогою графіка (див. рис. 64.1) для обчисленого середнього значення яскравісної температури $\bar{t}_{яск}$ встановити істинну термодинамічну температуру T .
5. За формулою (64.4) обчислити значення енергетичної світності абсолютно чорного тіла $R_{ачт}$.
6. За формулою (64.6) обчислити значення енергетичної світності нагрітого тіла (спіралі лампи) $R_{реал}$. Значення площі нагрітого тіла $S = 4 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2$.
7. За формулою (64.5) обчислити коефіцієнт сірості вольфраму $B(T)$.
8. Обчислити десятковий логарифм $\lg T$ і $\lg R_{реал}$ за отриманими значеннями T і $R_{реал}$ відповідно.
9. Повторити пп.1–8 для інших чотирьох значень напруги.
10. Визначити середнє значення коефіцієнта сірості вольфраму \bar{B} .
11. Визначити показник ступеня n в законі випромінювання для реального тіла $R_{реал} = AT^n$, де $A = \sigma \bar{B}$. Для цього слід побудувати на міліметровому папері в логарифмічному масштабі графік залежності енергетичної світності $\lg R_{реал}$ від температури $\lg T$. Далі провести через отримані експериментальні точки, включаючи і точку, що відповідає значенню $\lg A$, усереднену пряму (див. рис. 64.3).

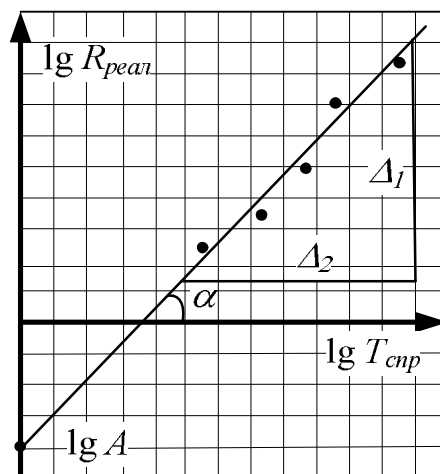


Рисунок 64.3 – Визначення показника ступеня n

Тангенс кута нахилу цієї прямої і є показником ступеня n :

$$n = \operatorname{tg} \alpha = \frac{\Delta_1}{\Delta_2} .$$

12. Записати всі результати вимірювань та обчислень у таблицю 64.1.

Таблиця 64.1

№	U, V	I	$t_{\text{яск}}$			$\bar{t}_{\text{яск}}$	T	$R_{\text{ачт}}$	$R_{\text{реал}}$	B	\bar{B}	$\lg T$	$\lg R_{\text{реал}}$	n
			1	2	3									
1	30													
2	40													
3	50													
4	60													
5	70													

64.6 Контрольні запитання

1. Як у даній роботі визначали енергетичну світність лампи?
2. Що називається коефіцієнтом сірості речовини?
3. Дайте визначення базових характеристик теплового випромінювання.
4. Сформулюйте основні закони випромінювання для абсолютно чорного тіла.
5. Поясніть принцип вимірювання температури за допомогою пірометра із зникаючою ниткою.
6. Чому яскравісна температура менша за істинну термодинамічну?

64.7 Рекомендована література

1. Савельев И. В. Курс общей физики: в 3 т./ И. В. Савельев.– М.: Наука, 1978. – Т. 3, гл. 1, §1–7. – С. 9–31; гл.8, §45–54. – С. 244–271.
2. Шубин А. С. Курс общей физики./ А. С. Шубин. – М.: Высш. шк., 1976. – §1-3. – С. 374–380.
3. Физический практикум / [Под. ред. В. И. Иверновой]. – М.: Физматгиз, 1962. – 961 с.

Лабораторна робота 65

МЕТОД БЕССЕЛЯ – ВАВІЛОВА

65.1 Мета роботи

Визначити головну фокусну відстань збиральної і розсіювальної лінз.

65.2 Загальні положення

Сферична лінза – це обмежене з двох боків сферичними поверхнями (в окремому випадку одна із сторін може бути плоскою) прозоре тіло, показник заломлення якого відрізняється від показника заломлення навколишнього середовища. Лінзи можуть бути збиральними й розсіювальними. Збиральні лінзи утворюють збіжність пучка променів або зменшують його розбіжність, розсіювальні – навпаки.

Якщо товщина лінзи порівняно з радіусом кривизни обмежувальних її поверхонь мала, то це тонка лінза. Товщиною тонкої лінзи можна знехтувати й визначити її положення у просторі за площиною.

Щоб підготуватися до виконання цієї лабораторної роботи, розглянемо властивості тонких лінз.

Пряма, що проходить через центри кривизни заломлювальних поверхонь лінзи, називається головною оптичною віссю. Вона перпендикулярна до площини, у якій розташована тонка лінза. Точка перетину головної оптичної осі з площиною лінзи є оптичним центром лінзи. Прямі, що проходять крізь оптичний центр лінзи, – оптичні осі. Промені світла, що йдуть уздовж оптичної осі, проходять крізь лінзу, не змінюючи свого напрямку. Промені, що йдуть в будь-якому іншому напрямку, виходять з лінзи, відхиляючись від початкового напрямку.

Якщо на лінзу спрямувати пучок променів, що йдуть паралельно до головної оптичної осі, то вони зберуться в точці, що розміщується на головній оптичній осі. Ця точка – головний фокус, що позначається буквою F . Відстань від оптичного центра до головного фокуса – головна фокусна відстань (її також позначають буквою F).

Оптична сила лінзи – це величина D , обернена до головної фокусної відстані

$$D = \frac{1}{F} = (n-1) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right), \quad (65.1)$$

де n – показник заломлення скла лінзи; R_1 і R_2 – радіуси кривизни поверхонь лінзи.

У системі СІ оптична сила вимірюється в діоптріях (дптр). Одна діоптрія – це оптична сила лінзи, яка має фокусну відстань, що дорівнює одному метру.

Оптична сила системи з кількох тісно з'єднаних тонких лінз дорівнює сумі оптичних сил усіх лінз, що утворюють цю систему. Для двох лінз

$$D_{сист} = D_1 + D_2. \quad (65.2)$$

Для системи з двох лінз – збиральної та розсіювальної, використовуючи формули (65.1) і (65.2), можна вивести формулу для визначення головної фокусної відстані розсіювальної лінзи $F_{роз}$:

$$F_{роз} = \frac{F_{сис} F_{зб}}{F_{зб} - F_{сис}}, \quad (65.3)$$

де $F_{сис}$, $F_{зб}$ – фокусні відстані системи та збиральної лінзи відповідно.

Якщо розмістити перед лінзою у точці A точкове джерело світла, то промені, що йдуть від джерела, після того як пройдуть крізь лінзу, заломляться і зберуться в точці A_1 , яка є дійсним зображенням точки A (рис. 65.1).

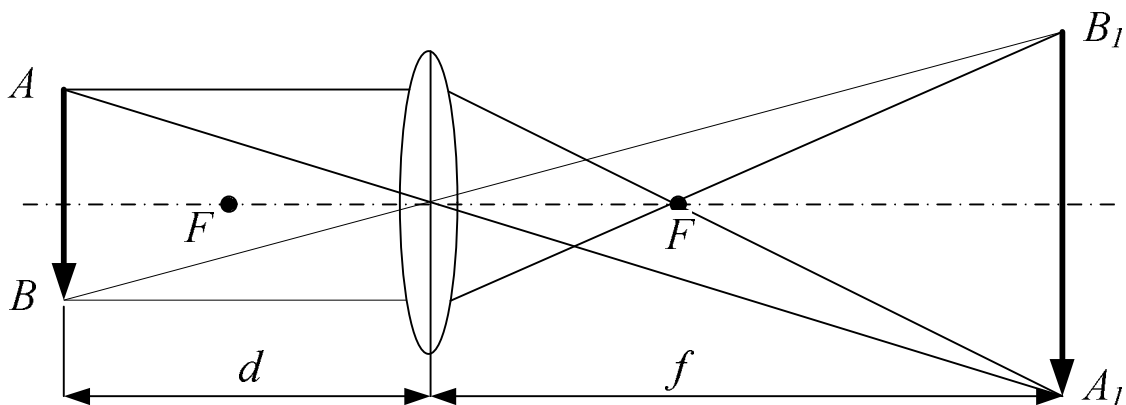


Рисунок 65.1 – Хід променів для збиральної лінзи

Якщо потім перемістити джерело світла в точку A_1 , то його зображення опиниться в точці A . Ці дві точки називаються спряженими точками.

Таке твердження справедливе, якщо замість точкового джерела світла обрати будь-який предмет. Наприклад, предмет AB на рисунку 65.1 і його зображення A_1B_1 є спряженими.

Якщо позначити відстань від предмета до оптичного центра лінзи як d , відстань від зображення до оптичного центра через f і головну фокусну відстань через F , то залежність між ними матиме такий вигляд:

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

Це основна формула тонкої лінзи. За нею можна обчислити головну фокусну відстань, якщо відомі відстані від предмета і його зображення до оптичного центра лінзи. Однак точне положення оптичного центра лінзи нам невідоме. Ліквідувати цю складність можна, використавши метод Бесселя – Вавілова.

Для цього розмістимо предмет S перед лінзою, і, переміщуючи лінзу, одержимо на екрані E два оптичні зображення цього предмета: спочатку – збільшене, а потім – зменшене (рис. 65.2).

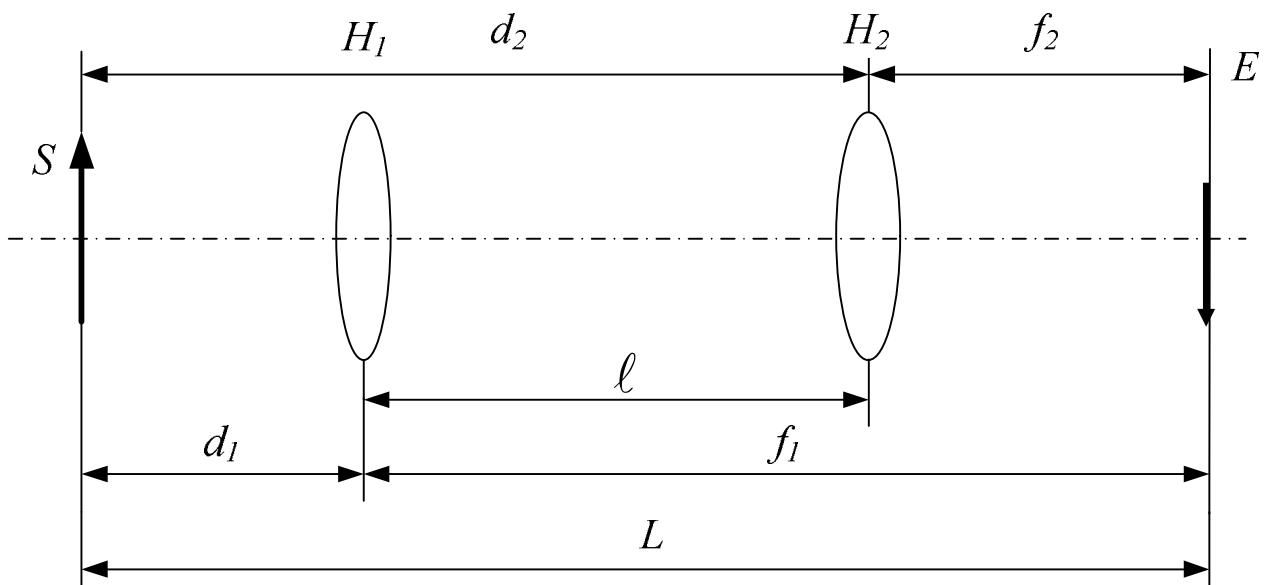


Рисунок 65.2 – Вплив положень збиральної лінзи на величину оптичного зображення

У разі одержання першого зображення лінза знаходилася в положенні H_1 , а потім перемістилася в положення H_2 . Позначимо відстань між положеннями H_1 і H_2 через ℓ (переміщення лінзи), відстань SH_1 – через d_1 , відстань H_1E – через f_1 , відстань H_2S – через d_2 , відстань H_2E – f_2 , відстань від предмета до зображення SE – через L .

Запишемо для положення H_1 формулу тонкої лінзи

$$\frac{1}{d_1} + \frac{1}{f_1} = \frac{1}{F}. \quad (65.4)$$

Справедливі також такі співвідношення (див. рис. 65.2)

$$d_1 + f_2 = L - \ell, \quad (65.5)$$

$$d_2 + f_1 = L + \ell. \quad (65.6)$$

Оскільки точки положення предмета і його зображення спряжені, тобто предмет і зображення можна поміняти місцями, то

$$d_1 = f_2,$$

$$d_2 = f_1.$$

Тоді рівняння (65.5) і (65.6) набудуть вигляду

$$2d_1 = L - \ell,$$

$$2f_1 = L + \ell.$$

Звідси

$$d_1 = \frac{(L - \ell)}{2}, \quad (65.7)$$

$$f_1 = \frac{(L + \ell)}{2}. \quad (65.8)$$

Підставляючи співвідношення (65.7) і (65.8) у формулу (65.4), отримаємо:

$$\frac{2}{(L - \ell)} + \frac{2}{(L + \ell)} = \frac{1}{F}.$$

Формула для визначення головної фокусної відстані матиме такий вигляд:

$$F = \frac{L^2 - \ell^2}{4L}. \quad (65.9)$$

У цій формулі не використано відстані d і f . До неї входять тільки відстань від предмета до зображення L і переміщення лінзи ℓ , тому не потрібно знати, де знаходиться оптичний центр лінзи, і під час вимірювань можна визначати відстань від предмета до будь-якої точки лінзи.

65.3 Опис лабораторної установки

Установка складається з оптичної лави, що дає змогу встановлювати й пересувати по ній лінзи на штативі. В одному кінці лавки розташований освітлювач. Предметом є виріз у вигляді стрілки на екрані, що закриває освітлювач. На другому кінці лави знаходиться екран. Між предметом і екраном розміщена лінзова система, що складається із збиральної і розсіювальної лінз.

Система відліку дає змогу визначити відстань від предмета до екрана і від предмета до лінзи.

65.4 Обладнання

1. Оптична лавка з предметом і екраном.
2. Лінійка.
3. Збиральна лінза.
4. Розсіювальна лінза.

65.5 Порядок виконання роботи

1. Установити екран на першу із заданих викладачем відстаней між предметом і екраном L .

2. Розмістити між предметом і екраном збиральну лінзу так, щоб одержати на екрані чітке збільшене зображення предмета, виміряти першу відстань d_1 .

3. Переміщуючи лінзу, одержати на екрані зменшене зображення предмета, виміряти другу відстань d_2 .

4. Обчислити переміщення лінзи $\ell = d_2 - d_1$.

5. За формулою (65.9) розрахувати головну фокусну відстань.

6. Дослід повторити три рази для різних значень L і обчислити середнє значення фокусної відстані $F_{сер}$.

7. Використавши значення $F_{сер}$ за формулою (65.1), обчислити оптичну силу лінзи (системи лінз) D .

8. Знаючи показник заломлення скла ($n = 1,5$) і поклавши у виразі (65.1) $R = R_1 = R_2$, вивести формулу для радіуса кривизни поверхонь збиральної лінзи R і обчислити його.

9. Розмістити розсіювальну лінзу поряд зі збиральною і повторити пп.1 – 7 для системи лінз.

10. За формулою (65.3) обчислити фокусну відстань розсіювальної лінзи.

11. За формулою (65.1) обчислити оптичну силу розсіювальної лінзи.

12. Знаючи показник заломлення скла ($n = 1,5$) і поклавши у виразі (65.1) $R = R_1$, $R_2 = \infty$, вивести формулу для радіуса кривизни поверхні розсіювальної лінзи R і обчислити його.

13. Результати вимірювань і розрахунків занести до таблиці 65.1.

Таблиця 65.1

Тип лінзи	Номер досліду	Результати вимірювань						D	R
		L	d_1	d_2	ℓ	F	$F_{сер}$		
Збиральна лінза	1								
	2								
	3								
Система Лінз	1								
	2								—
	3								
Розсіювальна лінза		—							

65.6 Контрольні запитання

1. Що називається головною оптичною віссю лінзи, головним фокусом, головною фокусною відстанню, оптичною силою лінзи?
2. Які точки в геометричній оптиці називаються спряженими?
3. Побудувати хід променів і зображення у збиральній і розсіювальній лінзах. Яке зображення називається дійсним і яке уявним?
4. Вивести формулу Бесселя – Вавілова.
5. У чому перевага методу Бесселя – Вавілова щодо методу, у якому використовується формула тонкої лінзи?
6. Як мають співвідноситися фокуси збиральної і розсіювальної лінз, щоб система цих лінз була збиральною?

65.7 Рекомендована література

1. Савельев И. В. Курс общей физики: в 3 т./ И. В. Савельев.— М.: Наука, 1978. – Т.3. – С.34-61, т.2. – С.309-319, 324-337.
2. Шубин А. С. Курс общей физики./ А. С. Шубин. – М.: Высшая школа, 1976. – С.306–318.

/

Лабораторна робота 66

ДИФРАКЦІЯ СВІТЛА

66.1 Мета роботи

Вивчити явище дифракції в паралельних променях, визначити довжину хвилі світла за допомогою дифракційних ґраток і ширину щілини за допомогою дифракційної картини.

66.2 Загальні положення

Щоб виконати роботу, потрібно пам'ятати, що дифракція світла – це його відхилення від початкового напрямку розповсюдження, коли світло, огинаючи перешкоду, заходить в область геометричної тіні. При цьому дифракція виражається більше, якщо розміри перешкоди порівнянні з довжиною хвилі.

Нехай на щілину падає паралельний пучок світла – плоска хвиля. Відповідно до принципу Гюйгенса – Френеля щілину можна розглядати, як множину точкових когерентних джерел світла. Отже світло за щілиною становить собою систему променів, що йдуть у всіх напрямках (див. рис. 66.1). Розглянемо два крайні промені, що йдуть під кутом φ до напрямку поширення падаючих променів (кут φ називається кутом дифракції).

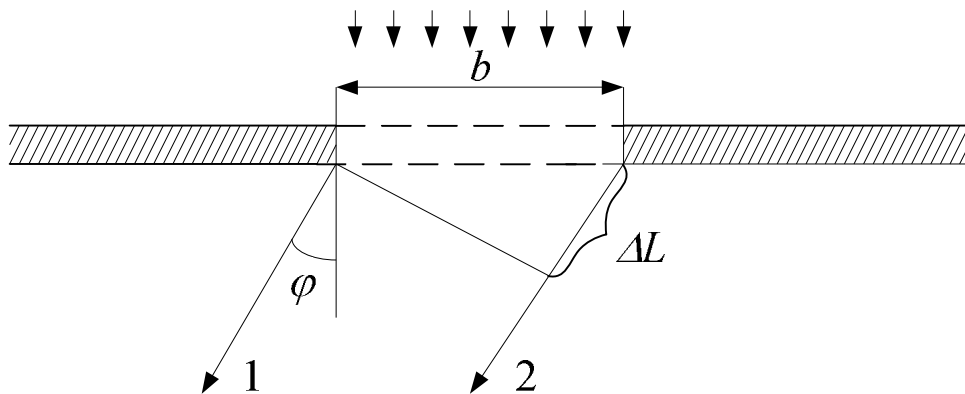


Рисунок 66.1 – Дифракція світла на щілині

Оптична різниця ходу крайніх променів ΔL визначається за формулою

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

Якщо на оптичній різниці ходу ΔL крайніх променів розміщується ціле число довжин хвиль

$$\Delta L = k \lambda,$$

де $k = 1, 2, 3 \dots$ – будь-яке ціле число, то поверхня щілини розбивається на $2k$ зон Френеля. Зоною Френеля називається ділянка хвильової поверхні, різниця ходу променів від меж якої в цьому напрямі дорівнює $\lambda/2$. Промені від двох сусідніх зон Френеля знаходяться у протифазі і такі дві зони повністю гасять одна одну. Оскільки $2k$ – парне число, то під кутом φ_k у напрямках, що визначаються умовою

$$b \sin \varphi_k = k \lambda,$$

спостерігаються дифракційні мінімуми світла.

У напрямках під кутами φ_k , що визначаються за умовою

$$b \sin \varphi_k = (k+1/2) \lambda,$$

на щілині вкладається $2k + 1$ – непарне число зон Френеля. Коливання від двох сусідніх зон Френеля гасять одне одного, дія однієї зони стає некомпенсованою, і у цьому напрямі спостерігається дифракційний максимум.

Дифракційна ґратка – це сукупність великої кількості паралельних штрихів, нанесених на скляну пластинку різцем подільної машини. Ці штрихи розсіюють світло, тому крізь дифракційну ґратку у напрямі спостерігача проходить тільки незначна його частина, тому штрихи виявляються майже непрозорими. Прозорими місцями ґратки є проміжки між штрихами. Через велику вартість дифракційної ґратки для практичних цілей застосовують так звані репліки, одержані шляхом виготовлення желатинових відбитків – копій з дифракційної ґратки. Желатинові відбитки вміщують (для запобігання пошкодженням) між двома скляними плоскопаралельними пластинами.

На рисунку 66.2 схематично зображено хід променів через дифракційну ґратку. Припустимо, що на ґратку, які знаходяться в площині MN , нормально падає пучок паралельних променів світла (плоска монохроматична хвиля).

На екрані в напрямі поширення падаючого пучка світла спостерігач побачить яскраву пляму світла. Таку пляму можна побачити не тільки в напрямі поширення падаючого пучка світла (кут $\varphi=0$), але й під деякими кутами праворуч і ліворуч від напрямку падаючого пучка.

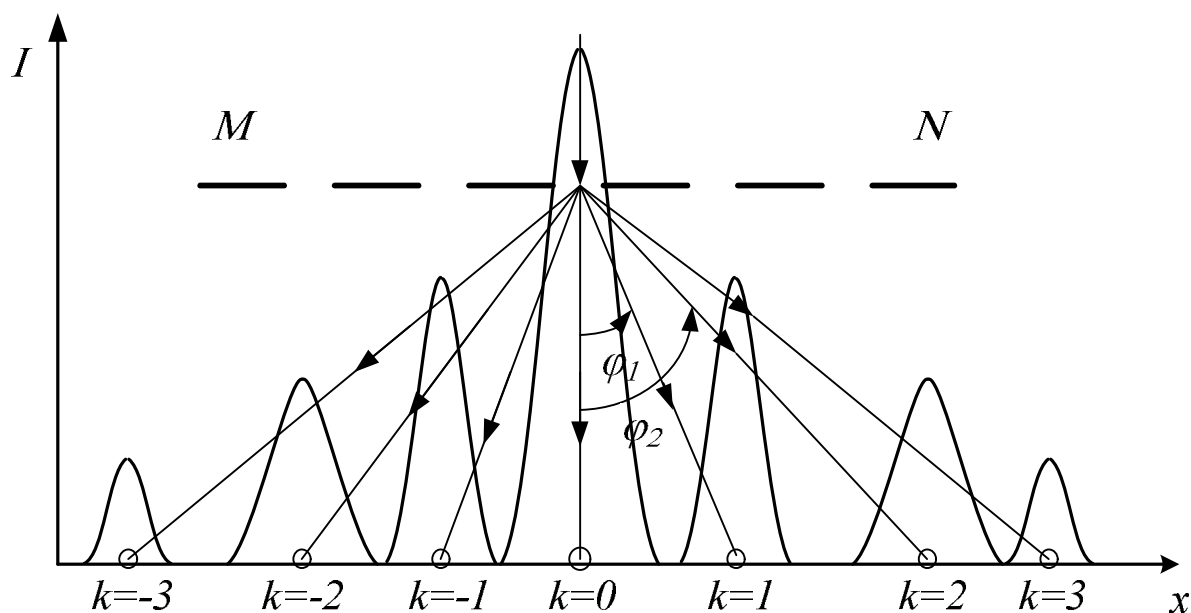


Рисунок 66.2 – Дифракція світла на дифракційній ґратці

Нехай ширина непрозорих штрихів a , а прозорих штрихів b . Відстань d – період ґратки або стала ґратки

$$d = a + b.$$

Якщо світло падає на ґратку по нормалі до неї, то різниця ходу між аналогічними променями двох сусідніх щілин у напрямі під кутом φ_k до перпендикуляру дорівнює

$$\Delta L = d \sin \varphi_k,$$

як це зрозуміло з рисунка 66.3.

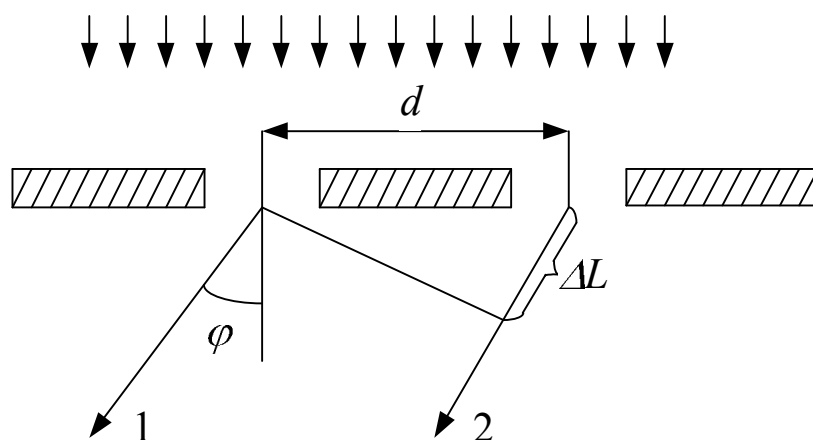


Рисунок 66.3 – Хід променів, що проходять через дифракційну ґратку

У разі різниці ходу

$$\Delta L = k \lambda \quad (k=1, 2, 3, \dots)$$

промені від сусідніх щілин складаються в однаковій фазі і взаємно підсилюють один одного. Отже, умову максимуму інтенсивності визначають за рівністю

$$d \sin \varphi_k = k \lambda. \quad (66.1)$$

Можна спостерігати кілька максимумів у напрямках:

$$-\frac{\pi}{2} \leq \varphi_k \leq \frac{\pi}{2}.$$

Найбільше число максимумів інтенсивності по один бік від нормалі до площини MN дорівнює цілій частині від числа $\frac{d}{\lambda}$.

Що більше щілин на ґратці, то більше світла проходить крізь неї і тим чіткіша дифракційна картина.

Знаючи сталу ґратки d_0 і визначивши кут дифракції φ_k для якого-небудь максимуму інтенсивності k -го порядку, можна за формулою (66.1) визначити довжину хвилі:

$$\lambda = \frac{d_0 \sin \varphi_k}{k}. \quad (66.2)$$

66.3 Опис лабораторної установки

Установка складається із джерела монохроматичного світла, екрану, дифракційних ґраток і щілини, ширину якої можна регулювати. Джерелом монохроматичного паралельного пучка світла є лазер, підключений до блока живлення. Щоб підготувати лазер до роботи, необхідно вивчити інструкцію, що знаходиться на робочому місці.

Увага! Категорично заборонено направляти промінь лазера в очі.

Промінь увімкненого лазера спрямовують у центр екрану. У процесі виконання роботи між екраном і лазером розміщують дифракційні ґратки з відомою сталою d_0 , а потім з невідомою сталою d , або щілину з регульованим зазором.

66.4 Обладнання

1. Лазер із джерелом живлення.
2. Дифракційні ґратки – еталонна і досліджувана.
3. Щілина зі змінною шириною .
4. Екран.
5. Лінійка.
6. Робочий аркуш паперу.

66.5 Порядок виконання роботи

1. Встановити екран і еталонну дифракційну ґратку зі сталою d_0 перпендикулярно до променя лазера. Обрати певну відстань D від дифракційної ґратки до екрана з трьох значень, заданих викладачем.

2. Наклавши на екран робочий аркуш паперу і вмикнувши лазер лише на **3–4 секунди**, позначити на папері положення дифракційних максимумів.

3. Тричі визначити відстані l_k між парами максимумів інтенсивності, симетрично розташованих щодо центрального променя. Записати порядок зафіксованих максимумів (для центрального променя $k = 0$).

Таблиця 66.1

Номер досліду	D	k	l_k	$\sin \varphi_k$	λ	$\lambda_{сер}$
1						
2						
3						
4						
5						
6						
7						
8						
9						

4. Повторити пп. 1–3 для двох інших значень D .

5. Знаючи величину сталої d_0 дифракційної ґратки (спитати у викладача), за формулою (66.2) визначити довжину хвилі світла для кожного досліду. При цьому $\sin \varphi_k$ обчислити за формулою

$$\sin \varphi_k = \frac{l_k}{\sqrt{4D^2 + l_k^2}}. \quad (66.3)$$

6. Обчислити середнє значення довжини хвилі. Результати занести до таблиці 66.1.

7. Замість еталонної ґратки з відомим значенням d_0 між екраном і джерелом світла встановити щілину або досліджувану ґратку з невідомим значенням d і повторити пп. 1–5. (Визначає викладач).

8. Обчислити для кожного досліду ширину щілини b за формулою:

$$b = \frac{(2k + 1)\lambda_{cp}}{2 \sin \varphi_k}, \quad (66.4)$$

а також середнє значення $b_{сер}$.

При визначенні періода d невідомої ґратки необхідно скористатися формулою, що випливає з рівняння (66.2), а саме:

$$d = \frac{k \lambda_{cp}}{\sin \varphi_k}. \quad (66.5)$$

Дослідні дані занести до таблиці 66.2, аналогічної до таблиці 66.1, у якій у двох останніх колонках надають значення b і $b_{сер}$ або d і $d_{сер}$ відповідно (замість λ і $\lambda_{сер}$).

Контрольні запитання

1. Подайте визначення явища дифракції світла.
2. Сформулюйте принцип Гюйгенса – Френеля.
3. Подайте визначення зон Френеля.
4. Що називають дифракцією Френеля, дифракцією Фраунгофера?
5. Що являє собою дифракційна ґратка?
6. Виведіть умови максимуму (мінімуму) інтенсивності світла для дифракційної ґратки.
7. Як визначити максимальний порядок спектру для певної дифракційної ґратки?
8. Поясніть дифракцію Фраунгофера на щілині за допомогою принципу Гюйгенса – Френеля.
9. Виведіть умови максимуму (мінімуму) інтенсивності світла при дифракції на щілини.

66.7 Рекомендована література

1. Савельев И. В. Курс общей физики: в 3 т./ И. В. Савельев.– М.: Наука, 1978. – Т. 2, гл. 18, §125–130. – С. 372–406, т. 3, гл. 4, §21–25. – С. 106–134.
2. Шубин А. С. Курс общей физики./ А. С. Шубин. – М.: Высш. шк., 1976. – Гл.15, §1-4. – С. 332-342.

Лабораторна робота 67

ОБЕРТАННЯ ПЛОЩИНИ ПОЛЯРИЗАЦІЇ В МАГНІТНОМУ ПОЛІ

67.1 Мета роботи

Вивчити явище обертання площини поляризації світла в магнітному полі.

67.2 Загальні положення

У деяких кристалах, наприклад у кварці, поширення світла вздовж оптичної осі супроводжується обертанням площини поляризації. Це явище властиве й деяким органічним рідинам (наприклад розчину цукру). Такі речовини називаються оптично активними, а саме явище – природним обертанням площини поляризації.

В інших речовинах, таких, наприклад, як вода і скло, в звичайних умовах повороту площини поляризації не відбувається. Однак у магнітному полі і ці речовини набувають властивість обертати площину поляризації. Це явище отримало назву ефекту Фарадея.

Ефект Фарадея спостерігається у будь-яких прозорих речовинах: твердих, рідких і газоподібних.

Явище Фарадея можна досягти таким способом. Дослідну речовину вміщують у соленоїд (рис. 67.1), установлюють поляризатор (Π) і аналізатор (A) «на темряву», потім у соленоїді вмикають електричний струм.

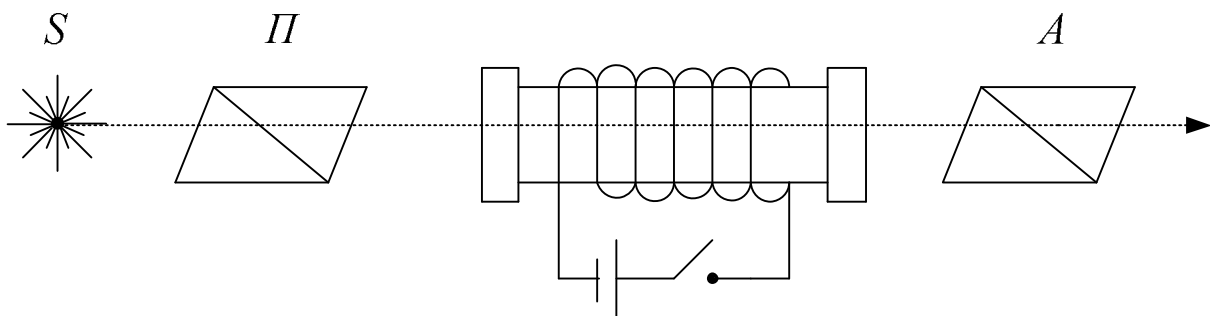


Рисунок 67.1 – Схема спостереження явища Фарадея

Унаслідок повороту площини поляризації на кут φ поле зору поляризатора прояснюється. Обертаючи аналізатор, його знову встановлюють «на темряву», що дає кут поляризації.

Кількісні закони цього явища було встановлено Фарадеєм і най-грунтовніше досліджено на ряді речовин ученим Верде, який встановив, що кут повороту φ площини поляризації пропорційний довжині шляху світла ℓ в речовині і напруженості магнітного поля H :

$$\varphi = \rho \ell H,$$

де ρ – стала Верде, величина, що властива кожній речовині.

Знак обертання умовно обирають для спостерігача, що дивиться уздовж магнітного поля. Для більшості речовин обертальний рух відбувається за стрілкою годинника, тобто в бік, у який намотано витки електромагніту. Такі речовини називають позитивними або правообертальними. Зустрічаються речовини, що обертають площину поляризації у протилежний бік (негативні або лівообертальні).

Напрямок обертання для кожної речовини пов'язаний з напрямом магнітного поля і не залежить від напрямку поширення світла.

Магнітне обертання площини поляризації залежить від довжини хвилі й незначно змінюється від температури. Залежність сталої Верде від довжини хвилі визначається законом

$$\rho = \frac{A}{\lambda^2} + \frac{B}{\lambda^4},$$

де A і B – сталі величини.

Ефект Фарадея не тільки дає змогу глибше вивчити властивості різних речовин, але й має досить незвичайне практичне застосування, наприклад для утворення швидкодіючих фотозатворів (для експозиції $\sim 10^{-8}$ с), швидкої модуляції світла, утворення світлофільтрів зі зміною областю пропускання, у оптичних вентилях тощо.

Визначення кута повороту, зображене на рисунку 67.2, обумовлене значними похибками, адже візуально важко з достатньою точністю визначити положення аналізатора, що відповідає максимальному затемненню поля зору. Тому під час вимірювань зазвичай використовують напівтіньовий метод, у якому акцент робиться не на наявність темряви «поля зору», а на рівну яскравість полів порівняння.

Ідея цього методу така. Нехай поляризатор (Π) складається з двох поляроїдів (1 і 2 на рис. 67.2,а), головні площини яких утворюють між собою кут α (рис. 67.2,б). Тоді світло, яке пройшло крізь цей поляризатор, розділиться на два однакових за інтенсивністю плоскополяризованих пучки, площини коливань яких обернені одна відносно одної на той же кут α .

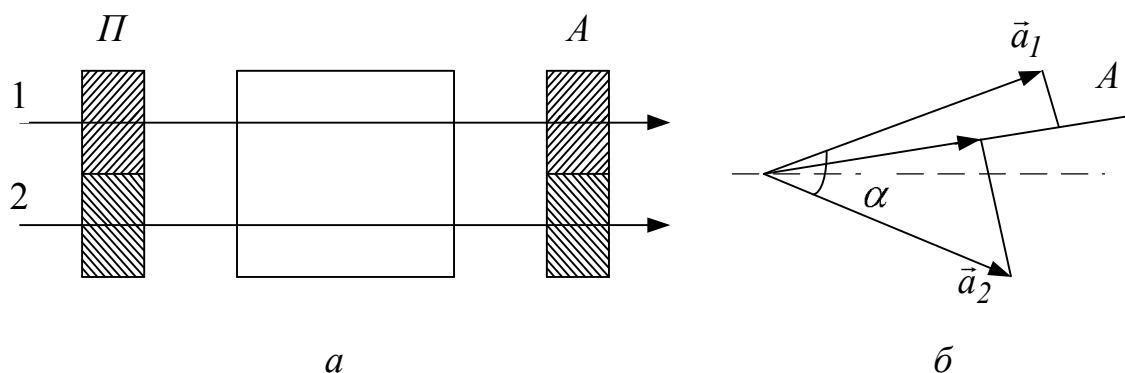


Рисунок 67.2 – Спостереження ефекту поляризації

При проходженні крізь аналізатор A інтенсивність обох пучків буде залежати від положення площини аналізатора відносно напрямів коливань світлового вектора у цих пучках. На рисунку 67.2, б a_1 і a_2 – це світлові вектори обох пучків, A – головна площина аналізатора. Амплітуди коливань світла у пучках, які пройшли крізь аналізатор, дорівнюють проекціям векторів a_1 і a_2 на напрям A .

Загалом ці проекції різні і інтенсивність обох пучків буде різною. Для порівняння інтенсивності пучків, а отже, і яскравості порівнюваних полів, аналізатор A достатньо повернути в положення, за якого його головна площина співпадає з бісектрисою кута α .

Уразі ввімкнення магнітного поля площини поляризації обох пучків, що пройшли дослідну речовину, зміняться на будь-який кут φ і яскравість полів стане іншою. Кут φ легко визначити: він дорівнює куту, на який потрібно повернути аналізатор, щоб яскравість обох полів стала однаковою.

67.3 Опис лабораторної установки

Для спостереження явища Фарадея у цій роботі використовується поляриметр, у якому ніколь-поляризатор і ніколь-аналізатор замінені на поляроїди. Основні частини приладу зображені на рисунку 67.3, а.

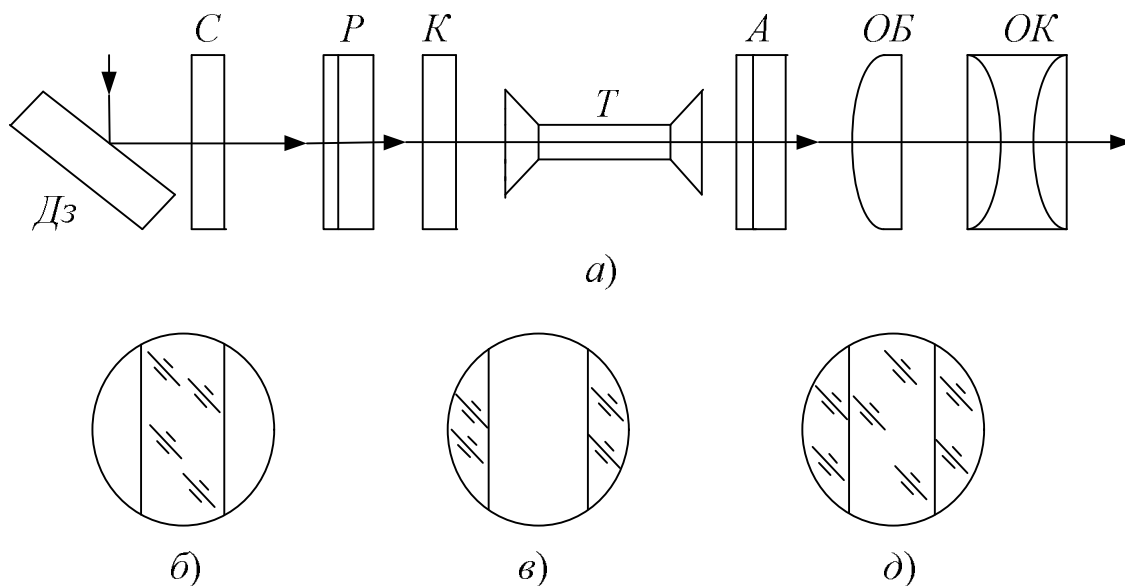


Рисунок 67.3 – Схема установки для спостереження явища Фарадея

Світло, відбите від дзеркала (*Дз*), проходячи помаранчевий світлофільтр (*С*), потрапляє на поляризатор (*Р*), кварцеву пластину (*К*). Остання прикриває центральну частину поля зору і призначена для розподілу його на три частини. Площина поляризації світла, що пройшло крізь кварцеву пластину, обертається на деякий кут щодо площини поляризації залишкової частини пучка, тому інтенсивність світла, що пройшло крізь аналізатор, для центральної і бокової частини поля зору відрізняються (на рис.67.3, а зображено один з можливих станів поля зору). Потім світло проходить дослідну речовину (*Т*), аналізатор (*А*) і крізь зорову трубу, яка складається з об'єктива (*ОБ*) і окуляра (*ОК*), потрапляє у вікно спостерігача. Різні стани поля зору, які спостерігаються крізь окуляр, показано на рисунку67.3, б–д.

Головка аналізатора складається з нерухомої градусної шкали й частин ноніусу, що сумісно обертаються, аналізатора і відлікової лупи. На нерухомому лімбі праворуч і ліворуч від нуля нанесено дві шкали. Ціна однієї поділки шкали – 1° . Усередині лімбу на нерухомій втулці розташовані два ноніуси – лівий і правий. Кожний має десять поділок, ціна однієї поділки – $0,1^\circ$.

Зорова труба використовується для спостереження потрійного поля зору. За допомогою обертання муфти зорової труби, встановлюється різкість ліній, що розподіляють на три частини поле зору, яке спостерігається крізь окуляр.

Перед вимірюванням потрібно визначити початкове положення аналізатора за рівномірним затемненням всього видимого поля.

67.4 Обладнання

1. Освітлювач.
2. Поляриметр.
3. Соленоїд.
4. Дослідна речовина.

67.5 Порядок виконання роботи

1. Увімкнути освітлювач і сфокусувати окуляр на чітке зображення межі розподілу двох полів.

2. Попередньо потренувавшись на встановлення однакової яскравості полів зору порівняння, провести цю операцію не менше ніж п'ять разів. Середнє значення цих відліків визначає нульовий відлік приладу.

3. Увімкнути струм крізь соленоїд і встановити його максимальне значення (показано на робочому місці). Старанно зрівняти яскравості полів зору і зняти відлік за ноніусом.

4. Зменшуючи значення сили струму до нуля, виміряти залежність кута повороту площини поляризації від сили струму й результати занести до таблиці 67.1.

Таблиця 67.1

Номер досліджу	I	H	φ			$\varphi_{сер}$	ρ
			1	2	3		

5. За формулою $H = n I = I N / \ell$ (де N – кількість витків соленоїда, ℓ – довжина соленоїда, I – сила струму) визначити напруженість магнітного поля для усіх значень сили струму, для яких проводилися вимірювання, і результати занести до таблиці 67.1

6. Накреслити графік залежності магнітного обертання від напруженості магнітного поля: $\varphi = f(H)$. Графік повинен мати вигляд прямої, що проходить через початок координат (рис. 67.4).

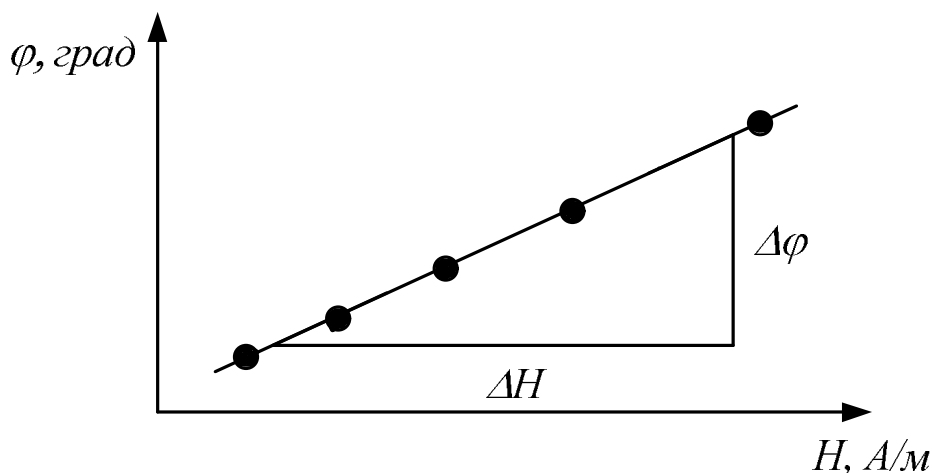


Рисунок 67.4 – Залежність магнітного обертання від напруженості магнітного поля $\varphi = f(H)$

7. За нахилом прямої на рисунку 67.4 обчислити сталу Верде:

$$\rho = \frac{\Delta\varphi}{\Delta H} \cdot \frac{l}{I}$$

67.6 Контрольні запитання

1. У чому полягає ефект Фарадея?
2. Як залежить кут повороту площини поляризації від напрямку магнітного поля?
3. Що називається сталою Верде і яка її розмірність?
4. У чому полягає явище поляризації світла?
5. Які речовини називаються оптично активними і, а які оптично неактивними?

67.7 Рекомендована література

1. Ландсберг Г. С. Оптика./ Г. С. Ландсберг. – М.: Наука, 1976.
2. Чечулин А. А. Волновые процессы. Оптика. Элементы атомной и ядерной физики./ А. А. Чечулин. – М.: Физматгиз, 1960. – Гл.14. §60. – С. 243-249.
3. Савельев И. В. Курс общей физики: в 3 т./ И. В. Савельев. – М.: Наука, 1978. – Гл.19. – С. 440-443.
4. Кортнев А.В., Практикум по физике./ А. В. Кортнев, Ю. В. Рублев, А. Н. Куценко. – М.: Высшая школа, 1963. – С. 395.
5. Базакуца В. А. Лабораторный практикум по физике./ В. А. Базакуца. – Харьков: Из-во Харьк. гос. ун – та, 1972. – С. 91.

Лабораторна робота 68

ОДЕРЖАННЯ Й ДОСЛІДЖЕННЯ ПОЛЯРИЗОВАНОГО СВІТЛА

68.1 Мета роботи

Ознайомитися з методами одержання лінійно поляризованого світла й вивчити закони Брюстера і Малюса.

68.2 Загальні положення

Плоска електромагнітна світлова хвиля є поперечною і становить собою поширення в просторі взаємно перпендикулярних коливань вектора напруженості електричного поля \vec{E} і вектора напруженості магнітного поля \vec{H} (рис. 68.1,а). Вектор \vec{E} називають світловим вектором (у роботі розглядається саме цей вектор). Наявність вектора \vec{H} мається на увазі.

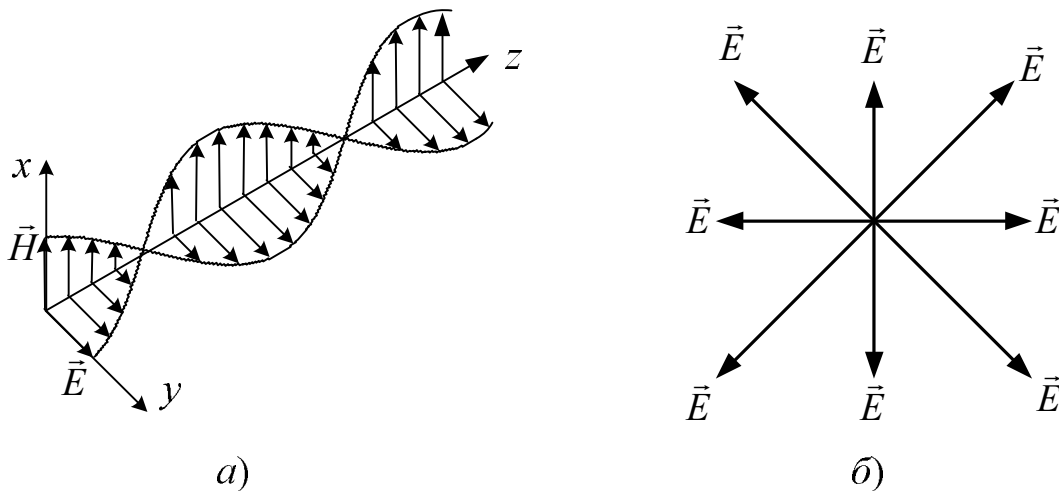


Рисунок 68.1 – Поширення в просторі векторів напруженості електричного \vec{E} і магнітного \vec{H} полів

Світловий пучок, у якому різні напрями вектора \vec{E} в поперечній до напрямку поширення хвилі площині рівномірні, називається природним. У природному світлі коливання різних напрямів швидко й безладно змінюють одне одного (рис. 68.1, б). Таке світло називають повністю неполяризованим світлом.

Світло, у якому напрям коливань вектора \vec{E} впорядкований будь-яким чином і підпорядкований будь-якій закономірності, нази-

вається поляризованим. Розрізняють два різновиди поляризації – часткову й повну. Якщо амплітуда коливань у якому-небудь напрямі в поперечній площині досягає максимального і мінімального значення у перпендикулярному напрямі, то таке світло називається частково поляризованим (рис. 68.2,а). З'єднуючи кінці векторів \vec{E} одержимо еліпс.

Якщо коливання вектора відбуваються в одній площині, то таке світло називається повністю поляризованим (плоскополяризованим) світлом(рис. 68.2,б).

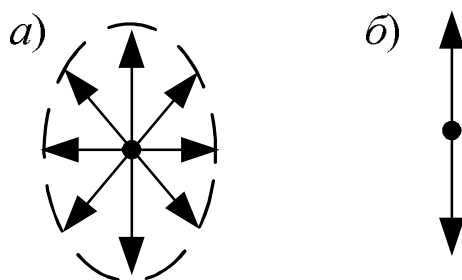


Рис. 68.2 – Зображення частково поляризованого (а) і плоскополяризованого (б) світла

Для одержання плоскополяризованого світла з природного неполяризованого застосовують спеціальні оптичні пристрої – поляризатори. Площину коливань електричного вектора у світловій хвилі, що пройшла крізь поляризатор, називають площиною поляризатора.

Будь-який поляризатор можна використовувати для дослідження поляризованого світла, тобто як аналізатор. У цьому разі площина коливань прохідного світла збігається з площиною аналізатора. Інтенсивність (I) плоскополяризованого світла після проходження крізь аналізатор обумовлюється кутом φ , утвореним площиною коливань падаючого променя з площиною аналізатора відповідно до закону Малюса:

$$I = I_0 \cos^2 \varphi,$$

де I_0 – інтенсивність падаючого на аналізатор світла.

Наведемо кілька способів одержання плоскополяризованого світла.

Відбиття світла від поверхні діелектрика

Відбите від діелектрика і заломлене світло завжди частково поляризоване. У відбитому промені переважають коливання, перпенди-

кулярні до площини падіння, а в заломленому – паралельні до площини падіння (рис. 68.3, а).

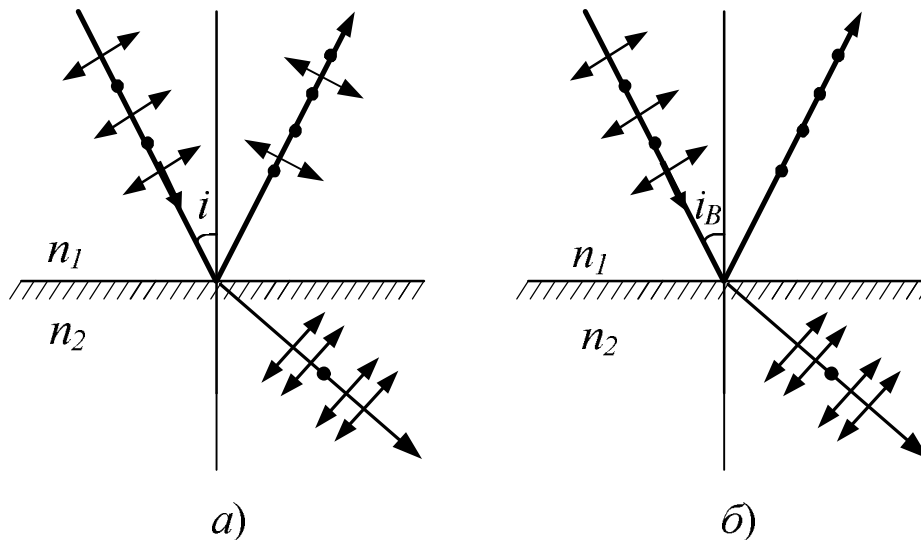


Рисунок 68.3 – Частково поляризоване світло

На рисунку 68.3 точки позначають коливання вектора \vec{E} , перпендикулярні до площини падіння, стрілки – коливання у площині падіння.

Ступінь поляризації відбитого променя залежить від відносного показника заломлення $n_{12} = n_2/n_1$ і кута падіння i_1 . Якщо кут падіння задовольняє умові

$$\operatorname{tg} i_B = n_{12}, \quad (68.1)$$

то відбитий промінь буде поляризований повністю (рис. 68.3,б), а заломлений тільки частково. Співвідношення (68.1) називають законом Брюстера. Кут i_B називають кутом Брюстера або кутом повної поляризації.

Подвійне променезаломлення у кристалах

Деякі кристали мають властивість подвійного променезаломлення. Заломлюючись у такому кристалі, світловий промінь розділяється на два плоскополяризованих промені із взаємно перпендикулярними напрямками коливань вектора \vec{E} – звичайний z і незвичайний e . Звичайний промінь задовольняє звичайний закон заломлення і перебуває в одній площині з падаючим променем і нормаллю. Для незвичайного променя відношення синусів падіння й заломлення не залишається сталим у разі зміни кута падіння. Крім цього, незвичайний промінь, зазвичай, не лежить у площині падіння і відхиляється від звичайного променя з навіть у разі нормального падіння світла. Від-

хиливши один з променів убік, одержують плоскополяризований промінь. За цим принципом побудована поляризаційна призма Ніколя (рис. 68.4).

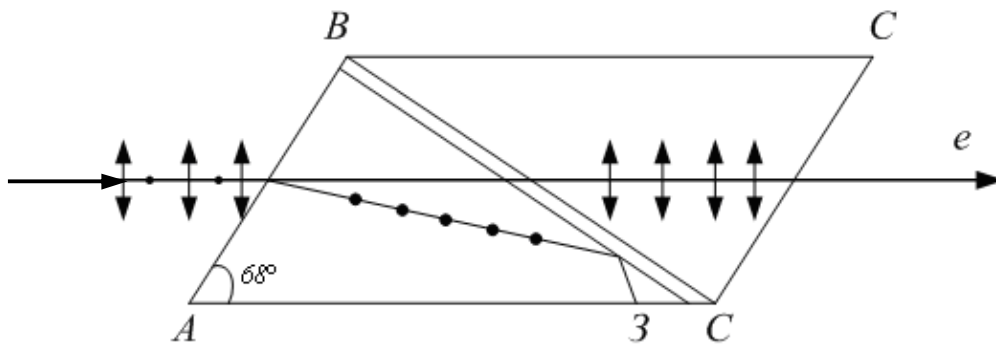


Рисунок 68.4 – Подвійне променезаломлення у кристалах

Дві природні грані кристала ісландського шпату зрізують так, щоб зменшити кут між поверхнями до 68° . Потім кристал розпилюють на дві частини за площиною BD під кутом 90° до нових граней. Після полірування поверхні розпилювання склеюють канадським бальзамом з показником заломлення n_b , що задовольняє умові

$$n_e < n_b < n_o,$$

де n_o і n_e – показники заломлення іспанського шпату для звичайного і незвичайного променів.

Падаючи під кутом, більшим за граничний, на площину BD , звичайний промінь зазнає повного внутрішнього відбиття на межі шпат – бальзам. Незвичайний промінь, для якого $n_e < n_o$, виходить з призми плоскополяризованим.

68.3 Опис лабораторної установки

Основою установки є напівкругла пластинка (1) з градусними поділками, нанесеними по краю. У центрі кола закріплено шарнір (2), навколо якого обертаються дві штанги (рис. 68.5). На одній з них закріплено освітлювач (3), на другій – поляризаційну призму (5) з лімбаом (6) для вимірювання кута її повороту і фотоелемент (7). Фотострум вимірюється мікроамперметром (8). На основі вертикально укріплено діелектричну пластину (9).

68.4 Обладнання

1. Напівкругла основа з градусними поділками.

2. Діелектрична пластина.
3. Освітлювач.
4. Поляризаційна призма з лімбом.
5. Фотоелемент.
6. Мікроамперметр.

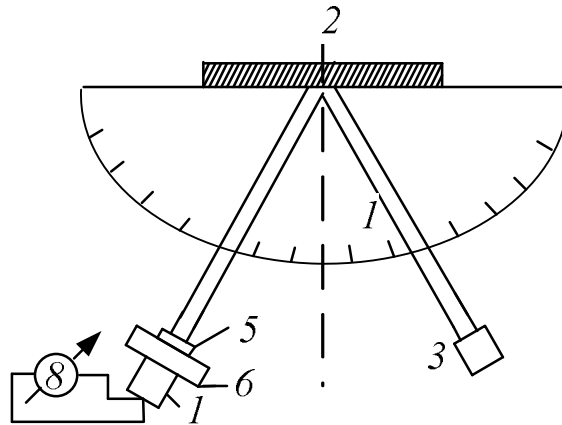


Рисунок 68.5 – Напівкругла пластина з градусними поділками

68.5 Порядок виконання роботи

А. Визначення кута Брюстера і показника заломлення матеріалу діелектричної пластини

1. Установити штанги під кутом α (приблизно 45°) і домогтися, щоб світло, відбите від пластини, падало на призму 5.
2. Повернути поляризаційну призму так, щоб фотострум за такого кута був найменшим.
3. Повернути обидві штанги (спостерігаючи за тим, щоб пляма світлового пучка весь час знаходилася на призмі) до того моменту, коли фотострум стане мінімальним, і відмітити відповідний кут α_B , записавши показник. Дослід повторити кілька разів і знайти середнє значення α_B .
4. За формулою Брюстера (68.1) знайти показник заломлення діелектричної пластини.

Б. Вивчення закону Малюса

1. Обертати поляризаційну пластину в межах повного оберту й через кожні 20° записувати покази мікроамперметра. Повторити вимірювання три рази і результати записати до таблиці 68.1.
2. Визначити кут $\varphi_{\text{макс}}$, що відповідає максимальній інтенсивності I , і ввести кут $\varphi^* = \varphi - \varphi_{\text{макс}}$. Для $\varphi^* = 0$ і $I = I_0$.

3. Накреслити графік дослідної залежності $I/I_0=f(\varphi^*)$. На цьому самому рисунку аналогічно побудувати теоретичну залежність

$$\frac{I}{I_0} = \cos^2(\varphi^*).$$

4. Порівняти графіки дослідної й теоретичної залежностей I/I_0 .

Таблиця 68.1

Номер досліджу	φ	$\varphi_{\text{макс}}$	φ^*	Покази мікроамперметра				I/I_0	$\cos^2 \varphi^*$
				1	2	3	середнє		
1									
2									
3									
4									
5									

68.6 Контрольні запитання

1. У чому полягає явище поляризації світла?
2. Яке світло називається плоскополяризованим?
3. Назвіть способи одержання поляризованого світла.
4. Сформулюйте закон Брюстера.
5. У якій площині коливається вектор E світла, відбитого від поверхні діелектрика під кутом Брюстера?
6. За якої умови, якщо падаючий промінь плоскополяризований, відбите світло не буде спостерігатися?
7. У чому полягає явище подвійного променезаломлення?
8. Будова й дія призми Ніколя.
9. Сформулюйте і поясніть закон Малюса.

68.7 Рекомендована література

1. Савельев И. В. Курс общей физики: в 3 т./ И. В. Савельев. – М.: Наука, 1978. – Т.2.
2. Ландсберг Г. С. Оптика./ Г. С. Ландсберг. – М.: Наука, 1976.
3. Базакуца В. А. Лабораторный практикум по физике./ В. А. Базакуца. – Харьков: Из-во Харьк. гос. ун – та, 1972.

Лабораторна робота 69

ДОСЛІДЖЕННЯ СПЕКТРУ ВИПРОМІНЮВАННЯ

69.1 Мета роботи

Визначити довжину хвилі найяскравіших ліній в оптичному спектрі випромінювання ртутної лампи за допомогою дифракційної ґратки.

69.2. Загальні положення

У видимому діапазоні довжин хвиль ($\lambda = 0,3 \div 0,8$ мкм) промінь випромінювання ртутної лампи складається практично з трьох довжин хвиль $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$, (на других довжинах хвиль випромінювання значно менш інтенсивне). Ці три довжини хвиль потрібно визначити в даній роботі.

У разі дифракції випромінювання ртутної лампи замість ліній 1-го, 2-го, 3-го тощо порядків дифракції будуть спостерігатися спектри 1-го, 2-го, 3-го тощо порядків. Кожний такий спектр складається з трьох близько розташованих ліній (див. рис. 69.1). Дифракційні лінії спостерігаються під кутами дифракції, що задовольняють умові

$$d \sin \varphi_k = k \lambda, \quad (69.1)$$

за якої кути дифракції φ_k й довжина хвилі λ пов'язані з періодом ґратки d і порядком лінії $k = 1, 2, 3 \dots$

Дифракційний спектр нульового порядку ($k = 0$) – це одна яскрава лінія білого світла, оскільки вона утворена трьома просторово не розділеними монохроматичними пучками.

Отже, дифракційна ґратка, як і призменний спектроскоп, просторово розділяє монохроматичні пучки на пучку світла складного спектру. Для вимірювання кутів дифракції застосовують вимірювач кутів – гоніометр. Знаючи період ґратки d і вимірюючи гоніометром кути дифракції, довжини хвиль оптичного спектру ртутної лампи можна обчислити за формулою:

$$\lambda = \frac{d \sin \varphi_k}{k}. \quad (69.2)$$

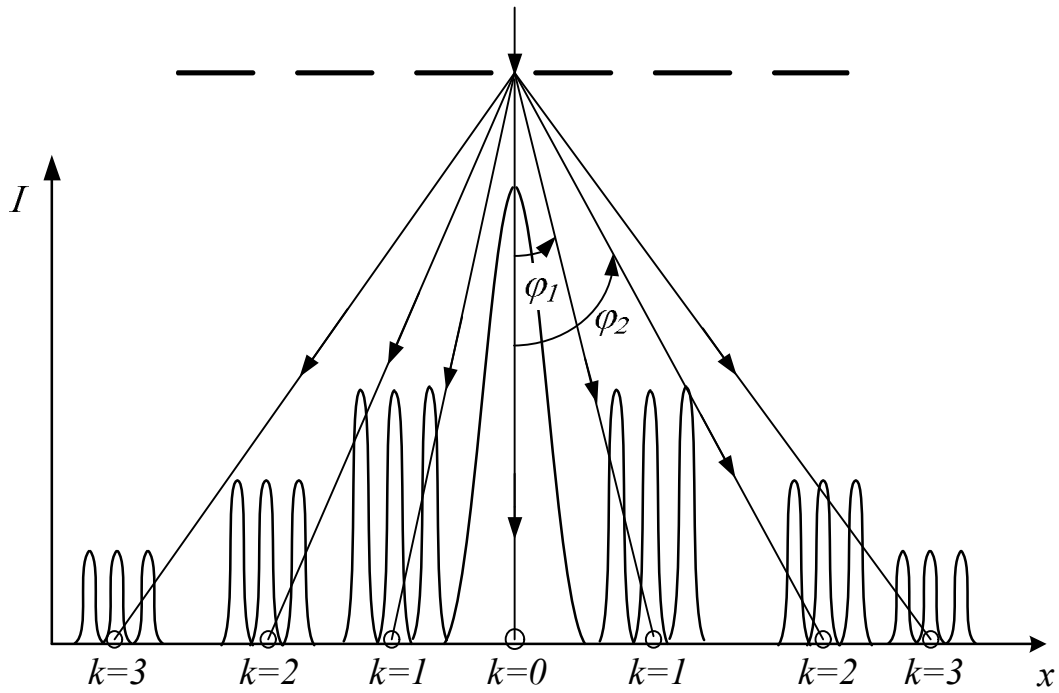


Рисунок 69.1 – Утворення спектрів випромінювання за допомогою дифракційної ґратки

69.3 Опис лабораторної установки

Лабораторна установка складається з досліджуваного джерела (ртутна лампа), дифракційної ґратки й гоніометра. Схему лабораторної установки наведено на рисунку 69.2.

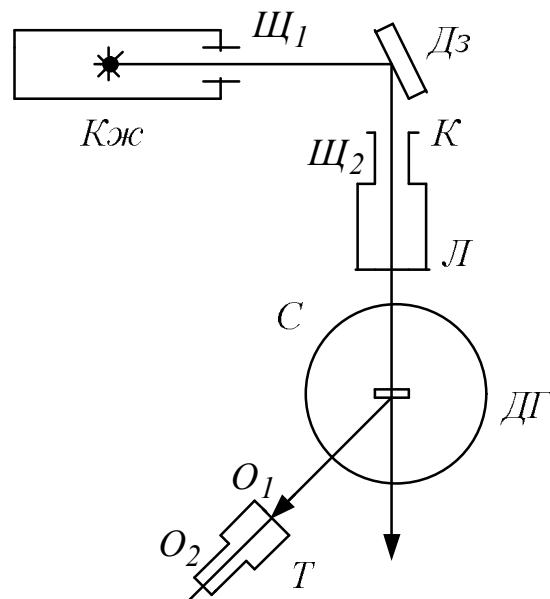


Рисунок 69.2 – Установки для дослідження довжини хвилі випромінювання

Ртутна лампа розміщена в захисному кожусі (*Кж*). За допомогою щілини (*Щ₁*) і дзеркала (*Дз*) промінь світла спрямовується на дифракційну ґратку (*ДГ*), яка закріплена на осі гоніометра. Гоніометр складається з коліматора (*К*) і зорової труби (*Т*), що може обертатися у горизонтальній площині. Шкалу кутів повороту нанесено на столик (*С*), в центрі якого встановлено дифракційну ґратку. На кінці коліматора (*К*) розташована щілина (*Щ₂*).

Коліматор призначений для того, щоб спрямовувати на ґратку паралельний пучок променів, тому щілина (*Щ₂*) повинна перебувати у фокусі лінзи (*Л*). Зорова труба (*Т*) складається з об'єктива (*О₁*) і окуляра (*О₂*). Окуляр має вертикальний візир (нитку) для наведення труби на певну лінію спектру. Лімб гоніометра поділено на 360° . Шкалу гоніометра обладнано ноніусом, що дає змогу відраховувати кути повороту зорової труби з точністю до п'яти кутових хвилин. Відлік кожного кута дифракції виконують ліворуч і праворуч від лінії нульового порядку. При відліку праворуч від нульової лінії для знаходження кута дифракції потрібно значення відліку по шкалі відняти від 360° . Робочим значенням кута дифракції потрібно вважати півсуму двох значень кута дифракції, виміряних ліворуч і праворуч від лінії нульового порядку. Це необхідно робити для уникнення можливого порушення перпендикулярності пучка світла до площини дифракційної ґратки.

69.4 Обладнання

1. Ртутна лампа.
2. Дифракційна ґратка.
3. Гоніометр.

69.5 Порядок виконання роботи

1. Увімкнути ртутну лампу. (Увага! Повторити увімкнення можна тільки через *10 хв*, коли лампа охолоне).

2. За допомогою обертання зорової труби (*Т*) праворуч знайти спектр першого порядку і визначити значення кутів дифракції для жовтої, зеленої і синьої ліній спектра першого порядку (нитку візиру наводити на середину лінії). Результати цих і наступних вимірювань записати до таблиці 69.1.

Таблиця 69.1

Порядок	Колір лінії	Відлік кутів φ_k ліворуч				Відлік кутів φ_k праворуч					φ_k	λ
		1	2	3	φ_l	1	2	3	φ_n	φ_n^*		
1	Синій											
	Зелений											
	Жовтий											
2	Синій											
	Зелений											
	Жовтий											

3. Провести аналогічні вимірювання кутів дифракції для спектрів другого і третього порядків ліворуч і праворуч від лінії нульового порядку.

4. Обчислити середні значення кутів φ_k дифракції за формулою

$$\varphi_k = (\varphi_l + \varphi_n^*)/2,$$

де $\varphi_n^* = 360^\circ - \varphi_n$.

5. За формулою (69.2) визначити довжину хвиль, що відповідають синій, зеленій і жовтій лініям спектрів 1-го і 2-го порядків.

69.6 Контрольні запитання

1. У чому полягає явище дифракції світла?
2. Сформулюйте принцип Гюйгенса – Френеля.
3. Що називається кутом дифракції?
4. Чим відрізняється дифракційний спектр від спектру, одержаного за допомогою скляної призми?
5. Що становить собою дифракційна ґратка?
6. Наведіть формулу дифракційної ґратки.
7. Чому дорівнює максимальний порядок спектру для дифракційної ґратки?

69.7 Рекомендована література

1. Савельев И. В. Курс общей физики: в 3 т./ И. В. Савельев. – М.: Наука, 1978. – Т.2.
2. Савельев И. В. Курс общей физики: в 3 т./ И. В. Савельев. – М.: Наука, 1978. – Т.3.
3. Ландсберг Г. С. Оптика./ Г. С. Ландсберг. – М.: Наука, 1976.
4. Базакуца В. А. Лабораторный практикум по физике./ В. А. Базакуца. – Харьков: Из-во Харьк. гос. ун – та, 1972.

Навчальне видання

Методичні вказівки

до виконання лабораторних робіт
із розділу «**Оптика**»
дисциплін

«ФІЗИКА» та «ЗАГАЛЬНА ФІЗИКА»

(для студентів 1 курсу денної форми та 1–2 курсів заочної форми навчання бакалаврів спеціальностей 101 – Екологія, 122 – Комп'ютерні науки та інформаційні технології, 141 – Електроенергетика, електротехніка та електромеханіка, 151 – Автоматизація та комп'ютерно-інтегровані технології, 183 – Технології захисту навколишнього середовища, 185 – Нафтогазова інженерія та технології, 192 – Будівництво та цивільна інженерія, 193 – Геодезія та землеустрій, 206 – Садово-паркове господарство, 263 – Цивільна безпека, 275 – Транспортні технології)

Укладачі: **ПЕТЧЕНКО** Олександр Матвійович,
СИСОЄВ Анатолій Сергійович

Відповідальний за випуск *Є. І. Назаренко*

За авторською редакцією

Комп'ютерне верстання *І. В. Волосожарова*

План 2017, поз. 196М

Підп. до друку 28.04.2017 р.
Друк на ризографі
Зам. №

Формат 60x84/16
Ум. друк. арк. 1,8
Тираж 50 пр.

Видавець і виготовлювач:
Харківський національний університет
міського господарства імені О. М. Бекетова,
вул. Маршала Бажанова, 17, Харків, 61002
Електронна адреса: rectorat@kname.edu.ua
Свідоцтво суб'єкта видавничої справи:
ДК № 5328 від 11.04.2017 р.