

Міністерство освіти і науки України

ОДЕСЬКА НАЦІОНАЛЬНА АКАДЕМІЯ ЗВ'ЯЗКУ ІМ. О.С.ПОПОВА

Кафедра фізики оптичного зв'язку

ОПТИКА

ФІЗИКА

МОДУЛЬ 2.1

ЧАСТИНА 3

Методичні вказівки

до лабораторного циклу з фізики

для студентів 2-го курсу всіх спеціальностей

ОДЕСА 2015

Укладачі: доцент Горбачов В.Е., доцент Коробіцин Б.В., доцент Криськів С.К.,
доцент Назаренко О.А.

Методичні вказівки спрямовані на практичне засвоєння фізики по курсу оптики. Вони містять вісім робіт по найважливішим темам геометричної та хвильової оптики. Вказівки розраховані на студентів за напрямом “Телекомунікації”

ЗАТВЕРЖЕНО

методичною радою
академії

Протокол № 3
від 24.03.2015 р.

СХВАЛЕНО

на засіданні кафедри
фізики оптичного зв'язку
і рекомендовано до друку

Протокол № 5
від 20.11.2014 р.

СТРУКТУРА МОДУЛЯ 2.1 “ОПТИКА”

Змістовий модуль	Лекції (год.)	Заняття		Самостійна робота	Індиві- дуальна робота
		прак- тичні	лабора- торні		
Модуль 3: ОПТИКА (60 годин)					
Оптика	16	8	16	16	4

ЗМІСТ МОДУЛІВ (ЛЕКЦІЙНИХ ГОДИН):

1. Геометрична оптика. Закони відбиття та заломлення світла. Повне внутрішнє відбиття. Побудова зображень у лінзах.
2. Світло в неоднорідному середовищі. Поглинання світла. Розсіювання світла. Закони Бугера та Релея. Світлові хвилі. Дисперсія світла.
3. Інтерференція світла. Інтерференція в тонких плівках, на клині. Просвітлення оптики. Кільця Ньютона. Інтерферометри.
4. Дифракція світла. Дифракція Френеля на отворі та диску. Метод зон Френеля.
5. Дифракція Фраунгофера на щілині. Дифракційна ґратка. Роздільна здатність. Голографія.
6. Поляризація світла. Закони Брюстера та Малюса.
7. Подвійне променезаломлення. Інтерференція поляризованих променів.
8. Штучне подвійне променезаломлення. Модуляція світла.

ТЕМИ ЛАБОРАТОРНИХ РОБІТ МОДУЛЯ 2.1 “ОПТИКА”

№ з/п.	Тема	Години
1	6-1. Вивчення фокусної відстані збиральної та розсіювальної лінз	2
2	6-2. Визначення показника заломлення прозорих тіл за допомогою мікроскопа	2
3	6-3. Вивчення інтерференційної схеми кілець Ньютона	2
4	6-4. Вивчення дифракції Фраунгофера	
5	6-5. Вивчення дифракції Фраунгофера від двох щілин	
6	6-6. Вивчення прозорих дифракційних ґраток	2
7	6-7. Визначення показника заломлення середовища за ефектом Брюстера	2
8	6-8. Визначення показника заломлення ісландського шпату за допомогою мікроскопа	4

ПЕРЕЛІК ЗНАНЬ ТА ВМІНЬ ДО МОДУЛЯ 2.1

1. Знати основні фізичні величини для опису явищ у системах електроніки, електрозв’язку та радіозв’язку.
2. Знати основні фізичні явища для класифікації процесів у системах електроніки, електрозв’язку та радіозв’язку.
3. Знати формулювання фізичних законів для опису явищ у системах електроніки, електрозв’язку та радіозв’язку, використовуючи довідкову літературу.

4. Вміти переводити фізичні величини у систему одиниць СІ.

5. Вміти проводити вимірювання необхідних фізичних величин і параметрів для визначення режимів роботи елементів у системах електроніки, електрозв'язку та радіозв'язку, використовуючи стандартні засоби вимірювання.

6. Вміти порівнювати результати практичних вимірів з теоретичними результатами для оцінки похибок вимірювань, використовуючи довідкову літературу.

КРИТЕРІЇ ОЦІНКИ ЗНАНЬ

При оцінці лабораторних робіт студент отримує:

- за кожне правильно виконане та оформлене домашнє завдання – 20 балів;
- за правильну відповідь на всі питання письмового теоретичного опитування – 40 балів;
- за правильну відповідь не на всі питання письмового теоретичного опитування в залежності від кількості правильних відповідей – від 0 до 40 балів;
- за правильно оформлену й завершену лабораторну роботу – 40 балів.

Оцінка виставляється виходячи з наступних критеріїв:

“Відмінно”	–	від 90 до 100 балів (A);
“Добре”	–	від 82 до 89 балів (B);
“Добре”	–	від 74 до 81 балів (C);
“Задовільно”	–	від 64 до 73 балів (D);
“Задовільно”	–	від 60 до 63 балів (E);
“Незадовільно”	–	від 35 до 59 балів (FX);
“Незадовільно”	–	від 1 до 34 балів (F).

Частина I

Вступ

Метою лабораторного практикуму з фізики оптичного зв'язку є практичне освоєння основ оптики, які надалі необхідні для розуміння реальних систем оптичного зв'язку.

Три лабораторні роботи виконуються на основі мікроскопів типу МБС, п'ять робіт – на основі навчального приладу ЕСФЕ-1 "Оптика".

Лабораторні роботи проводяться фронтальним методом, коли вся студентська група виконує одну й ту саму роботу.

Виконанню роботи в лабораторії обов'язково передує домашня підготовка з теорії та методики виконання роботи, а також заготівля протоколу, що включає креслення схеми пристрою, таблиць приладів і прямих вимірювань, написання і розшифровку робочих формул. За попередньою вказівкою викладача студент відповідає на певні контрольні питання письмово.

До виконання лабораторної роботи допускаються студенти, які виконали домашню роботу і показали позитивний результат експрес-опитування в лабораторії.

Зміст протоколів усіх робіт повинен бути таким:

1. Тема лабораторної роботи.
2. Мета роботи.
3. Схема пристрою, перелік її елементів.
4. Таблиця вимірювальних приладів.
5. Робочі формули з поясненнями величин.
6. Таблиця прямих вимірювань у стандартному вигляді для кожної вимірювальної величини, яка після її заповнення обов'язково подається на підпис викладачу.
7. Обробка результатів вимірювань (за багаторазових однотипних обчислень надається одна числова підстановка).
8. Зведення результатів у стандартній формі (у вигляді середньої величини, довірчого інтервалу, довірчої ймовірності, відносної похибки) або у вигляді графіка.
9. Висновок.
10. Дата виконання та прізвище студента.

При підготовці до виконання лабораторних робіт, окрім даних вказівок, рекомендовано користуватися літературою, вказаною наприкінці вказівок.

Лабораторна робота № 6-1 **ВИЗНАЧЕННЯ ФОКУСНОЇ ВІДСТАНІ ЗБИРАЛЬНОЇ ТА РОЗСІЮВАЛЬНОЇ ЛІНЗ**

1 Мета роботи. Вивчення способів побудови зображень за допомогою лінз і ознайомлення зі способами визначення їхньої фокусної відстані.

2 Ключові положення

Лінза являє собою прозоре тіло, обмежене з двох боків криволінійними поверхнями, у простому випадку – сферичними. Лінза вважається тонкою, якщо її товщина набагато менше за радіуси кривизни R_1 і R_2 її поверхонь. Пряма, проведена через центри кривизни поверхонь, називається головною оптичною віссю лінзи. Проходячи через лінзу, промені заломлюються двічі: вперше – при падінні на передню поверхню лінзи і вдруге – при виході з лінзи. При побудові ходу променів у тонких лінзах заломлення на обох поверхнях замінюють одним заломленням у головній площині лінзи, що проходить через її оптичний центр перпендикулярно головній оптичній осі. Усі відстані відраховуються від головної площини лінзи. Промені, паралельні головній оптичній осі, перетинаються в точці, що лежить на цій осі й називається головним фокусом лінзи. У збиральній лінзі є два фокуси – F_1 і F_2 , що лежать по різні боки від неї. Площина, що проходить через фокус перпендикулярно головній оптичній осі, називається фокальною площиною. Відстань від оптичного центра лінзи O до її фокуса називається фокусною відстанню F . Величина D , зворотна фокусній відстані F , називається оптичною силою лінзи і визначається загальною формулою лінзи:

$$D = \frac{1}{F} = (n - 1) \cdot \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right), \quad (1.1)$$

де n – показник заломлення матеріалу лінзи відносно навколишнього середовища; R_1 і R_2 – радіуси кривизни поверхонь лінзи. Радіуси кривизни опуклих поверхонь вважаються позитивними, а вгнутих – негативними. У плоских поверхонь радіус кривизни дорівнює нескінченності. Лінза називається збиральною, якщо $F > 0$, і розсіювальною – якщо $F < 0$. Одиницею оптичної сили лінзи є діоптрія ($[D] = \text{дптр} = 1/\text{м}$).

У разі тонкої лінзи справедлива формула лінзи:

$$\frac{1}{F} = \frac{1}{a} + \frac{1}{b}, \quad (1.2)$$

де a – відстань до предмета; b – відстань до зображення (вважається негативною для уявних зображень).

При побудові зображень користуються такими правилами:

- 1) промінь, паралельний головній оптичній осі, після заломлення в лінзі проходить через головний фокус;
- 2) промінь, що пройшов через фокус під якимось кутом до головної оптичної осі, після заломлення в лінзі йде паралельно головній оптичній осі;
- 3) промінь, що пройшов через центр лінзи, не змінює свого напрямку.

На оптичних схемах лінзи зображуються у вигляді відрізка прямої, перпендикулярної головній оптичній осі, зі стрілками на кінцях, спрямованими назовні для збиральної лінзи і усередину – для розсіювальної лінзи.

На рис. 1.1 показана побудова зображень за допомогою різних лінз для різних випадків розташування предмета:

a – предмет між фокусом і оптичним центром лінзи; зображення пряме, уявне (з цього ж боку лінзи), збільшене;

б – предмет між фокусом і подвійним фокусом; зображення за подвійним фокусом перевернене, дійсне (з іншого боку лінзи), збільшене;

в – предмет у подвійному фокусі; зображення перевернене, дійсне, у масштабі 1:1;

г – предмет за подвійним фокусом; зображення перевернене, дійсне, зменшене;

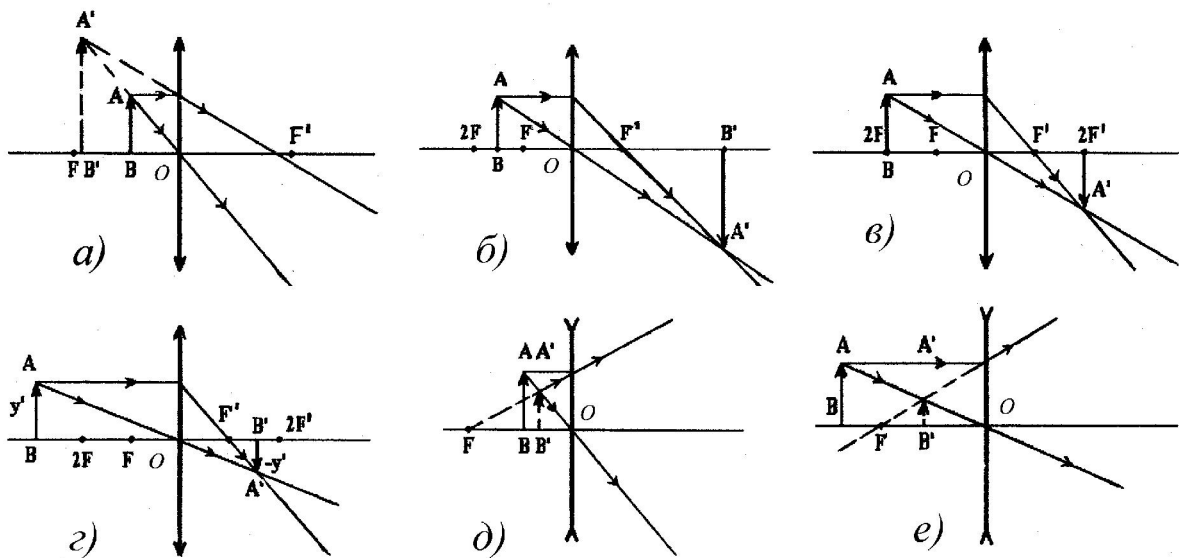


Рисунок 1.1 – Побудова зображення в лінзах

д – предмет між фокусом і оптичним центром лінзи; зображення пряме, уявне, зменшене; дійсне зображення можна спостерігати у променях, які відбилися або розсіялись на якомусь екрані;

е – предмет між фокусом і подвійним фокусом; зображення пряме, уявне, зменшене; уявне зображення спостерігається тільки в променях, які ввійшли в око.

3 Опис установки і методики вимірювань

3.1 Прямий метод

Схема установки показана на рис. 1.2, *a*. Тут 1 – блок лазерного випромінювача; 2 – блок дифракційних ґраток; 3 – допоміжна збиральна лінза, 4 – досліджувана лінза; 5 – непрозорий екран.

Пристрій працює у такий спосіб. Вузький пучок лазерного червоного випромінювання (довжина хвилі 632,8 нм), що має діаметр 1,5...2 міліметрів, спрямовується на дифракційну ґратку. В результаті дифракції й інтерференції дифрагованого світла виникає плоский розбіжний пучок променів, що йде

практично з однієї точки (малої області дифракційної ґратки). Допоміжна збиральна лінза 3 устатковується на такій відстані від ґратки, щоб пучок заломленого світла став паралельним. Паралельність пучка контролюється переміщенням екрана. У паралельний пучок світла вводиться досліджувана лінза 4, що заломлює пучок світла. Якщо на фокусній відстані від лінзи розташувати екран, то пучок світла збереться на ньому в точці А. Вимірявши

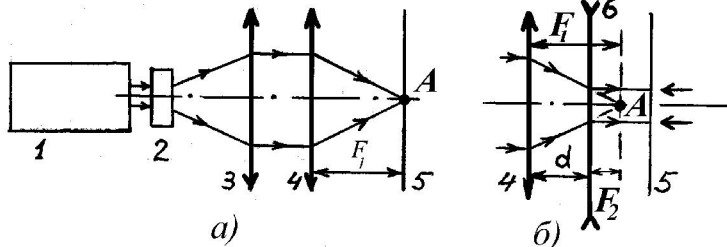


Рисунок 1.2 – Схема пристрою

відстань від досліджуваної лінзи до екрана, одержимо фокусну відстань F_1 збиральної лінзи (рис. 1.2, а).

Без екрана 5 пучок світла після точки А знову розійдеться. Якщо на шляху світла поставити нову збиральну лінзу так, щоб її

фокус збігся з фокусом лінзи (тобто з точкою А), то світловий пучок після проходження лінзи стане паралельним. При цьому відстань між лінзами d буде дорівнювати сумі фокусних відстаней лінз, а фокусна відстань другої лінзи

$$F_2 = d - F_1. \quad (1.3)$$

Співвідношення (1.3) є справедливе і для випадку формування паралельного світлового пучка за допомогою розсіювальної лінзи, бо відстань d дорівнює алгебраїчній сумі F_1 і F_2 .

Світловий пучок можна зробити паралельним, якщо в пучку збіжного світла розташувати на відповідному місці (рис. 1.2, б) розсіювальну лінзу 6 з фокусною відстанню, меншою, ніж у збиральній лінзі. Оптичні лінзові системи мають властивість зворотності: якщо змінити напрямок світлових променів на протилежний, то промені пройдуть через систему тим самим шляхом у протилежному напрямку. Згідно з цим зрозуміло, що, якщо на розсіювальну лінзу направити паралельний світловий пучок справа наліво, він перетвориться на розбіжний так, начебто він вийшов з точки, в якій раніше збігалися промені за час відсутності розсіювальної лінзи. Ця точка А є водночас дійсним фокусом збиральної лінзи і уявним фокусом розсіювальної. При цьому $d < F_1$ і фокусна відстань розсіювальної лінзи, яка визначена співвідношенням (1.3), буде негативною.

3.2 Метод Гаусса-Бесселя

Схема приладу показана на рис. 1.3. Тут 1 – оптична лавка; 2 – зображення предмета; 3, 4 – положення лінзи на оптичній лавці; 5 – екран.

Метод Гаусса-Бесселя є більш точним порівняно з прямим методом. Він дозволяє точно знайти величини: відстань між випромінюючим об'єктом L і екраном та величину переміщення P лінзи з положення, відповідного найбільш різкому збільшеному зображенню, в положення, відповідного найбільш різкому зменшеному зображенню об'єкта. Величина переміщення P лінзи з більшою точністю відрховується по лінійці. З рис. 1.3 видно, що

$$a = \frac{L-P}{2}; \quad b = (L-a) = \left(L - \frac{L-P}{2}\right) = \frac{L+P}{2}.$$

Підставимо значення a і b у формулу (1.2), отримаємо

$$f = \frac{ab}{a+d} = \frac{1}{2} \frac{(L-P)(L+P)}{(L-P+L+P)}, \quad \text{і}$$

після елементарних розрахунків знайдемо фокусну відстань лінзи:

$$f = \frac{1}{4} \left(L - \frac{P^2}{L}\right).$$

(1.4)

Вимірювання повторюємо п'ять разів.

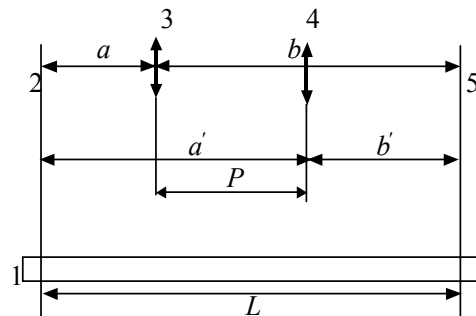


Рисунок 1.3 – Схема приладу для методу Гаусса-Бесселя

4 Хід роботи й обробка результатів вимірювань

4.1 Увімкнути блок лазерного випромінювача і направити його світло уздовж лабораторного столу.

4.2 Блок лінз поставити в нульове положення, що відповідає відсутності лінз на шляху лазерного променя, а блок дифракційних ґраток – у положення 150, що відповідає установці на шляху лазерного променя дифракційної ґратки з просторовою частотою 150 мм^{-1} .

4.3 Розташувати на шляху лазерного променя допоміжну збиральну лінзу 3 (елемент 9-1) так, щоб розбіжний пучок дифрагованих променів став паралельним. Паралельність променів контролювати за допомогою непрозорого екрана з міліметровою шкалою: лінза переміщується кроками вперед та назад уздовж променя доти, поки відстань між заломленими променями на екрані, що пересувається уздовж ходу променів, не стане постійною. (Відстань від допоміжної лінзи 3 до блока ґраток 2 близько 200 мм.)

4.4 Розташувати по центру пучка паралельних променів вимірювану лінзу 4 (елемент 9-3) на невеликій відстані від допоміжної лінзи. Пучок світла при цьому стане збіжним. Пересуваючи екран уздовж оптичної осі установки, домогтися найкращого збігу променів, тобто світлової плями на екрані мінімальних розмірів. Відстань від площини лінзи до екрана, виміряна за допомогою міліметрової лінійки, і є фокусна відстань вимірюваної лінзи. Фокусування лінзи зробити п'ять разів, вимірюючи п'ять разів фокусну відстань.

4.5 Отримані п'ять значень фокусної відстані занести в таблицю вимірювань в першу вільну колонку. Обчислити середнє арифметичне значення фокусної відстані:

$$\langle F \rangle = \frac{\sum_{i=1}^N F_i}{N}. \quad (1.5)$$

Обчислити й занести в таблицю в другу вільну колонку п'ять відхилень окремих вимірювань від середнього значення

$$\Delta F_i = \langle F \rangle - F_i, \quad (1.6)$$

піднести кожне з них до квадрата ΔF_i^2 , і результат занести в таблицю в третю колонку.

За розрахованим значенням суми квадратів відхилень від середнього $\sum_{i=1}^N \Delta F_i^2$ визначити абсолютну похибку вимірювання фокусної відстані:

$$\Delta F = t_{\alpha;N} \cdot \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N \Delta F_i^2}{N(N-1)}}, \quad (1.7)$$

де $t_{\alpha;N}$ – коефіцієнт Стюдента (обирається табличне значення $t_{0,95;5} = 2,77$ для довірчої імовірності $\alpha = 0,95$ і кількості вимірювань $N = 5$).

Обчислити відносну похибку вимірювання фокусної відстані:

$$\delta_F = \frac{\Delta F}{\langle F \rangle} \cdot 100\%. \quad (1.8)$$

Результат вимірювання фокусної відстані першої лінзи подати у вигляді

$$F_1 = (\langle F_1 \rangle \pm \Delta F_1)_\alpha, \text{ і } i. \quad (1.9)$$

4.6 На шляху збіжних променів перед екраном установити розсіювальну лінзу 6 (елемент 9-2) у таке положення, щоб пучок заломлених променів став паралельним. Виміряти відстань d між площинами збиральної і розсіювальної лінз. Фокусування системи і вимірювання d зробити п'ять разів.

4.7 Отримані п'ять значень d_i занести в таблицю вимірювань. Обчислити середнє арифметичне значення $\langle d \rangle$ й абсолютну похибку Δd за стандартною методикою (1.5) ... (1.9).

4.8 Обчислити середнє значення фокусної відстані розсіювальної лінзи $\langle F_2 \rangle$ за робочою формулою (1.4). Прийняти, що абсолютна похибка суми або різниці дорівнює сумі абсолютних похибок доданків: $\Delta F_2 = \Delta F_1 + \Delta d$.

4.9 Результат вимірювання фокусної відстані другої лінзи подати у вигляді

$$F_2 = -(|\langle F_2 \rangle| \pm \Delta F_2)_\alpha, \text{ і } i. \quad (1.10)$$

5 Контрольні питання

5.1 Що таке тонка лінза? Як пов'язані відстань до предмета і відстань до зображення?

5.2 Як зміниться дія лінзи (оптична сила), якщо її помістити в оптичне середовище з більшим, ніж у неї, показником заломлення?

5.3 Чим відрізняється спосіб спостереження уявного зображення від способу спостереження дійсного?

5.4 Побудувати зображення предмета, що знаходиться за подвійним фокусом збиральної лінзи.

5.5 Побудувати зображення предмета, що знаходиться в подвійному фокусі збиральної лінзи.

5.6 Побудувати зображення предмета, що знаходиться між подвійним фокусом і фокусом збиральної лінзи.

5.7 Побудувати зображення предмета, що знаходиться між фокусом і оптичним центром збиральної лінзи.

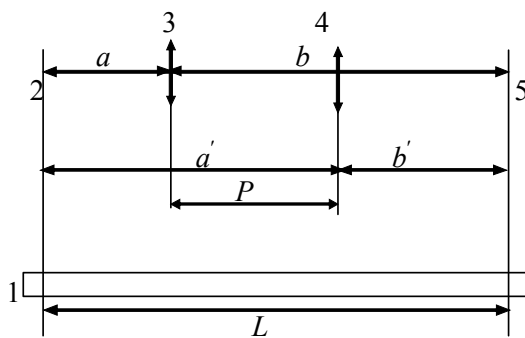
5.8 Побудувати зображення предмета, що знаходиться в довільному місці біля розсіювальної лінзи.

6 Протокол виконання лабораторної роботи № 6-1

1) Тема. Визначення головної фокусної відстані збиральної лінзи.

2) Мета роботи. Вивчення загальних якостей збиральної лінзи і визначення її головної фокусної відстані методом Гаусса-Бесселя.

3) Схема пристрою



1 – оптична лавка; 2 – зображення предмета; 3, 4 – положення лінзи на оптичній лавці; 5 – екран.

L – відстань між предметом та екраном (в даній роботі відстань вимірюється один раз); P – відстань між двома положеннями лінзи (положення лінзи відповідають різкому збільшеному і різкому зменшеному зображенню предмета).

4) Таблиця приладів

№ з/п	Найменування	Тип	Заводський №	Межа шкали	Ціна поділки	Клас точності
1	Лінійка	У	–	1000 мм	1 мм	1 мм

5) Формули розрахунку величин і їх похибок:

Метод Гаусса-Бесселя.

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{a} + \frac{1}{b}, \quad \text{де } f - \text{фокусна відстань лінзи, } a - \text{відстань від предмета до лінзи, } b - \text{відстань від лінзи до зображення.}$$

$$a = \frac{L-P}{2}; b = (L-a) = (L - \frac{L-P}{2}) = \frac{L+P}{2}; f = \frac{ab}{a+b} = \frac{1}{2} \frac{(L-P)(L+P)}{(L-P+L+P)};$$

$$1) \quad f = \frac{1}{4} \left(L - \frac{P^2}{L} \right), \quad 2) \quad \Delta f = t_{\alpha; N} \cdot \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N (\Delta f_i)^2}{N(N-1)}}, \quad N - \text{кількість вимірювань};$$

$t_{0,95; 5} = 2,77$ – коефіцієнт Стюдента.

6) Таблиця вимірювань

 $L =$ м;

№ з/п	P_i , мм	f_i , мм	Δf_i , мм	$(\Delta f_i)^2$, мм ²
1				
2				
3				
4				
5				
		$\langle f \rangle =$		$\sum_{i=1}^5 (\Delta f_i)^2 =$

7) Розрахунки величин та їх похибок:

8) Запис кінцевих результатів:

Фокусна відстань збиральної лінзи: $f = (\langle f \rangle \pm \Delta f)_\alpha$, мм; $\delta = \frac{\Delta f}{\langle f \rangle} 100\%$.

9) Висновки.

10) Роботу виконав:

Роботу перевірів:

Лабораторна робота № 6-2
ВИЗНАЧЕННЯ ПОКАЗНИКА ЗАЛОМЛЕННЯ ПРОЗОРИХ ТІЛ
ЗА ДОПОМОГОЮ МІКРОСКОПА

1 Мета роботи. Вивчення і практичне застосування законів геометричної оптики для визначення головної оптичної характеристики речовини - показника заломлення.

2 Ключові положення

Заломленням називається зміна напрямку променя світла при проходженні межі поділу оптичних середовищ.

Заломлення описується такими законами:

1. Промінь падаючий і промінь заломлений лежать в одній площині з нормаллю до межі поділу середовищ, що проходить через точку падіння променя.

2. Відношення синуса кута падіння до синуса кута заломлення дорівнює показнику заломлення другого середовища відносно першого (закон Снелліуса):

$$\frac{\sin i}{\sin r} = n_{12}. \quad (2.1)$$

Абсолютним показником заломлення оптичного середовища називається відношення швидкості світла у вакуумі (повітрі) до швидкості світла в оптичному середовищі:

$$n = \frac{c}{v}. \quad (2.2)$$

Відносним показником заломлення (показником заломлення другого середовища відносно першого) називається відношення швидкості світла в першому середовищі до швидкості світла в другому середовищі:

$$n_{12} = \frac{v_1}{v_2} = \frac{n_2}{n_1}. \quad (2.3)$$

де n_2 і n_1 – абсолютні показники заломлення середовищ, що наводяться в довідниках. Середовища нумеруються за ходом променів.

3 Опис установки й методики вимірювань

Пристрій для вимірювання показника заломлення складається з мікроскопа типу МБС з лімбом для вимірювання вертикальних переміщень та плоскопаралельної досліджуваної пластинки, що розташована на предметному склі.

Промінь світла від освітлювача, відбившись від дзеркала, пройшовши предметне скло, проходить через пластинку з досліджуваного скла і далі в об'єктив мікроскопа. На протилежних гранях пластинки нанесено штрихи так, що на просвіт вони виглядають як схрещені. Геометрична товщина пластинки вимірюється мікрометром, а уявна – за допомогою мікроскопа.

Відомо, якщо дивитися на предмет з повітря через певне оптичне середовище, то предмет здається піднятим відносно дійсного положення. Пояснюється це в такий спосіб (рис. 2.1). Точка O в цій проекції є виглядом штриха на нижній грані, лінія A – штрих на верхній грані. Точку O на нижній грані пластинки можна розглядати як джерело, що дає розбіжний світловий пучок, котрий на межі скло – повітря, заломившись, вийде ще більш розбіжним. Якщо дивитися зверху, то точка O здаватиметься піднятою на величину OO_1 , і уявна товщина пластинки O_1A буде менше за дійсну OA . Уявна товщина пластинки не залежить від збільшення мікроскопа і від того, які промені ми розглядаємо, а визначається тільки показником заломлення.

У мікроскоп потрапляють промені, що йдуть під невеликими кутами i . При цьому уявна товщина пластинки буде

$$d' = d - a = AO_1 = AC \cdot \operatorname{ctgi}, \quad (2.4)$$

а геометрична товщина

$$d = AC \cdot \operatorname{ctgr}. \quad (2.5)$$

Звідси, поділивши (2.5) на (2.4), отримаємо

$$\frac{d}{d'} = \frac{\operatorname{ctgr}}{\operatorname{ctgi}} = \frac{\operatorname{tgi}}{\operatorname{tgr}}. \quad (2.6)$$

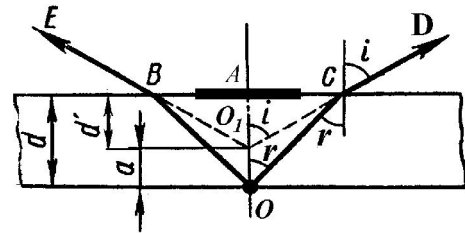


Рисунок 2.1 – Хід променів від штриха на нижній грані плоскопаралельної пластинки

Через те що кути i та r малі, тангенс кутів можна замінити синусами.
Тоді

$$\frac{d}{d'} = \frac{\sin i}{\sin r}. \quad (2.7)$$

Відповідно до закону Снелліуса (2.1),

$$n = \frac{d}{d'}. \quad (2.8)$$

Таким чином, виміряв геометричну товщину плоскопаралельної пластинки та її уявну товщину, можна знайти показник заломлення.

4 Хід роботи й обробка результатів вимірювань

4.1 Виміряти мікрометром геометричну товщину d плоскопаралельної скляної пластинки одноразово і занести в протокол.

4.2 Ввімкнути освітлення в прохідному світлі в мікроскопі.

4.3 Покласти вимірювану пластинку на предметне скло так, щоб можна було навести на різкість зображення нижнього і верхнього штрихів без переміщень пластинки по предметному склу.

4.4 Навести на різкість зображення штриха A на верхній грані пластинки і відрахувати по лімбу показання d_v . Вимірювання зробити п'ять разів і результати записати в таблицю прямих вимірювань.

4.5 Навести на різкість зображення штриха O на нижній грані пластинки і відрахувати по лімбу показ d_n . Вимірювання зробити п'ять разів і результати записати в таблицю прямих вимірювань.

4.6 Обчислити середні арифметичні значення d_n і d_v й абсолютні похибки Δd_n і Δd_v за стандартною методикою (1.5) ... (1.8).

4.7 Визначити середнє значення уявної товщини пластинки в поділках лімба:

$$d_{\text{е}} = d_{\text{а}} - d_{\text{і}}. \quad (2.9)$$

За значенням ціни поділки лімба N_0 обчислити уявну товщину пластинки в міліметрах:

$$d' = (d_{\text{а}} - d_{\text{і}}) \cdot N_0. \quad (2.10)$$

4.8 Підставити (2.10) у (2.8) й отримати робочу формулу у вигляді

$$n = \frac{d}{(d_{\text{а}} - d_{\text{і}}) \cdot N_0}. \quad (2.11)$$

4.9 Підставити у формулу (2.11) середні арифметичні значення d_n і d_v й обчислити середнє значення показника заломлення пластинки.

4.10 Враховуючи, що $\Delta d = 0,01$ мм, обчислити похибку показника заломлення за формулою

$$\delta_n = \frac{\Delta n}{n} = \sqrt{\left(\frac{\Delta d}{d}\right)^2 + \left(\frac{\Delta d_{\text{а}} + \Delta d_{\text{і}}}{d_{\text{а}} - d_{\text{і}}}\right)^2}. \quad (2.12)$$

4.11 Обчислити абсолютну похибку показника заломлення:

$$\Delta n = \delta_n \cdot n. \quad (2.13)$$

4.12 Записати остаточний результат у стандартному вигляді

$$n = (\langle n \rangle \pm \Delta n)_\alpha; \quad \delta_n = \quad, \% \quad (2.14)$$

5 Контрольні питання

5.1 Які є закони заломлення світла?

5.2 Який є зв'язок абсолютних і відносних показників заломлення зі швидкостями світла у середовищах і одного з другим?

5.3 Побудувати зображення нижнього штриха на плоскопаралельній пластинці, якщо зверху повітря.

5.4 Побудувати зображення нижнього штриха на плоскопаралельній пластинці, якщо вона занурена в прозоре середовище з показником заломлення більшим, ніж у пластинки.

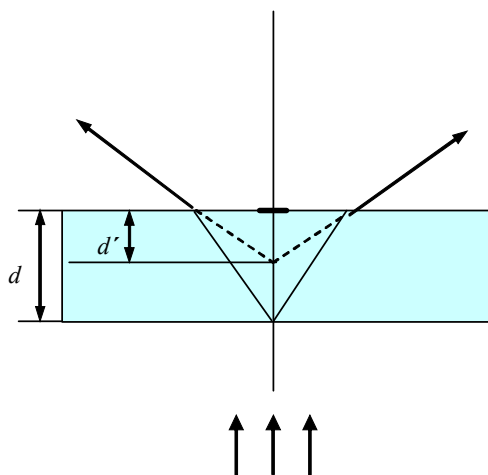
5.5 Зобразити хід променя, що падає на плоскопаралельну пластинку, якщо знизу від неї знаходиться вода (показник заломлення води менше, ніж у скла).

6 Протокол до лабораторної роботи № 6-2

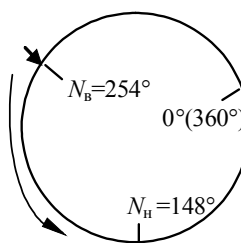
1) Тема. Визначення показника заломлення прозорих тіл за допомогою мікроскопа.

2) Мета роботи. Вивчення та практичне застосування законів геометричної оптики задля визначення головної оптичної характеристики середовища – показника заломлення.

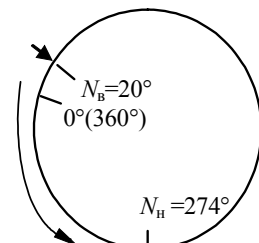
3) Схема пристрою



Приклади значень на лімбі



$$\Delta N = N_B - N_H = 254^\circ - 148^\circ = 106^\circ$$



$$\Delta N = (360^\circ + N_B) - N_H = (360^\circ + 20^\circ) - 274^\circ = 106^\circ$$

4) Таблиця приладів

№ з/п	Найменування	Тип	Заводський №	Межа шкали лімба	Ціна поділки лімба	Клас точності лімба
1	Мікроскоп	МБС-9	—	360°	1° (0,05 мм/град)	1° (0,05 мм/град)

5) Формули розрахунку величин та їх похибок:

$n = \frac{d}{d'}$, де n – показник заломлення; d – геометрична товщина пластинки; d' – уявна товщина пластинки

1. $d' = (N_{\text{â}} - N_{\text{i}})N_0$. 2. $n = \frac{d}{(N_{\text{â}} - N_{\text{i}})N_0}$. 3. $\Delta n = t_{\alpha;N} \cdot \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N (\Delta n_i)^2}{N(N-1)}}$; N – кількість

вимірювань; $t_{0,95;5} = 2,77$ – коефіцієнт Стюдента.

6) Таблиця вимірювань

$d =$ мм; $N_0 = 0,05$ мм/град.

№ з/п	$N_{\text{в}}, ^\circ$	$N_{\text{н}}, ^\circ$	$\Delta N, ^\circ$	$d', \text{мм}$	n_i	Δn_i	$(\Delta n_i)^2$
1							
2							
3							
4							
5							
					$\langle n \rangle =$		$\sum_{i=1}^5 (\Delta n_i)^2 =$

7) Розрахунки величин:

8) Запис кінцевих результатів:

$$n = (\langle n \rangle \pm \Delta n)_\alpha; \quad \delta = \frac{\Delta n}{\langle n \rangle} 100\%.$$

9) Висновки.

10) Роботу виконав:

Роботу перевірів:

Лабораторна робота № 6-3

ВИВЧЕННЯ ІНТЕРФЕРЕНЦІЙНОЇ СХЕМИ КІЛЕЦЬ НЬЮТОНА

1 Мета роботи. Вивчення інтерференційних смуг рівної товщини у схемі Ньютона і визначення радіуса кривизни лінзи.

2 Ключові положення

Інтерференцією світла називається явище накладання когерентних хвиль, внаслідок якого утворюються області посилення й ослаблення хвиль, тобто відбувається перерозподіл енергії цих хвиль у просторі.

Розглянемо найпростіший випадок інтерференції світла від двох однакових джерел, що знаходяться у повітрі. При цьому оптичні шляхи і оптична різниця шляхів дорівнює геометричним. Хвилі, випромінені ними, визначаються геометричними шляхами x_1 і x_2 від джерел до точки спостереження:

$$y_1 = A \cos \omega \left(t - \frac{x_1}{v} \right); \quad y_2 = A \cos \omega \left(t - \frac{x_2}{v} \right). \quad (3.1)$$

Результуюча хвиля визначається різницею геометричних шляхів хвиль $\Delta x = x_1 - x_2$

$$y = y_1 + y_2 = 2A \cdot \cos \left(\omega \frac{\Delta x}{2v} \right) \cdot \cos \omega \left(t - \frac{x_1 + x_2}{2} \right) = A_p \cdot \cos \omega \left(t - \frac{x_1 + x_2}{2} \right). \quad (3.2)$$

Тут амплітуда результуючих коливань

$$A_p = 2A \cdot \cos \left(\omega \frac{\Delta x}{2v} \right). \quad (3.3)$$

У точці, де аргумент косинуса дорівнює непарному числу $\pi/2$ (що задається формулою $(2k+1)\pi/2$), амплітуда результуючих коливань дорівнює нулю, тому що

$$\cos \omega \frac{\Delta \tilde{\delta}}{2v} = \cos(2k+1)\frac{\pi}{2} = 0. \quad (3.4)$$

Тоді координати мінімуму інтерференції визначаємо з умови

$$\omega \frac{\Delta \tilde{\delta}}{2v} = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{\Delta \tilde{\delta}}{2} = (2k+1)\frac{\pi}{2}, \quad (3.5)$$

й отримуємо

$$\Delta \tilde{\delta}_{\min} = (2k+1)\frac{\lambda}{2}. \quad (3.6)$$

У точці, де аргумент косинуса дорівнює парному числу $\pi/2$ (що задається формулою $(2k\pi/2)$) амплітуда результуючих коливань дорівнює $2A$, а координати максимуму інтерференції визначаємо з умови

$$\Delta \tilde{\delta}_{\max} = 2k\frac{\lambda}{2}. \quad (3.7)$$

Величина k називається порядком інтерференції і показує, якій кількості довжин хвиль дорівнює різниця ходу. Якщо хвиля поширюється в середовищі з показником заломлення n , то, замість Δx у (3.6) і (3.7) необхідно писати $\Delta = \Delta x \cdot n$, де Δ – оптична різниця ходу, тобто геометрична, помножена на показник заломлення середовища, в якому хвиля поширюється.

Інтерферувати між собою можуть лише когерентні хвилі. Когерентними називаються такі хвилі, які у точці спостереження викликають коливання однакової частоти, різниця фаз між якими зберігається постійною під час спостереження, тобто інтерферувати можуть лише хвилі однакової довжини. Отже, когерентні хвилі є монохроматичні.

Слід зазначити, що інтерференцію можна спостерігати й у некогерентному світлі, наприклад, денному, коли виконується умова когерентності

$$2y \sin u \ll \lambda/2, \quad (3.8)$$

де $2y$ – поперечний розмір джерела випромінювання; u – половина кута, під яким розходить світловий пучок. Власне кажучи, умова (3.8) означає, що різниця ходу променів, котрі йдуть під максимальним кутом від протилежних

кінців джерела, розташованих на відстані $2y$, набагато менше за довжину півхвилі випромінювання.

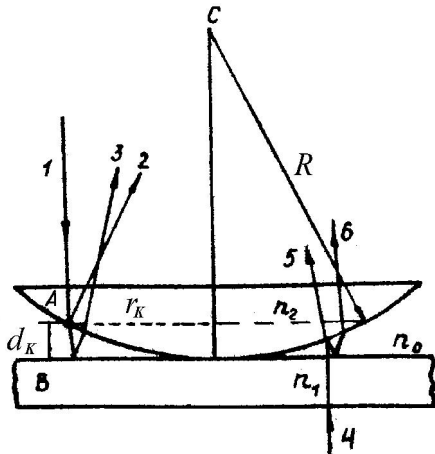


Рисунок 3.1 – Хід променів у досліді Ньютона

На рис. 3.1 зображено схему виникнення інтерференційної картини, що отримала назву "кілець Ньютона". Різниця ходу виникає в тонкому повітряному зазорі між плоскою скляною пластинкою і сферичною лінзою.

Розглянемо спочатку випадок, коли система освітлюється і спостерігається зверху, тобто у відбитому світлі. Промінь 1 проходить через верхню поверхню лінзи і частково відбивається від її нижньої поверхні, утворюючи промінь 2. Інша частина променя 1 частково проходить нижче і відбивається від верхньої поверхні плоскої скляної пластинки, утворюючи

промінь 3. Різниця ходу променів 2 і 3 утвориться при подвійному проходженні променем 3 тонкого повітряного зазору і при відбиванні його від поверхні плоскої пластинки з утратою півхвилі. Оскільки в цих умовах виконується умова когерентності (3.8) променів 2 і 3, то спостерігається їхня інтерференція. Під розміром джерела треба розуміти відстань між променями на нижній поверхні лінзи.

При освітленні знизу променем 4 світло проходить через плоскопаралельну пластинку, тонкий повітряний зазор і товщу лінзи, утворюючи промінь 5. Частково відбившись від нижньої поверхні лінзи, потім від верхньої поверхні пластинки, світло виходить нагору, утворюючи промінь 6. Промені 5 і 6 інтерферують. Промінь 6 двічі відбивається від скляних поверхонь, двічі зазнаючи втрати півхвилі. Якщо внаслідок виникає додаткова різниця ходу в цілу кількість довжин хвиль, еквівалентна відсутності додаткової різниці ходу, промені 5 і 6 взаємно підсилюються – складаються. Різниця ходу дорівнює тільки подвоєній товщині зазору d . Для променів 5 і 6 також виконується умова когерентності (3.8). Ходи променів у зазорі в обидві сторони будемо вважати однаковими.

Якщо зазор між лінзою і пластинкою заповнений прозорою речовиною з показником заломлення, більшим за одиницю, то, по-перше, оптична різниця ходу променів збільшується пропорційно показникові заломлення речовини зазору; по-друге, якщо показник заломлення речовини зазору більше за показник заломлення скла, лінзи чи пластинки, то при відбитті від лінзи або пластинки змінюються умови відбиття. Загальне правило таке: якщо промінь відбивається від межі із середовищем з більшим показником заломлення, то виникає втрата півхвилі, а при відбитті від межі із середовищем з меншим показником заломлення – не виникає.

У монохроматичному світлі "кілець Ньютона" мають вигляд концентричних темних і світлих смуг, що чергуються, у формі кіл, а при спостереженні в білому світлі – вигляд райдужних кілець, причому внутрішній край кільця фіолетовий, а зовнішній – червоний.

3 Опис установки й методики вимірювань

Розгляньмо, як із вимірювань "кілець Ньютона" можна знайти радіус кривизни лінзи. Вимірювання частіше проводять у відбитому світлі, оскільки при цьому картина інтерференції контрастніше.

Оптична різниця ходу променів 2 і 3 (див. рис. 3.1), зумовлена наявністю зазору $AB = d$, дорівнює $2dn + \frac{\lambda}{2}$, де n – показник заломлення зазору. Якщо $n = 1$, то оптична різниця ходу дорівнює геометричній. Радіус кривизни лінзи дорівнює R .

Розглянемо довільну пару темних кілець у відбитому світлі. Радіус меншого кільця позначимо через r_k , а більшого – через r_ℓ . Відповідно, менший зазор дорівнює d_k , а більший – d_ℓ .

Оскільки забезпечити ідеальний контакт у точці дотику лінзи і пластинки дуже важко через наявність у повітрі порошин з розмірами, порівняними з довжиною хвилі, то необхідно припустити існування початкового зазору товщиною d_0 (рис. 3.2).

Запишемо умови мінімуму для k -го кільця:

$$2(d_k + d_0) + \lambda/2 = (2k + 1) \cdot \lambda/2. \quad (3.9)$$

Після перетворень:

$$2(d_k + d_0) = \lambda \cdot k + \lambda/2 - \lambda/2 = k\lambda. \quad (3.10)$$

Умова мінімуму для ℓ -го кільця:

$$2(d_\ell + d_0) = \ell \cdot \lambda. \quad (3.11)$$

Віднявши (3.10) з (3.11), отримаємо

$$2(d_\ell - d_k) = (\ell - k) \cdot \lambda. \quad (3.12)$$

З геометричних міркувань видно, що

$$\begin{aligned} r_k^2 &= R^2 - (R - (d_k - d_0))^2, \quad r_k^2 = R^2 - R^2 + 2R \cdot (d_k + d_0) + (d_k + d_0)^2; \\ r_\ell^2 &= R^2 - (R - (d_\ell - d_0))^2, \quad r_\ell^2 = R^2 - R^2 + 2R \cdot (d_\ell + d_0) + (d_\ell + d_0)^2. \end{aligned} \quad (3.13)$$

Нехтуючи нескінченно малими другого порядку, запишемо:

$$2(d_\ell - d_0) = r_\ell^2 / R, \quad 2(d_k - d_0) = r_k^2 / R. \quad (3.14)$$

Віднімемо з першого рівняння системи (3.14) друге й отримаємо

$$2(d_\ell - d_k) = \frac{r_\ell^2 - r_k^2}{R}. \quad (3.15)$$

Враховуючи, що $2(d_\ell - d_k) = (\ell - k) \cdot \lambda$, розв'яжемо (3.15) відносно R :

$$R = \frac{r_\ell^2 - r_k^2}{(\ell - k) \cdot \lambda} \quad \text{або} \quad R = \frac{D_\ell^2 - D_k^2}{4(\ell - k) \cdot \lambda}, \quad (3.16)$$

де $D = 2r$ – діаметр кільця.

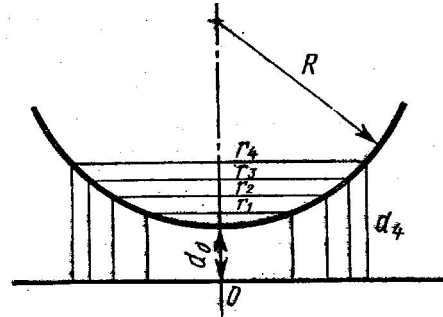


Рисунок 3.2 – Радіуси «кілець Ньютона» і відповідні величини зазорів

Формула (3.16) має однаковий вигляд для темних і світлих кілець. Вимірювання проводять, як правило, при спостереженні через світлофільтр, щоб інтерференційна картина була різкіше. Довжина хвилі λ є відомою характеристикою застосовуваного світлофільтра.

4 Хід роботи й обробка результатів вимірювань

4.1 Установити плоску скляну пластинку з притиснутою зверху лінзою в спеціальному тримачі на предметне скло мікроскопа.

4.2 Ввімкнути освітлення зверху, знайти зображення в мікроскопі "кілець Ньютона", пересуваючи освітлювач, домогтися чітко видимої картини.

4.3 Повертаючи шкалу окуляра мікроскопа, установити її так, щоб середня лінія з поділками проходила через центр кілець і перетинала кільця в напрямку найбільшого (неспотвореного) діаметра.

4.4 Виміряти й записати в таблицю поділки шкали окуляра, що відповідають правим краям перших п'яти кілець ($N_{П1}, N_{П2}, N_{П3}, N_{П4}$ і $N_{П5}$), а потім виміряти й записати поділки шкали окуляра, що відповідають лівим краям перших п'яти кілець ($N_{Л1}, N_{Л2}, N_{Л3}, N_{Л4}$ і $N_{Л5}$).

4.5 Обчислити діаметри перших п'яти кілець за формулою

$$D = (N_i - N_E) \cdot N_0, \quad (3.17)$$

де N_0 – ціна поділки шкали окуляра.

4.6 Підставити у формулу (39) D_ℓ і D_k й обчислити радіуси кривизни лінзи п'ять разів для таких пар кілець: 1-3, 1-4, 1-5, 2-4 і 2-5. Результати занести в таблицю вимірювань.

4.7 Обчислити середнє арифметичне значення радіуса $\langle R \rangle$ і похибки і вимірювань за стандартною методикою (1.5)...(1.9) (див. роботу № 6-1).

4.8 Результат вимірів подати у вигляді

$$R = (\langle R \rangle \pm \Delta R)_\alpha, \text{ мм}; \quad \delta_R \% = \Delta R / \langle R \rangle \cdot 100\%. \quad (3.18)$$

5 Контрольні питання

5.1 Що таке інтерференція хвиль? Як здобути рівняння сумарної хвилі?

5.2 Що таке когерентність, умова когерентності?

5.3 Показати хід променів у прохідному світлі, й записати різницю ходу.

5.4 Показати хід променів у відбитому світлі й записати різницю ходу.

5.5 Який вигляд мають "кільця Ньютона" у монохроматичному і білому світлі?

5.6 Як впливає показник заломлення матеріалу зазору на картину кілець?

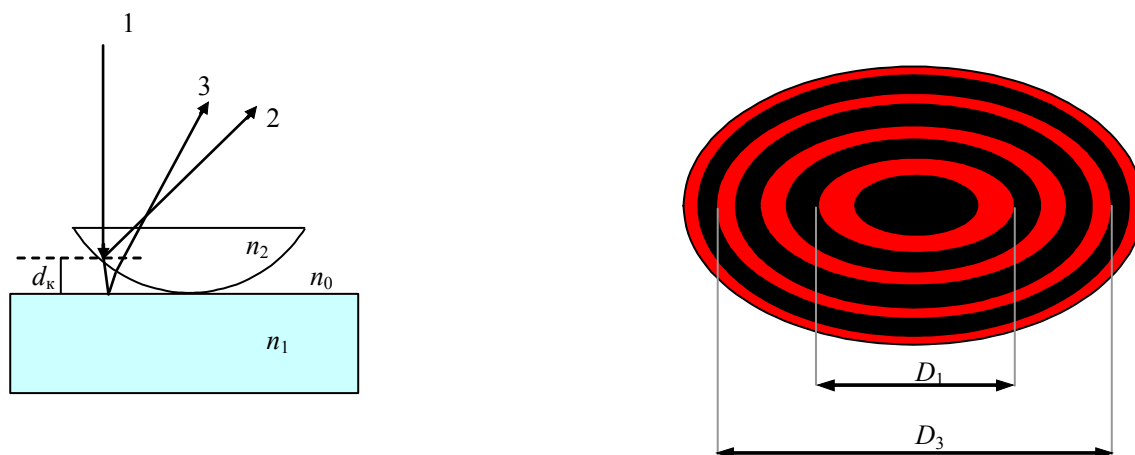
5.7 Вивести робочу формулу для визначення радіуса кривизни лінзи.

6 Протокол виконання лабораторної роботи № 6-3

1) Тема. Вивчення інтерференційної схеми кілець Ньютона.

2) Мета роботи. Вивчення інтерференційних смуг рівної товщини у схемі Ньютона і визначення радіуса кривизни лінзи.

3) Схема приладу



4) Таблиця приладів

N_0 – ціна поділки шкали окуляра (залежить від збільшення)

№ з/п	Найменування	Тип	Заводський №	Межа шкали окуляра	Ціна поділки шкали окуляра, мм/под.	Клас точності окуляра, мм
1	Мікроскоп	МБС-9	–	180 дел	$N_0 = 0,025$ ($\times 4$) або $N_0 = 0,0143$ ($\times 7$)	0,025 0,0143

5) Формули розрахунку величин та їх похибок:

1. D – діаметр кільця Ньютона $D = (N_I - N_E) \cdot N_0$.

2. R – радіус лінзи $R = \frac{D_l^2 - D_k^2}{4(l - k)\lambda}$.

3. Похибка радіуса $\Delta R = t_{\alpha; N} \cdot \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N (\Delta R_i)^2}{N(N-1)}}$, N – кількість вимірювань;

$t_{0,95; 5} = 2,77$ – коефіцієнт Стюдента.

6) Таблиця вимірювань

$\lambda_{\text{світ}} = 7 \cdot 10^{-4} \text{ м} = 0,7 \cdot 10^{-6} \text{ м}$ (довжина хвилі використовуваного світла);

$N_{\text{П}}$ – поділка шкали окуляра, відповідна до правого краю кільця;

$N_{\text{Л}}$ – поділка шкали окуляра, відповідна до лівого краю кільця.

№ кільця	$N_{\text{в}i}$, под.	$N_{\text{і}i}$, под.	D_i , под.	D_i , мм	D_i^2 , мм ²	$l - k$	R_i , мм	ΔR_i , мм	$(\Delta R_i)^2$, мм ²
1									
2									
3									
4									
5									
							$\langle R \rangle =$		$\sum_{i=1}^5 (\Delta R_i)^2 =$

7) Розрахунки величин та їх похибок:

8) Запис кінцевих результатів:

$$R = (\langle R \rangle \pm \Delta R)_\alpha; \quad \delta_{R\%} = \frac{\Delta R}{\langle R \rangle} \cdot 100 \%$$

9) Висновки.

10) Роботу виконав:

Роботу перевірів:

Лабораторна робота № 6-4

ВИВЧЕННЯ ДИФРАКЦІЇ ФРАУНГОФЕРА ВІД ОДНІЄЇ ЩІЛИНИ

1 Мета роботи. Спостереження дифракційної картини у світлі лазера і визначення ширини малої щілини.

2 Ключові положення

Розглянемо падіння плоскої світлової хвилі на вузьку прямокутну щілину (рис. 4.1). Такий масштаб зображення називається картиною в ближньому полі. Хвильова поверхня падаючого світла паралельна площині щілини. Відповідно

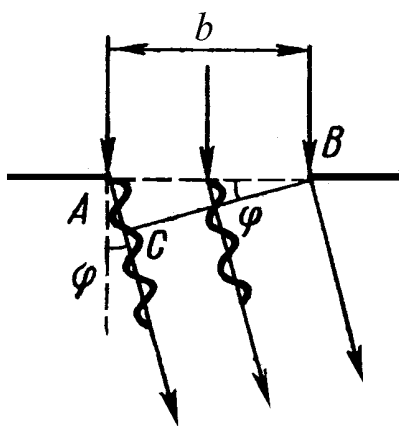


Рисунок 4.1 – Дифракція під кутом, що відповідає двом зонам Френеля

до принципу Гюйгенса-Френеля, вузька щілина випромінює світло в усі боки. У напрямку, перпендикулярному площині щілини, усі хвилі, що йдуть від будь-яких ділянок щілини, поширюються в однаковій фазі і дають результуючу хвилю максимальної інтенсивності. Кут φ відхилення променів від нормалі до площини щілини називається кутом дифракції.

При збільшенні кута дифракції φ крайові промені, що йдуть від точок A і B , здобувають різницю ходу

$$AC = \Delta = b \cdot \sin \varphi, \quad (4.1)$$

де b – ширина щілини.

Коли кут дифракції досягає такого значення, що різниця ходу стає рівною

довжині хвилі λ , усю випромінюючу площу щілини можна умовно поділити на дві смуги, різниця ходу між краями яких дорівнює $\lambda/2$ (рис. 4.1).

Означення: зоною Френеля називається ділянка хвильової поверхні, різниця ходу від країв якої до приймача дорівнює $\lambda/2$. Таким чином, у розглянутому випадку щілина являє собою дві зони Френеля. Площі цих зон рівні, випромінюють вони під однаковим кутом, і тому рівні є й інтенсивності випромінюваних ними хвиль. Але кожній хвилі, випромінюваній елементарною ділянкою однієї зони, відповідає елементарна ділянка сусідньої зони, що випромінює зі зсувом у просторі (різницею ходу) $\Delta = \lambda/2$. Тому хвилі, випромінювані цими елементарними ділянками, приходять до приймача в протифазі, тобто взаємно знищуються. Таким чином, випромінювання двох сусідніх зон приходять до приймача так, що взаємно знищується. Ці міркування є справедливими й для випадку розбиття хвильової поверхні на будь-яке парне число зон Френеля, тобто для кутів дифракції, що задовольняють умові:

$$b \cdot \sin \varphi = k\lambda, \quad (4.2)$$

де k – порядок інтерференції. Умова (4.2) є умовою мінімуму дифрагованих хвиль.

Якщо при збільшенні кута дифракції різниця ходу променів, що йдуть від країв A і B щілини, досягає значення $3\lambda/2$, то хвильова поверхня являє собою три зони Френеля (рис. 4.2). Випромінювання двох будь-яких сусідніх зон приходять до приймача в протифазі, і випромінює тільки одна зона Френеля. Цей напрямок відповідає першому дифракційному максимуму. Очевидно, умова максимуму – це умова розбиття хвильової поверхні на непарне число зон Френеля:

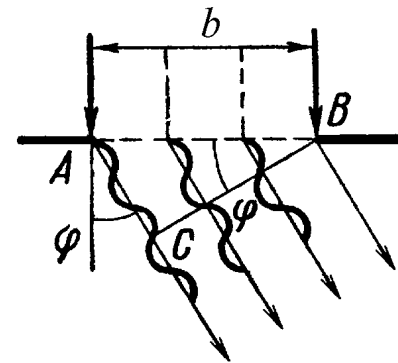


Рисунок 4.2 – Дифракція під кутом, що відповідає трьом зонам Френеля

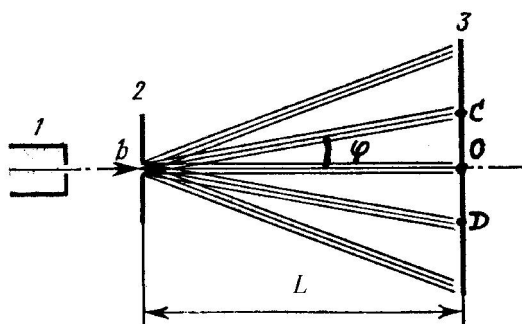


Рисунок 4.3 – Установка для спостереження дифракції на одній щілині

$$b \cdot \sin \varphi = (2k + 1) \frac{\lambda}{2}. \quad (4.3)$$

Найяскравіший максимум – центральний, нульового порядку. Наступні максимуми є тим меншої яскравості, чим більше їхній номер, тому що все менша частина щілини випромінює світло.

Зазвичай дифракційна картина спостерігається на екрані, розташованому на великій порівняно з шириною щілини відстані L . Картина в дальньому полі

показана на рис. 4.3. Ширина щілини завжди, принаймні на порядок, більше за довжину хвилі видимого світла, тому при невеликих порядках інтерференції кут дифракції не перевищує декількох градусів. При цьому

$$\sin \varphi \approx \varphi [\text{рад}] = \tilde{\Gamma} \tilde{N} / L. \quad (4.4)$$

Умову мінімуму (точки C і D на рис. 4.3) тоді можна записати так:

$$k\lambda = b \cdot \varphi = \frac{b \cdot OC}{L} \lambda. \quad (4.5)$$

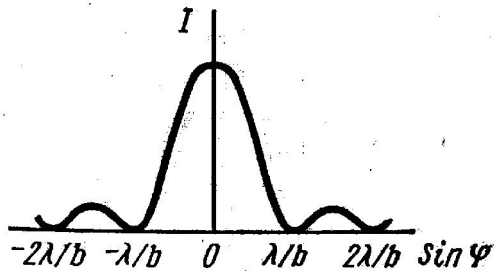


Рисунок 4.4 – Розподіл інтенсивності при дифракції на щілині

Ширина головного максимуму x приймається рівною відстані між мінімумами першого порядку й визначається виразом

$$x = CD = 2 \frac{\lambda \cdot L}{b}. \quad (4.6)$$

Центральна частина дифракційної картини на екрані показана на рис. 4.4.

3 Опис установки й методики вимірювань

Пристрій для спостереження дифракції на одній щілині показано на рис. 4.3. Тут 1 – блок лазерного випромінювача, що освітлює щілину; 2 – пластинка зі щілинами, розташованими на такій відстані одна від одної, яка дозволяє висвітлювати по черзі різні щілини; 3 – екран з міліметровою шкалою для спостереження дифракційної картини.

Відстань L встановлюється в межах лабораторного столу (1000...1200 мм). Усі насадки на вихідну частину лазера при цьому встановлюються в нульове положення, що відповідає вільному проходженню випромінювання. Пластинка 2 зі щілинами трьох різних розмірів розташовується так, щоб освітлювалася тільки одна щілина пучком лазерного випромінювання. Дифракційна картина спостерігається на екрані 3 і вимірюється за міліметровою шкалою екрана. З (4.6) отримуємо робочу формулу:

$$b = \frac{2\lambda \cdot L}{x}. \quad (4.7)$$

Враховуючи, що похибки величин λ та ℓ набагато менше за похибку Δx ширини головного максимуму, відносна похибка ширини щілини практично дорівнює похибці ширини головного максимуму:

$$\delta = \frac{\Delta b}{b} = \frac{\Delta x}{x}. \quad (4.8)$$

4 Хід роботи й обробка результатів вимірювань

4.1 Ввімкнути блок лазерного випромінювача і направити його світло уздовж лабораторного столу.

4.2 Установити блок дифракційних ґраток у нульове положення.

4.3 На шляху лазерного пучка розташувати пластинку зі щілинами 2 (елемент 2-2) так, щоб освітлювалася найвужча щілина. Площина щілини повинна бути перпендикулярна пучку світла.

4.4 Установити екран 3 з міліметровою шкалою на відстані 1000 мм від щілини 2, якщо інакше не вкаже викладач. Площина екрана повинна бути строго перпендикулярна пучку світла і паралельна площині щілини.

4.5 Поперечними переміщеннями щілини домогтися видимості найбільш чіткої картини дифракції і виміряти відстань x між двома найближчими до центра мінімумами (ширину центрального максимуму) з точністю до половини міліметра, використовуючи за необхідності лупу.

4.6 Скоректувати положення щілини і знову виміряти відстань x . Вимірювання зробити п'ять разів і результат занести в таблицю вимірювань.

4.7 За формулою (4.7) визначити ширину щілини п'ять разів, результат занести в таблицю вимірювань. Потім обчислити середнє арифметичне значення $\langle b \rangle$ і похибки вимірювань за стандартною методикою (1.5)...(1.9) (див. роботу № 6-1).

4.8 Пересунути пластину зі щілинами так, щоб на шляху світла виявилася друга щілина, – і повторити усі вимірювання й обчислення.

4.9 Пересунути пластинку зі щілинами так, щоб на шляху світла виявилася третя щілина, – і повторити усі виміри й обчислення.

4.10 Результат вимірювань подати у стандартному вигляді (1.10) (див. роботу № 6-1) для трьох значень ширини щілини з трьома відповідними абсолютними похибками.

5 Контрольні питання

5.1 Що таке дифракція й чим вона пояснюється?

5.2 Сформулювати принцип Гюйгенса-Френеля й дати означення зони Френеля.

5.3 Вивести умови максимуму й мінімуму при дифракції на щілині.

5.4 Вивести формулу для визначення ширини щілини.

5.5 В чому полягає зв'язок дифракції й інтерференції в даній роботі?

Лабораторна робота № 6-5

ВИВЧЕННЯ ДИФРАКЦІЇ ФРАУНГОФЕРА ВІД ДВОХ ЩІЛИН

1 Мета роботи. Ознайомлення зі схемою дифракції Фраунгофера від двох щілин у світлі лазера і визначення параметрів схеми.

2 Ключові положення

Схема спостереження дифракції від двох щілин показана на рис. 5.1. Паралельний пучок променів від джерела (He-Ne-лазера) висвітлює екран з двома вузькими щілинами – S_1 і S_2 , довжина яких більша за поперечник падаючого пучка. Ширина щілин b однакова. Відстань між серединами щілин – d (на рис. 5.1 величина d умовно непропорційно збільшена для розгляду в ближньому й далекому полі на одному рисунку). Відповідно до принципу Гюйгенса, площини щілин

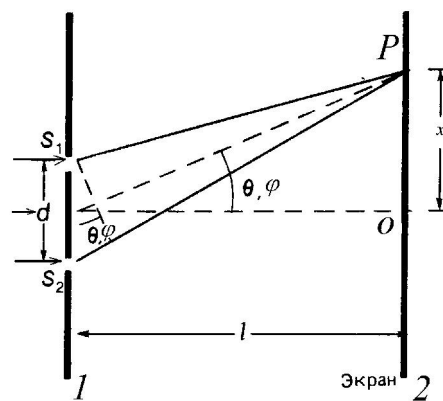


Рисунок 5.1 – Схема дослідження Юнга

стають джерелами вторинних хвиль, що поширюються в усі боки, тобто світло дифрагує на щілинах. Дифраговані хвилі є когерентними, тому що вони утворилися шляхом розподілу фронту падаючої хвилі, а отже, можуть інтерферувати в області їхнього накладання. Інтерференційна картина спостерігається на екрані, розташованому на відстані l від площини щілин. Відстань від щілин до екрана повинна бути значно більше від ширини щілин і відстані між ними. В такому разі промені, що йдуть до екрана, будуть практично паралельними.

Розподіл інтенсивності на екрані одержимо, якщо врахуємо розподіл інтенсивності через дифракцію від кожної щілини, а також розподіл інтенсивності через взаємну інтерференцію когерентних хвиль, що йдуть від щілин S_1 і S_2 . Як показано в попередній роботі, умова мінімумів інтенсивності, одержуваних при дифракції від однієї щілини і називаних первинними мінімумами, виражається у вигляді:

$$b \sin \varphi_k = \pm k\lambda, \quad k = 1, 2, 3, \dots, \quad (5.1)$$

де φ_k – кут дифракції. При $k = 0$ виникає центральний дифракційний максимум. Умови первинних максимумів будуть такими:

$$b \sin \varphi_1 = \pm 1,43\lambda; \quad b \sin \varphi_2 = \pm 2,46\lambda; \quad b \sin \varphi_3 = \pm 3,47\lambda. \quad (5.2)$$

Щілини S_1 і S_2 дають однакові накладені одна на одну дифракційні картини. Розподіл інтенсивності при інтерференції хвиль, що йдуть від щілин S_1 і S_2 , одержимо, розглядаючи різницю ходу $\Delta = d \cdot \sin \theta$. Очевидно, максимуми інтенсивності виникають у тих випадках, коли хвилі від щілин приходять у точку P на екрані синфазно, тобто коли різниця ходу дорівнює цілому числу довжин хвиль (рис. 5.2 а, б):

$$d \sin \theta = \pm m\lambda, \quad m = 0, 1, 2, \dots, \quad (5.3)$$

де d – відстань між центрами щілин; θ – кут дифракції.

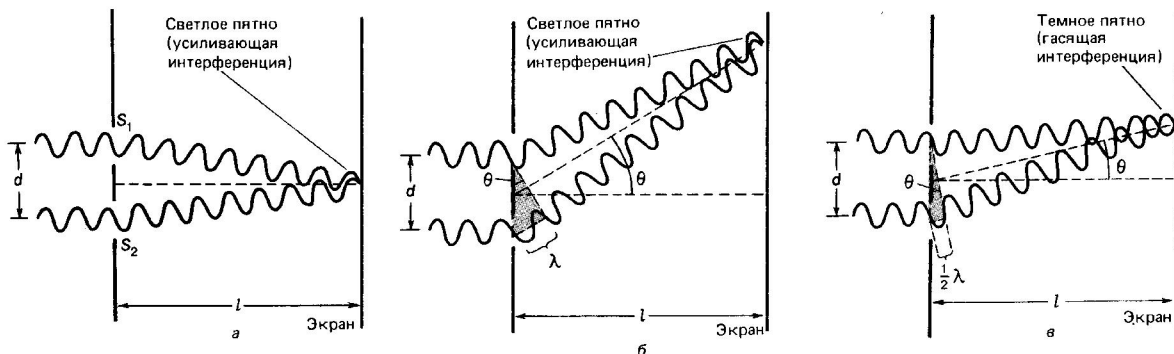


Рисунок 5.2 – Дифракція в досліді Юнга при різних кутах

Максимуми, визначувані формулою (5.3), називаються головними. Мінімуми інтерференції виникають у тих випадках, коли хвилі від щілин S_1 і S_2 зустрічаються в протифазі, тобто різниця ходу дорівнюватиме непарному числу півхвиль (рис. 5.2, в):

$$d \sin \theta = \pm (2m + 1) \frac{\lambda}{2}, \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad (5.4)$$

Виведення умови максимуму та мінімуму наведено у роботі № 6-3.

Результуючий розподіл інтенсивності на екрані як функції кута дифракції показано на рис. 5.3.

Штрихова крива відповідає розподілу інтенсивності первинних максимумів і мінімумів, а суцільна – результуючому розподілу з урахуванням головних максимумів і мінімумів.

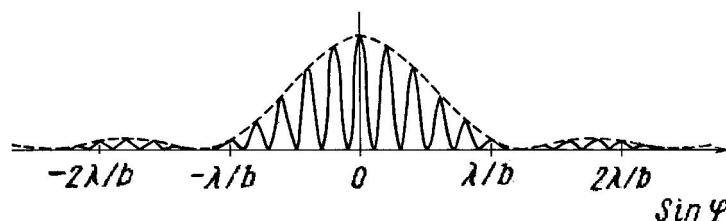


Рисунок 5.3 – Розподіл інтенсивності в досліді Юнга

Графік показує, що майже весь дифрагований світловий потік зосереджено у межах нульового первинного максимуму, тобто в межах кута $\pm\varphi_1$, де

$$\varphi_1 = \arcsin \frac{\lambda}{b}. \quad (5.5)$$

Оскільки d завжди більше b , то в межах кута $\pm\varphi_1$ укладеться кілька головних максимумів. При $d/b = n$ (n – ціле число) з формул (5.1) і (5.3) отримаємо

$$\sin \varphi_1 = \lambda/b = \sin \theta_n = n\lambda/d. \quad (5.6)$$

Отже, головні максимуми $\pm n$ -го порядку збігаються з первинними мінімумами ± 1 порядку і будуть погашені. Таким чином, між первинними мінімумами ± 1 порядку укладеться $2n - 1$ головних максимумів, включаючи центральний. На рис. 5.3 показано розподіл світла для $n = 6$.

3 Опис установки й методики вимірювань

Схема установки показана на рис. 5.1. Реальна відстань між щілинами значно менше за показану. Пластинка зі щілинами Юнга 1 (елемент 1) освітлюється пучком лазерного випромінювання. Дифракційна картина спостерігається на екрані 2, розташованому від щілин на відстані $l \gg d$. За дифракційною картиною визначається відстань між первинними мінімумами – ширина нульового первинного максимуму x і ширина щілини

$$b = \frac{2\lambda l}{x}. \quad (5.7)$$

Потім підраховується число N головних максимумів, які містяться усередині нульового первинного максимуму, що дорівнює $2n - 1$. За значенням N визначається відношення

$$n = \frac{N + 1}{2} \quad (5.8)$$

та відстань між щілинами

$$d = \frac{N + 1}{2} \cdot b. \quad (5.9)$$

Можна вимірювати безпосередню відстань між головними мінімумами, але при цьому виникає відносна похибка значно більша, ніж при вимірюванні ширини первинного нульового максимуму.

4 Хід роботи й обробка результатів вимірювань

4.1 Ввімкнути блок лазерного випромінювача і направити промінь світла уздовж лабораторного столу справа наліво.

4.2 Розташувати пластинку зі щілинами Юнга (елемент 2-1) на шляху лазерного променя так, щоб обидві щілини були рівномірно освітлені. Цьому відповідає найбільш чітка дифракційна картина на екрані.

4.3 Розташувати екран з міліметровою шкалою так, щоб дифракційна картина знаходилася у середині екрана, на відстані 1000...1200 мм від щілин.

4.4 Провести вимірювання ширини первинного максимуму x п'ять разів, після кожного вимірювання коректуючи положення щілин відносно світлового пучка. Результат занести в таблицю вимірювань.

4.5 Обчислити середнє арифметичне значення $\langle x \rangle$ і похибки вимірювань за стандартною методикою (1.5)...(1.9) (див. роботу № 6-1).

4.6 За формулою (5.7) обчислити ширину щілини $\langle b \rangle$. Відносна похибка значення ширини щілини δ_b практично дорівнює відносній похибці ширини максимуму δ_x .

4.7 Обчислити відстань $\langle d \rangle$ між щілинами за формулою (5.9), підставивши до неї середнє арифметичне значення $\langle b \rangle$.

4.8 Відносна похибка відстані між щілинами δ_d практично дорівнює відносній похибці ширини щілини δ_b .

4.9 Записати результати вимірювання b і d у стандартному вигляді (1.10) (див. роботу № 6-1).

5 Контрольні питання

5.1 Що таке дифракція і як її можна спостерігати?

5.2 Що таке інтерференція і як вона виявляється?

5.3 Вивести умову максимуму й мінімуму для дифракції на одній щілині.

5.4 Вивести умову максимуму й мінімуму для інтерференції на двох щілинах.

5.5 У чому виявляється явище дифракції на кожній щілині при спостереженні результату дифракції від двох щілин?

5.6 Які величини можна знайти з вимірювань картини дифракції на двох щілинах?

Лабораторна робота № 6-6

ВИВЧЕННЯ ПРОЗОРИХ ДИФРАКЦІЙНИХ ГРАТОК

1 Мета роботи. Ознайомлення з прозорими дифракційними ґратками і визначення довжини хвилі лазерного випромінювання.

2 Ключові положення

Плоска дифракційна ґратка являє собою пластину зі значною кількістю (до 1000 на довжині 1 мм) паралельних щілин однакової ширини a , розділених непрозорими смугами однакової ширини b . Величина $d = a + b$ називається

періодом, або постійною ґратки.

На рис. 6.1 показано фрагмент ґратки – картина в ближньому полі: хід променів, що падають на дифракційну ґратку паралельним пучком перпендикулярно до її площини.

Оскільки дифракційна ґратка має певну просторову довжину, то для одержання чіткого спектра дифраговане світло (пучок паралельних променів значної ширини) фокусують за допомогою лінз. Умова максимуму інтерференції така сама, як і для двох щілин у досліді Юнга:

$$d \sin \varphi = k\lambda, \quad (6.1)$$

де φ – кут дифракції; k – порядок інтерференції; λ – довжина хвилі світла. Аналогічною є умова мінімуму:

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

На відміну від результату дифракції на двох щілинах, у дифракційній картині, отриманій за допомогою ґратки, освітленої монохроматичним світлом, максимума виявляються набагато більш різкими і вузькими. Пояснити це можна в такий спосіб. Припустимо, що кут трохи перевищує кут, котрий відповідає максимуму. У випадку двох щілин відповідні хвилі лише злегка розійдуться за фазою і між ними майже цілком збережеться посилююча інтерференція. Тому в картині, що виникає при дифракції на двох щілинах, максимума мають велику ширину. У випадку дифракційної ґратки різниця фаз хвиль, що виходять з двох сусідніх щілин, також незначна. Але хвиля з однієї щілини може опинитися в протифазі з хвилею з іншої щілини, що відстоїть від неї на кілька сотень періодів ґратки, і їхня взаємна інтерференція може загасити усе світло. Нехай, наприклад, кут φ відрізняється від кута, що відповідає максимуму першого порядку, причому різниця ходу не дорівнює точно довжині хвилі λ , а $1,001\lambda$. Тоді хвиля, що виходить з однієї щілини, буде зсунута за фазою відносно хвилі, випущеної 500-ю щілиною, що йде за нею, на $1,500\lambda$, чи точно на $1,5$ довжини хвилі, і через інтерференцію ці хвилі загасять одна одну. Гасяча інтерференція відбувається й між хвилями з іншої пари щілин, зсунутих відносно розглянутої нами пари. Інакше кажучи, світло з першої щілини гасить світло зі щілини 501, світло з другої щілини гасить світло з щілини 502 і так далі. Таким чином,

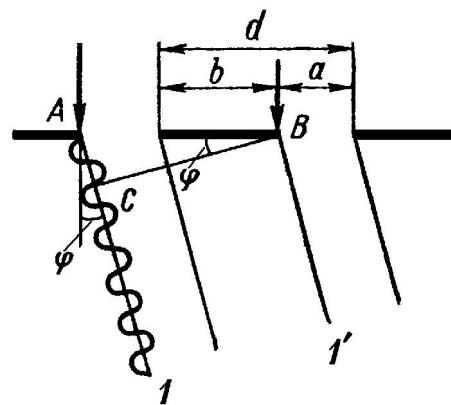


Рисунок 6.1 – Дифракція на ґратці

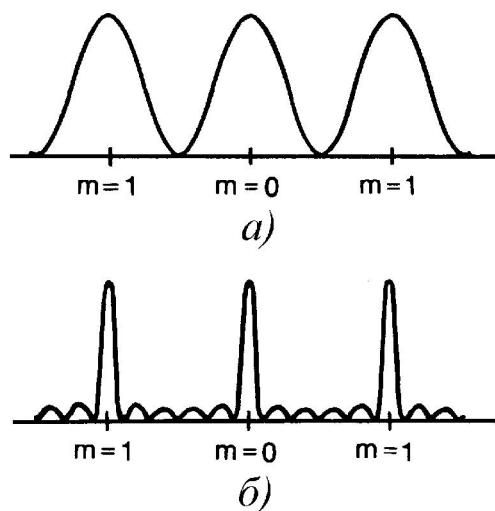


Рисунок 6.2 – Дифракційна картина від двох (а) і від шести (б) щілин

навіть при вкрай малому куті, що відповідає різниці ходу $0,001\lambda$, відбувається сильна гасяча інтерференція й тому максимум буде дуже вузьким. Чим більше штрихів у дифракційній ґратки, тим різкіші є світлові піки (рис. 6.2) й тим дрібніше розташовані між ними вторинні піки (побічні максимуми). При числі щілин більше за 250 інтенсивність вторинних піків нехтовно мала.

Припустимо, що світло, яке падає на дифракційну ґратку, не є монохроматичне, а містить дві чи кілька різних довжин хвиль. Тоді у всіх порядках, окрім нульового, для кожної довжини хвилі максимум буде виникати під своїм кутом. Якщо на дифракційну ґратку падає біле світло, то центральний максимум (нульового порядку) буде являти собою різку білу смугу, але в решті порядків буде спостерігатися виразний райдужний колірний поділ за певним діапазоном кутів. Тому дифракційні ґратки є одним з найважливіших приладів в оптиці, використовуваних для розкладання світла в спектр і вимірювання довжин хвиль.

Якість розкладання світла по довжинах хвиль у спектр стає зрозумілою після такого порівняння. Ширина максимуму монохроматичного світла в досліді Юнга за кутом становить $\frac{\lambda}{d}$, а в дифракційній ґратці – $\frac{\lambda}{Nd}$. Таким чином, ширина монохроматичного максимуму в дифракційній ґратці у N разів менше, ніж у найпростішому випадку двох щілин.

Роздільною здатністю ґратки називається величина

$$R = \frac{\lambda}{\delta\lambda}, \quad (6.3)$$

де $\delta\lambda$ – найменша різниця довжин хвиль двох спектральних ліній, при яких вони виглядають як роздільні. Відповідно до теорії Релея,

$$R = Nm, \quad (6.4)$$

де N – загальне число щілин ґратки; m – порядок спектра.

3 Опис установки й методики вимірювань

Схема установки для вимірювання дифракційних спектрів показана на рис. 6.3. Тут 1 – блок лазерного випромінювача; 2 – блок дифракційних ґраток; 3 – екран з міліметровою шкалою для спостереження спектрів. В основних рисах установка є подібна до установки для спостереження досліду Юнга. Оскільки пучок лазерного випромінювання має діаметр кілька міліметрів, а відстань L від ґратки до екрана – близько 1 м, то пучок дифрагованих променів одного порядку можна представити в дальньому полі як промінь (пучок дуже малого діаметра).

При спостереженні невеликих порядків інтерференції, через малий кутів φ , можна прийняти $\sin \varphi \approx \hat{I} \tilde{N}/L$. Тоді з формули (6.1) одержимо

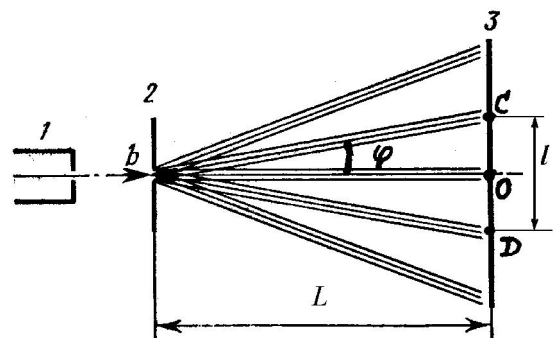


Рисунок 6.3 – Установка для спостереження дифракції на ґратках.

$$\frac{d \cdot OC}{L} = k\lambda. \quad (6.5)$$

Знаючи період ґратки d , виміряв OC і L за допомогою міліметрової лінійки, можна обчислити довжину хвилі λ за перетвореною формулою (6.5):

$$\lambda = \frac{d \cdot \hat{I} \tilde{N}}{L \cdot k}. \quad (6.6)$$

4 Хід роботи й обробка результатів вимірювань

4.1 Ввімкнути блок лазерного випромінювача і направити його випромінювання уздовж лабораторного столу на дифракційну ґратку, розташовану на барабані безпосередньо у вихідного вікна випромінювача перпендикулярно до пучка світла.

4.2 Розташувати екран з міліметровою шкалою на відстані $L = 1$ м (якщо не вкаже інакше викладач) від дифракційної ґратки перпендикулярно до первісного пучка світла (первісний пучок світла спостерігається при установці блока дифракційних ґраток у нульове положення).

4.3 Послідовно установити блок дифракційних ґраток у положення 50, 100, 150, 200 і 250 (цифри на оправі блока позначають щільність штрихів n на міліметр ґратки) і зробити вимірювання відстані $l = 2 \cdot \hat{I} \tilde{N}$ між двома найближчими до центра сусідніми максимумами (див. рис. 6.3). Результат занести в таблицю вимірювань.

4.4 Враховуючи, що щільність штрихів $n = \frac{1}{d}$ є величина, обернена періоду ґратки, і що вимірюють відстань тільки між максимумами першого порядку $k = 1$, отримаємо

$$\lambda(i) = \frac{l(i) \cdot 10^3}{2 \cdot n(i^{-1}) \cdot L(i)}. \quad (6.7)$$

4.5 У формулу (6.7) підставити п'ять разів усі величини в метрах і обчислити п'ять значень λ , результат занести в таблицю вимірювань, а потім обчислити середнє арифметичне значення λ .

4.6 Враховуючи, що відносна похибка λ практично дорівнює відносній похибці l , зробити обчислення похибок за стандартною методикою (1.5)...(1.9) (див. роботу № 6-1).

4.7 Записати результат вимірювань λ у стандартному вигляді й порівняти отримане значення з відомим з літератури.

5 Контрольні питання

5.1 Що таке дифракція і як вона пояснюється?

5.2 Що таке інтерференція? Коли вона виявляється?

5.3 Вивести умови максимуму й мінімуму інтерференції.

5.4 Чим відрізняються спектри від двох щілин у досліді Юнга від спектрів дифракційних ґраток і чому?

5.5 Що таке роздільна здатність ґратки і як вона визначається?

5.6 Чим відрізняються способи спостереження широких і вузьких дифракційних пучків?

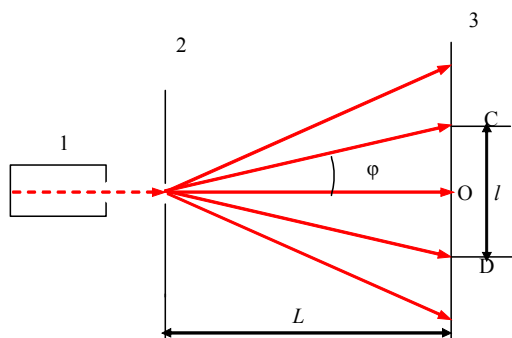
5.7 Описати хід роботи й вивести робочу формулу для довжини хвилі.

6 Протокол до лабораторної роботи № 6-6

1) Тема. Вивчення прозорих дифракційних ґраток.

2) Мета роботи. Ознайомлення з прозорими дифракційними ґратками і визначення довжини хвилі лазерного випромінювання.

3) Схема пристрою



1 – лазерний випромінювач; 2 – блок дифракційних ґраток; 3 – екран;

L – відстань між блоком дифракційних ґраток і екраном;
 l – відстань між двома максимумами одного порядку.

4) Таблиця приладів

№ з/п	Найменування	Тип	Заводський №	Межа шкали	Ціна поділки	Клас точності
1	Лінійка	У	–			

5) Формули розрахунку величин:

1. Довжина хвилі світла $\lambda(i) = \frac{l(i) \cdot 10^3}{2 \cdot n(i) \cdot L(i)}$, де L – відстань між блоком дифракційних ґраток та екраном; l – відстань між двома максимумами одного порядку; n – просторова частота ґратки в м.

2. Абсолютна похибка вимірювань

$$\Delta \lambda = t_{\alpha; N} \cdot \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N (\Delta \lambda_i)^2}{N(N-1)}}, \quad N - \text{кількість}$$

вимірювань, коефіцієнт Стюдента $t_{0,95; 5} = 2,77$.

6) Таблиця результатів вимірювань

$L =$ м (вимірюється один раз).

№ з/п	$n, \text{мм}^{-1}$	$l, \text{мм}$	$\lambda_i, \text{нм}$	$\Delta \lambda_i, \text{нм}$	$(\Delta \lambda_i)^2, \text{нм}^2$
1					
2					
3					
4					
5					
			$\langle \lambda \rangle =$	$\sum_{i=1}^5 (\Delta \lambda_i)^2 =$	

7) Розрахунки величин: $\lambda(\text{нм}) = \frac{l(\text{нм}) \cdot 10^3}{2 \cdot n(\text{нм}) \cdot L(\text{нм})}$ – довжина хвилі в нанометрах.

8) Запис кінцевих результатів:

$$\lambda = (\langle \lambda \rangle \pm \Delta \lambda)_{\alpha}, \text{ нм}; \quad \delta_{\lambda\%} = \frac{\Delta \lambda}{\langle \lambda \rangle} \cdot 100\%.$$

9) Висновки.

10) Роботу виконав:

Роботу перевірів:

Лабораторна робота № 6-7 ВИЗНАЧЕННЯ ПОКАЗНИКА ЗАЛОМЛЕННЯ СЕРЕДОВИЩА ЗА ЕФЕКТОМ БРЮСТЕРА

1 Мета роботи. Вивчення сутності ефекту Брюстера, спостереження ефекту в поляризованому світлі й визначення показника заломлення.

2 Ключові положення

Світло, крім інтенсивності і довжини хвилі, характеризується ще поляризаційним станом – наявністю переважного напрямку коливання вектора $\vec{E}$ (при розгляді світлових електромагнітних хвиль усі міркування зазвичай проводяться для вектора $\vec{E}$, називаного світловим, маючи на увазі також наявність і вектора $\vec{H}$).

Коли світло випромінюється окремими атомами незалежно, то воно складається з величезної кількості хвильових цугів, що мають обмежену довжину і єдину випадковим чином розташовану площину поляризації – площину коливань вектора $\vec{E}$. Хвильові цуги безупинно змінюють один одного, накладаючись і перекриваючись. Через дуже значну кількість і дуже велику частоту зміни один одного цуги в результаті створюють практично неперервне, постійної інтенсивності світло. Таке світло випромінюється, зокрема, нагрітими тілами. Світло, в якому різні напрямки вектора $\vec{E}$ рівноймовірні і несуть рівну енергію, називається **природним (неполяризованим)** світлом (рис. 7.1, а).

Світло, в якому напрямки коливань вектора $\vec{E}$ упорядковано певним чином, називається **поляризованим**. Якщо коливання вектора $\vec{E}$ відбуваються лише в одній певній площині, то світло називається **лінійно поляризованим, або плоскополяризованим** (рис. 7.1, б).

Якщо світло несе різну енергію у хвилях з різною орієнтацією вектора $\vec{E}$, то таке світло називається **частково поляризованим** (рис. 7.1, в). Частково

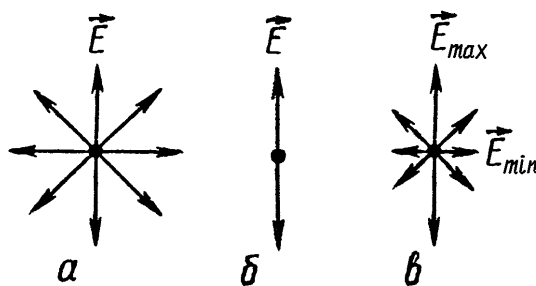


Рисунок 7.1 – Напрямки коливань векторів $\vec{E}$ в неполяризованому (а), лінійно поляризованому (б) і частково поляризованому (в) світлі

поляризоване світло можна представити як накладення неполяризованого світла і повністю поляризованого світла. Площиною поляризації частково поляризованого світла є площина, в якій орієнтовано вектор $\vec{A}$ хвилі з найбільшою енергією.

Для загальної характеристики поляризаційного стану світла використовується коефіцієнт поляризації

$$p = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}, \quad (7.1)$$

де $I_{\max}$ – інтенсивність хвилі з площиною поляризації, що відповідає максимальній енергії; $I_{\min}$ – інтенсивність хвилі з площиною поляризації, що відповідає мінімальній енергії.

Неполяризованому світлу відповідає $p = 0$, а плоскополяризованому (повністю поляризованому) – $p = 1$.

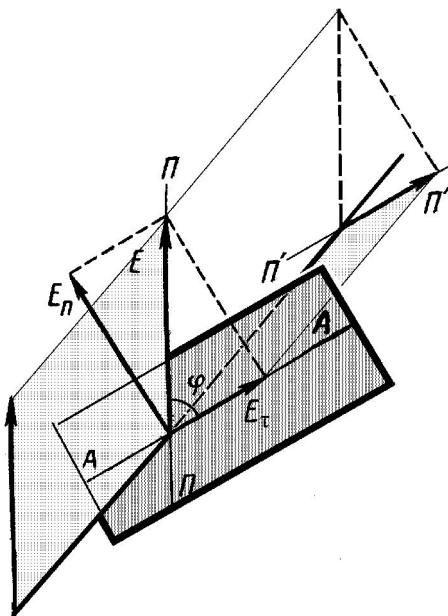


Рисунок 7.2 – Схема роботи поляризатора

Існують такі оптичні прилади – поляризатори, що при освітленні будь-яким світлом пропускають без ослаблення тільки повністю поляризоване світло, площина поляризації якого збігається з головною площиною поляризатора. Схема роботи поляризатора показана на рис. 7.2. Тут $ПП$ – площина поляризації довільної складової падаючої хвилі; AA – головна площина поляризатора; E – вектор падаючої хвилі зі складовими E_n – нормальною E_t і – тангенціальною; φ – кут між площиною поляризації падаючої хвилі і головною площиною поляризатора; $ПП'$ – площина поляризації хвилі, що проходить. Поляризатор має таку властивість, що тангенціальна складова проходить через поляризатор без послаблення, а нормальна складова не проходить зовсім. Тангенціальна складова

$$E_t = E \cos \varphi. \quad (7.2)$$

Інтенсивність світла пропорційна квадрату амплітуди хвилі:

$$I \sim A^2. \quad (7.3)$$

Сполучивши (7.2) і (7.3), одержимо закон Малюса:

$$I = I_0 \cos^2 \varphi, \quad (7.4)$$

де I_0 – інтенсивність падаючого лінійно поляризованого світла; I – інтенсивність лінійно поляризованого світла після проходження поляризатора.

Відбите від діелектрика світло завжди частково поляризоване в площині, перпендикулярній площині падіння. Коефіцієнт поляризації відбитого світла залежить від відносного показника заломлення діелектрика і від кута падіння. При падінні під певним кутом коефіцієнт поляризації відбитого світла дорівнює

одиниці. У цьому полягає ефект Брюстера. Ефект настає при виконанні співвідношення

$$\operatorname{tg} \alpha_A = n_{21}, \quad (7.5)$$

де α_A – кут Брюстера, n_{21} – відносний показник заломлення речовини, що відбиває світло. Співвідношення (7.5) називається законом Брюстера. Це відбувається тоді, коли $n_{21} > 1$.

При падінні променя D_1 під кутом Брюстера відбитий промінь D_2 є перпендикулярний заломленому D_3 . Доказ цього дуже простий. На рис. 7.3, а показано падіння світла під кутом Брюстера.

З рис. 7.3, а видно, що

$$\beta = 180^\circ - 90^\circ - \alpha_A = 90^\circ - \alpha_A, \quad (7.6)$$

отже,

$$\sin \beta = \sin(90^\circ - \alpha_A) = \cos \alpha_A. \quad (7.7)$$

Закон заломлення для даного випадку:

$$\frac{\sin \alpha_A}{\sin \beta} = n_{21}. \quad (7.8)$$

Підставивши в (7.8) значення $\sin \beta$ з (7.7), здобудемо:

$$\operatorname{tg} \alpha_A = n_{21}. \quad (7.9)$$

Ми отримали закон Брюстера з умови перпендикулярності відбитого і заломленого променів.

У звичайному варіанті спостереження падаюче світло є неполяризоване, відбите – поляризоване у площині, перпендикулярній площині падіння, а заломлене – частково поляризоване у площині падіння. Відбувається це з таких причин. Відбите світло є результатом дії множинних вторинних джерел – атомів середовища, що відбиває, збуджених падаючими світловими хвилями. Падаюче природне світло можна розглядати як накладання двох однакових хвиль, поляризованих у взаємно перпендикулярних площинах, тому і вторинні джерела будуть випромінювати хвилі, поляризовані у взаємно перпендикулярних площинах. На рис. 7.3, а в заломленому промені показано діаграми направленості випромінювання вторинних джерел – індукованих електричних диполів. Ці діаграми мають вигляд тороїдів з нульовим внутрішнім діаметром (див. крупно на рис. 7.3, б). Вісь симетрії тороїда є електрична вісь диполя і спрямована вона за напрямком вектора $\vec{E}$ падаючої хвилі. Електричний диполь щонайкраще випромінює в площині перпендикулярної осі в усі боки однаково і зовсім не випромінює в напрямку електричної осі.

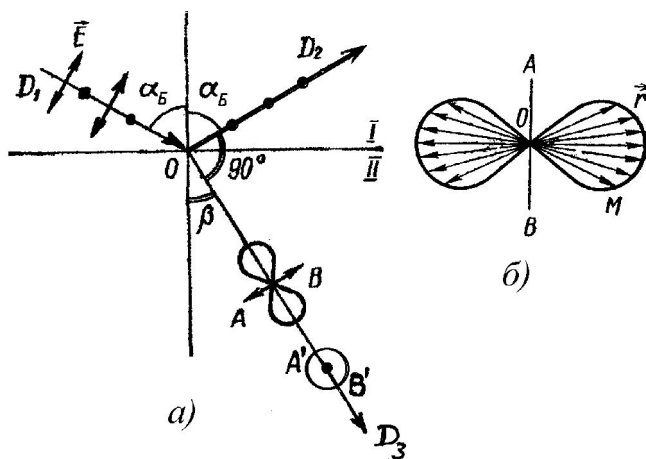


Рисунок 7.3 – Відбиття неполяризованого променя під кутом Брюстера (а) і діаграма направленості (б)

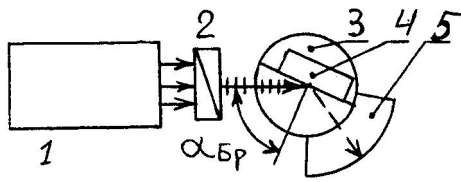


Рисунок 7.5 – Схема установки до роботи 6-7

Оскільки падаючу хвилю можна уявити як накладання двох хвиль зі взаємно перпендикулярною поляризацією, то й випромінювання вторинних джерел представляє хвилі двох типів із взаємно перпендикулярними поляризаціями AB і $A'B'$. Через особливості діаграми направленості випромінювання вторинних джерел ці хвилі поширюються по-різному. Хвилі з поляризацією AB не будуть присутні у відбитому промені, тому що напрямок відбитого променя D_2 є паралельний осі AB діаграми вторинних джерел. Відбитий промінь формується тільки випромінювачами з напрямком осі $A'B'$, тому що диполі з таким напрямком осі випромінюють в усі боки в площині рисунка. Тому, за умови перпендикулярності відбитого і заломленого променів, площина поляризації відбитого променя виявляється перпендикулярною площині падіння.

3 Опис установки й методики вимірювань

Ефект Брюстера в даній роботі здійснюється в такому варіанті. Скляна пластинка, показник заломлення якої необхідно визначити, освітлюється світлом від блока лазерного випромінювача, яке пройшло через поляризатор так, що площина поляризації лежить у площині падіння (рис. 7.4). При куті падіння, рівному куту Брюстера, відбитий промінь D_2 практично зникає, тому що вторинні джерела не випромінюють світло такої поляризації в напрямку відбитого променя. Вимірявши кут Брюстера, визначаємо показник заломлення за формулою

$$n = \operatorname{arctg} \alpha_A. \quad (7.10)$$

Схема установки показана на рис. 7.5. Тут 1 – блок лазерного випромінювача; 2 – поляризатор; 3 – транспортер; 4 – вимірювана скляна пластинка; 5 – екран.

Примітка. Якщо використовується лазер, випромінювання якого поляризоване, поляризатор 2 є зайвим. Потрібно тільки так повернути лазер, щоб площина поляризації його світла була горизонтальною.

Кут Брюстера, що відповідає мінімальній інтенсивності відбитого світла, вимірюють п'ять разів і п'ять разів за таблицею тангенсів визначають показник заломлення скла. Подальшу обробку проводять стандартним способом.

Вимірювання показника заломлення речовини відбувається в даній роботі неруйнівним безконтактним способом, при мінімальній витраті часу і праці.

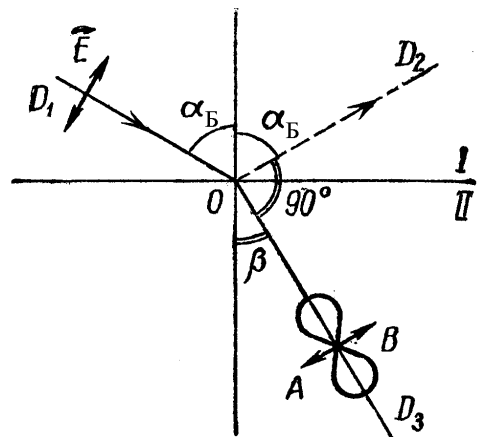


Рисунок 7.4 – Відбиття поляризованого променя під кутом Брюстера

4 Хід роботи й обробка результатів вимірювань

4.1 Ввімкнути блок лазерного випромінювача 1 і спрямувати його випромінювання уздовж лабораторного столу справа наліво на поляризатор 2 (елемент 4-2).

4.2 Поляризатор повернути в оправі так, щоб його риски знаходилися на горизонтальній лінії. Це відповідає горизонтальній площині поляризації прохідного світла.

Якщо використовується лазер з поляризованим випромінюванням, необхідність в поляризаторі відпадає. Варто тільки повернути лазер так, щоб площина поляризації його випромінювання була горизонтальною (в площині падіння).

4.3 Повернути обертову верхню частину столика з вимірюваною пластинкою 4 так, щоб стрілка на нижній частині столика виявилася на нулі шкали транспортира 5.

4.4 Столик помістити в таке положення, щоб промінь лазера потрапив у середину вимірюваної пластинки і відбитий промінь повернувся назад. Це відповідає нульовому куту падіння.

4.5 Не змінюючи положення нижньої частини столика 3, повернути обертову його частину 4 так, щоб відбитий промінь на екрані зник (набув мінімальної інтенсивності).

4.6 Зробити відлік кута Брюстера за шкалою транспортира і записати в таблицю вимірювань. Вимірювання зробити п'ять разів.

4.7 За допомогою табл. 1 значень тангенсів обчислити показник заломлення п'ять разів. Результати занести в таблицю вимірювань.

4.8 Знайти середнє арифметичне значення показника заломлення. Подальшу обробку результатів вимірювань виконати за стандартною методикою (1.5)...(1.9) (див. роботу № 6-1).

4.9 Записати результат вимірювань у стандартному вигляді (1.10) (див. роботу № 6-1) і порівняти отримане значення n з відомим із літератури.

Таблиця 7.1 – Значення тангенсів деяких кутів

α , град	$\operatorname{tg} \alpha$	α , град	$\operatorname{tg} \alpha$	α , град	$\operatorname{tg} \alpha$
45	1,0000	60	1,732	75	3,732
46	1,0355	61	1,804	76	4,011
47	1,0724	62	1,881	77	4,331
48	1,1106	63	1,963	78	4,705
49	1,1504	64	2,050	79	5,145
50	1,1918	65	2,145	80	5,671
51	1,2349	66	2,246	81	6,314
52	1,2799	67	2,356	82	7,115
53	1,3270	68	2,475	83	8,144
54	1,3764	69	2,605	84	9,514
55	1,4281	70	2,747	85	11,43
56	1,4826	71	2,904	86	14,30
57	1,5399	72	3,078	87	19,08
58	1,6003	73	3,271	88	28,64
59	1,6643	74	3,487	89	57,29

5 Контрольні питання

5.1 Які існують різновиди поляризаційного стану світла.

5.2 Якою величиною характеризується поляризаційний стан світла, яке її чисельне значення для світла різних видів поляризації?

- 5.3 У чому полягає закон Малюса і як він пояснюється?
 5.4 Як виявляється ефект Брюстера в неполяризованому світлі?
 5.5 Як виявляється ефект Брюстера в поляризованому світлі?
 5.6 Чим пояснюється ефект Брюстера?
 5.7 Описати схему установки і хід роботи.

6 Протокол до лабораторної роботи № 6-7

- 1) Тема. Визначення показника заломлення середовища по ефекту Брюстера.
 2) Мета роботи. Вивчення суті ефекту Брюстера, спостереження ефекту в поляризаційному світлі та визначення показника заломлення.
 3) Схема пристрою



4) Таблиця пристроїв

№ з/п	Найменування	Тип	Заводський №	Межа шкали	Ціна поділки	Клас точності
1	Транспортер	У	—	180°	1°	1°
2	Лазер	ЛГ-78	—	—	—	—

5) Формули розрахунку величин і їх похибок:

1. Показник заломлення $n = \operatorname{tg} \alpha_{\hat{A}}$.

2. Абсолютна випадкова похибка вимірювань

$$\Delta n_{\hat{A}} = t_{\alpha; N} \cdot \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N (\Delta n_i)^2}{N(N-1)}}, \quad N -$$

кількість вимірювань; $t_{0,95; 5} = 2,77$ – коефіцієнт Стюдента.

3. Похибка пристрою $\Delta n_{\text{ІД}} = \frac{\operatorname{tg}(\langle \alpha_{\hat{A}} \rangle + 1^\circ) - \operatorname{tg}(\langle \alpha_{\hat{A}} \rangle - 1^\circ)}{2}$.

4. Загальна похибка $\Delta n = \sqrt{(\Delta n_{\hat{A}})^2 + (\Delta n_{\text{ІД}})^2}$.

6) Таблиця вимірювань

№ з/п	$\alpha_{\text{Б}}, ^\circ$	n_i	Δn_i	$(\Delta n_i)^2$
1				
2				
3				
4				
5				
		$\langle n \rangle =$		$\sum_{i=1}^5 (\Delta n_i)^2 =$

7) Розрахунки величин та їх похибок:

8) Запис кінцевих результатів:

$$n = (\langle n \rangle \pm \Delta n)_\alpha; \quad \delta_n = \frac{\Delta n}{\langle n \rangle} \cdot 100\%.$$

9) Висновки.

10) Роботу виконав:

Роботу перевірів:

Лабораторна робота № 6-8**ВИЗНАЧЕННЯ ПОКАЗНИКІВ ЗАЛОМЛЕННЯ ІСЛАНДСЬКОГО ШПАТУ ЗА ДОПОМОГОЮ МІКРОСКОПА**

1 Мета роботи. Вивчення явища подвійного променезаломлення на прикладі ісландського шпату і визначення показника заломлення звичайних і незвичайних променів.

2 Ключові положення

Подвійне променезаломлення спостерігається в анізотропних кристалах, фізичні властивості яких залежать від кристалографічного напрямку. Подвійне променезаломлення полягає в роздвоєнні падаючого неполяризованого променя в кристалі на два промені зі взаємно перпендикулярними поляризаціями, які поширюються з різною швидкістю, тобто характеризуються двома різними показниками заломлення. Пояснюється це в такий спосіб.

Уявімо собі, що всередині кристала розташоване джерело неполяризованого світла, що випромінює в усі боки. Припустимо також, що нам вдалося сфотографувати положення хвильового фронту після дуже короткого часу випромінювання світла, поляризованого в одній площині, потім – у взаємно перпендикулярній площині (рис. 8.1). Добуті в такий спосіб хвильові поверхні стуляються в двох точках, через які проходить вісь симетрії цих поверхонь – оптична вісь MN . Головним перерізом кристала називається площина, у якій лежить оптична вісь кристала і нормаль до фронту хвилі – промінь. На рис. 8.1 показано переріз хвильових поверхонь головним перерізом кристала. З рисунка видно, що промені, поляризовані в площині, перпендикулярній головному перерізу (тобто перпендикулярно площині

рисунка), поширюються в усіх напрямках з однаковою швидкістю v_i – це звичайні промені. Промені ж, поляризовані в головному перерізі кристала, –

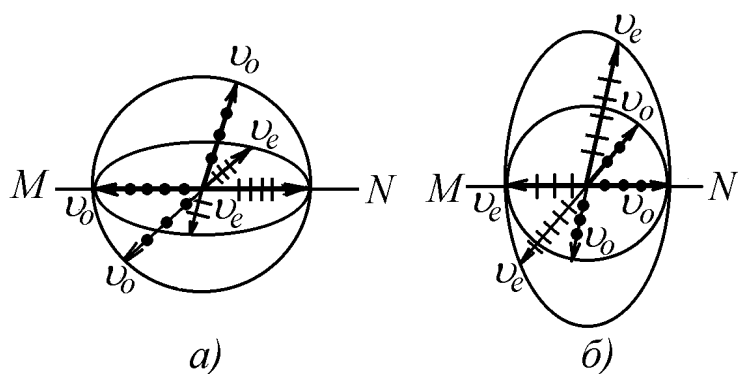


Рисунок 8.1 – Хвильові поверхні в позитивному (а) і негативному (б) кристалах

поширюються зі швидкостями v_a , що залежать від напрямку – незвичайні промені. На рис. 8.1, а показано хвильові поверхні позитивного кристала, у якому швидкість незвичайних променів менше за швидкість звичайних: $v_a \leq v_i$, а показник заломлення відповідно більше. Прикладом такої речовини є кристалічний кварц. На

рис. 8.1, б показано хвильові поверхні так званого негативного кристала, в якому швидкість незвичайних променів більше швидкості звичайних $v_a \geq v_i$, а показник заломлення відповідно менше. Прикладом такої речовини є ісландський шпат. У напрямку оптичної осі MN швидкості звичайних і незвичайних променів однакові.

Проходження світла через подвійнозаломлювальні кристали якісно можна представити, враховуючи принцип найменшого часу Ферма: промені незвичайні будуть відхилятися від звичайних у бік такого напрямку, для якого їхня швидкість більше.

3 Опис установки й методики вимірювань

Установка для вимірювання показника заломлення складається з мікроскопа типу МБС з лімбом для вимірювання вертикальних переміщень і розташованого на предметному склі досліджуваного кристала ісландського шпату, що являє собою ромбоєдр (оптична вісь кристала проходить через вершини тупих тілесних кутів).

Промінь світла від освітлювача, розташованого знизу, відбившись від дзеркала, пройшовши предметне скло, проходить через досліджуваний кристал і далі в об'єктив мікроскопа. На протилежних гранях кристала (верхній і нижній) перпендикулярно один до одного нанесено штрихи так, що на просвіт вони виглядають як схрещені. Точка O у цієї проекції є виглядом штриха на нижній грані. Лінія A – штрих на верхній грані. Геометрична товщина кристала d зазначена на оправі, а уявна – у звичайних d_o і незвичайних променях d_e вимірюється за допомогою мікроскопа.

На рис. 8.2 показано хід променів через кристал ісландського шпату. Від штриха на нижній грані кристала в напрямках OC і OB , обраних довільно, поширюються звичайні і незвичайні промені. Після виходу з кристала ці промені розходяться, тому що показники заломлення їх у кристалі відрізняються. З цієї причини уявна товщина кристала в звичайних променях $d_o = AO_1$ відрізняється від уявної товщини кристала в незвичайних променях $d_e = AO_2$.

Примітка. Точка O_1 – уявне положення нижнього штриха у звичайних променях, а точка O_2 – у незвичайних.

Промені звичайні відрізняються від незвичайних після виходу з кристала тільки взаємно перпендикулярними площинами поляризації. Розташований в оправі окуляра мікроскопа поляроїд, який можна повертати, дозволяє виділяти тільки звичайні чи тільки незвичайні промені, по черзі.

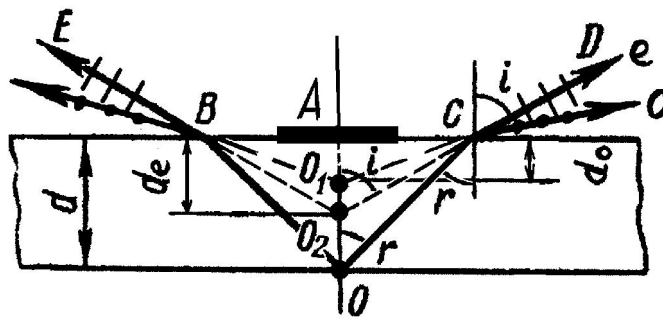


Рисунок 8.2 – Хід променів від штриха на нижній грані подвійнозаломлювальної пластинки

Знаходження робочої формули (2.11) для даної роботи дивіться в роботі № 6-2 (Визначення показника заломлення прозорих тіл за допомогою мікроскопа).

4 Хід роботи й обробка результатів вимірювань

4.1 Ввімкнути освітлення у світлі, що проходить, в мікроскопі.

4.2 Покласти вимірюваний кристал на предметне скло так, щоб можна було навести на різкість зображення нижнього і верхнього штриха без переміщень кристала по предметному склу.

4.3 Навести на різкість зображення штриха на верхній грані кристала і відрахувати за лімбом показання d_a . Вимірювання зробити п'ять разів і результати записати в таблицю прямих вимірювань.

4.4 Навести на різкість зображення штриха на нижній грані кристала. При довільному положенні поляроїда буде видно відразу два штрихи – в звичайних і незвичайних променях. Поворотом поляроїда домогтися видимості одного штриха, уточнити наведення по найбільш різкому зображенню і відрахувати за лімбом показання d_{i1} . Виміри зробити п'ять разів і результати записати в таблицю прямих вимірювань.

4.5 Поворотом поляроїда домогтися видимості іншого штриха, уточнити наведення по найбільш різкому зображенню і відрахувати за лімбом показання d_{i2} . Виміри зробити п'ять разів і результати записати в таблицю прямих вимірювань.

4.6 Подальшу обробку результатів вимірювань зробити окремо для звичайних і незвичайних променів за методикою, описаною в роботі № 6-2 (пункти 4.6...4.12). Одержати значення двох показників заломлення. Більший показник заломлення належить до звичайних променів n_o , а менший – до незвичайних n_e .

4.7 Записати остаточний результат вимірювань двох показників заломлення у стандартному вигляді.

Примітка. У правильно виконаній роботі менший показник заломлення плюс його похибка менше більшого показника заломлення мінус його похибка.

5 Контрольні питання

5.1 Що таке подвійне променезаломлення?

5.2 Які існують закони поширення звичайних і незвичайних променів?

5.3 Чим відрізняються промені звичайні від незвичайних після виходу з кристала?

5.4 Яким чином ми поділяємо в даній роботі звичайні й незвичайні промені?

5.5 Побудувати хід променів від штриха на нижній грані кристала в даній роботі і показати уявні товщини кристала в звичайних і незвичайних променях.

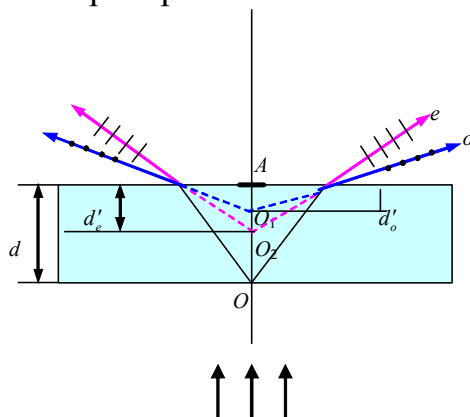
5.6 Вивести робочу формулу для визначення показника заломлення.

6 Протокол виконання лабораторної роботи № 6-8

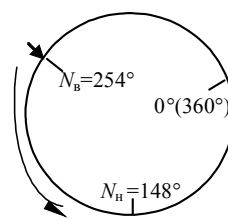
1) Тема. Визначення показника заломлення ісландського шпату за допомогою мікроскопа.

2) Мета роботи. Вивчення явища подвійного променезаломлення на прикладі ісландського шпату і визначення показника заломлення звичайних і незвичайних променів.

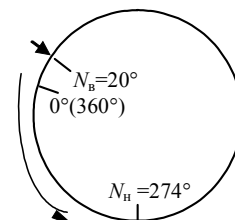
3) Схема пристрою



Прикладі значень на лімбі



$$\Delta N = N_b - N_n = 254^\circ - 148^\circ = 106^\circ$$



$$\Delta N = (360^\circ + N_b) - N_n = (360^\circ + 20^\circ) - 274^\circ = 106^\circ$$

4) Таблиця приладів

№ з/п	Найменування	Тип	Заводський №	Межа шкали лімба	Ціна поділки лімба	Клас точності лімба
1	Мікроскоп	МБС-9	—	360°	1° (0,05 мм/град)	1° (0,05 мм/град)

5) Формули розрахунку величин:

де n – показник заломлення; d – геометрична товщина кристала; d_o' і d_e' – уявна товщина кристала в звичайних і незвичайних променях.

$$1. \quad d' = (N_a - N_i) N_0. \quad 2. \quad n = \frac{d}{(N_a - N_i) N_0}. \quad 3. \quad \Delta n = t_{\alpha; N} \cdot \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N (\Delta n_i)^2}{N(N-1)}}, \quad N - \text{кількість}$$

вимірювань; $t_{0,95; 5} = 2,77$ – коефіцієнт Стюдента.

6) Таблиця результатів вимірювань

 $d =$ мм; $N_0 = 0,05$ мм/град.

№ з/п	$N_{\hat{a}}^{\circ}$	N_i°	ΔN°	$d',$ мм	n_i	Δn_i	$(\Delta n_i)^2$	$N_{\hat{a}}^{\circ}$	N_i°	ΔN°	$d',$ мм	n_i	Δn_i	$(\Delta n_i)^2$
1														
2														
3														
4														
5														
					$\langle n \rangle$	$\sum_{i=1}^5 (\Delta n_i)^2$							$\langle n \rangle$	$\sum_{i=1}^5 (\Delta n_i)^2$

7) Розрахунки величин та їх похибок:

8) Запис кінцевих результатів, враховуючи, що $n_o > n_{\hat{a}}$:

$$n_o = (\langle n \rangle \pm \Delta n)_{\alpha}; \quad \delta_{n\%} = \frac{\Delta n}{\langle n \rangle} 100\%;$$

$$n_{\hat{a}} = (\langle n \rangle \pm \Delta n)_{\alpha}; \quad \delta_{n\%} = \frac{\Delta n}{\langle n \rangle} 100\%.$$

9) Висновки:

10) Роботу виконав:

Роботу перевірів:

Часть II

Лабораторная работа № 6-1 **ОПРЕДЕЛЕНИЕ ФОКУСНОГО РАССТОЯНИЯ СОБИРАЮЩЕЙ И РАССЕИВАЮЩЕЙ ЛИНЗ**

1 Цель работы. Изучение способов построения изображений с помощью линз и ознакомление со способом определения их фокусного расстояния.

2 Ключевые положения

Линза представляет собой прозрачное тело, ограниченное с двух сторон криволинейными поверхностями, в простом случае – сферическими. Линза считается тонкой, если её толщина намного меньше радиусов кривизны R_1 и R_2 её поверхностей. Прямая, проведенная через центры кривизны поверхностей, называется главной оптической осью линзы. Проходя через линзу, лучи преломляются один раз при падении на переднюю поверхность линзы и второй раз – при выходе из линзы. При построении хода лучей в тонких линзах преломление на обеих поверхностях заменяют одним преломлением в главной плоскости линзы, проходящей через её оптический центр, перпендикулярно главной оптической оси. Все расстояния отсчитываются от главной плоскости линзы. Лучи, параллельные главной оптической оси, пересекаются в точке, лежащей на этой оси и называемой главным фокусом линзы. У собирающей линзы имеются два фокуса – F_1 и F_2 , лежащие по разные стороны от нее. Плоскость, проходящая через фокус перпендикулярно главной оптической оси, называется фокальной плоскостью. Расстояние от оптического центра линзы O до ее фокуса называется фокусным расстоянием F . Величина D , обратная фокусному расстоянию F , называется оптической силой линзы и определяется общей формулой линзы:

$$D = \frac{1}{F} = (n - 1) \cdot \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right), \quad (1.1)$$

где n – показатель преломления материала линзы относительно окружающей среды; R_1 и R_2 – радиусы кривизны поверхностей линзы. Радиусы кривизны выпуклых поверхностей считаются положительными, а вогнутых – отрицательными. У плоских поверхностей радиус кривизны равен бесконечности. Линза называется собирающей, если $F > 0$, и рассеивающей, если $F < 0$. Единицей оптической силы линзы является диоптрия ($D = \text{дптр} = 1/\text{м}$).

В случае тонкой линзы справедлива формула линзы:

$$\frac{1}{F} = \frac{1}{a} + \frac{1}{b}, \quad (1.2)$$

где a – расстояние до предмета; b – расстояние до изображения (считается отрицательным для мнимых изображений).

При построении изображений пользуются следующими правилами:

1) луч, параллельный главной оптической оси, после преломления в линзе проходит через главный фокус;

2) луч, прошедший через фокус под некоторым углом к главной оптической оси, после преломления в линзе идет параллельно главной оптической оси;

3) луч, прошедший через центр линзы, не меняет своего направления.

На оптических схемах линзы изображаются в виде отрезка прямой, перпендикулярной главной оптической оси, со стрелками на концах, направленными наружу для собирающей линзы и внутрь – для рассеивающей линзы.

На рис. 1.1 показано построение изображений с помощью различных линз для различных случаев расположения предмета:

a – предмет между фокусом и оптическим центром линзы; изображение прямое, мнимое (с этой же стороны линзы), увеличенное;

б – предмет между фокусом и двойным фокусом; изображение за двойным фокусом перевернутое, действительное (с другой стороны линзы), увеличенное;

в – предмет в двойном фокусе; изображение перевернутое, действительное, в масштабе 1:1;

г – предмет за двойным фокусом, изображение перевернутое, действительное, уменьшенное; действительное изображение можно наблюдать в лучах, которые либо отразились от какого-либо экрана, либо рассеялись на нем;

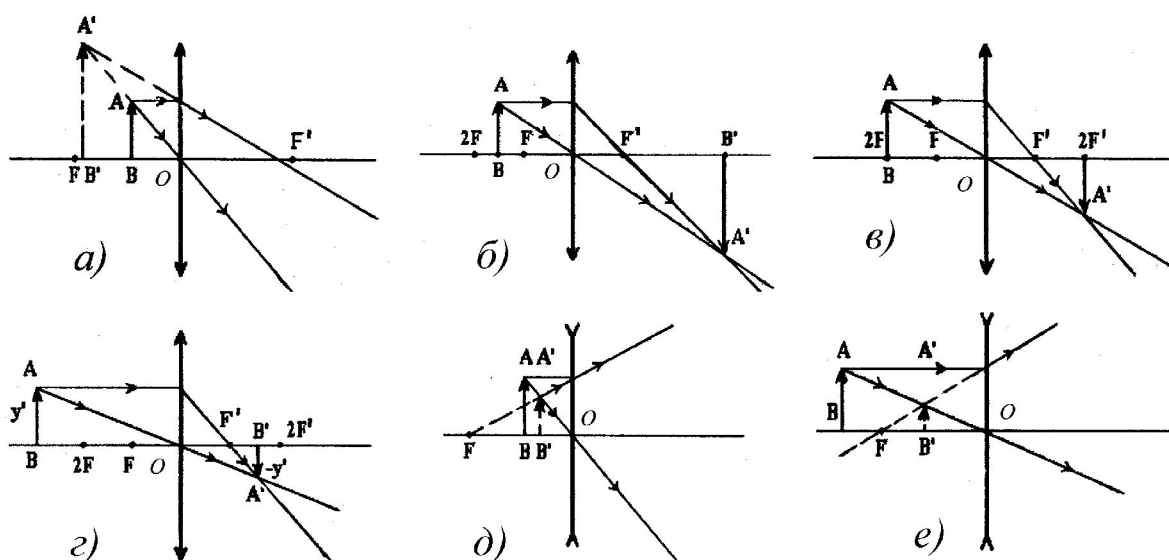


Рисунок 1.1 – Построение изображения в линзах.

д – предмет между фокусом и оптическим центром линзы; изображение прямое, мнимое, уменьшенное; мнимое изображение наблюдается только в лучах, вошедших в глаз;

е – предмет между фокусом и двойным фокусом; изображение прямое, мнимое, уменьшенное.

3 Описание установки и методики измерений

3.1 Прямой метод

Схема установки показана на рис. 1.2, а. Здесь 1 – блок лазерного излучателя; 2 – блок дифракционных решеток; 3 – собирающая вспомогательная линза; 4 – исследуемая линза; 5 – непрозрачный экран.

Установка работает следующим образом. Узкий пучок лазерного красного излучения (длина волны 632,8 нм), имеющий диаметр 1,5...2,5 миллиметров, направляется на дифракционную решетку. В результате дифракции и интерференции дифрагированного света возникает плоский расходящийся пучок лучей, идущий практически из одной точки (малой области дифракционной решетки). Вспомогательная собирающая линза 3 устанавливается на таком расстоянии от решетки, чтобы пучок преломленного света стал параллельным. Параллельность пучка контролируется перемещением экрана. В параллельный пучок света вводится исследуемая линза 4, преломляющая пучок света. Если на фокусном расстоянии от линзы расположить экран, то пучок света соберется на нем в точку A . Измерив расстояние от исследуемой линзы до экрана, получим фокусное расстояние F_1 собирающей линзы (рис. 1.2, а).

Без экрана 5 пучок света после точки A снова разойдётся. Если на пути света поставить новую собирающую линзу так, чтобы её фокус совпал с фокусом линзы 4 (т.е. с точкой A), то световой пучок после прохождения линзы станет параллельным. При этом расстояние между линзами d будет равно сумме фокусных расстояний линз, а фокусное расстояние второй линзы

$$F_2 = d - F_1. \quad (1.3)$$

Соотношение (1.3)

справедливо и для случая формирования параллельного светового пучка с помощью рассеивающей линзы, так как расстояние d равно алгебраической сумме F_1 и F_2 .

Световой пучок можно сделать параллельным, если в сходящемся пучке света

расположить на соответствующем месте (рис. 1.2, б) рассеивающую линзу 6 с фокусным расстоянием, меньшим, чем у собирающей линзы. Оптические линзовые системы обладают свойством обратимости: если изменить направление световых лучей на противоположное, то лучи пройдут через систему по тому же пути в противоположном направлении. В соответствии с этим ясно, что, если на рассеивающую линзу направить параллельный световой пучок справа налево, он превратится в расходящийся так, как будто он вышел из точки, в которой ранее сходились лучи в отсутствие рассеивающей линзы. Эта точка A является одновременно действительным фокусом собирающей линзы и мнимым фокусом рассеивающей. При этом $d < F_1$, и фокусное

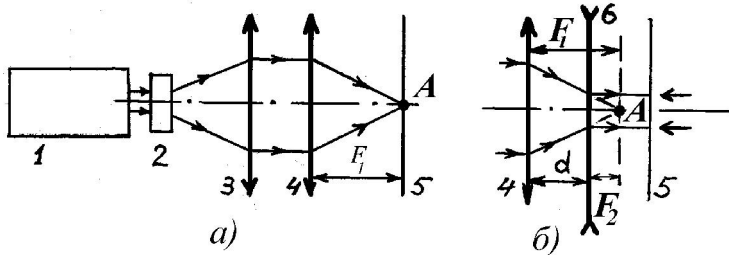


Рисунок 1.2 – Схема устройства

расстояние рассеивающей линзы, определяемое соотношением (1.3), будет отрицательным.

3.2 Метод Гаусса-Бесселя

Схема установки показана на рис. 1.3. Здесь 1 – оптическая скамья; 2 – изображение предмета; 3, 4 – положения линзы на оптической скамье; 5 – экран.

Метод Гаусса-Бесселя является более точным по сравнению с прямым способом. Он позволяет точно определить величины: расстояние между светящимся объектом L и экраном и величину перемещения P линзы из положения, соответствующего наиболее резкому увеличенному изображению, в положение, соответствующее наиболее резкому уменьшенному изображению объекта. Величина перемещения P линзы с большой точностью отсчитывается по линейке. Из рис. 1.3 видно, что

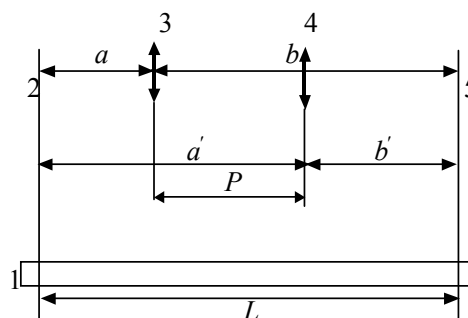


Рисунок 1.3 – Схема устройства для метода Гаусса-Бесселя

$$a = \frac{L - P}{2}; \quad b = (L - a) = \left(L - \frac{L - P}{2}\right) = \frac{L + P}{2}.$$

Подставив значения a и b в формулу (1.2), получим $f = \frac{ab}{a + b} = \frac{1}{2} \frac{(L - P)(L + P)}{(L - P + L + P)}$, и после элементарных расчетов найдем фокусное расстояние линзы:

$$f = \frac{1}{4} \left(L - \frac{P^2}{L}\right). \quad (1.4)$$

Измерения повторяем пять раз.

4 Ход работы и обработка результатов измерений

4.1 Включить блок лазерного излучателя и направить его свет вдоль лабораторного стола.

4.2 Блок линз поставить в нулевое положение, соответствующее отсутствию линз на пути лазерного луча, а блок дифракционных решеток – в положение 150, что соответствует установке на пути лазерного луча дифракционной решетки с плотностью штриховки 150 мм^{-1} .

4.3 Расположить на пути лазерного луча вспомогательную собирающую линзу 3 (элемент 9-1) так, чтобы расходящийся пучок дифрагированных лучей стал параллельным. Параллельность лучей контролировать с помощью непрозрачного экрана с миллиметровой шкалой: линза перемещается шагами вперед и назад вдоль луча до тех пор, пока расстояние между преломленными лучами на экране, передвигаемом вдоль хода лучей, не станет постоянным. (Расстояние от вспомогательной линзы 3 до блока решеток 2 около 200 мм).

4.4 Расположить по центру пучка параллельных лучей измеряемую линзу 4 (элемент 9-3) на небольшом расстоянии от вспомогательной линзы. Пучок

света при этом станет сходящимся. Передвигая экран вдоль оптической оси установки, добиться наилучшего схождения лучей, т.е. светового пятна на экране минимальных размеров. Расстояние от плоскости линзы до экрана, измеренное с помощью миллиметровой линейки, и есть фокусное расстояние измеряемой линзы. Фокусировку линзы произвести пять раз, измеряя пять раз фокусное расстояние.

4.5 Полученные пять значений фокусного расстояния занести в таблицу измерений в первую свободную колонку. Вычислить среднее арифметическое значение фокусного расстояния:

$$\langle F \rangle = \frac{\sum_{i=1}^N F_i}{N}. \quad (1.5)$$

Вычислить и занести в таблицу во вторую свободную колонку пять отклонений отдельных измерений от среднего значения

$$\Delta F_i = \langle F \rangle - F_i, \quad (1.6)$$

возвести каждое из них в квадрат ΔF_i^2 и результат занести в таблицу в третью свободную колонку.

По рассчитанному значению суммы квадратов отклонений от среднего $\sum_{i=1}^N \Delta F_i^2$ определить абсолютную погрешность измерения фокусного расстояния:

$$\Delta F = t_{\alpha;N} \cdot \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N \Delta F_i^2}{N(N-1)}}, \quad (1.7)$$

где $t_{\alpha;N}$ – коэффициент Стьюдента (выбирается табличное значение $t_{0,95;5} = 2,77$ для доверительной вероятности $\alpha = 0,95$ и количества измерений $N = 5$).

Вычислить относительную погрешность измерения фокусного расстояния:

$$\delta_F = \frac{\Delta F}{\langle F \rangle} \cdot 100\%. \quad (1.8)$$

Результат измерения фокусного расстояния первой линзы представить в виде

$$F_1 = (\langle F \rangle \pm \Delta F)_\alpha \text{ и } \delta. \quad (1.9)$$

4.6 На пути сходящихся лучей перед экраном установить рассеивающую линзу 6 (элемент 9-2) в такое положение, чтобы пучок преломленных лучей стал параллельным. Измерить расстояние d между плоскостями собирающей и рассеивающей линз. Фокусировку системы и измерения d произвести пять раз.

4.7 Полученные пять значений d_i занести в таблицу измерений. Вычислить среднее арифметическое значение $\langle d \rangle$ и абсолютную погрешность Δd по стандартной методике (1.5)...(1.8).

4.8 Вычислить среднее значение фокусного расстояния рассеивающей линзы $\langle F_2 \rangle$ по рабочей формуле (1.5). Принять, что абсолютная погрешность

суммы или разности равна сумме абсолютных погрешностей слагаемых $\Delta F_2 = \Delta F_1 + \Delta d$.

4.9. Результат измерения фокусного расстояния второй линзы представить в виде

$$F_2 = -(|\langle F_2 \rangle| \pm \Delta F_2)_a, \text{ и } \text{и} . \quad (1.10)$$

5 Контрольные вопросы

5.1 Что такое тонкая линза? Как связаны расстояние до предмета и расстояние до изображения?

5.2 Как изменится действие линзы (оптическая сила), если ее поместить в оптическую среду с большим, чем у неё, показателем преломления?

5.3 Чем отличается способ наблюдения мнимого изображения от способа наблюдения действительного?

5.4 Построить изображение предмета, находящегося за двойным фокусом собирающей линзы.

5.5 Построить изображение предмета, находящегося в двойном фокусе собирающей линзы.

5.6 Построить изображение предмета, находящегося между двойным фокусом и фокусом собирающей линзы.

5.7 Построить изображение предмета, находящегося между фокусом и оптическим центром собирающей линзы.

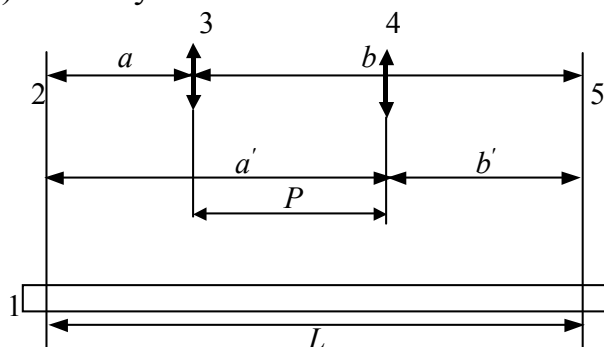
5.8 Построить изображение предмета, находящегося в произвольном месте около рассеивающей линзы.

6 Протокол выполнения лабораторной работы № 6-1

1) Тема. Определение главного фокусного расстояния собирающей линзы.

2) Цель работы. Изучение основных свойств собирающей линзы и определение ее главного фокусного расстояния методом Гаусса-Бесселя.

3) Схема установки



1 — оптическая скамья; 2 — изображение предмета; 3, 4 — положения линзы на оптической скамье; 5 — экран;
 L — расстояние между предметом и экраном (в данной работе расстояние измеряется один раз);

P — расстояние между двумя положениями линзы (положения линзы соответствуют резкому увеличенному и резкому уменьшенному изображению предмета).

4) Таблица приборов

№ п/п	Наименование	Тип	Заводской №	Предел шкалы	Цена деления	Класс точности
1	Линейка	У	—	1000 мм	1 мм	1 мм

5) Формулы расчета величин и их погрешностей:

Метод Гаусса-Бесселя:

$\frac{1}{f} = \frac{1}{a} + \frac{1}{b}$, где f – фокусное расстояние линзы; a – расстояние от предмета до линзы; b – расстояние от линзы до изображения.

$$a = \frac{L-P}{2}; b = (L-a) = (L - \frac{L-P}{2}) = \frac{L+P}{2}; f = \frac{ab}{a+b} = \frac{1}{2} \frac{(L-P)(L+P)}{(L-P+L+P)};$$

$$1) \quad f = \frac{1}{4} \left(L - \frac{P^2}{L} \right); \quad 2) \quad \Delta f = t_{\alpha; N} \cdot \sqrt{\frac{\sum (\Delta f_i)^2}{N(N-1)}}, \quad N - \text{количество измерений};$$

$t_{0,95; 5} = 2,77$ – коэффициент Стьюдента.

6) Таблица измерений

$L =$ м;

№ п/п	P_i , мм	f_i , мм	Δf_i , мм	$(\Delta f_i)^2$, мм ²
1				
2				
3				
4				
5				
		$\langle f \rangle =$		$\sum_{i=1}^N (\Delta f_i)^2 =$

7) Расчеты величин и их погрешностей:

8) Запись окончательных результатов:

Фокусное расстояние собирающей линзы:

$$f = (\langle f \rangle \pm \Delta f)_{\alpha}; \quad \delta = \frac{\Delta f}{\langle f \rangle} 100\%.$$

9) Выводы.

10) Работу выполнил:

Работу проверил:

Лабораторная работа № 6-2**ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ
ПРОЗРАЧНЫХ ТЕЛ С ПОМОЩЬЮ МИКРОСКОПА**

1 Цель работы. Изучение и практическое применение законов геометрической оптики для определения главной оптической характеристики вещества – показателя преломления.

2 Ключевые положения

Преломлением называется изменение направления луча света при прохождении границы раздела оптических сред.

Преломление описывается следующими законами:

1. Луч падающий и луч преломленный лежат в одной плоскости с нормалью к границе раздела сред, проходящей через точку падения луча.

2. Отношение синуса угла падения к синусу угла преломления равно показателю преломления второй среды относительно первой (закон Снеллиуса):

$$\frac{\sin i}{\sin r} = n_{21}. \quad (2.1)$$

Абсолютным показателем преломления оптической среды называется отношение скорости света в вакууме (воздухе) к скорости света в оптической среде:

$$n = \frac{c}{v}. \quad (2.2)$$

Относительным показателем преломления (показателем преломления второй среды относительно первой) называется отношение скорости света в первой среде к скорости света во второй среде:

$$n_{21} = \frac{v_1}{v_2} = \frac{n_2}{n_1}. \quad (2.3)$$

где n_2 и n_1 – абсолютные показатели преломления сред, которые приводятся в справочниках. Среда нумеруются по ходу лучей.

3 Описание установки и методики измерений

Установка для измерения показателя преломления состоит из микроскопа типа МБС с лимбом для измерения вертикальных перемещений и плоскопараллельной исследуемой пластинки, которая расположена на предметном стекле.

Луч света от осветителя, расположенного снизу, отразившись от зеркала, пройдя предметное стекло, проходит через пластинку из исследуемого стекла и далее в объектив микроскопа. На противоположных гранях пластинки нанесены штрихи так, что на просвет они видны скрещенными. Геометрическая толщина пластинки измеряется микрометром, а кажущаяся – с помощью микроскопа.

Известно, что, если смотреть на предмет из воздуха через какую-либо оптическую среду, то предмет кажется приподнятым относительно действительного положения. Объясняется это следующим образом. На рис. 2.1 точка O представляет в этой проекции вид штриха на нижней грани, линия A – штрих на верхней грани. Точку O на нижней грани

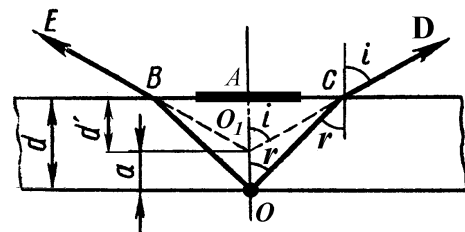


Рисунок 2.1 – Ход лучей от штриха на нижней грани плоскопараллельной пластинки

пластинки можно рассматривать как источник, дающий расходящийся световой пучок, который на границе стекло – воздух, преломившись вторично, выйдет еще более расходящимся. Если смотреть сверху, то точка O покажется расположенной в точке O_1 , то есть приподнятой на величину OO_1 , и кажущаяся толщина пластинки O_1A будет меньше действительной. Кажущаяся толщина пластинки не зависит от увеличения микроскопа и от того, какие лучи мы рассматриваем, а определяется только показателем преломления.

В микроскоп попадают лучи, идущие под небольшими углами i . При этом кажущаяся толщина пластинки будет

$$d' = d - a = AO_1 = AC \cdot \operatorname{ctgi}, \quad (2.4)$$

а геометрическая толщина

$$d = AC \cdot \operatorname{ctgr}. \quad (2.5)$$

Отсюда, поделив (2.5) на (2.4), получим

$$\frac{d}{d'} = \frac{\operatorname{ctgr}}{\operatorname{ctgi}} = \frac{\operatorname{tgi}}{\operatorname{tgr}}. \quad (2.6)$$

Так как углы i и r малы, тангенсы углов можно заменить синусами. Тогда

$$\frac{d}{d'} = \frac{\sin i}{\sin r}. \quad (2.7)$$

В соответствии с законом Снеллиуса (2.1),

$$n = \frac{d}{d'}. \quad (2.8)$$

Таким образом, измерив геометрическую толщину плоскопараллельной пластинки и её кажущуюся толщину, можно найти показатель преломления.

4 Ход работы и обработка результатов измерений

4.1 Измерить микрометром геометрическую толщину d плоскопараллельной стеклянной пластинки однократно и записать в протокол.

4.2 Включить освещение в проходящем свете в микроскопе.

4.3 Положить измеряемую пластинку на предметное стекло так, чтобы можно было навести на резкость изображение нижнего и верхнего штриха без перемещений пластины по предметному стеклу.

4.4 Навести на резкость изображение штриха A на верхней грани пластинки и отсчитать по лимбу показания d_v . Измерение произвести пять раз и результаты записать в таблицу прямых измерений.

4.5 Навести на резкость изображение штриха O_1 на нижней грани пластинки и отсчитать по лимбу показания d_n . Измерения произвести пять раз и результаты записать в таблицу прямых измерений.

4.6 Вычислить средние арифметические значения d_n и d_v , и абсолютные погрешности Δd_v и Δd_n по стандартной методике (1.5)...(1.8).

4.7 Определить среднее значение кажущейся толщины пластинки в делениях лимба:

$$d_{\text{ср}} = d_{\text{в}} - d_{\text{н}}. \quad (2.9)$$

По значению цены делений лимба N_0 вычислить кажущуюся толщину пластинки в миллиметрах:

$$d' = (d_a - d_i) \cdot N_0. \quad (2.10)$$

4.8 Подставить (2.10) в (2.8) и получить рабочую формулу в виде

$$n = \frac{d}{(d_a - d_i) \cdot N_0}. \quad (2.11)$$

4.9 Подставить в формулу (2.11) средние арифметические значения d_n и d_v и вычислить среднее значение показателя преломления пластинки.

4.10 Учитывая, что $\Delta d = 0,01$ мм, вычислить погрешность показателя преломления по формуле

$$\delta_n = \frac{\Delta n}{n} = \sqrt{\left(\frac{\Delta d}{d}\right)^2 + \left(\frac{\Delta d_a + \Delta d_i}{d_a - d_i}\right)^2}. \quad (2.12)$$

4.11 Вычислить абсолютную погрешность показателя преломления:

$$\Delta n = \delta_n \cdot n. \quad (2.13)$$

4.12 Записать окончательный результат в стандартном виде

$$n = (\langle n \rangle \pm \Delta n)_\alpha, \quad \delta_n = \quad \%. \quad (2.14)$$

5. Контрольные вопросы

5.1 Каковы законы преломления света?

5.2 Какова связь абсолютных и относительных показателей преломления со скоростями света в средах и друг с другом?

5.3 Построить изображение нижнего штриха на плоскопараллельной пластинке, если сверху воздух.

5.4 Построить изображение нижнего штриха на плоскопараллельной пластинке, если она погружена в прозрачную среду с показателем преломления большим, чем у пластинки.

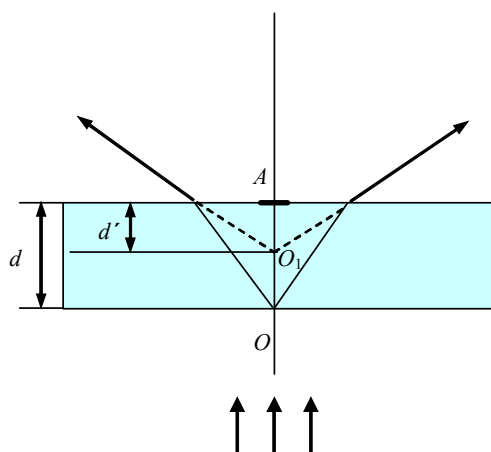
5.5 Изобразить ход луча, который падает на плоскопараллельную пластинку, если снизу от неё находится вода (показатель преломления воды меньше, чем у стекла).

6 Протокол выполнения лабораторной работы № 6-2

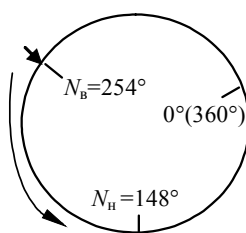
1) Тема. Определение показателя преломления прозрачных тел с помощью микроскопа.

2) Цель работы. Изучение и практическое применение законов геометрической оптики для определения главной оптической характеристики вещества – показателя преломления.

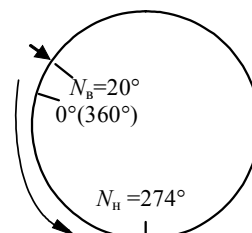
3) Схема прибора или установки



Примеры значений на лимбе



$$\Delta N = N_B - N_H = 254^\circ - 148^\circ = 106^\circ$$



$$\Delta N = (360^\circ + N_B) - N_H = (360^\circ + 20^\circ) - 274^\circ = 106^\circ$$

4) Таблица приборов

№ п/п	Наименование	Тип	Заводской №	Предел шкалы лимба	Цена деления лимба	Класс точности лимба
1	Микроскоп	МБС-9	—	360°	1° (0,05 мм/град)	1° (0,05 мм/град)

5) Формулы расчета величин и их погрешностей:

$n = \frac{d}{d'}$, где n — показатель преломления; d — геометрическая толщина пластинки; d' — кажущаяся толщина пластинки.

1. $d' = (N_{\hat{a}} - N_i) N_0$. 2. $n = \frac{d}{(N_{\hat{a}} - N_i) N_0}$. 3. $\Delta n = t_{\alpha, N} \cdot \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N (\Delta n_i)^2}{N(N-1)}}$, N — количество

измерений; $t_{0,95; 5} = 2,77$ — коэффициент Стьюдента.

6) Таблица измерений

$d =$ мм; $N_0 = 0,05$ мм/град.

№ п/п	$N_{\text{в}}, ^\circ$	$N_{\text{н}}, ^\circ$	$\Delta N, ^\circ$	$d', \text{мм}$	n_i	Δn_i	$(\Delta n_i)^2$
1							
2							
3							
4							
5							
					$\langle n \rangle =$		$\sum_{i=1}^5 (\Delta n_i)^2 =$

7) Расчеты величин:

8) Запись окончательных результатов:

$$n = (\langle n \rangle \pm \Delta n)_\alpha; \quad \delta = \frac{\Delta n}{\langle n \rangle} 100\%.$$

9) Выводы.

10) Работу выполнил:

Работу проверил:

Лабораторная работа № 6-3 **ИЗУЧЕНИЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЙ СХЕМЫ КОЛЕЦ НЬЮТОНА**

1 Цель работы: Изучение интерференционных полос равной толщины в схеме Ньютона и определение радиуса кривизны линзы.

2 Ключевые положения

Интерференцией света называется явление наложения когерентных волн, в результате которого образуются области усиления и ослабления волн, т. е. происходит перераспределение энергии этих волн в пространстве.

Рассмотрим простейший случай интерференции света от двух одинаковых источников, расположенных в воздухе. При этом оптические пути и оптическая разность хода равны геометрическим. Волны, излученные ими, определяются геометрическими путями x_1 и x_2 от источников до точки наблюдения:

$$y_1 = A \cos \omega \left(t - \frac{x_1}{v} \right); \quad y_2 = A \cos \omega \left(t - \frac{x_2}{v} \right). \quad (3.1)$$

Результирующая волна определяется разностью геометрических путей волн $\Delta x = x_1 - x_2$:

$$y = y_1 + y_2 = 2A \cdot \cos \left(\omega \frac{\Delta x}{2v} \right) \cdot \cos \omega \left(t - \frac{x_1 + x_2}{2} \right) = A_p \cdot \cos \omega \left(t - \frac{x_1 + x_2}{2v} \right). \quad (3.2)$$

Здесь амплитуда результирующих колебаний

$$A_p = 2A \cdot \cos \left(\omega \frac{\Delta x}{2v} \right). \quad (3.3)$$

В точке, где аргумент косинуса равен нечётному числу $\pi/2$ (что задаётся формулой $(2k+1)\pi/2$), амплитуда результирующих колебаний равна нулю, так как

$$\cos \omega \frac{\Delta \tilde{\delta}}{2v} = \cos(2k+1) \frac{\pi}{2} = 0. \quad (3.4)$$

Тогда координаты минимума интерференции определяем из условия

$$\omega \frac{\Delta \tilde{\delta}}{2v} = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{\Delta \tilde{\delta}}{2} = (2k+1) \frac{\pi}{2}, \quad (3.5)$$

и получаем

$$\Delta \tilde{\delta}_{\min} = (2k+1) \frac{\lambda}{2}. \quad (3.6)$$

В точке, где аргумент косинуса равен чётному числу $\pi/2$ (что задаётся формулой $(2k)\pi/2$), амплитуда результирующих колебаний равна $2A$, а координаты максимума интерференции определяем из условия:

$$\Delta \tilde{\delta}_{\max} = 2k \frac{\lambda}{2}. \quad (3.7)$$

Величина k называется порядком интерференции и показывает, скольким длинам волн равна разность хода. Если волна распространяется в среде с показателем преломления n , то вместо Δx в (3.6) и (3.7) необходимо писать $\Delta = \Delta x \cdot n$, где Δ – оптическая разность хода, т. е. геометрическая, умноженная на показатель преломления среды, в которой волна распространяется.

Интерферировать между собой могут лишь когерентные волны. Когерентными называются такие волны, которые в точке наблюдения вызывают колебания одинаковой частоты, разность фаз между которыми сохраняется постоянной во время наблюдения, т. е. интерферировать могут лишь волны одинаковой длины. Следовательно, когерентные волны есть монохроматические.

Следует отметить, что интерференцию можно наблюдать и в некогерентном свете, например, дневном, когда выполняется условие когерентности

$$2y \sin u \ll \lambda/2, \quad (3.8)$$

где $2y$ – поперечный размер источника излучения; u – половина угла, под которым расходится световой пучок. По существу, условие (3.8) означает, что разность хода лучей, идущих под максимальным углом от противоположных концов источника, расположенных на расстоянии $2y$, намного меньше длины полуволны излучения.

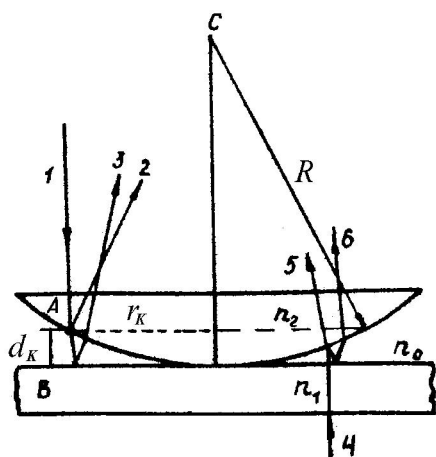


Рисунок 3.1 – Ход лучей в опыте Ньютона

На рис. 3.1 изображена схема возникновения интерференционной картины, получившей название "кольца Ньютона". Разность хода возникает в тонком воздушном зазоре между плоской стеклянной пластинкой и сферической линзой.

Рассмотрим вначале случай, когда система освещается и наблюдается сверху, т. е. в отраженном свете. Луч 1 проходит через верхнюю поверхность линзы и частично отражается от ее нижней поверхности, образуя луч 2. Другая часть луча 1 частично также проходит ниже и отражается от верхней поверхности плоской стеклянной пластинки, образуя луч 3. Разность хода лучей 2 и 3 образуется при двойном прохождении лучом 3 тонкого воздушного зазора и при отражении его от поверхности плоской пластинки с потерей полуволны. Так как в этих условиях выполняется условие когерентности (3.8) лучей 2 и 3, то наблюдается их интерференция. Под размером источника следует понимать расстояние между лучами на нижней поверхности линзы.

При освещении снизу лучом 4 свет проходит через плоскопараллельную пластинку, тонкий воздушный зазор и толщину линзы, образуя луч 5. Частично отразившись от нижней поверхности линзы, затем от верхней поверхности пластинки, свет выходит вверх, образуя луч 6. Лучи 5 и 6 интерферируют. Луч 6 дважды отражается от стеклянных поверхностей, дважды испытывая потерю

полуволны. Если в результате возникает дополнительная разность хода в целое число длин волны, эквивалентная отсутствию дополнительной разности хода, лучи 5 и 6 взаимно усиливаются – складываются. Разность хода равна только удвоенной толщине зазора d . Для лучей 5 и 6 также выполняется условие когерентности (3.8). Ход лучей в зазоре в обе стороны будем считать одинаковыми.

Если зазор между линзой и пластинкой заполнен прозрачным веществом с показателем преломления, большим единицы, то, во-первых, оптическая разность хода лучей увеличивается пропорционально показателю преломления вещества зазора; во-вторых, если показатель преломления вещества зазора больше показателя преломления стекла линзы или пластинки, то при отражении от линзы или пластинки изменяются условия отражения. Общее правило таково: если луч отражается от границы со средой с большим показателем преломления, то возникает потеря полуволны, а при отражении от границы со средой с меньшим показателем преломления – не возникает.

В монохроматическом свете "кольца Ньютона" имеют вид концентрических чередующихся темных и светлых полос в форме окружностей, а при наблюдении в белом свете – вид радужных колец, причем внутренний край кольца фиолетовый, а наружный – красный.

3 Описание установки и методики измерений

Рассмотрим, как из измерений "колец Ньютона" можно найти радиус кривизны линзы. Измерения чаще проводят в отраженном свете, так как при этом картина интерференции контрастнее.

Оптическая разность хода лучей 2 и 3 (рис. 3.1), обусловленная наличием зазора $AB = d$, равна $2dn + \lambda/2$, где n – показатель преломления зазора. Если $n = 1$, то оптическая разность хода равна геометрической. Радиус кривизны линзы равен R .

Рассмотрим произвольную пару темных колец в отраженном свете. Радиус меньшего кольца обозначим через r_k , а большего – через r_ℓ . Соответственно, меньший зазор равен d_k , а больший – d_ℓ .

Поскольку обеспечить идеальный контакт в точке касания линзы и пластинки очень трудно из-за наличия в воздухе пылинок с размерами, соизмеримыми с длиной волны, то необходимо предположить существование начального зазора толщиной d_0 (рис. 3.2).

Запишем условия минимума для k -го кольца:

$$2(d_k + d_0) + \lambda/2 = (2k + 1) \cdot \lambda/2. \quad (3.9)$$

После преобразований

$$2(d_k + d_0) = \lambda \cdot k + \lambda/2 - \lambda/2 = k\lambda. \quad (3.10)$$

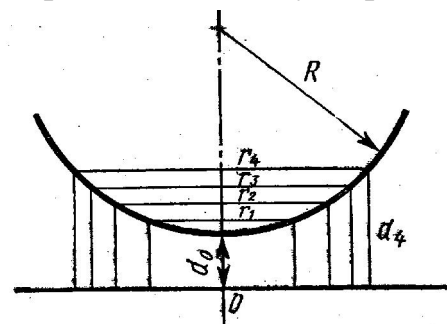


Рисунок 3.2 – Радиусы колец Ньютона и соответствующие величины зазоров

Условие минимума для ℓ -го кольца:

$$2(d_\ell + d_0) = \ell \cdot \lambda. \quad (3.11)$$

После вычитания (3.9) из (3.11) получим:

$$2(d_\ell - d_k) = (\ell - k) \cdot \lambda. \quad (3.12)$$

Из геометрических соображений видно, что

$$\begin{aligned} r_k^2 &= R^2 - (R - (d_k - d_0))^2, & r_k^2 &= R^2 - R^2 + 2R \cdot (d_k + d_0) + (d_k + d_0)^2; \\ r_\ell^2 &= R^2 - (R - (d_\ell - d_0))^2, & r_\ell^2 &= R^2 - R^2 + 2R \cdot (d_\ell + d_0) + (d_\ell + d_0)^2. \end{aligned} \quad (3.13)$$

Пренебрегая бесконечно малыми второго порядка, запишем:

$$2(d_\ell - d_0) = r_\ell^2 / R, \quad 2(d_k - d_0) = r_k^2 / R. \quad (3.14)$$

Вычтем из первого уравнения системы (3.14) второе и получим

$$2(d_\ell - d_k) = \frac{r_\ell^2 - r_k^2}{R}. \quad (3.15)$$

Учитывая, что $2(d_\ell - d_k) = (\ell - k) \cdot \lambda$, решим (3.15) относительно R :

$$R = \frac{r_\ell^2 - r_k^2}{(\ell - k) \cdot \lambda} \quad \text{или} \quad R = \frac{D_\ell^2 - D_k^2}{4(\ell - k) \cdot \lambda}, \quad (3.16)$$

где $D = 2r$ – диаметр кольца.

Формула (3.16) имеет одинаковый вид для темных и светлых колец. Измерения проводят, как правило, при наблюдении через светофильтр, чтоб интерференционная картина была резче. Длина волны λ является известной характеристикой применяемого светофильтра.

4 Ход работы и обработка результатов измерений

4.1 Установить плоскую стеклянную пластинку с прижатой сверху линзой в специальном держателе на предметное стекло микроскопа.

4.2 Включить освещение сверху, найти изображение в микроскопе "колец Ньютона", передвигая осветитель, добиться четко видимой картины.

4.3 Поворачивая шкалу окуляра микроскопа, установить ее так, чтобы средняя линия с делениями проходила через центр колец и пересекала кольца в направлении наибольшего (неискаженного) диаметра.

4.4 Измерить и записать в таблицу деления шкалы окуляра, соответствующие правым краям первых пяти колец ($N_{П1}$, $N_{П2}$, $N_{П3}$, $N_{П4}$ и $N_{П5}$), а затем измерить и записать деления шкалы окуляра, соответствующие левым краям первых пяти колец ($N_{Л1}$, $N_{Л2}$, $N_{Л3}$, $N_{Л4}$ и $N_{Л5}$).

4.5 Вычислить диаметры первых пяти колец по формуле

$$D = (N_I - N_E) \cdot N_0, \quad (3.17)$$

где N_0 – цена деления шкалы окуляра.

4.6 Подставить в формулу (3.16) и вычислить радиусы кривизны линзы пять раз для следующих пар колец: 1-3, 1-4, 1-5, 2-4 и 2-5. Результаты занести в таблицу измерений.

4.7 Вычислить среднее арифметическое значение радиуса $\langle R \rangle$ и погрешности измерений по стандартной методике (1.5)...(1.8) (см. работу № 6-1).

4.8 Результат измерений представить в виде

$$R = (\langle R \rangle \pm \Delta R)_a, \text{ мм}; \quad \delta_{R\%} = \frac{\Delta R}{\langle R \rangle} \cdot 100\% . \quad (41)$$

5 Контрольные вопросы

5.1 Что такое интерференция волн? Как получить уравнение суммарной волны?

5.2 Что такое когерентность, условие когерентности?

5.3 Показать ход лучей в проходящем свете и записать разность хода.

5.4 Показать ход лучей в отраженном свете и записать разность хода.

5.5 Каков вид "колец Ньютона" в монохроматическом и белом свете?

5.6 Как влияет показатель преломления материала зазора на картину колец?

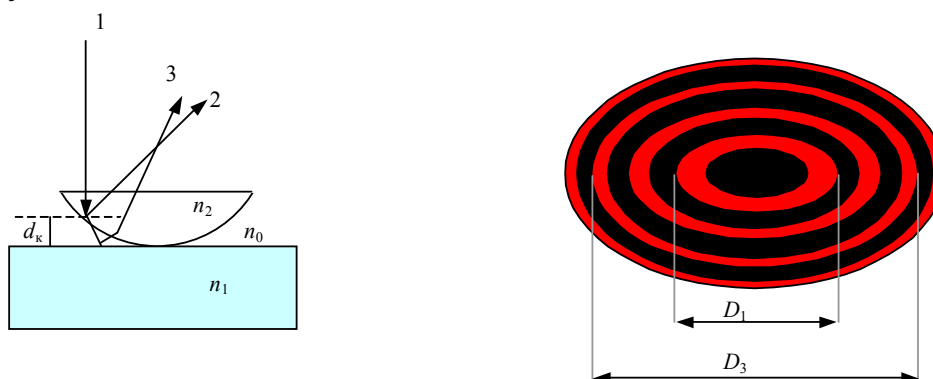
5.7 Вывести рабочую формулу для определения радиуса кривизны линзы.

6 Протокол выполнения лабораторной работы № 6-3

1) Тема. Изучение интерференционной схемы колец Ньютона.

2) Цель работы. Изучение интерференционных полос равной толщины в схеме Ньютона и определение радиуса кривизны линзы.

3) Схема установки



4) Таблица приборов

№ п/п	Наименование	Тип	Заводской №	Предел шкалы окуляра	Цена деления шкалы окуляра, мм/дел.	Класс точности окуляра, мм
1.	Микроскоп	МБС-10	—	180 дел	$N_0 = 0,025 (\times 4)$ или $N_0 = 0,0143 (\times 7)$	0,025 0,0143

5) Формулы расчета величин и их погрешностей

1. Диаметр кольца Ньютона $D = (N_I - N_E) \cdot N_0$.

2. Радиус линзы
$$R = \frac{D_\ell^2 - D_k^2}{4(\ell - k)\lambda}.$$

3. Погрешность радиуса
$$\Delta R = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N (\Delta R)^2}{N(N-1)}}, \quad N - \text{количество измерений};$$

$t_{0,95;5} = 2,77$ – коэффициент Стьюдента.

6) Таблица измерений

$\lambda_{\text{св}} = 7 \cdot 10^{-4} \text{ м} = 0,7 \cdot 10^{-6} \text{ м}$ (длина волны используемого света);

$N_{\text{П}}$ – деление шкалы окуляра, соответствующее правому краю кольца;

$N_{\text{Л}}$ – деление шкалы окуляра, соответствующее левому краю кольца.

№ кольца	$N_{\text{П}i},$ дел.	$N_{\text{Л}i},$ дел.	$D_i,$ дел.	$D_i,$ мм	$D_i^2,$ мм ²	$\ell - k$	$R_i,$ мм	$\Delta R_i,$ мм	$(\Delta R_i)^2, \text{ мм}^2$
1.									
2.									
3.									
4.									
5.									
							$\langle R \rangle =$		$\sum_{i=1}^5 (\Delta R_i)^2 =$

7) Расчеты величин и их погрешностей:

8) Запись окончательных результатов:

$$R = (\langle R \rangle \pm \Delta R)_a; \quad \delta_{R\%} = \frac{\Delta R}{\langle R \rangle} \cdot 100 \%.$$

9) Выводы.

10) Работу выполнил:

Работу проверил:

Лабораторная работа № 6-4 **ИЗУЧЕНИЕ ДИФРАКЦИИ ФРАУНГОФЕРА ОТ ОДНОЙ ЩЕЛИ**

1 Цель работы. Наблюдение дифракционной картины в свете лазера и определение ширины малой щели.

2 Ключевые положения

Рассмотрим падение плоской световой волны на узкую прямоугольную щель (рис. 4.1). Такой масштаб изображения называется картиной в ближнем поле. Волновая поверхность падающего света параллельна плоскости щели. В соответствии с принципом Гюйгенса-Френеля узкая щель излучает свет во все стороны. В направлении, перпендикулярном плоскости щели, все волны, идущие от любых участков щели, распространяются в одинаковой фазе и дают

результатирующую волну максимальной интенсивности. Угол φ отклонения лучей от нормали к плоскости щели называется углом дифракции.

При увеличении угла дифракции φ крайние лучи, идущие от точек А и В, приобретают разность хода

$$AC = \Delta = b \cdot \sin \varphi, \quad (4.1)$$

где b – ширина щели.

Когда угол дифракции достигает такого значения, что разность хода становится равной длине волны λ , всю излучающую площадь щели можно условно разделить на две полосы, разность хода между краями которых равна $\lambda/2$ (рис. 4.1).

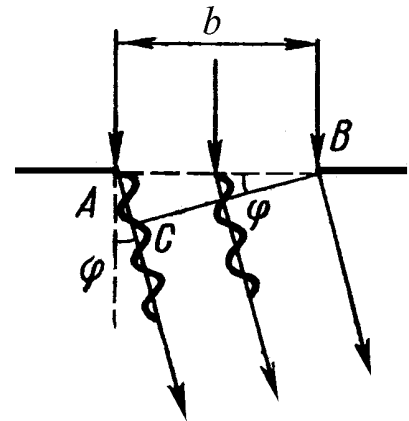


Рисунок 4.1 – Дифракция под углом, который соответствует двум зонам Френеля

Определение: зоной Френеля называется участок волновой поверхности, разность хода от краев которого до приемника равна $\lambda/2$. Таким образом, в рассматриваемом случае щель представляет собой две зоны Френеля. Площади этих зон равны, излучают они под одинаковым углом, а значит, равны интенсивности излучаемых ими волн. Но каждой волне, излучаемой элементарным участком одной зоны, соответствует элементарный участок соседней зоны, излучающий со сдвигом в пространстве (разностью хода) $\Delta = \lambda/2$. Поэтому волны, излучаемые этими элементарными участками, приходят к приемнику в противофазе, т. е. взаимно уничтожаются. Таким образом, излучение двух соседних зон приходит к приемнику так, что взаимно уничтожается. Эти рассуждения справедливы для случая разбиения волновой поверхности на любое четное число зон Френеля, т. е. для углов дифракции, удовлетворяющих условию

$$b \cdot \sin \varphi = k\lambda, \quad (4.2)$$

где k – порядок интерференции. Условие (4.2) является условием минимума дифрагированных волн.

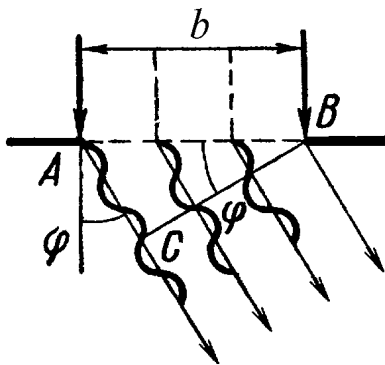


Рисунок 4.2 – Дифракция под углом, который соответствует трем зонам Френеля

Если при увеличении угла дифракции разность хода лучей, идущих от краев А и В щели, достигает значения, то волновая поверхность представляет собой три зоны Френеля (рис. 4.2). Излучение двух любых соседних зон приходит к приёмнику в противофазе, и излучает только одна зона Френеля. Это направление соответствует

первому дифракционному максимуму. Очевидно, условие максимума – это условие разбиения волновой поверхности на нечетное число зон Френеля:

$$b \cdot \sin \varphi = (2k + 1) \frac{\lambda}{2}. \quad (4.3)$$

Самый яркий максимум – центральный, нулевого порядка. Последующие максимумы тем меньшей яркости, чем больше их номер, так как вся меньшая

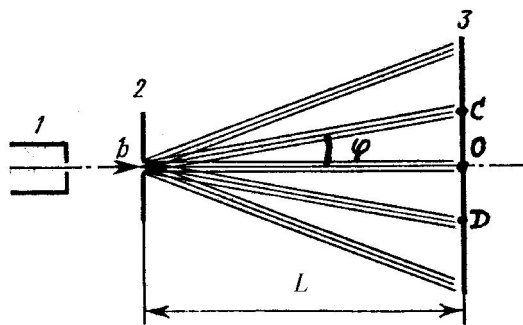


Рисунок 4.3 – Установка для наблюдения дифракции на одной щели

часть щели излучает свет.

Обычно дифракционная картина наблюдается на экране, расположенном на большом по сравнению с шириной щели расстоянии L . Картина в дальнем поле показана на рис. 4.3. Ширина щели всегда, по крайней мере, на порядок больше длины волны видимого света, поэтому при небольших порядках интерференции угол дифракции не превышает нескольких градусов. При этом

$$\sin \varphi \approx \varphi [\text{рад}] = ON/L. \quad (4.4)$$

Условие минимума (точки C и D на рис. 4.3) тогда можно записать так:

$$k\lambda = b \cdot \varphi = \frac{b \cdot OC}{L} \lambda. \quad (4.5)$$

Ширина главного максимума x принимается равной расстоянию между минимумами первого порядка и определяется выражением

$$x = CD = 2 \frac{\lambda \cdot L}{b}. \quad (4.6)$$

Центральная часть дифракционной картины на экране показана на рис. 4.4.

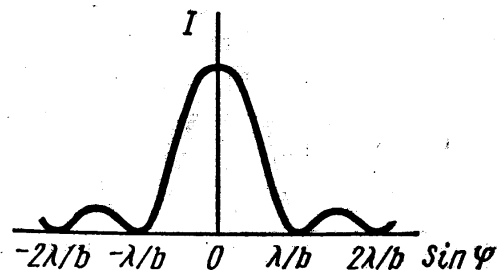


Рисунок 4.4 – Распределение интенсивности при дифракции на щели

3 Описание установки и методики измерений

Установка для наблюдения дифракции на одной щели показана на рис. 4.3. Здесь 1 – блок лазерного излучателя, освещающий щель; 2 – пластинка со щелями, расположенными на таком удалении друг от друга, которое позволяет освещать поочередно разные щели; 3 – экран с миллиметровой шкалой для наблюдения дифракционной картины.

Расстояние L устанавливается в пределах лабораторного стола (1000...1200 мм). Все насадки на выходную часть лазера при этом устанавливаются в нулевое положение, соответствующее свободному прохождению излучения. Пластинка 2 со щелями трех различных размеров располагается так, чтобы освещалась только одна щель пучком лазерного излучения. Дифракционная картина наблюдается на экране 3 и измеряется по миллиметровой шкале экрана. Из (4.6) получаем рабочую формулу:

$$b = \frac{2\lambda \cdot L}{x}. \quad (4.7)$$

Учитывая, что погрешности величин λ и L намного меньше погрешности Δx ширины главного максимума, относительная погрешность ширины щели практически равна погрешности ширины главного максимума:

$$\delta = \frac{\Delta b}{b} = \frac{\Delta x}{x}. \quad (4.8)$$

4 Ход работы и обработка результатов измерений

4.1 Включить блок лазерного излучателя и направить его свет вдоль лабораторного стола.

4.2 Установить блок дифракционных решеток в нулевое положение.

4.3 На пути лазерного пучка расположить пластинку со щелями 2 (элемент 2-2) так, чтобы освещалась самая узкая щель. Плоскость щели должна быть строго перпендикулярна пучку света.

4.4 Установить экран 3 с миллиметровой шкалой на расстоянии 1000 мм от щели 2, если иначе не укажет преподаватель. Плоскость экрана должна быть строго перпендикулярна пучку света и параллельна плоскости щели.

4.5 Поперечными перемещениями щели добиться видимости наиболее четкой картины дифракции и измерить расстояние x между двумя ближайшими к центру минимумами (ширину центрального максимума) с точностью до половины миллиметра, используя при необходимости лупу.

4.6 Подкорректировать положение щели и снова измерить расстояние x . Измерения проделать пять раз и результат занести в таблицу измерений.

4.7 По формуле (4.7) определить ширину щели пять раз, результат занести в таблицу измерений. Затем вычислить среднее арифметическое значение $\langle b \rangle$ и погрешности измерений по стандартной методике (1.5)...(1.9) (см. работу № 6-1).

4.8 Передвинуть пластинку со щелями так, чтобы на пути света оказалась вторая щель, – и повторить все измерения и вычисления.

4.9 Передвинуть пластинку со щелями так, чтобы на пути света оказалась третья щель, – и повторить все измерения и вычисления.

4.10 Результат измерений представить в стандартном виде (1.10) (см. работу № 6-1) для трех значений ширины щели с тремя соответствующими абсолютными погрешностями.

5 Контрольные вопросы

5.1 Что такое дифракция и чем она объясняется?

5.2 Сформулировать принцип Гюйгенса-Френеля и дать определение зоны Френеля.

5.3 Вывести условия максимума и минимума при дифракции на щели.

5.4 Вывести формулу для определения ширины щели.

5.5 Какова связь дифракции и интерференции в данной работе?

Лабораторная работа № 6-5

ИЗУЧЕНИЕ ДИФРАКЦИИ ФРАУНГОФЕРА ОТ ДВУХ ЩЕЛЕЙ

1 Цель работы. Ознакомление со схемой дифракции Фраунгофера от двух щелей в свете лазера и определение параметров схемы.

2 Ключевые положения

Схема наблюдения дифракции от двух щелей представлена на рис. 5.1.

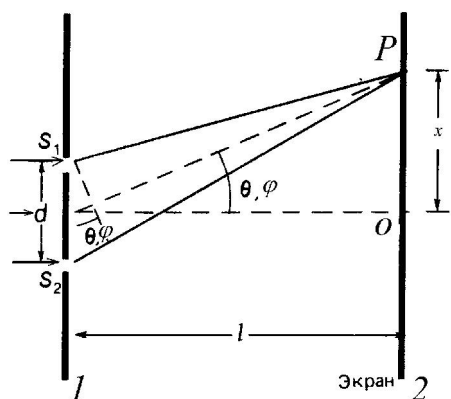


Рисунок 5.1 – Схема опыта Юнга

Параллельный пучок лучей от источника (He-Ne-лазера) освещает экран с двумя узкими щелями – S_1 и S_2 , длина которых больше поперечника падающего пучка. Ширина щелей b одинакова. Расстояние между серединами щелей – d (на рис. 5.1 величина d условно непропорционально увеличена для рассмотрения в ближнем и дальнем поле на одном рисунке). Согласно принципу Гюйгенса, плоскости щелей становятся источниками вторичных волн, распространяющихся во все стороны,

т. е. свет дифрагирует на щелях. Дифрагированные волны являются когерентными, так как они образовались путем деления фронта падающей волны, а, следовательно, они могут интерферировать в области их наложения. Интерференционная картина наблюдается на экране, находящемся на расстоянии l от плоскости щелей. Расстояние от щелей до экрана должно быть значительно больше ширины щелей и расстояния между ними. В этом случае лучи, идущие к экрану, будут практически параллельными.

Распределение интенсивности на экране получим, если учтем распределение интенсивности из-за дифракции от каждой щели, а также распределение интенсивности из-за взаимной интерференции когерентных волн, идущих от щелей S_1 и S_2 . Как показано в предыдущей работе, условие минимумов интенсивности, получаемых при дифракции от одной щели и называемых первичными минимумами, выражается в виде

$$b \sin \varphi_k = \pm k\lambda, \quad k = 1, 2, 3, \dots \quad (5.1)$$

где φ_k – угол дифракции. При $k = 0$ возникает центральный дифракционный максимум. Условия первичных максимумов будут такими:

$$b \sin \varphi_1 = \pm 1,43\lambda; \quad b \sin \varphi_2 = \pm 2,46\lambda; \quad b \sin \varphi_3 = \pm 3,47\lambda. \quad (5.2)$$

Щели S_1 и S_2 дают одинаковые накладывающиеся друг на друга дифракционные картины. Распределение интенсивности при интерференции волн, идущих от щелей S_1 и S_2 , получим, рассматривая разность хода $\Delta = d \cdot \sin \theta$. Очевидно, максимумы интенсивности возникают в тех случаях, когда волны от щелей приходят в точку P на экране синфазно, т. е. когда разность хода равна целому числу длин волн (рис. 5.2, а, б):

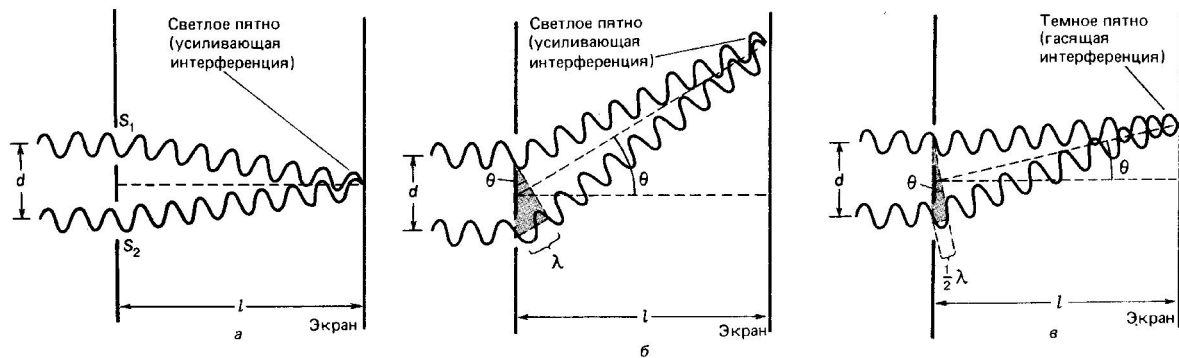


Рисунок 5.2 – Дифракция в опыте Юнга при различных углах

$$d \sin \theta = \pm m \lambda, \quad m = 0, 1, 2, \dots, \quad (5.3)$$

где d – расстояние между центрами щелей; θ – угол дифракции.

Максимумы, определяемые формулой (5.3), называются главными. Минимумы интерференции возникают в тех случаях, когда волны от щелей S_1 и S_2 встречаются в противофазе, т. е. разность хода будет равна нечетному числу полуволен (рис. 5.2, в):

$$d \sin \theta = \pm (2m + 1) \frac{\lambda}{2}, \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad (5.4)$$

Вывод условий максимума и минимума приведен в работе № 6-3.

Результирующее распределение интенсивности на экране как функции угла дифракции показано на рис. 5.3. Штриховая кривая соответствует распределению интенсивности первичных максимумов и минимумов, а сплошная – результирующему распределению с учетом главных максимумов и минимумов. График показывает, что почти весь дифрагированный световой поток сосредоточен в пределах нулевого первичного максимума, т. е. в пределах угла $\pm \varphi_1$, где

$$\varphi_1 = \arcsin \frac{\lambda}{b}. \quad (5.5)$$

Так как d всегда больше b , то в пределах угла $\pm \varphi_1$ уложится несколько главных максимумов. При $\frac{d}{b} = n$ (n – целое число) из формул (5.1) и (5.3) получим

$$\sin \varphi_1 = \lambda/b = \sin \theta_n = n \lambda/d. \quad (5.6)$$

Следовательно, главные максимумы $\pm n$ -го порядка совпадают с первичными минимумами ± 1 порядка и будут погашены. Таким образом, между первичными минимумами ± 1 порядка уложится $2n - 1$ главных максимумов, включая центральный. На рис. 5.3 показано распределение света для $n = 6$.

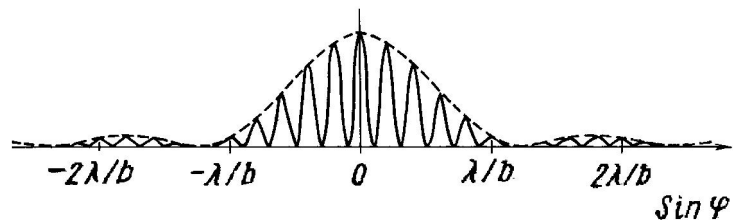


Рисунок 5.3 – Распределение интенсивности в опыте Юнга

3 Описание установки и методики измерений

Схема установки показана на рис. 5.1. Реальное расстояние между щелями значительно меньше показанного. Пластина со щелями Юнга 1 (элемент 1-1) освещается пучком лазерного излучения. Дифракционная картина наблюдается на экране 2, расположенном от щелей на расстоянии $l \gg d$. По дифракционной картине (рис.5.4) определяется расстояние между первичными минимумами – ширина нулевого первичного максимума x и ширина щели:

$$b = \frac{2\lambda l}{x}. \quad (5.7)$$

Затем подсчитывается число N главных максимумов, заключенных внутри нулевого первичного максимума, что равно $2n-1$. По значению N определяется отношение

$$n = \frac{N+1}{2} \quad (5.8)$$

и расстояние между щелями

$$d = \frac{N+1}{2} \cdot b. \quad (5.9)$$

Можно измерять непосредственно расстояние между главными минимумами, но при этом возникает относительная погрешность значительно бóльшая, чем при измерении ширины первичного нулевого максимума.

4 Ход работы и обработка результатов измерений

4.1 Включить блок лазерного излучателя и направить луч света вдоль лабораторного стола справа налево.

4.2 Расположить пластинку со щелями Юнга (элемент 1-1) на пути лазерного луча так, чтобы обе щели были равномерно освещены. Этому соответствует наиболее четкая дифракционная картина на экране.

4.3 Расположить экран с миллиметровой шкалой так, чтобы дифракционная картина находилась в середине экрана, на расстоянии 1000...1200 мм от щелей.

4.4 Произвести измерение ширины первичного максимума x пять раз, после каждого измерения корректируя положение щелей относительно светового пучка. Результат занести в таблицу измерений.

4.5 Вычислить среднее арифметическое значение $\langle x \rangle$ и погрешности измерений по стандартной методике (1.5)...(1.9) (см. работу № 6-1).

4.6 По формуле (5.7) вычислить ширину щели $\langle b \rangle$. Относительная погрешность значения ширины щели δ_b практически равна относительной погрешности ширины максимума δ_x .

4.7 Вычислить расстояние $\langle d \rangle$ между щелями по формуле (5.9), подставив в нее среднее арифметическое значение $\langle b \rangle$.

4.8 Относительная погрешность расстояния между щелями δ_d практически равна относительной погрешности ширины щели δ_b .

4.9 Записать результаты измерения b и d в стандартном виде (1.10) (см. работу № 6-1).

5 Контрольные вопросы

5.1 Что такое дифракция и как ее можно наблюдать?

5.2 Что такое интерференция и как она проявляется?

5.3 Вывести условие максимума и минимума для дифракции на одной щели.

5.4 Вывести условие максимума и минимума для интерференции на двух щелях.

5.5 В чем проявляется явление дифракции на каждой щели при наблюдении результата дифракции от двух щелей?

5.6 Какие величины можно найти из измерений картины дифракции на двух щелях?

Лабораторная работа № 6-6

ИЗУЧЕНИЕ ПРОЗРАЧНЫХ ДИФРАКЦИОННЫХ РЕШЕТОК

1 Цель работы. Ознакомление с прозрачными дифракционными решетками и определение длины волны лазерного излучения.

2 Ключевые положения

Плоская дифракционная решетка представляет собой пластину с большим количеством (до 1000 на длине 1 мм) параллельных щелей одинаковой ширины a , разделённых непрозрачными полосами одинаковой ширины b . Величина $d = a + b$ называется периодом, или постоянной решетки.

На рис. 6.1 показан фрагмент решетки – картина в ближнем поле: ход лучей, падающих на дифракционную решетку параллельным пучком перпендикулярно её плоскости.

Так как дифракционная решетка обладает некоторой пространственной протяженностью, то для получения чёткого спектра дифрагированный свет (пучок параллельных лучей значительной ширины) фокусируют с помощью линз. Условие максимума интерференции такое же, как и для двух щелей в опыте Юнга:

$$d \sin \varphi = k\lambda, \quad (6.1)$$

где φ – угол дифракции; k – порядок интерференции; λ – длина волны света. Аналогично условие минимума:

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

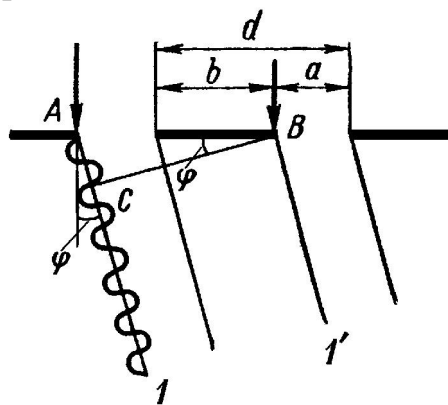


Рисунок 6.1 – Дифракция на решетке

В отличие от результата дифракции на двух щелях, в дифракционной картине, полученной с помощью решетки, освещенной монохроматическим светом, максимумы оказываются гораздо более резкими и узкими. Объяснить это можно следующим образом. Предположим, что угол несколько превышает угол, отвечающий максимуму. В случае двух щелей соответствующие волны лишь слегка разойдутся по фазе и между ними почти целиком сохранится усиливающая интерференция. Поэтому в картине, возникающей при дифракции на двух щелях, максимумы имеют большую ширину. В случае дифракционной решетки разность фаз волн, исходящих из двух соседних щелей, также незначительна. Но волна из одной щели может оказаться в противофазе с волной из другой щели, отстоящей от неё на несколько сотен периодов решетки, и их взаимная интерференция может погасить весь свет. Пусть, например, угол φ отличается от угла, соответствующего максимуму первого порядка, причем разность хода не равна точно длине волны λ , а $1,001\lambda$. Тогда волна, исходящая из одной щели, будет сдвинута по фазе относительно волны, испущенной следующей за ней 500-й щелью на $1,500\lambda$, или точно на 1,5 длины волны, и вследствие интерференции эти волны погасят друг друга. Гасящая интерференция происходит и между волнами из другой пары щелей, сдвинутых относительно рассмотренной нами пары. Иначе говоря, свет из первой щели

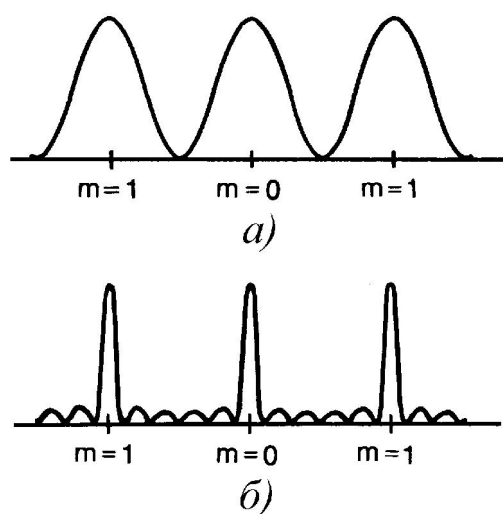


Рисунок 6.2 – Дифракционная картина от двух (а) и от шести (б) щелей

гасит свет из щели 501, свет из второй щели гасит свет из щели 502 и так далее. Таким образом, даже при крайне малом угле, соответствующем разности хода $0,001\lambda$, происходит сильная гасящая интерференция, и поэтому максимум будет очень узким. Чем больше штрихов у дифракционной решетки, тем резче световые пики (рис. 6.2) и тем мельче расположенные между ними вторичные пики (побочные максимумы). При числе щелей больше 250 интенсивность вторичных пиков пренебрежимо мала.

Предположим, что свет, падающий на дифракционную решетку, не монохроматичен, а содержит две или несколько различных длин волн. Тогда во всех порядках, кроме нулевого, для каждой длины волны максимум будет возникать под своим углом. Если на дифракционную решетку падает белый свет, то центральный максимум (нулевого порядка) будет представлять собой резкую белую полосу, но во всех остальных порядках будет наблюдаться отчетливое радужное цветовое разделение по некоторому диапазону углов. Поэтому дифракционная решетка является одним из самых важных приборов в оптике, используемых для разложения света в спектр и измерения длин волн.

Качество разложения света по длинам волн в спектр становится понятным после следующего сравнения. Ширина максимума

мономатического света в опыте Юнга по углу составляет $\frac{\lambda}{d}$, а в дифракционной решетке – $\frac{\lambda}{Nd}$. Таким образом, ширина мономатического максимума в дифракционной решетке в N раз меньше, чем в простейшем случае двух щелей.

Разрешающей способностью дифракционной решетки называется величина

$$R = \frac{\lambda}{\delta\lambda}, \quad (6.3)$$

где $\delta\lambda$ – наименьшая разность длин волн двух спектральных линий, при которых они видны как отдельные. Согласно теории Рэлея,

$$R = Nm, \quad (6.4)$$

где N – общее число щелей решетки, m – порядок спектра.

3 Описание установки и методики измерений

Схема установки для измерения дифракционных спектров показана на рис. 6.3. Здесь 1 – блок лазерного излучателя; 2 – блок дифракционных решеток; 3 – экран с миллиметровой шкалой для наблюдения спектров. В основных чертах установка подобна установке для наблюдения опыта Юнга. Так как пучок лазерного излучения имеет диаметр несколько миллиметров, а расстояние L от решетки до экрана около 1 м, то пучок дифрагированных лучей одного порядка можно представить в дальнем поле как луч (пучок исчезающе малого диаметра).

При наблюдении небольших порядков интерференции, в силу малости углов φ , можно принять $\sin \varphi \approx \hat{I} \tilde{N} / L$. Тогда из формулы (6.1) получим

$$\frac{d \cdot OC}{L} = k\lambda. \quad (6.5)$$

Зная период решетки d , измерив OC и L с помощью миллиметровой линейки, можно вычислить длину волны λ по преобразованной формуле (6.5):

$$\lambda = \frac{d \cdot \hat{I} \tilde{N}}{L \cdot k}. \quad (6.6)$$

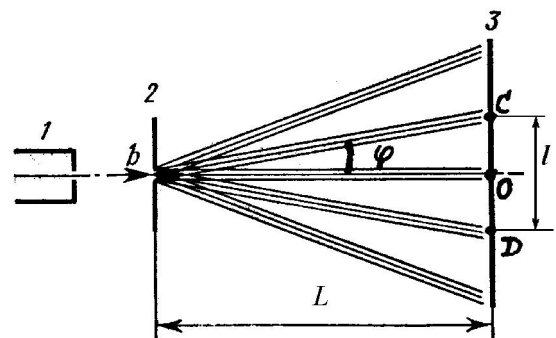


Рисунок 6.3 – Установка для наблюдения дифракции на решетках

4 Ход работы и обработка результатов измерений

4.1 Включить блок лазерного излучателя и направить его излучение вдоль лабораторного стола на дифракционную решетку, расположенную непосредственно у выходного окна излучателя перпендикулярно пучку света.

4.2 Расположить экран с миллиметровой шкалой на расстоянии $L = 1$ м (если не укажет иначе преподаватель) от дифракционной решетки

перпендикулярно первоначальному пучку света (первоначальный пучок света наблюдается при установке блока дифракционных решеток в нулевое положение).

4.3 Последовательно установить блок дифракционных решеток в положение 50, 100, 150, 200 и 250 (цифры на оправе блока обозначают плотность штрихов n на миллиметр решетки) и произвести измерения расстояния $l = 2 \cdot \hat{l} \tilde{N}$ между двумя ближайшими к центру соседними максимумами (см. рис. 6.3). Результат занести в таблицу измерений.

4.4 Учитывая, что плотность штрихов $n = \frac{1}{d}$ есть величина, обратная периоду решетки, и что измеряют расстояние только между максимумами первого порядка $k = 1$, получим

$$\lambda(i) = \frac{l(i) \cdot 10^3}{2 \cdot n(i) \cdot L(i)} \quad (6.7)$$

4.5 В формулу (6.7) подставить пять раз все величины в метрах и вычислить пять значений λ , результат занести в таблицу измерений, а затем вычислить среднее арифметическое значение λ .

4.6 Учитывая, что относительная погрешность λ практически равна относительной погрешности l , произвести вычисление погрешностей по стандартной методике (1.5)...(1.9) (см. работу № 6-1).

4.7 Записать результат измерений λ в стандартном виде и сравнить полученное значение с известным из литературы.

5 Контрольные вопросы

5.1 Что такое дифракция и как она объясняется?

5.2 Что такое интерференция? Когда она проявляется?

5.3 Вывести условия максимума и минимума интерференции.

5.4 Чем отличаются спектры от двух щелей в опыте Юнга от спектров дифракционных решеток и почему?

5.5 Что такое разрешающая способность решетки и как она определяется?

5.6 Чем отличаются способы наблюдения широких и узких дифракционных пучков?

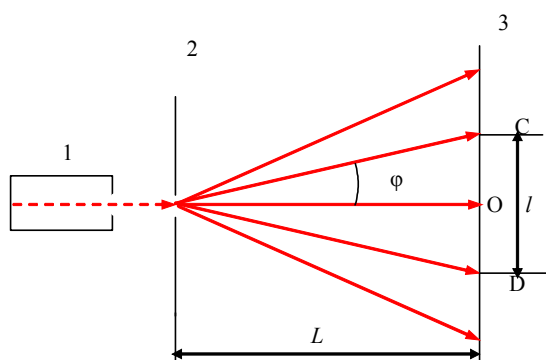
5.7 Описать ход работы и вывести рабочую формулу для длины волны.

6. Протокол выполнения лабораторной работы № 6-6

1) Тема. Изучение прозрачных дифракционных решеток.

2) Цель работы. Ознакомление с прозрачными дифракционными решетками и определение длины волны лазерного излучения.

3) Схема установки



1 – лазерный излучатель; 2 – блок дифракционных решеток; 3 – экран;

L – расстояние между блоком дифракционных решеток и экраном; l – расстояние между двумя максимумами одного порядка.

4) Таблица приборов

№ п/п	Наименование	Тип	Заводской №	Предел шкалы	Цена деления	Класс точности
1	Линейка	У	–			

5) Формулы расчета величин:

1. Длина волны света $\lambda(i) = \frac{l(i) \cdot 10^3}{2 \cdot n(i) \cdot L(i)}$, где L – расстояние между блоком дифракционных решеток и экраном; l – расстояние между двумя максимумами одного порядка; n – пространственная частота решетки в м.

2. Абсолютная погрешность измерений

$$\Delta\lambda = t_{\alpha;N} \cdot \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N (\Delta\lambda_i)^2}{N(N-1)}}, \quad N -$$

количество измерений, коэффициент Стьюдента – $t_{0,95;5} = 2,77$.

6) Таблица результатов измерений

$L =$ м (измеряется один раз).

№ п/п	$n, \text{мм}^{-1}$	$l, \text{мм}$	$\lambda_i, \text{м}$	$\Delta\lambda_i, \text{м}$	$(\Delta\lambda_i)^2, \text{м}^2$
1					
2					
3					
4					
5					
			$\langle\lambda\rangle =$	$\sum_{i=1}^5 (\Delta\lambda_i)^2 =$	

7) Расчеты величин: $\lambda(i) = \frac{l(i) \cdot 10^3}{2 \cdot n(i) \cdot L(i)}$ – длина волны в нанометрах.

8) Запись окончательных результатов:

$$\lambda = (\langle\lambda\rangle \pm \Delta\lambda)_{\alpha}, i; \quad \delta_{\lambda\%} = \frac{\Delta\lambda}{\langle\lambda\rangle} \cdot 100\%.$$

9) Выводы.

10) Работу выполнил:

Работу проверил:

Лабораторная работа № 6-7

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ СРЕДЫ ПО ЭФФЕКТУ БРЮСТЕРА

1 Цель работы. Изучение сущности эффекта Брюстера, наблюдение эффекта в поляризованном свете и определение показателя преломления.

2 Ключевые положения

Свет, помимо интенсивности и длины волны, характеризуется ещё поляризационным состоянием – возможным наличием преимущественного направления колебания вектора $\vec{A}$ (при рассмотрении световых электромагнитных волн все рассуждения обычно проводятся для вектора $\vec{A}$, называемого световым, подразумевая также наличие и вектора $\vec{I}$).

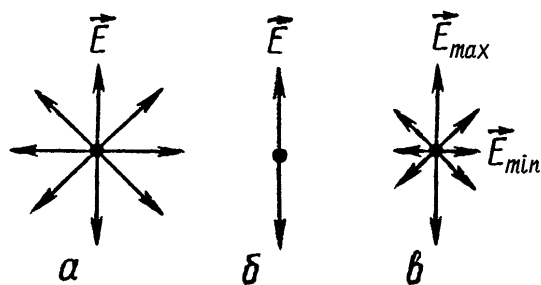


Рисунок 7.1 – Направления колебаний векторов $\vec{E}$ в неполяризованном (а), линейно поляризованном (б) и частично поляризованном (в) свете

Когда свет излучается отдельными атомами независимо, то он состоит из огромного количества волновых цугов, имеющих ограниченную протяженность и единственную случайным образом расположенную плоскость поляризации – плоскость колебаний вектора $\vec{A}$. Волновые цуги непрерывно сменяют друг друга, накладываясь и перекрываясь. Из-за очень большого количества и очень большой частоты смены друг друга цуги в результате создают практически непрерывный, постоянной интенсивности свет. Такой свет излучается, в частности, нагретыми телами. Свет, в котором различные направления вектора $\vec{A}$ равновероятны и несут равную энергию, называется **естественным (неполяризованным)** светом (рис. 7.1, а.).

Свет, в котором направления колебаний вектора $\vec{A}$ упорядочены каким-либо образом, называется поляризованным. Если колебания вектора $\vec{A}$ совершаются лишь в одной определенной плоскости, то свет называется **линейно поляризованным, или плоскополяризованным** (рис. 7.1, б).

Если свет несет различную энергию в волнах с различной ориентацией вектора $\vec{A}$, то такой свет называется **частично поляризованным** (рис. 7.1, в). Частично поляризованный свет можно представить как наложение неполяризованного света и полностью поляризованного света. Плоскостью поляризации частично поляризованного света является плоскость, в которой ориентирован вектор $\vec{A}$ волны с наибольшей энергией.

Для количественной характеристики поляризационного состояния света используется коэффициент поляризации

$$p = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}, \quad (7.1)$$

где $I_{\max}$ – интенсивность волны с плоскостью поляризации, соответствующей максимальной энергии; $I_{\min}$ – интенсивность волны с плоскостью поляризации, соответствующей минимальной энергии.

Неполяризованному свету соответствует $p = 0$, а плоскополяризованному (полностью поляризованному) – $p = 1$.

Существуют такие оптические приборы – поляризаторы, которые при освещении любым светом пропускают без ослабления только полностью поляризованный свет, плоскость поляризации которого совпадает с главной плоскостью поляризатора. Схема работы поляризатора показана на рис. 7.2. Здесь $ПП$ – плоскость поляризации произвольной составляющей падающей волны, AA – главная плоскость поляризатора; E – вектор падающей волны с составляющими E_n – нормальной и E_τ – тангенциальной; φ – угол между плоскостью поляризации падающей волны и главной плоскостью поляризатора; $ПП'$ – плоскость поляризации прошедшей волны. Поляризатор обладает тем свойством, что тангенциальная составляющая проходит через поляризатор без ослабления, а нормальная составляющая не проходит совсем. Тангенциальная составляющая

$$E_\tau = E \cos \varphi. \quad (7.2)$$

Интенсивность света пропорциональна квадрату амплитуды волны:

$$I \sim A^2. \quad (7.3)$$

Совместив (7.2) и (7.3), получим закон Малюса:

$$I = I_0 \cos^2 \varphi, \quad (7.4)$$

где I_0 – интенсивность падающего линейно поляризованного света; I – интенсивность линейно поляризованного света после прохождения поляризатора.

Отраженный от диэлектрика свет всегда частично поляризован в плоскости, перпендикулярной плоскости падения. Коэффициент поляризации отраженного света зависит от относительного показателя преломления и от угла падения. При падении под определенным углом коэффициент поляризации отраженного света равен единице. В этом заключается эффект Брюстера. Эффект наступает при выполнении соотношения

$$\operatorname{tg} \alpha_A = n_{21}, \quad (7.5)$$

где α_A – угол Брюстера, n_{21} – относительный показатель преломления вещества, которое отражает свет. Соотношение (7.5) называется законом Брюстера. Это происходит тогда, когда $n_{21} > 1$.

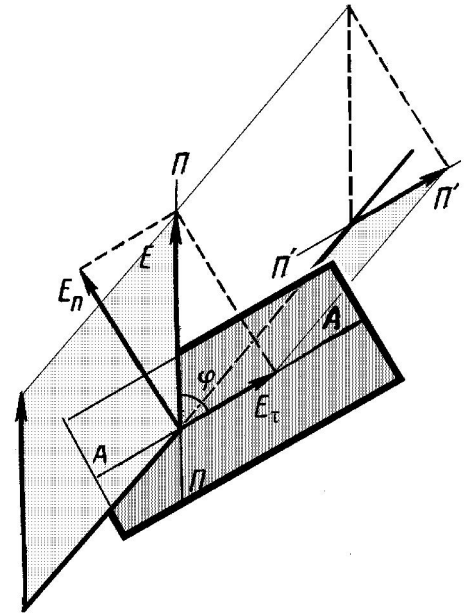
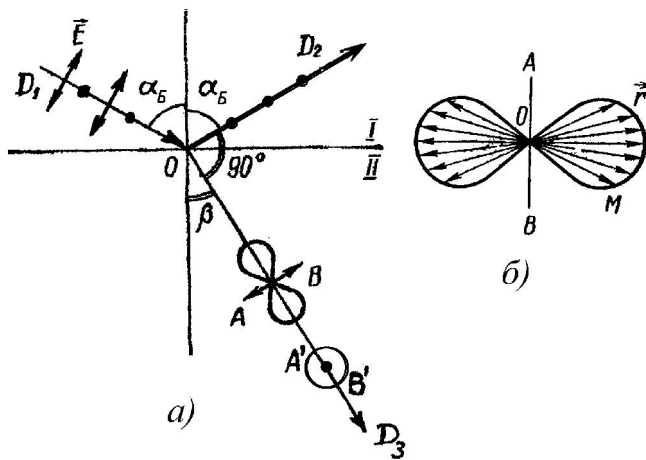


Рисунок 7.2 – Схема работы поляризатора

При падении луча D_1 под углом Брюстера отраженный луч D_2 перпендикулярен преломленному D_3 . Доказательство этого очень простое. На рис. 7.3, *a* показано падение света под углом Брюстера.

Из рис. 7.3, *a* видно, что



$$\beta = 180^\circ - 90^\circ - \alpha_{\hat{A}} = 90^\circ - \alpha_{\hat{A}}, \quad (7.6)$$

следовательно,

$$\sin \beta = \sin(90^\circ - \alpha_{\hat{A}}) = \cos \alpha_{\hat{A}}. \quad (7.7)$$

Закон преломления для данного случая:

$$\frac{\sin \alpha_{\hat{A}}}{\sin \beta} = n_{21}. \quad (7.8)$$

Подставив в (7.7) значение $\sin \beta$ из (7.6) получим

$$\operatorname{tg} \alpha_{\hat{A}} = n_{21}. \quad (7.9)$$

Мы получили закон Брюстера из условия перпендикулярности отраженного и

Рисунок 7.3 – Отражение неполяризованного луча под углом Брюстера (*a*) и диаграмма направленности (*б*)

преломленного лучей.

В обычном варианте наблюдения падающий свет неполяризован, отраженный – поляризован в плоскости, перпендикулярной плоскости падения, а преломленный – частично поляризован в плоскости падения. Происходит это по следующим причинам. Отраженный свет является результатом действия множества вторичных источников – атомов отражающей среды, возбужденных падающими световыми волнами. Падающий естественный свет можно рассматривать как наложение двух равных волн, поляризованных во взаимно перпендикулярных плоскостях, то и вторичные источники будут излучать волны, поляризованные во взаимно перпендикулярных плоскостях. На рис. 7.3, *a* в преломлённом луче показаны диаграммы направленности излучения вторичных источников – индуцированных электрических диполей. Эти диаграммы имеют вид тороидов с нулевым внутренним диаметром (см. крупно на рис. 7.3, *б*). Ось симметрии тороида есть электрическая ось диполя и направлена она по направлению вектора $\vec{E}$ падающей волны. Электрический диполь наилучшим образом излучает в плоскости перпендикулярной оси во все стороны одинаково и совсем не излучает в направлении электрической оси.

Так как падающая волна представлена наложением двух волн с взаимно перпендикулярной поляризацией, то и излучение вторичных источников представляет волны двух типов с взаимно перпендикулярными поляризациями AB и $A'B'$. Из-за особенностей диаграммы направленности излучения вторичных источников эти волны распространяются по-разному. Волны с поляризацией AB не будут присутствовать в отраженном луче, так как направление отраженного луча D_2 параллельно оси AB диаграммы вторичных источников. Отражённый луч формируется только излучателями с направлением оси $A'B'$, так как диполи с таким направлением оси излучают во

все стороны в плоскости рисунка. Поэтому, при условии перпендикулярности отраженного и преломленного лучей, плоскость поляризации отражённого луча оказывается перпендикулярна плоскости падения.

3 Описание установки и методики измерений

Эффект Брюстера в настоящей работе осуществляется в следующем варианте. Стекла́нная пластинка, показатель преломления которой необходимо определить, освещается светом от блока лазерного излучателя, прошедшим через поляризатор так, что плоскость поляризации лежит в плоскости падения (рис. 7.4). При угле падения, равном углу Брюстера, отраженный луч D_2 практически исчезает, так как вторичные источники не излучают свет такой поляризации в направлении отраженного луча. Измерив угол Брюстера, определяем показатель преломления по формуле

$$n = \operatorname{arctg} \alpha_A. \quad (7.10)$$

Схема установки показана на рис. 7.5. Здесь 1 – блок лазерного излучателя; 2 – поляризатор; 3 – измеряемая стеклянная пластинка; 4 – транспортир; 5 – экран.

Примечание. Если используется лазер, излучение которого поляризовано, поляризатор 2 не нужен. Требуется только так повернуть лазер, чтобы плоскость поляризации его света была горизонтальной.

Угол Брюстера, соответствующий минимальной интенсивности отраженного света, измеряют пять раз и пять раз по таблице тангенсов определяют показатель преломления стекла. Дальнейшую обработку проводят стандартным способом.

Измерение показателя преломления вещества производится в данной работе бесконтактным неразрушающим способом, при минимальной затрате времени и труда.

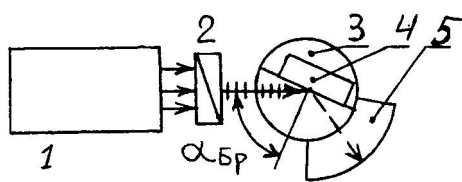


Рисунок 7.5 – Схема установки к работе 6-7

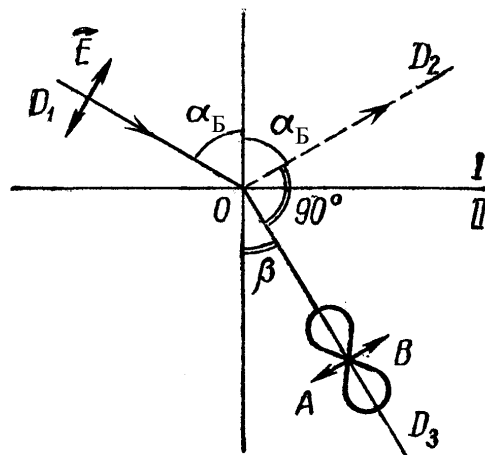


Рисунок 7.4 – Отражение поляризованного луча под углом Брюстера

4 Ход работы и обработка результатов измерений

4.1 Включить блок лазерного излучателя 1 и направить его излучение вдоль лабораторного стола справа – налево на поляризатор 2 (элемент 4-2).

4.2 Поляризатор повернуть в оправе так, чтобы его риски находились на горизонтальной линии. Это соответствует горизонтальной плоскости поляризации прошедшего света. Если используется лазер с поляризованным

Таблица 1 – Значение тангенсов некоторых углов

α , град	$\operatorname{tg} \alpha$	α , град	$\operatorname{tg} \alpha$	α , град	$\operatorname{tg} \alpha$
45	1,0000	60	1,732	75	3,732
46	1,0355	61	1,804	76	4,011
47	1,0724	62	1,881	77	4,331
48	1,1106	63	1,963	78	4,705
49	1,1504	64	2,050	79	5,145
50	1,1918	65	2,145	80	5,671
51	1,2349	66	2,246	81	6,314
52	1,2799	67	2,356	82	7,115
53	1,3270	68	2,475	83	8,144
54	1,3764	69	2,605	84	9,514
55	1,4281	70	2,747	85	11,43
56	1,4826	71	2,904	86	14,30
57	1,5399	72	3,078	87	19,08
58	1,6003	73	3,271	88	28,64
59	1,6643	74	3,487	89	57,29

излучением, необходимость в поляризаторе отпадает. Следует только повернуть лазер так, чтобы плоскость поляризации его излучения была горизонтальной (в плоскости падения).

4.3 Повернуть вращающуюся верхнюю часть столика с измеряемой пластинкой 4 так, чтобы стрелка на нижней части столика оказалась на нуле шкалы транспортира 5.

4.4 Столик поместить в такое положение, чтобы луч лазера попал в середину измеряемой пластинки – и отраженный луч вернулся назад. Это соответствует нулевому углу падения.

4.5 Не изменяя положения нижней части столика 3, повернуть вращающуюся его часть 4 так, чтобы отраженный луч на экране

исчез (стал минимальной интенсивности).

4.6 Произвести отсчет угла Брюстера по шкале транспортира и записать в таблицу измерений. Измерения произвести пять раз.

4.7 С помощью табл. 1 значений тангенсов вычислить показатель преломления пять раз. Результаты занести в таблицу измерений.

4.8 Найти среднее арифметическое значение показателя преломления. Дальнейшую обработку результатов измерений произвести по стандартной методике (1.5)...(1.9) (см. работу № 6-1).

4.9 Записать результат измерений в стандартном виде (1.10) (см. работу № 6-1) и сравнить полученное значение n с известным из литературы.

5 Контрольные вопросы

5.1 Какие существуют разновидности поляризационного состояния света?

5.2 Какой величиной характеризуется поляризационное состояние света, каково её численное значение для света различных видов поляризации?

5.3 В чем состоит закон Малюса и как он объясняется?

5.4 Как проявляется эффект Брюстера в неполяризованном свете?

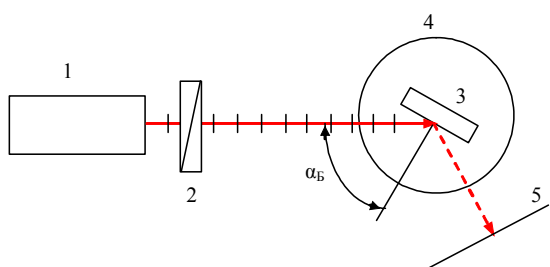
5.5 Как проявляется эффект Брюстера в поляризованном свете?

5.6 Чем объясняется эффект Брюстера?

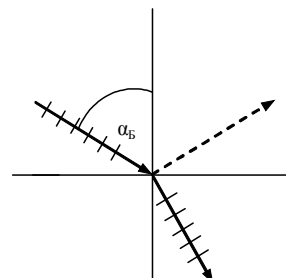
5.7 Описать схему установки и ход работы.

6 Протокол выполнения лабораторной работы № 6-7

- 1) Тема. Определение показателя преломления среды по эффекту Брюстера.
- 2) Цель работы. Изучение сущности эффекта Брюстера, наблюдение эффекта в поляризованном свете и определение показателя преломления.
- 3) Схема установки



1 – лазерный излучатель; 2 – стеклянная пластинка; 3 – транспортер; 4 – экран; 5 – поляризатор (если необходимо);



4) Таблица приборов

№ п/п	Наименование	Тип	Заводской №	Предел шкалы	Цена деления	Класс точности
1	Транспортер	У	–	180°	1°	1°
2	Лазер	ЛГ-78	–	–	–	–

5) Формулы расчета величин и их погрешностей:

1. Показатель преломления $n = \operatorname{tg} \alpha_{AD}$.

2. Абсолютная случайная погрешность измерения $\Delta n_N = t_{\alpha;N} \cdot \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N (\Delta n_i)^2}{N(N-1)}}$, N – количество измерений; коэффициент Стьюдента – $t_{\alpha;N} = 2,77$.

3. Приборная погрешность $\Delta n_{ID} = \frac{\operatorname{tg}(\langle \alpha_A \rangle + 1^\circ) - \operatorname{tg}(\langle \alpha_A \rangle - 1^\circ)}{2}$.

4. Общая погрешность $\Delta n = \sqrt{(\Delta n_N)^2 + (\Delta n_{ID})^2}$.

6) Таблица измерений:

№ п/п	$\alpha_B, ^\circ$	n_i	Δn_i	$(\Delta n_i)^2$
1				
2				
3				
4				
5				
		$\langle n \rangle =$	$\sum_{i=1}^5 (\Delta n_i)^2 =$	

7) Расчеты величин и их погрешностей:

8) Запись окончательных результатов:

$$n = (\langle n \rangle \pm \Delta n)_\alpha; \quad \delta_n = \frac{\Delta n}{\langle n \rangle} \cdot 100\%.$$

9) Выводы.

10) Работу выполнил:

Работу проверил:

Лабораторная работа № 6-8

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОКАЗАТЕЛЕЙ ПРЕЛОМЛЕНИЯ ИСЛАНДСКОГО ШПАТА С ПОМОЩЬЮ МИКРОСКОПА

1 Цель работы. Изучение явления двулучепреломления на примере исландского шпата и определение показателя преломления обыкновенных и необыкновенных лучей.

2 Ключевые положения

Двулучепреломление наблюдается в анизотропных кристаллах, физические свойства которых зависят от кристаллографического направления. Двулучепреломление заключается в раздвоении падающего неполяризованного луча в кристалле на два луча с взаимно перпендикулярными поляризациями, которые распространяются с разной скоростью, т. е. характеризуются двумя различными показателями преломления. Объясняется это следующим образом.

Представим себе, что внутри кристалла расположен источник неполяризованного света, излучающий во все стороны. Допустим также, что нам удалось сфотографировать положение волнового фронта после очень короткого времени излучения света, поляризованного в одной плоскости, затем

– во взаимно перпендикулярной плоскости (рис. 8.1). Полученные таким образом волновые поверхности смыкаются в двух точках, через которые проходит ось симметрии этих поверхностей – оптическая ось MN . Главным сечением кристалла называют плоскость, в которой лежит оптическая ось кристалла и нормаль к фронту волны – луч.

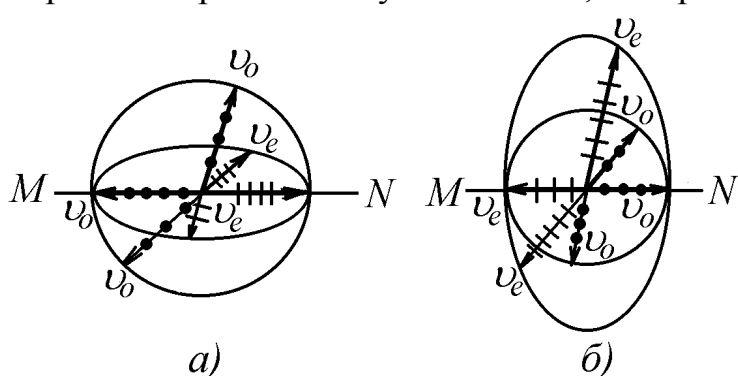


Рисунок 8.1 – Волновые поверхности в положительном (а) и отрицательном (б) кристаллах

На рис. 8.1 показаны сечения волновых поверхностей главным сечением кристалла. Из рисунка видно, что лучи, поляризованные в плоскости, перпендикулярной главному сечению (т. е. перпендикулярной плоскости рисунка), распространяются по всем направлениям с одинаковой скоростью v_i

– это обыкновенные лучи. Лучи же, поляризованные в главном сечении кристалла, – распространяются со скоростями, зависящими от направления v_a – необыкновенные лучи. На рис. 8.1, *а* показаны волновые поверхности положительного кристалла, в котором скорость необыкновенных лучей меньше скорости обыкновенных: $v_a \leq v_i$, а показатель преломления соответственно больше. Примером такого вещества является кристаллический кварц. На рис. 8.1, *б* показаны волновые поверхности так называемого отрицательного кристалла, в котором скорость необыкновенных лучей больше скорости обыкновенных: $v_a \geq v_i$, а показатель преломления соответственно меньше. Примером такого вещества является исландский шпат. В направлении оптической оси MN скорости обыкновенных и необыкновенных лучей одинаковы.

Прохождение света через двулучепреломляющие кристаллы качественно можно представить, учитывая принцип наименьшего времени Ферма: лучи необыкновенные будут отклоняться от обыкновенных в сторону такого направления, для которого их скорость больше.

3 Описание установки и методики измерений

Установка для измерения показателя преломления состоит из микроскопа типа МБС с лимбом для измерения вертикальных перемещений и расположенного на предметном стекле исследуемого кристалла исландского шпата, который представляет собой ромбоэдр (оптическая ось кристалла проходит через вершины тупых телесных углов).

Луч света от осветителя расположенного снизу, отразившись от зеркала, пройдя предметное стекло, проходит через исследуемый кристалл и далее в объектив микроскопа. На противоположных гранях кристалла (верхней и нижней) перпендикулярно друг другу нанесены штрихи так, что на просвет они видны скрещенными. Точка O есть вид в этой проекции штриха от нижней грани. Линия A – штрих на верхней грани. Геометрическая толщина кристалла d указана на оправе, а кажущаяся – в обыкновенных d_o и необыкновенных лучах d_e измеряется с помощью микроскопа.

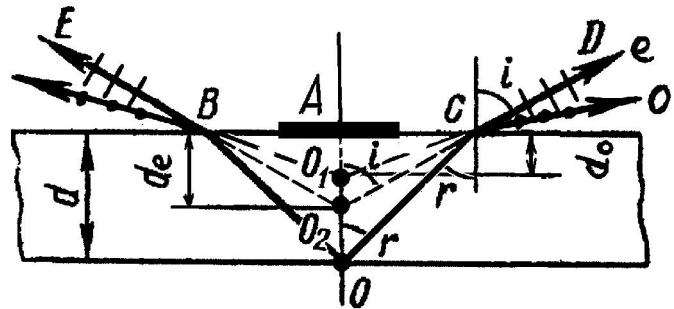


Рисунок 8.2 – Ход лучей от штриха на нижней грани двулучепреломляющей пластинки

На рис. 8.2 показан ход лучей через кристалл исландского шпата. От штриха на нижней грани кристалла в направлениях OC и OB , выбранных произвольно, распространяются обыкновенные и необыкновенные лучи. После выхода из кристалла эти лучи расходятся, так как показатели преломления их в кристалле отличаются. По этой причине кажущаяся толщина кристалла в обыкновенных лучах $d_o = AO_1$ отличается от кажущейся толщины кристалла в необыкновенных лучах $d_e = AO_2$.

Примечание. Точка O_1 – мнимое изображение положения нижнего штриха в обыкновенных лучах, O_2 – в необыкновенных.

Лучи обыкновенные отличаются от необыкновенных после выхода из кристалла только взаимно перпендикулярными плоскостями поляризации. Расположенный в оправе окуляра микроскопа поляроид, который можно поворачивать, позволяет выделять только обыкновенные или только необыкновенные лучи, по очереди.

Вывод рабочей формулы (2.11) для данной работы смотрите в работе № 6-2 (Определение показателя преломления прозрачных тел с помощью микроскопа).

4 Ход работы и обработка результатов измерений

4.1 Включить освещение в проходящем свете в микроскопе.

4.2 Положить измеряемый кристалл на предметное стекло так, чтобы можно было навести на резкость изображение нижнего и верхнего штриха без перемещений кристалла по предметному стеклу.

4.3 Навести на резкость изображение штриха на верхней грани кристалла и отсчитать по лимбу показания d_a . Измерение произвести пять раз и результаты записать в таблицу прямых измерений.

4.4 Навести на резкость изображение штриха на нижней грани кристалла. При произвольном положении поляроида будут видны сразу два штриха – в обыкновенных и необыкновенных лучах. Поворотом поляроида добиться видимости одного штриха, уточнить наводку по наиболее резкому изображению и отсчитать по лимбу показания d_{i1} . Изменения произвести пять раз и результаты записать в таблицу прямых измерений.

4.5 Поворотом поляроида добиться видимости другого штриха, уточнить наводку по наиболее резкому изображению и отсчитать по лимбу показания d_{i2} . Изменения произвести пять раз и результаты записать в таблицу прямых измерений.

4.6 Дальнейшую обработку результатов измерений произвести отдельно для обыкновенных и необыкновенных лучей по методике, описанной в работе № 6-2 (пункты 4.6 – 4.12). Получить значения двух показателей преломления. Большой показатель преломления относится к обыкновенным лучам n_o , а меньший – к необыкновенным n_e .

4.7 Записать окончательный результат измерений двух показателей преломления в стандартном виде.

Примечание. В правильно выполненной работе меньший показатель преломления плюс его погрешность будут меньше большего показателя преломления минус его погрешность.

5 Контрольные вопросы

5.1 Что такое двулучепреломление?

5.2 Каковы законы распространения обыкновенных и необыкновенных лучей?

5.3 Чем отличаются лучи обыкновенные от необыкновенных после выхода из кристалла?

5.4 Каким образом мы разделяем в данной работе обыкновенные и необыкновенные лучи?

5.5 Построить ход лучей от штриха на нижней грани кристалла в данной работе и показать кажущиеся толщины кристалла в обыкновенных и необыкновенных лучах.

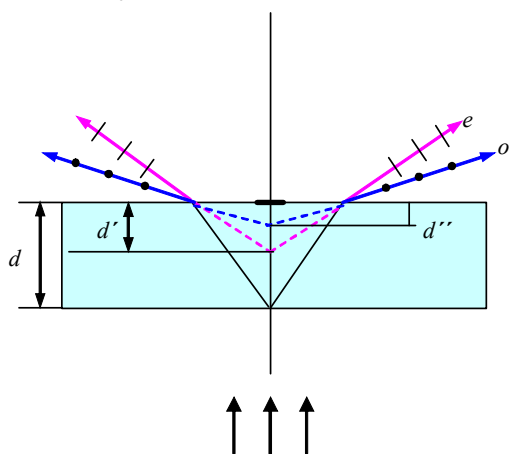
5.6 Вывести рабочую формулу для определения показателя преломления.

6 Протокол выполнения лабораторной работы № 6-8

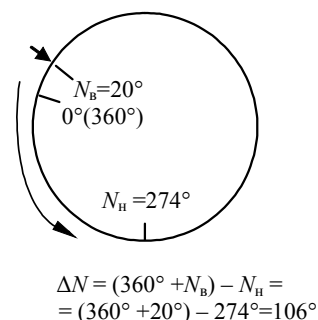
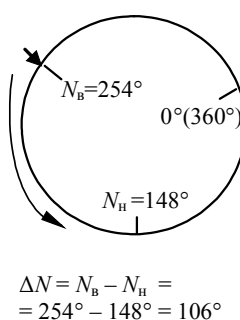
1) Тема. Определение показателя преломления исландского шпата с помощью микроскопа.

2) Цель работы. Изучение явления двулучепреломления на примере исландского шпата и определение показателя преломления обыкновенных и необыкновенных лучей.

3) Схема установки



Примеры значений на лимбе



4) Таблица приборов:

№ п/п	Наименование	Тип	Заводской №	Предел шкалы лимба	Цена деления лимба	Класс точности лимба
	Микроскоп	МБС-9	—	360°	1° (0,05 мм/град)	1° (0,05 мм)

5) Формулы расчета величин:

$n = \frac{d}{d'}$, где n — показатель преломления; d — геометрическая толщина кристалла; d' и d'' — кажущаяся толщина кристалла в обыкновенных и необыкновенных лучах.

$$1. \boxed{d' = (N_a - N_i) N_0} \quad 2. \boxed{n = \frac{d}{(N_a - N_i) N_0}} \quad 3. \boxed{\Delta n = t_{\alpha; N} \cdot \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N (\Delta n)^2}{N(N-1)}}}, N - \text{количество}$$

измерений; $t_{0,95; 5} = 2,77$ — коэффициент Стьюдента.

$$4. \boxed{n = (\langle n \rangle \pm \Delta n)_\alpha}$$

6) Таблица результатов измерений:

$d =$ мм; $N_0 = 0,05$ мм/град.

№ з/п	$N_{\hat{a}}^{\circ}$	N_i°	ΔN°	$d',$ мм	n_i	Δn_i	$(\Delta n_i)^2$	$N_{\hat{a}}^{\circ}$	N_i°	ΔN°	$d',$ мм	n_i	Δn_i	$(\Delta n_i)^2$
1														
2														
3														
4														
5														
					$\langle n \rangle$	$\sum_{i=1}^5 (\Delta n_i)^2$							$\langle n \rangle$	$\sum_{i=1}^5 (\Delta n_i)^2$

7) Расчеты величин и их погрешностей:

8) Запись окончательных результатов, учитывая, что $n_o > n_{\hat{a}}$:

$$n_o = (\langle n \rangle \pm \Delta n)_{\alpha}; \quad \delta_{n\%} = \frac{\Delta n}{\langle n \rangle} 100\%;$$

$$n_{\hat{a}} = (\langle n \rangle \pm \Delta n)_{\alpha}; \quad \delta_{n\%} = \frac{\Delta n}{\langle n \rangle} 100\%.$$

9) Выводы.

10) Работу выполнил:

Работу проверил:

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Викулин И.М. Физика оптической связи: метод. указ. для самостоятельной работы студентов по курсу физики / И.М. Викулин, В.Э. Горбачев. – Одесса: УГАС, 2000.

2. Трофимова Т.И. Курс физики / Трофимова Т.И. – М: Высшая школа, 1990.

3. Детлаф А.А. Курс физики / А.А. Детлаф, Б.М. Яворский. – М.: Высшая школа, 1989.

4. Коробіцин Б.В. Методичне керівництво по розв'язанню задач та індивідуальні завдання з фізики напівпровідників/ Б.В. Коробіцин, В.Е. Горбачов. – Одеса: УДАЗ, 1999.

5. Викулин И.М. Физика полупроводниковых приборов/ И.М. Викулин, В.И. Стафеев. – М.: Радио и связь, 1990.

6. Викулин И.М. Полупроводниковые фотоприёмники/ Викулин И.М. – М.: Радио и связь, 1984.

ЗМІСТ

Частина I	5
Вступ	5
Лабораторна робота № 6-1	
Визначення фокусної відстані збиральної та розсіювальної лінз.....	6
Лабораторна робота № 6-2	
Визначення показника заломлення прозорих тіл за допомогою мікроскопа.....	12
Лабораторна робота № 6-3	
Вивчення інтерференційної схеми кілець Ньютона.....	20
Лабораторна робота № 6-4	
Вивчення дифракції Фраунгофера від однієї щілини.....	22
Лабораторна робота № 6-5	
Вивчення дифракції Фраунгофера від двох щілин.....	25
Лабораторна робота № 6-6	
Вивчення прозорих дифракційних ґраток.....	28
Лабораторна робота № 6-7	
Визначення показника заломлення середовища за ефектом Брюстера.....	33
Лабораторна робота № 6-8	
Визначення показників заломлення ісландського шпату за допомогою мікроскопа.....	39
Часть II	44
Лабораторная работа № 6-1	
Определение фокусного расстояния собирающей и рассеивающей линз.....	44
Лабораторная работа № 6-2	
Определение показателя преломления прозрачных тел с помощью микроскопа.....	50
Лабораторная работа № 6-3	
Изучение интерференционной схемы колец Ньютона.....	55
Лабораторная работа № 6-4	
Изучение дифракции Фраунгофера от одной щели.....	60
Лабораторная работа № 6-5	
Изучение дифракции Фраунгофера от двух щелей.....	64
Лабораторная работа № 6-6	
Изучение прозрачных дифракционных решеток.....	67
Лабораторная работа № 6-7	
Определение показателя преломления среды по эффекту Брюстера.....	72
Лабораторная работа № 6-8	
Определение показателя преломления исландского шпата с помощью микроскопа.....	78
СПИСОК ЛИТЕРАТУРИ	82

Навчально-методичне видання

Горбачов В.Е.,
Коробіщин Б.В.,
Криськів С.К.,
Назаренко О.А.

ОПТИКА

ФІЗИКА

МОДУЛЬ 2.1

ЧАСТИНА 3

Методичні вказівки

до лабораторного циклу з фізики

для студентів 2-го курсу всіх спеціальностей

Редактор Кодрул Л.А.
Комп'ютерне верстання Гардиман Ж.А.