

А.М. КУХ

**ПРАКТИКУМ
З ШКІЛЬНОГО ФІЗИЧНОГО
ЕКСПЕРИМЕНТУ**

м. Кам'янець-Подільський
2007

ББК 74.264.6
К-18

Кух А.М.
К-18 Практикум з шкільного курсу фізики. — Кам'янець-Подільський: Аксіома,
2007. — 80 с.

ISBN 966-8642-25-5

У посібнику наведено роботи фізичного практикуму з методики викладання фізики. Постановка робіт відзначається орієнтацією на рівні знань студентів, що виявляється у характерній структурі посібника: мета роботи, обладнання, завдання.

Для студентів фізико-математичних факультетів педагогічних вузів та вчителів.

ББК 74.264.6

Рекомендовано Вченою радою
Кам'янець-Подільського державного університету,
протокол № _____ від _____

ISBN 966-8642-25-5

ХАРАКТЕРНІ НЕСПРАВНОСТІ І МЕТОДИ ЇХ УСУНЕННЯ

Перелік найчастіше зустрічаючихся можливих несправностей приведений у таблиці 1

Таблиця 1

Найменування несправності, зовнішній прояв і додаткові ознаки	Ймовірна причина	Методи усунення
1. Не освітлене поле зору лампою освітлювача	Перегоріла лампа	Перевірити справність лампи. У випадку перегорання замінити новою.
2. Не обертається матове скло при включеному блоці живлення двигуна. Ручка регулювання частоти обертання скла знаходиться в крайньому правому положенні.	Перегорів запобіжник	Замінити запобіжник.
3. Не горить лампа «Мережа» фотореєструючого пристрою.	Перегорів запобіжник.	Замінити запобіжник.

ЛІТЕРАТУРА:

1. Анциферов Л.И., Пищиков И.М. Практикум по методике и технике школьного физического эксперимента. – М.: Просвещение, 1984.– 225 с.
2. Гайдучок Г.М., Нижник В.Г. Фронтальний експеримент з фізики у 7-11 класах середньої школи. – К.: Рад. шк. 1989.– 175 с.
3. Комплект оптического оборудования “Свет” ФПВ 05 (Паспорт на оборудование ГИФК.161414.001 ПС), 1989.
4. Коршак Є.В., Миргородський Б.Ю. Методика та техніка шкільного фізичного експерименту. Практикум. – К.: Вища школа, 1981. – 280 с.
5. Лабораторний практикум по физике /Под ред. А.С.Ахматова.– М.: Высш. школа, 1980. – 360 с.
6. Програми середньої загальноосвітньої школи. Фізика., К.:Рад.шк., 1989.
7. Пьоришкін О.В., Родіна Н.О. Фізика: Підручник для 8-го класу середньої школи, – К.: Радянська школа, 1989. – 191 с.
8. Хорошавин С.А. Физический эксперимент в средней школе 6-7 кл. – М.: Просвещение, 1988. – 175 с.
9. Чепуренко В.Г., Нижник В.Г., Гайдучок Г.М. Лабораторні роботи з фізики у 8 – 10 класах. – К.: Радянська школа, 1976. – 257 с.

Освітлювач підключаються до мережі змінної напруги 220 В з допомогою блоку живлення П1.

Насадка №49 призначена для кріплення освітлювача мікроскопа на місце одного з окулярів мікроскопа МБС-9.

Прилад для виміру фотоструму складається з фоторезистора СФ2-1, що підключений послідовно до мікроамперметру. З допомогою набору шунтів, що включаються паралельно мікроамперметру, пристрій може використовуватися при різному освітленні. Конструктивно всі елементи, за виключенням фоторезистора, розміщені в одному корпусі. Пристрій підключаються до мережі змінного струму напругою 220 В з допомогою блоку живлення, що знаходиться на відповідних елементах і приєднуються до пристрою, що фотореєструє пристрій з допомогою роз'єму.

Фоторезистори з утримувачем №47 і 48 призначені для виміру освітленостей у дифракційній картині і вимірювання відношення інтенсивності світла при вивченні закону Малюса.

Труба зорова №26 призначена для дослідження і юстировки телескопічних систем. Фокусна відстань застосовуваного об'єктива = 178 мм.

Сітка №41 служить в якості предмета для одержання зображень при вивченні геометричної оптики.

Світлофільтр №46 зі скла НС призначений для послаблення інтенсивності лазерного випромінювання.

Комбінований освітлювач №55 призначений для проектування зображення щілини на дифракційну решітку чи призму при вивченні явища дифракції чи дисперсії світла. Освітлювач складається з ртутної лампи (із джерелом живлення ИПЗ), поміщеної в кожух вхідної щілини й об'єктива. Всі елементи освітлювача встановлені на кронштейні, що кріпиться до столику гоніометра Г5М. Для усунення переміщення верхнього столика гоніометра при обертанні нижнього столика спільно з освітлювачем застосовується гальмо №56.

Ліхтарик №57 складається з малопотужної лампочки накаливання і лінзи-конденсатора, поміщених в одному корпусі. Лампочка включається при натисканні кнопки мікроперемикача. Ліхтарик застосовується для зняття звітів у затемненому приміщенні при виконанні лабораторної роботи

Комплект світлофільтрів призначений для послаблення світлового потоку і виділення визначеного інтервалу хвиль із світлового пучка. Комплект використовуються при вивченні кілець Ньютона.

ЗМІСТ

МЕТОДИЧНІ ОСОБЛИВОСТІ ПРАКТИКУМУ З ШКІЛЬНОГО ФІЗИЧНОГО ЕКСПЕРИМЕНТУ	3
НАВЧАЛЬНА ПРОГРАМА.....	7
МЕХАНІЧНІ КОЛИВАННЯ І ХВИЛІ	8
Вивчення звукових коливань (№66)	8
Вивчення власних коливань струни (№67)	10
Вивчення основних властивостей хвильових явищ (№68)	12
ГЕОМЕТРИЧНА ОПТИКА	13
Вивчення кардинальних точок оптичних систем (№55)	13
Вивчення аберації лінз (№56)	19
Моделювання оптичної системи (№57)	23
ХВИЛЬОВІ ВЛАСТИВОСТІ СВІТЛА.....	29
Когерентність світла (№59)	29
Вивчення явища інтерференції за допомогою біпризми Френеля (№60)	36
Вивчення інтерференційної схеми кілень Ньютона (№61)	39
Вивчення дифракції Фраунгофера від однієї щілини (№63)	44
Вивчення дифракції Фраунгофера від двох щілин (№64)	48
Вивчення прозорої дифракційної решітки (№65)	52
Застосування дифракції Фраунгофера для визначення діаметрів дрібних часток (№67).....	56
ВЗАЄМОДІЯ СВІТЛА З РЕЧОВИНОЮ	59
Одержання і дослідження поляризованого світла (№68)	59
Визначення концентрації цукру в розчині за кутом обертання площини поляризації (№69)	64
Вивчення дисперсії спектральної призми (№70).....	67
Вивчення зовнішнього фотоефекта (№73)	72
ТЕХНІЧНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ	76
ХАРАКТЕРНІ НЕСПРАВНОСТІ І МЕТОДИ ЇХ УСУНЕННЯ.....	79

МЕТОДИЧНІ ОСОБЛИВОСТІ ПРАКТИКУМУ З ШКІЛЬНОГО ФІЗИЧНОГО ЕКСПЕРИМЕНТУ

Одним із видів професійної підготовки учителів фізики є лабораторний практикум. Мета практикуму з шкільного фізичного експерименту, який проводиться в десятому семестрі – озброїти студентів навичками організації практикумів з фізики в 9-11 класах, виробити уміння з добору теоретичного матеріалу, підбору матеріально-технічного забезпечення, розвинути навички проведення дослідницьких лабораторних робіт, познайомити з новими експериментальними установками та методами дослідження в науці.

Роботи, які виконуються у відповідності з принципами дидактики, можна назвати *дослідницькими* тому, що студенти, виконуючи їх, проходять через основні етапи методу наукового пізнання. Насамперед вони встановлюють об'єкт дослідження, з'ясовують зв'язок його з іншими фізичними явищами, законами, а також об'єктами навколишньої природи і місцевого виробництва. Використовуючи фізичні прилади й устаткування, багаторазово спостерігають об'єкт, проводять потрібні виміри і фіксують їхні результати, порівнюють і узагальнюють дані досліджень, установлюють функціональні залежності, впроваджують у практику навчального процесу узагальнені результати досліджень. Важливо, що процес проведення всіх видів досліджень і спостережень включає етапи:

1. уточнення поставленої мети;
2. проведення досліджень і спостережень;
3. обробка отриманих результатів.

Щоб успішно розвивати в студентів спостережливість і навички дослідження, у роботах практикуму необхідно враховувати такі особливості:

- 1) ставити зрозумілу, чітку і посильну мету спостереження і дослідження;
- 2) систематично і ґрунтовно готуватися до занять;
- 3) дослідження і спостереження повинні бути систематичними і планомірними.
- 4) виконуючи дослідницькі завдання, необхідно вести систематичні записи в щоденник (зошит) і робити висновки з проведених досліджень.

У наведеній таблиці 1 експерименти, що проводяться студентами поділено на три групи, які різняться між собою рівнем самостійності і творчої активності.

У кожній із груп виділено те, що пропонується, і те, що студент повинен зробити самостійно. Просування від першої до третьої груп характеризується більшою самостійністю студентів, вимагає від них особистого пошуку (як теоретичного, так і практичного). У свою чергу третя група поділена на дві підгрупи, які різняться між собою тим, на що саме спрямований цей пошук: на спосіб дослідження певного явища чи вимірювання певних фізичних величин (А) (демонстраційний експеримент, експериментальна задача) або на виявлення можливостей проведення фізичних дослідів на основі простих побутових засобів (Б) (позакласні дослідження).

Будь-які завдання, виконувані студентами, мають потребу в повсякденному контролі, обліку й оцінці. Але облік і перевірка гарні не самі по собі, а лише тоді, коли їхні дані використовують для аналізу і контролю.

Основна мета обліку й оцінки виконання дослідницьких завдань — визначення якості і глибини засвоєння фізичного змісту досліджуваної проблеми і підвищення відповідальності студентів. Облік служить не тільки для визначенню якості знань, отриманих при виконанні дослідницьких робіт, але і визначенню якості їхньої праці.

телеоб'єктива і віссю повороту в межах 185— 245 мм. Відстань осі повороту моделюючого об'єктива від осі рейтера — 97 мм.

Екран з лінзою №43 представляє собою матовану поверхню зі шкалою у вигляді «хреста», у центрі якого закріплена короткофокусна лінза з фокусною відстанню 15 — 17 мм і діаметром 8 мм. Лінза призначена для одержання розбіжного пучка променів, при відображенні якого від плоско-паралельної пластини одержуємо на екрані інтерференційну картину у вигляді смуг рівного нахилу.

Пластина №29 із утримувач для юстировки, що дозволяє змінювати кут нахилу пластини, використовується при вивченні інтерференції методом смуг рівного нахилу.

Біпризми Френеля з утримувачем №38, призначений для її кріплення в штативі №28, що дозволяє переміщати призму перпендикулярно оптичній осі при юстировці системи. Біпризма має тупий кут 179 ГРАД 30.

Лінза з пластинкою №45 представляє собою оправу, у яку вставляється довгофокусна лінза і плоскопаралельна пластина діаметром 38 мм. Призначена для одержання інтерференційної картини у вигляді «кілець Ньютона».

Матове скло №50 представляє собою дрібнозернисте скло товщиною 2 мм і діаметром 60 мм. У корпусі пристрою вбудована короткофокусна лінза ($f \sim 16$ мм), що може переміщатися відносно скла. Відстань лінзи від скла вимірюється з допомогою шкали, нанесеної на оправу лінзи. Стекло обертається довкола горизонтальної осі з регульованою швидкістю з допомогою електродвигуна.

Щілини подвійні №32 — 35. Ширина щілини «а», відстань між щілинами «в»

№ 32	в\а	=	4	в	=	0,12
№ 33	в\а	=	2	а	=	0,03
№ 34	в\а	=	1	а	=	0,06
№ 35	в\а	=	0,5	а	=	0,12
				а	=	0,24

Щілини призначені для вивчення дифракційної картини від двох щілин в установці для вивчення дифракції Фраунгофера, а також при визначенні просторової когерентності світла по схемі Юнга.

Щілина регульована №25 служить для обмеження світлового пучка по ширині, а також для одержання дифракційної картини від однієї щілини. Ширина щілини регулюється в межах 0.04 мм. Відстань від площини щілини до осі стійки 20 мм.

Стопа скляних пластин №37 і чорне дзеркало №12 призначені для одержання поляризованого світла при проходженні через діелектрик і відображенні від діелектрика. Стопа складається з дванадцяти скляних пластинок, складених стопкою в загальну оправу. Стопа і дзеркало встановлені на столику що, дозволяє обертати їх щодо осі. Ціна розподілу лімба - 1 ГРАД.

Утримувач поляроїда №36 призначений для кріплення поляроїдної плівки, що застосовується для одержання і дослідження поляризованого світла. Поляроїдна плівка закладена в оправу яка дозволяє обертати її навколо оптичної осі в межах 0—360 ГРАД. Ціна розподілу лімба — 1 ГРАД.

Призма спектральна представляє собою різнобічну призму з довжиною сторони 30 мм і призначена для дослідження явища дисперсії світла і визначення показника заломлення скла.

Освітлювач - 30 складається з лампи накаливання СЦ-61, що має досить потужне джерело випромінювання і конденсора, у який може бути вставлена сітка.

ТЕХНІЧНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Довжина оптичної лави, мм, не менше	1200
Висота оптичної осі над опорною площиною лави, мм	230 + - 1
Ціна поділки застосовуваних лінійок і шкал, мм	1
Ціна поділки застосовуваних лімбів (чорного дзеркала, стопи скляних пластин і утримування поляроїда), град	1
Межі регулювання ширини щілини, мм,	від 0 до 4
Напруга живлення,	220В(+10%,15%)
Споживна потужність, кВт, не більш	1,5
Габаритні розміри кожної із зібраних установок на лаві, мм, не більш	1600x300x600
Фокусна відстань зорової труби, мм	165—185
Переміщення променя лазера у власнику ОГК, град, не менш	1,0
Дані стопи скляної: кількість пластин у стопі	12
кут повороту стопи, град, не менш	360
Кут повороту чорного дзеркала, град.	360
Дані поляроїда:	
світловий діаметр, мм	38
кут повороту довкола оптичної осі, град.	360
Фокусна відстань лінзи обертового скла, мм	15—17

Комплект складається з оптичних лав, рейтерів, оптичних елементів і оптичних елементів, а також різних пристосувань призначених для монтажу установок згідно оптичних схем, приведених у розділі 7.

Лава оптична являє собою станину довжиною 1240 мм, на який можуть бути закріплені в необхідному порядку елементи оптичної схеми. Профіль лави забезпечує фіксоване положення рейтерів при багаторазовому їх закріпленні на станині і центрування всіх рейтерів щодо оптичної осі. Уздовж лави міститься міліметрова шкала для відліку положення рейтерів на лаві.

Рейтер №. 21 з довжиною опорної площини 108 мм служить для встановлення на лаві складальних одиниць комплекту. Посадковий отвір 015 мм.

Рейтер №23 з довгою опорною площиною 108 мм призначений для повільного переміщення складальних одиниць комплекту в площині перпендикулярній оптичній осі при юстировці.

Утримувач ОКГ №. №24 являє собою пристрій призначений для кріплення лазера на лаві і переміщення лазерного променя в межах 1,0 ГРАД тілесного кута щодо оптичної осі при юстировці системи.

Екран №31 призначений для спостереження і виміру зображень предметів, інтерференційних і дифракційних картин. Екран являє собою матовану поверхню розміром 200 на 200 мм, на який нанесені вертикальна і горизонтальна шкала з ціною поділки 1 мм.

Утримувач лінз №40 і 51 у вигляді півкілець із внутрішнім діаметром 75 мм і 45 мм призначені для кріплення лінз у рейтерах при виконанні робіт.

Об'єктиводержач №27 призначений для моделювання телеоб'єктива і представляє собою напрямну в якій закріплені лінзи. З допомогою гвинта з правим і лівим різьбленням можна плавно регулювати відстань між другою лінзою моделюючого

Характерна риса таких робіт — оригінальність задуму, зовнішня привабливість і простота обладнання та конструкцій.

Таблица 1.

Постановка дослідницького експерименту

Вказується		Можлива форма пропонування завдань	Робота студента
Нижчий	Мета, засоби, послідовність дій, способи аналізу результатів	Проведіть спостереження..... (визначте) за допомогою Хід роботи 1.	Підготовка вказаних засобів до роботи. Практичне здійснення дослідження згідно із запропонованим планом Аналіз результатів (згідно з поданими вчителем рекомендаціями або за самостійним планом)
	Мета, засоби	Проведіть спостереження (визначте)..... за допомогою	Підготовка засобів до роботи. Розробка плану дослідження Практичне здійснення дослідів, вимірювань Аналіз результатів
Вищий	А. — Мета	Запропонуйте спосіб (способи) визначення..... (спостереження)	Вибір засобів експерименту та підготовка до роботи Розробка плану дослідження Практичне здійснення дослідів, вимірювань. Аналіз результатів (порівняння з іншими можливими способами дослідження)
	Б. — Засоби (Мета)	Які фізичні дослідження можна провести на основі...	Вибір об'єкта (об'єктів) та попереднє вивчення можливостей проведення дослідження. Планування дослідження (серії дослідів) Практичне здійснення Аналіз результатів спостережень та дослідів. прогнозування інших можливостей експериментування з даними об'єктами

Розвиток навчальних експериментальних навичок в студентів з фізики в значній мірі залежить від ефективного управління процесом проведення навчальних досліджень. Оскільки дослідницький експеримент і фронтальна робота передбачають наявність інструктивного матеріалу, то студентам необхідно задати чіткі орієнтири їх дослідницької діяльності не у вигляді алгоритму чи кінцевого результату, а у вигляді проблемної ситуації чи мети дослідження. Така постановка проблеми вимагає введення елементів контролю пізнавальної діяльності учнів на основі еталонних вимірників якості знань.

Оскільки експеримент виступає елементом пізнавальної задачі, то він може нести в собі всі параметри реалізації контролю (усвідомленість, стереотипність, пристрасність). Еталони контролю (розуміння головного, наслідування, заучування знань, повне володіння знаннями, уміння застосовувати знання, переконання, навичка) у

відповідності з характером дослідницької діяльності вимагають врахування параметрів цього процесу, таких як рівень творчої самостійності, рівень пізнавальних здібностей, кінцеву мету дослідження (ціле визначення) тощо.

Враховуючи те, що в різних видах дослідницької діяльності (демонстраційний експеримент, фронтальне дослідження, позакласна дослідницька робота) визначено три рівневу основу вважаємо прийнятним запропонувати наступну систему еталонів контролю для визначення якості дослідницької діяльності (таблиця 2):

Таблиця 2.

Рівні та еталони контролю якості дослідницької діяльності студентів

Рівень творчої самостійності	Рівень пізнавальних здібностей	Цілепокладання	Треба самостійно визначити	Еталон контролю	Рівень засвоєння знань
Низький (нетворчий) репродуктивний	Здібність до виконавської діяльності	Мета, обладнання, алгоритм діяльності	Розрахунки, похибки, кінцевий результат	НС, ЗЗ, РГ	Нижчий
Середній (продуктивний) пошуковий	Здібність до пошукової діяльності	Мета, обладнання	Алгоритм діяльності, розрахунки, похибки, кінцевий результат	ПВЗ	Оптимальний
Високий (творчий) дослідницький	Здібність до пошукової та дослідницької діяльності	Проблемна ситуація або мета	Обладнання, алгоритм діяльності, розрахунки, похибки, кінцевий результат	УЗЗ, П, Н	Вищий

В комплекс практикуму включено лабораторні роботи, які виконуються на протязі двох робочих тижнів. Для робіт використовується сучасне обладнання на основі лазерної та електронно-механічної техніки. Практикум проводиться у формі лабораторно-практичних занять, на яких студенти виконують функції учителів та лаборантів, здійснюючи підбір технічного та інструктивного матеріалу, накопичення експериментальних фактів, ремонт обладнання, експериментальну перевірку та удосконалення методики проведення дослідницьких робіт.

Звітний контроль відбувається у формі заліку. На залік кожен студент пропонує розгорнутий звіт про виконані роботи, розроблений інструктивний матеріал до лабораторних робіт із обґрунтуванням лабораторного устаткування, методичні рекомендації щодо техніки проведення експерименту.

Наголосимо, що підбір теоретичного матеріалу та лабораторного устаткування здійснюється самими студентами, а отже при цьому вони виконують професійні обов'язки і розвивають професійні навички.

Завдання практикуму:

1. Оволодіти методикою постановки та проведення шкільного фізичного експерименту.
2. Ознайомитися із комплектом стандартного обладнання "Свет" та спецустановок Фдля постановки практикуму з фізики .
3. Розробити інструктивний матеріал дослідницьких лабораторних робіт
4. Оволодіти технікою проведення дослідницьких робіт з використанням лазерних установок

освітленостей E .

Завдання 2. Зняття світлової характеристики газонаповненого фотоелемента

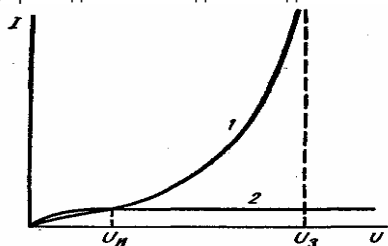
1. При постійному значенні напруги U для різних освітленостей $E = \frac{I_{cv}}{l^2}$

(де I_{cv} — сила світла) зняти значення струмів. Результати змін представити у виді таблиці.

2. Побудувати графік залежності сили струму від освітленості $I = f(E)_U$

Робоча напруга газонаповненого фотоелемента повинна бути менше потенціалу запалювання U_3 , при якому починається самостійний розряд, тому що інтенсивне іонне бомбардування фотокатода приводить до його руйнування.

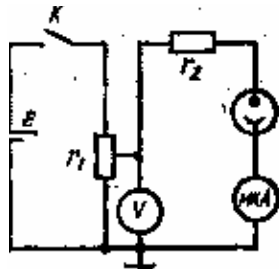
Застосування газонаповнених фотоелементів обмежено числом недоліків, одним із яких є нелінійність їхніх світлових характеристик при роботі з навантажувальним опором, тобто нелінійність залежності струму від освітленості при постійній величині напруги, прикладеної між анодом і катодом.



Мал. 21

Обладнання: газонаповнений фотоелемент, джерело постійного струму, мікроамперметр, вольтметр, опори, джерело світла.

Функціональна схема представлена на мал. 22. Для обмеження фотоструму служить опір r_2 . За допомогою перемінного опору r_1 змінюється напруга на електродах фотоелемента. Висвітлення фотоелемента здійснюється лампою накаливання.



Мал. 22

Завдання 1. Зняття вольт-амперних характеристик газонаповненого фотоелемента

1. Зібрати, електричну схему, представлену на мал. 22.
2. Уключити джерело світла. Змінюючи напругу U між анодом і катодом фотоелемента і залишаючи незмінною його освітленість E (тобто світловий потік $\Phi = ES$, де S — постійна площа прийомної частини фотоелемента), вимірити значення сили струму. Результати вимірів представити у виді таблиці.
3. Повторити п. 2 для різних освітленостей E (для різних відстаней l між фотоелементом і джерелом світла).
4. Побудувати сімейство вольт-амперних характеристик $I = f(U)_E$ різних

5. Провести демонстрації з використанням пропонованого обладнання.

Вимоги до звіту:

1. Інструктивний матеріал для проведення дослідницьких робіт практикуму.
2. Приклади виконання робіт.
3. Аналіз доцільності використання пропонованого лабораторного устаткування та постановки дослідницьких робіт.
4. Опис демонстрацій по тематиці практикуму.

НАВЧАЛЬНА ПРОГРАМА

З ПРАКТИКУМУ З ШКІЛЬНОГО ФІЗИЧНОГО ЕКСПЕРИМЕНТУ ТЕМАТИЧНИЙ ПЛАН.

62 год.

Тема 1. Механічні коливання і хвилі. (8 год)

Визначення швидкості поширення звукових хвиль у повітрі і твердих тілах. Дослідження власних коливань струни. Визначення довжини хвилі. Вивчення дифракції від щілини. Визначення дифракції на подвійній щілині та решітці. Визначення фазової швидкості поверхневих хвиль.

Тема 2. Геометрична оптика. (16 год)

Визначення фокусної відстані та положення головних точок складного об'єктива. Дослідження законів відбивання та заломлення світла. Визначення показника заломлення скла (методом повного відбивання). Дослідження властивостей сферичних дзеркал. Визначення фокусної відстані тонкої додатньої лінзи. Визначення фокусної відстані тонкої від'ємної лінзи. Вивчення дисперсії скляної призми.

Тема 3. Інтерференція. (14 год)

Дослідження інтерференції за допомогою біпризми Френеля. Визначення показника заломлення скляної пластинки (за інтерференційною картиною). Визначення довжини хвилі за інтерференційною картиною (смуги рівного нахилу). Дослідження просторової когеренції за схемою Юнга.

Тема 4. Дифракція. (8 год)

Дослідження дифракції від однієї щілини. Визначення довжини світлової хвилі (за дифракційною картиною). Дослідження дифракції від двох щілин. Визначення сталої дифракційної ґратки.

Тема 5. Поляризація. (14 год)

Дослідження поляризованого лазерного випромінювання (темне дзеркало). Дослідження властивостей поляризованого випромінювання. Дослідження закону Малюса. Визначення кута Брюстера поляризатора.

Залік (2 год)

МЕХАНІЧНІ КОЛИВАННЯ І ХВИЛІ ВІВЧЕННЯ ЗВУКОВИХ ХВИЛЬ (№66)

Мета роботи: визначити швидкість поширення звукових хвиль у повітрі та в твердих тілах.

Пристрій для вивчення звукових хвиль ФПВ 03 М призначений для визначення швидкості поширення повздовжніх звукових хвиль в повітрі і твердих тілах.

Процес визначення швидкості звукових хвиль в повітрі базується на фазовому вимірюванні довжини звукової хвилі, що поширюється між джерелом звуку (гучномовцем) і приймачем звуку (мікрофоном):

$$V = \lambda \cdot \nu = L \cdot \nu \quad (1),$$

де λ – довжина звукової хвилі, ν – частота звукових коливань, L – відстань між гучномовцем і мікрофоном, що відповідає фазам коливань при $\varphi=0$; $\varphi=2\pi$.

Визначити швидкість звукових хвиль в твердих тілах (сталь, латунь, алюміній) базується на резонансному методі. На кінцях стержнів запресовані шайби з феромагнітного матеріалу. Стержень жорстко закріплений в площині геометричного центру ваги. З однієї сторони стержня на відстані 0,1-0,3 мм знаходиться датчик. Змінюючи частоту генератора, змінюють частоту струму, що проходить через датчик. Кінець стержня при цьому починає натягуватися до датчика з частотою струму і у ньому виникають повздовжні хвилі, які відбиваються від іншого кінця стержня. При зміні частоти можна одержати стоячу хвилю. На іншому кінці стержня коливання сприймаються приймачем і подаються на вертикальний вхід (Y) осцилографа.

При стоячій хвилі звукових коливань утвориться резонанс, тобто власна частота коливань стержня співпадає із збуджуючою частотою, що супроводжується збільшення амплітуди сигналу приймача. При першій резонансній частоті на стержні вкладаються дві чверті стоячої хвилі. Знаючи довжину стержня визначають довжину звукової хвилі і розраховують швидкість поширення в стержні за формулою:

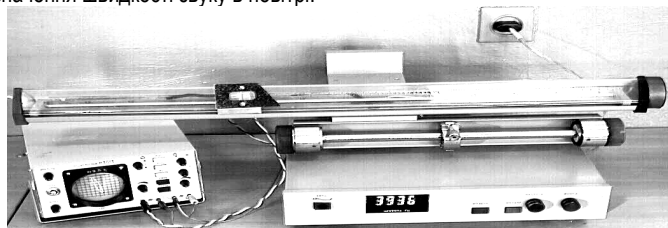
$$V = 2L \cdot \gamma \quad (2),$$

де L – довжина стержня, γ – частота генератора.

Конструктивно пристрій виготовлено у настільній формі на спільній основі з регульованими опорами.

Пристрій (мал.1). складається з штатива на основі якого закріплено електронний блок.

Над електронним блоком на стояку штатива закріплений кронштейн, на кінцях якого кріпяться датчик і приймач. До середньої частини кронштейну за допомогою замка прикріплені стержні. У верхній частині штативу закріплений хвилевід, який призначений для визначення швидкості звуку в повітрі.



Мал. 1.

Рівняння (1) дає теоретичне обґрунтування законів фотоелектричного ефекту, експериментально встановлених ще Столетовим (1883—1889):

(1) максимальна швидкість фотоелектронів визначається частотою світла і не залежить від його інтенсивності;

(2) фотострум насичення пропорційний світловому потоку;

(3) для кожної поверхні існує мінімальна частота V_0 (так названа червона границя фотоелектричного ефекту), при якій ще можливий зовнішній фотоелектричний ефект:

$$V_0 = \frac{A}{h} \quad (2)$$

При $V < V_0$ фотоелектричний ефект відсутній.

Зовнішній фотоелектричний ефект знаходить широке практичне застосування. Прилади, дія яких заснована на явищі фотоелектричного ефекту, називаються фотоелементами. Найпростіший тип вакуумного фотоелемента представлений на мал. 20. Це відкачаний скляний балон, одна половина якого покрита зсередини металом, що грає роль фотокатода K . Анод A звичайно виконується у виді кільця. Між анодом і катодом за допомогою батареї B створюється різниця потенціалів. При неосвітленому катоді струм у ланцюзі фотоелемента відсутній. Чутливість вакуумних фотоелементів не перевищує 150 мкА/лм (світловий потік у 1 лм викликає фотострум у 150 мкА).

Дуже важливою для практики властивістю вакуумних фотоелементів є їх практична безінерційність. Час між початком висвітлення і моментом появи фотоструму в них не перевищує 10^{-9} с.

Газонаповнений фотоелемент по своєму зовнішньому вигляді, пристрою і схемі включення не відрізняється від вакуумного фотоелемента. Розходження полягає в тому, що його скляний балон містить інертний газ (звичайно аргон чи неон), тиск якого лежить у межах від 1 до 0,05 мм рт. ст. Іонізація молекул газу електронами, що летять з катода, приводить до збільшення струму, що проходить в ланцюзі фотоелемента. Коефіцієнтом

підсилення називається величина $k = \frac{I}{I_\phi}$, де I – струм, що проходить через

фотоелемент, I_ϕ – струм, обумовлений тільки електронами, вирваними світлом з катода. Величина коефіцієнта підсилення є функцією різниці потенціалів, геометричних параметрів фотоелемента, тиску і природи газу в ньому. Однією з пропонованих характеристик фотоелемента є вольт-амперна характеристика, тобто залежність струму I від U – напруги між анодом і катодом. Вольт-амперна характеристика газонаповненого фотоелемента приведена на мал. 21 (крива 1). Вольт-амперна характеристика цього ж фотоелемента до заповнення його газом (тобто вакуумного фотоелемента) приведена на цьому ж малюнку (крива 2) для порівняння. Поки напруга U не перевищує потенціалу іонізації (U_i газу, що наповняє, (для аргону, наприклад, $U_i = 15,1$ В), струм у ланцюзі газонаповненого фотоелемента трохи менший, ніж у ланцюзі вакуумного, через розсіювання електронів на молекулах газу, що наповняє. При $U > U_i$ струм швидко зростає.

4. Замінити натрієве джерело світла водневою трубкою, і, проробивши операції, зазначені в п. 3 для усіх видимих ліній водневого спектра, зняти для них відліки $\alpha'_2, \alpha''_2, \dots$

5. Обчислити для кожної лінії значення кутів найменшого відхилення $\varphi_{\min}$, рівні різниці відповідних відліків α_2 і α_1 . Розрахувати по формулі (3) показники заломлення для всіх ліній водневого спектра і жовтої лінії натрію. По отриманим даним побудувати графік залежності $n = f(\lambda)$.

6. Використовуючи формули (1) і (2), розрахувати середню дисперсію і коефіцієнт середньої дисперсії V призми.

7. Користаючись графіком залежності $n = f(\lambda)$ і формулою (6), визначити значення кутової дисперсії β для червоної і синьої областей спектра.

8. Знаючи $(l_1 - l_2)$, по формулі (7) визначити дозволяючу силу r для червоної і синьої областей спектра.

9. Приймаючи, що матеріалом призми є скло ТФ-5 (важкий флінт), розрахувати кутову дисперсію β і дозволяючу силу призми r для червоної і синьої областей спектра.

10. Порівняти теоретичні й експериментальні результати.

11. Оцінити можливі джерела погіршень.

ВИВЧЕННЯ ЗОВНІШНЬОГО ФОТОЕФЕКТА (№73)

Мета роботи: вивчення вольт-амперних і світлових характеристик газонаповнених фотоелементів.

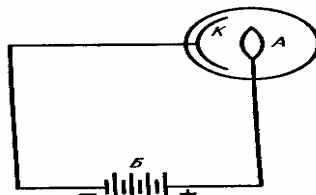
Зовнішнім фотоелементом називається випуск електронів речовиною під дією світла. Енергетичний баланс при фотоелементі виражається рівнянням Ейнштейна

$$h\nu = A + \frac{mv_{\max}^2}{2}, \quad (1)$$

де $h\nu$ — енергія світлового кванта, передана електрону, A — робота виходу

електрона за межі речовини, $\frac{mv_{\max}^2}{2}$ — максимальна кінетична енергія електрона,

що звільнився.



Мал. 20

Хвилевід представляє собою повітряний канал, на одному кінці якого закріплена головка гучномовця, а другий кінець каналу закритий декоративною кришкою. Мікрофон пристрою закріплений на повзунку, який дозволяє переміщати його вздовж повітряного каналу і фіксувати різноманітні фази звукових коливань.

Частота генератора вимірюється плато частотомірювача. На вхід логічного елементу DD1.3 надходять сформовані імпульси вимірювальної частоти, на вхід імпульси секундного продовження, що генеруються мікросхемою. З виходу елементу DD1.3 сформовані імпульси надходять на вхід лічильника, записуються в тригери і подаються на вхід мультиплексорів. Дешифратор перетворює код, який видається мультиплексорами в сигнал збудження — сигментних індикаторів. Вихідні каскади мікросхеми забезпечують безпосереднє керування сітками керування Н-1.

Плата частотомірювача розрахована на вимірювання частоти, яка не перевищує 9999 Гц. При надходженні більшої частоти вимірювального сигналу, індикатор НГ-1 починає миготіти з частотою 1 Гц.

Підсилення сигналів, що надходять з мікрофона, здійснюється за допомогою операційного підсилювача DA1. На операційному підсилювачі DA2 і транзисторі VT3 зібрана схема АРУ, яка підтримує незмінною величину вихідного сигналу при зміні відстані між динаміком і мікрофоном. На платі також знаходиться реле К1, К2, К3, які здійснюють комутацію сигналів генератора: при натисканні кнопки ПОВІТРЯ сигнал надходить на головку гучномовця, а при натисканні кнопки МЕТАЛ — на датчик.

Всі плати і джерело живлення розміщують в корпусі електронного блоку, на передній панелі якого виведені ручки управління частотою, кнопка включення мережі, кнопка перемикачів діодів генератора, ручка регулювання амплітуди вихідного сигналу. Крім того на передній панелі містяться: індикація увімкнення мережі і індикація частоти генератора. На задній стінці блоку містяться: кнопка КОНТРОЛЬ, вихідне з'єднання для підключення зовнішніх елементів пристрою, клема заземлення і клема для підключення осцилографа.

Обладнання: пристрій для вивчення звукових хвиль ФВ 03 М з необхідним обладнанням.

1. Встановити пристрій на лабораторний стіл і провести регулювання основи за допомогою регульованих гвинтів.

2. З'єднати електронний блок з мікрофоном, електромагнітними датчиками, гучномовцем і осцилографом, який має виходи горизонтальної Х та вертикальної Y розгортки, провести заземлення пристрою.

3. Встановити потрібний за умовами лабораторної роботи стержень між електромагнітними датчиками.

4. Натиснути кнопку увімкнення мережі і ввімкнути за допомогою кнопок діапазон ПОВІТРЯ або МЕТАЛ (згідно умов виконання лабораторної роботи).

5. За допомогою ручки регулювання частоти в обох частотних діапазонах, впевнитися у відображенні на індикаторній панелі частоти електронного блоку.

6. Регулюючи підсилення каналів осцилографа, впевнитись в тому, що амплітуда сигналів, що поступають на осцилограф з мікрофона (при переміщенні мікрофона вздовж хвильовода), достатня для проведення вимірювання згідно умов лабораторної роботи.

7. Виставити за допомогою щупа зазори між датчиками і стержнем (близько 0,1 мм). Регулюючи величину зазору і змінюючи частоту генератора, добитися появи

резонансу, про що буде свідчити зростання сили сигналу з приймача на екрані осцилографа (приблизно в 2-4 рази).

1. Визначення швидкості звуку в повітрі:

1. Ввімкнути кнопку мережі і дати прогрітися електронному блоку протягом 10 хвилин.

2. Ввімкнути кнопку ПОВІТРЯ.

3. Ручкою регулювання частоти генератора встановити на індикаторній панелі потрібну частоту, наприклад, 1кГц (при цьому повинно бути чути звук працюючого гучномовця).

4. Встановити осцилограф в положення РОЗГОРТКИ і ручкою ВИХІД електронного блоку добитися рівності на екрані осцилографа амплітуд синусоїд, які знімаються з клем Х і Y електронного блоку.

5. Перевести осцилограф в режим роботи ФАЗОВА ПЛОЩИНА. Ручками управління променем вивести в центр екрана осцилографа еліпс (фігури Лісажу).

6. Плавним переміщенням мікрофона вздовж хвильовода встановити фігури Лісажу, які відповідають фазам коливання: $\varphi=0$ і $\varphi=2\pi$.

7. Виміряти відстань між мікрофоном і гучномовцем для обох фаз.

8. За формулою (1) визначити швидкість звуку в повітрі (≈ 340 м/с).

9. Приймаючи за еталонне значення швидкості звуку в повітрі 340 м/с визначити відносну похибку вимірювань: $\sigma = (V_e - V) / V_e$

2. Визначення швидкості звуку в металевому стержні:

1. Ввімкнути кнопку МЕТАЛ.

2. Ручкою регулювання частоти встановити потрібну частоту (наприклад 8500 Гц).

3. Встановити осцилограф в положення розгортки і ручками ВИХІД електронного блоку і ПІДСИЛЕННЯ осцилографа встановити амплітуду зображення сигналу на 1/3 екрану.

4. Регулюючи величину зазорів між датчиками і стержнем та повільно змінюючи частоту генератора, добитися різкого збільшення амплітуди зображення сигналу на екрані осцилографа. Записати частоту генератора.

5. За формулою (2) визначити швидкість звуку в металевому стержні.

6. Порівнюючи одержане значення швидкості звуку з даними збірника для даного матеріалу стержня, що приведені в табл. 1 визначити відносну похибку визначення швидкості звуку: $\sigma = (V_e - V) / V_e$

Матеріал	Швидкість звуку, м/с (при t=20°C)
Алюміній	5080
Латунь	3490
Сталь	5170

ВИВЧЕННЯ ВЛАСНИХ КОЛИВАНЬ СТРУНИ (№67)

Мета роботи: вивчення тих випадків коливань коли окремі частини системи здійснюють окремі коливання.

Принцип дії пристрою ґрунтується на виникненні сил, які діють на струну (провідник) із струмом в магнітному полі. Величина сили, яка розгойдує струну, по якій протікає змінний струм, визначається згідно закону Ампера:

світло немонахроматичне, то після заломлення в призмі відбудеться розкладання світла в спектр, причому з призми вийдуть паралельні пучки променів, відхилені відповідно хвилям різної довжини $\lambda_1, \lambda_2, \dots$. Ці паралельні пучки зберуться у фокальній площині 6 об'єктива зорової труби 5 у виді спектра, що є зображенням щілини 2. Спектр спостерігається оком через окуляр 7. Коліматор і зорова труба змонтовані на масивній підставі. Коліматор укріплений нерухомо, а зорова труба може обертатися в горизонтальній площині щодо вертикальної осі підставки. Досліджувана призма устаткована на предметний столик, центрований щодо вертикальної осі підставки. Щодо тієї ж осі центрований горизонтальний відліковий лімб — металевий диск із круговою шкалою. Зорова труба може обертатися відносно вертикальної осі разом із предметним столиком або окремо від нього. З зоровою трубою звичайно скріплюється один чи два ноніуси, що дозволяють визначити її положення щодо лімба.

Зовнішній вигляд гоніометра приведений у лабораторній роботі 65 (див. мал. 30). Опис і правило користування гоніометром додаються до роботи. Значення кутів призми задається. Довжини хвиль натрієвої і водневої ламп дані в таблицях додатка.

Завдання 1. Визначення габаритів призми

1. З огляду на формулу (4), розрахувати найбільший можливий заломлюючий кут призми Θ , прийнявши приблизно $n = 1,55$. Порівняти з дійсним заломлюючим кутом призми.

2. Виміряти довжину l підставки призми в її головному перетині.

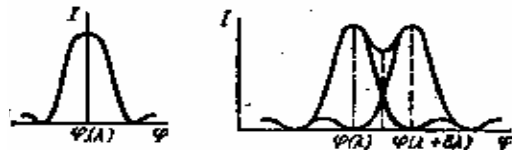
3. Виміряти діаметри об'єктива коліматора і зорової труби і зіставити їхнє значення з величиною l . Якщо l більше зазначених діаметрів, то варто визначити значення l_1 і l_2 (див. мал. 12), що обумовлюють ширину пройшовшого через призму світлового пучка.

Завдання 2. Визначення заломлюючих характеристик матеріалу призми, її кутової дисперсії і дозволяючої сили.

1. Освітити щілину коліматора натрієвою лампою і перевірити установку зорової труби «на нескінченність», а коліматора — «на паралельність». При правильній установці в окуляр зорової труби одночасно видно різке зображення щілини і вертикальна нитка окуляра зорової труби.

2. Визначити напрямок невідхиленого променя, для чого, обертаючи зорову трубу, сполучити вертикальну нитку із серединою зображення щілини. У цьому положенні зняти відлік α_1 по лімбі і ноніусу.

3. Установити на столик гоніометра досліджувану призму так, щоб бісектриса її заломлюючого кута була приблизно перпендикулярна осі коліматора. Повертаючи рукою столик із призмою убк підставки призми, оком відшукати зображення щілини у виді жовтої смужки. Установити в цьому напрямку зорову трубу. Повільно обертати столик із призмою в напрямку зменшення кута відхилення і випливати зоровою трубою за зображенням щілини, що зміщується. Уловити момент, коли зображення щілини зупиниться і почне рухатися в протилежному напрямку при незмінному напрямку обертання столика. Це положення столика і зорової труби відповідає куту найменшого відхилення. Закріпити за допомогою гвинта столик і сполучити вертикальну нитку зорової труби із серединою зображення щілини. По лімбі і ноніусу зняти відлік α_2 .



Мал. 13

Мал. 14

Відповідно до розрахунків, спектральна призма дає для кожної спектральної лінії визначений дифракційний інструментальний контур, показаний на мал. 13, який приблизно можна вважати не залежним від аберацій. Дві близькі спектральні лінії дадуть сумарний інструментальний контур (мал. 14). По осі ординат графіків відкладена величина I , пропорційна освітленості E , по осі абсцис — кут φ (напрямок на лінію спектра).

Сила оптичного апарата, що дозволяє, у випадку призми, повинна відповідати критерію Релея, відповідно до якого найменший розв'язний інтервал $\delta\lambda$ дорівнює відстані між головним максимумом і першим мінімумом функції, що описує інструментальний контур. Якщо дві лінії, що мають однаковий інструментальний контур, розташовані таким чином, що максимум контуру однієї збігається з першим мінімумом іншої, то вони будуть дозволені, тобто видні роздільно. При цьому ордината мінімуму сумарної кривої дорівнює ~80% від максимуму. Отже, між двома максимумами буде провал освітленості в 20%, що легко спостерігається навіть при досить грубих способах виміру.

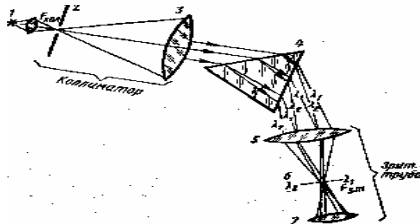
Сила призми, що дозволяє, виражається у виді $r = \frac{\lambda}{\delta\lambda}$, де $\delta\lambda = \lambda' - \lambda$

— різниця довжин хвиль ліній, що дозволяються. По розрахунках,

$$r = (l_1 - l_2) \frac{dn}{d\lambda}, \quad (7)$$

де $(l_1 - l_2)$ — лінійні розміри, що обмежують частини призми, через яку проходить світловий пучок (див. мал. 12).

Обладнання: гоніометр, тригранна скляна призма, натрієва і воднева лампи, блок живлення ламп.



Мал. 15

Оптична схема гоніометра представлена на мал. 25. Світло від джерела 1 висвітлює щілина 2 коліматора, що розташована у фокальній площині об'єктива 3 коліматора. З об'єктива колімований пучок променів направляється на призму 4. Якщо

$$F = kHL \sin \alpha \quad (1)$$

Картина коливань натягнутої струни виникає внаслідок накладання одна на одну біжучих в різні сторони, багаторазово відбитих хвиль. При деяких частотах генератора, картина стабілізується — в струні утворюється стояча хвиля. Частота при якій утворюється стояча хвиля, визначатиметься з формули:

$$v = \frac{n}{2L} \sqrt{\frac{T}{\rho}} \quad (2)$$

де L — довжина струни; T — сила натягу струни; ρ — лінійна густина струни; n — кількість півхвиль.

Обладнання: пристрій для вивчення власних коливань струни ФГВ 04 М.



Мал. 2.

Конструктивно прилад виготовлений для використання на столі, на суцільній основі з опорами, які регулюються.

Пристрій (мал. 2) складається з штатива, на основі якого закріплений електронний блок. Над електронним блоком закріплений механізм натягу струни. Механізм натягу струни складається з основи на якій закріплений постійний магніт і планка. Між полюсами магніту через блок протягнута струна. Один кінець струни кріпиться до клеми, а друга до страхувальної пружини. Другий кінець пружини механічно зв'язаний з гвинтовим механізмом, який призначений для зміни натягу струни. Сила натягу струни вимірюються по шкалі за допомогою індекса. Змінюючи натяг пружини (а потім і струни) за допомогою ручки, відлік сили натягу проводимо по шкалі. Весь механізм закритий кожухом, на передній поверхні якого нанесена шкала, яка існує для вимірювання довжини півхвиль. Для кращої видимості струни яка коливається використовується підсвітка. Для зміни точки прикладання сили Ампера відносно струни пересовують магніт, послабивши гвинти.

1. Визначення швидкості звуку в металевому стержні:

1. Під'єднати пристрій до мережі 220 В. Натиснути кнопку СЕТЬ. Після цього повинна загорітися цифрова індикація електронного блоку і лампа підсвічення струни.
2. Дати електронному блоку напрутіз 1-2 хв увійти в режим роботи.
3. Ручкою 15 встановити натяг струни $F=0,2$ Н.
4. Ручку ВЫХОД на лицевій панелі електронного блоку повернути вправо до кінця.

5. Змінюючи частоту в діапазоні 55-70 Гц за допомогою ручки ГРУБО — ПЛАВНО, одержати одну добре видиму півхвилю по всій довжині струни.

6. Відлік частоти виконувати при максимальній амплітуді півхвилі.
7. Збільшуючи частоту кратно отриманій, одержати різні півхвилі на різних частотах.

8. Повторити вимірювання для інших значень сили натягу (не задавати силу натягу струну більше 0,45 Н). перевірити відповідність отриманих знань теоретично отриманим з формули.

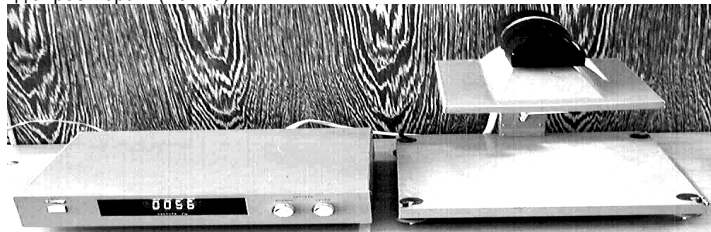
9. Результати подати у вигляді таблиці. Побудувати графік, де по осі абсцис відкладати значення частот генератора, а по осі ординат – значення власних частот, розрахованих за формулою (2).

ВИВЧЕННЯ ОСНОВНИХ ВЛАСТИВОСТЕЙ ХВИЛЬОВИХ ЯВИЩ (№68)

Мета роботи: дослідити основні властивості хвильових явищ на поверхні води.

Принцип дії пристрою ґрунтується на освітленні переривчастим освітленням хвильової картини на поверхні води (частота приривань світлового потоку повина співпадати з частотою хвиль) і проектуванні хвильової картини на екран. Внаслідок стробоскопічного ефекту, який при цьому виникає, на екрані спостерігається стояча картина хвиль, по якій проводяться виміри.

Пристрій виконано в настільному варіанті і складається він із електронного блоку 1 і діапроектора 1 (мал. 3)



Мал. 3.

Діапроектор виконаний у вигляді штативу, з основою, яка служить екраном. У верхній частині діапроектора є точкове джерело світла (лампа РН8-20-1). Світловий потік від лампи модулюється об'єктивом, який розміщений на валу електромотора. Модульований світловий потік падає на поверхню води у вані.

Джерелом збудження хвиль різної частоти служить вібратор, який коливається при допомозі ексцентрика, закріпленого на валу електромотора. До вібратора кріпляться змінні наконечники, що збуджують хвилі на поверхні води.

Модульоване освітлення створює стробоскопічний ефект, що дозволяє фіксувати будь-яку фазу коливань, тобто "зупинити" для спостереження хвилі, що "біжать".

Частота (довжина) хвилі на поверхні води визначається частотою обертання валу електромотора і керується електронним блоком. Частота модульованого світлового потоку, співпадає з частотою хвиль, вимірюється фотодатчиком і індукується на передній панелі електронного блоку. На передню панель електронного блоку винесені ручки керування частотою ("Грубо" і "Плавню") і кнопка включення мережі.

Обладнання: пристрій для вивчення хвильових явищ на поверхні води, набір наконечників та екранів, лінійка.

$$\Theta_{\text{макс}} = 2 \arcsin\left(\frac{1}{n}\right). \quad (4)$$

Якщо заломлюючий кут призми більший $\Theta_{\text{макс}}$, то світловий промінь, переломившись на першій грані, упаде на другу грань під кутом, більшим за кут повного внутрішнього відображення, і не вийде з призми.

Ширина спектра призми характеризується кутовою дисперсією β . Звичайне положення спектральної лінії в спектральному апараті задається кутом відхилення, що визначає напрямок відповідного світлового променя. Тому кутову дисперсію β визначають як відношення різниці кутів відхилення $\delta\varphi$ двох спектрально близьких монохроматичних пучків до різниці їхніх довжин хвиль $\delta\lambda$:

$$\beta = \frac{\delta\varphi}{\delta\lambda}.$$

Значення β виражається, наприклад, у кутових одиницях на нанометр (с/нм).

Кутову дисперсію одержимо, диференціюючи вираз (3):

$$\beta = \frac{2 \sin\left(\frac{\Theta}{2}\right)}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2\left(\frac{\Theta}{2}\right)}} \frac{dn}{d\lambda}, \quad (5)$$

де $\frac{dn}{d\lambda}$ — дисперсія показника заломлення в речовині призми. Для скла сорту

ТФ-5 $\frac{dn}{d\lambda} = 3200 \text{ см}^{-1}$ у синій частині спектра і $\frac{dn}{d\lambda} = 1170 \text{ см}^{-1}$ у червоній. Якщо кут

Θ дорівнює 60° , то формула (5) спрощується:

$$\beta = \frac{2}{\sqrt{4 - n^2}} \frac{dn}{d\lambda}. \quad (6)$$

Наявність значної дисперсії β ще не забезпечує можливості роздільного спостереження двох близьких спектральних ліній λ і λ' . Роздільне спостереження двох ліній з найменшим інтервалом $\delta\lambda$ довжин хвиль визначається силою призми, що дозволяє. Сила, що дозволяє, залежить від дифракційних явищ на краях призми, тобто від її розмірів, а також від дисперсії матеріалу призми.

ніж довгохвильові (червоні).



Мал. 12

Спектральні призми використовуються як диспергуючі пристрої в багатьох спектральних приладах: у монохроматорах УМ-2, спектрографах, стилоскопах, спектрофотометрах і ін. При цьому спектральні призми можуть мати форму складного багатогранника або ж складаються з комбінації декількох призм. Матеріалом служать скло, кварц, флюорит і ін. Заломлююча здатність оптичного матеріалу характеризується в основному трьома величинами:

показником заломлення n_D для жовтої лінії натрію ($\lambda_D = 589,3$ нм);
середньою дисперсією

$$\delta n = n_F - n_C, \quad (1)$$

де n_F і n_C — показники заломлення для голубої і червоної лінії водню ($\lambda_F = 486,1$ нм, $\lambda_C = 656,3$ нм);

коефіцієнтом середньої дисперсії, чи числом Аббе:

$$V = \frac{n_D - 1}{n_F - n_C}. \quad (2)$$

Для повної характеристики оптичних матеріалів визначаються показники заломлення для довжин хвиль всього оптичного спектра.

У даній роботі вивчається скляна призма трикутного перетину. Показник заломлення такої призми неважко одержати, якщо розглядати хід променя в головному перетині призми — перетині, перпендикулярному її ребрам (при найменшому куті відхилення $\varphi_{\min}$). З огляду на закон заломлення, одержимо

$$n = \frac{\sin\left[\frac{\Theta + \varphi_{\min}}{2}\right]}{\sin\left(\frac{\Theta}{2}\right)}, \quad (3)$$

де $\varphi_{\min}$ — кут найменшого відхилення, Θ — заломлюючий кут призми.

Заломлюючий кут Θ призми може бути різним, але не більший граничного значення

$\Theta_{\max}$.

Завдання 1. Визначення довжини хвилі

1. Встановити на вібратор токовий наконечник. На електронному блоці встановити певну частоту по індикаторній панелі ручками грубої та плавної настройки, щоб спостерігалась нерухома картина хвиль. Покласти на основу діаскопа діазокальку (білий аркуш) і зафіксувати її положення пружинами.

2. Виміряти за допомогою лінійки відстань L між гребнями (або впадинами) хвилі, що спостерігаються на екрані один від одного на n довжин хвиль ($n = 8-12$), і визначити довжину хвилі за формулою $\lambda = L/nk$ (k — збільшення діaproектора), $k = 3 (\pm 0,2)$.

3. Провести вимірювання для інших частот коливань (за вказівкою викладача).

4. Провести вказані вимірювання з плоским наконечником вібратора.

Завдання 2. Вивчення інтерференції хвиль від двох когерентних джерел.

1. Встановити на вібратор подвійний наконечник, отримати на екрані нерухому інтерференційну картину для будь-якої з частот коливань вібратора.

2. Замалювати цю картинку на встановлену діазокальку (аркуш).

3. Вибравши довільні точки з посиленням або послабленням, перевірити, чи виконуються умови спостереження інтерференційного максимуму (мінімуму).

Завдання 3. Вивчення дифракції хвиль від щілини.

1. Встановити лінійний наконечник на вібратор і спостерігати проходження хвиль через щілину при різних значеннях її ширини. Провести спостереження коли $a \gg \lambda$, і коли $a \leq \lambda$.

2. Міняючи ширину щілини, знайти критичні значення $a_{кр}$, при якому стає помітним заходження хвиль в область геометричної тіні. Порівняти отримане значення з довжиною хвилі λ .

3. Повторити дослід для інших частот вібратора.

Завдання 4. Вивчення дифракції на подвійній щілині та ґратці.

1. Отримати картину хвильового поля за подвійною щілиною та ґраткою.

2. У напрямку де спостерігається максимум амплітуди коливань, визначити кут φ і порівняти його з теоретичним значенням, що розраховується за формулою: $d \cdot \sin \varphi = \pm n \cdot \lambda$, де n — ціле число, λ — довжина хвилі, d — стала ґратки.

ГЕОМЕТРИЧНА ОПТИКА ВИВЧЕННЯ КАРДИНАЛЬНИХ ТОЧОК ОПТИЧНИХ СИСТЕМ (№55)

Мета роботи: ознайомлення з основними положеннями геометричної оптики, визначення кардинальних точок тонких лінз і складного об'єктива.

Будь-яку центровану оптичну систему, у тому числі лінзу, можна задати так названими кардинальними точками — головними фокусами F та F' , головними точками H та H' і вузловими точками, що у найпростіших випадках збігаються з головними (мал. 1). У цьому випадку можна не розглядати ходу променями усередині системи, що значно спрощує всі розрахунки і побудову зображення предмета.

Таке представлення є наближенням і можливо лише для ідеальної системи, тобто для системи, у якій зберігається гомоцентричність минаючих пучків променів і зображення геометрично подібне предмету. Теорія ідеальної оптичної системи була розроблена Е. Ф. Гауссом у 1841 р. і удосконалена працями багатьох учених. За

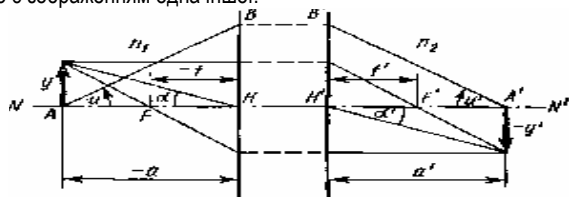
допомогою цієї теорії можна цілком описати властивості оптичної системи, зробити її попередній розрахунок і одержати основні характеристики: збільшення, фокусні відстані, положення кардинальних точок, габарити й інші дані.



Мал. 4.

На мал. 4 BM і $K'M'$ — крайні поверхні, що обмежують оптичну систему, NN' — її головна оптична вісь, щодо якої центрується система. Якщо пропустити через систему пучок променів, рівнобіжних головній оптичній осі (промінь EB — один з них), то, відповідно до властивості ідеальної оптичної системи, після переломлення (промінь $E'B'$) вони перетнуться в другому (задньому) головному фокусі F' . Отже, промінь $E'B'$ буде відповідним, чи спряженим, стосовно EB променем, що виходить із системи. Промені, рівнобіжні осі, можна розглядати, як виходячі з нескінченно вилученої точки на оптичній осі ліворуч. Пройшовши через систему, ці промені збираються в крапці F' ; отже, крапка F' є зображенням нескінченно вилученої точки спряженої їй точки.

Перший (передній) головний фокус F характеризується тим, що пучок променів, що входять у систему з крапки F , вийде із системи у виді пучка паралельно головній оптичній осі. Отже, якщо промінь KL проходить через точку F (мал. 1), те спряжений йому промінь $K'L'$ виходить із системи паралельно головній оптичній осі. Очевидно, перший головний фокус F спряжений точці, що лежить у нескінченності на оптичній осі праворуч. Площини, проведені перпендикулярно оптичній осі через крапки F і F' , називаються фокальними площинами системи. Головні точки H і H' визначаються як спряжені точки, тобто крапки, що є зображенням одна іншої.



Мал. 5.

Лінійним поперечним збільшенням β оптичної системи називається відношення величини зображення y' (мал. 5) до величини предмета в y площинах, перпендикулярних оптичній осі:

$$\beta = \frac{y'}{y}. \quad (1)$$

У головних площинах (площинах, що проходять через головні точки H і H' перпендикулярно оптичній осі) завжди $\beta = +1$. Для точок A і A' системи, зображеної на мал. 5, $\beta < 0$.

направляється в скляну посудину в рівнобіжним лінійно поляризованим пучком. Посудина в наповнена розчином цукру. Через напівпрозорі стінки посудини можна спостерігати світлу кольорову гвинтову лінію, як сказано вище. Довжина хвилі зеленого світла і питоме обертання цукру задані.

Завдання 1. Визначення концентрації розчину цукру за допомогою напівлінійного поляриметра

1. Установити окуляр поля зору й окуляр шкали поляриметра по оку спостерігача так, щоб були чітко видні штрихи і цифри шкали і ноніуса, а також вертикальна лінія, що розділяє поле зору.

2. Здійснити установку поляризатора на нуль, повільно обертаючи голівку кремальєрної передачі (прилад відюстирувати так, що при цьому виходить рівна освітленість обох половинок поля зору).

3. У камеру помістити трубку з розчином цукру відомої концентрації C_1 (у трубці не повинне бути бульбашок повітря); при цьому рівна освітленість поля зору пропадає. За допомогою кремальєрної передачі знову домогтися рівної освітленості поля зору і узяти відлік по шкалі і ноніусу φ_1 .

4. Знову установити поляриметр на нуль.

5. У камеру помістити трубку з розчином цукру невідомої концентрації C_x і аналогічним шляхом вимірити кут φ_2 . Визначити значення α і C_x , використовуючи формулу (1).

Завдання 2. Визначення концентрації цукру в розчині по методу Умова

1. Включити установку і, повертаючи поляризатор 7 за рукоятку 4 (мал. 11), спостерігати поворот площини коливань по зміні положення яскравості світної гвинтової смуги уздовж судини. По шкалі 3 відрахувати крок 2 гвинти для зеленого кольору.

2. Повторити виміри не менш п'яти разів. Визначити середнє значення концентрації цукру в розчині по формулі (1).

3. Оцінити можливі джерела погрешностей.

ВИВЧЕННЯ ДИСПЕРСІЙНОЇ СПЕКТРАЛЬНОЇ ПРИЗМИ (№70)

Мета роботи: визначення показників заломлення речовини спектральної призми й оцінка її дисперсійних характеристик.

Призма для спектрального розкладання світла була вперше запропонована Ньютоном. Спектральною призмою (чи просто призмою) називається багатогранник,

зроблений із прозорого матеріалу, що володіє значною дисперсією ($\frac{dn}{d\lambda}$).

Найпростішою спектральною призмою є призма трикутного перетину з рівнобіжними ребрами (мал. 12). При проходженні через призму пучок променів у результаті дворазового заломлення відхиляється до її підстави на деякий кут φ стосовно падаючого променя.

Якщо через призму проходить немонохроматичне світло, то кути відхилення φ будуть різними для різних монохроматичних променів, унаслідок того, що

показник заломлення n матеріалу призми залежить від довжини хвилі λ . Якщо показник заломлення зростає зменшенням довжини хвилі, то матеріал призми має нормальну дисперсію, а призма відхиляє короткохвильові промені (фіолетові) більше,

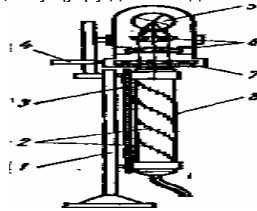


Мал. 10

Напівтінюва пластинка (мал. 10) складається з двох половинок: скляної C і кварцової K , AB — границя розподілу скла і кварцу. Допустимо, що на пластинку падає монохроматичне лінійно поляризоване світло з площиною коливань PP . Через скляну пластинку світло пройде, не змінивши площини коливань, а через кварцову пластинку вийде світло з новою площиною коливань P_1P_1 (кварц — оптично активна речовина). Якщо потім пропустити обидва промені через аналізатор, у якого площина коливань, наприклад, збігається з площиною, перпендикулярною PP , то промінь лівої половини поля зору C буде погашений і поле зору в цій половині буде темне, тоді як частина світла правої половини буде пропущена аналізатором і поле цієї половини буде світле. Якщо площина коливань пропуску аналізатором перпендикулярна P_1P_1 то буде зворотнє явище. У середньому положенні аналізатора, при якому обидві половини поля зору будуть однаково освітлені, одержимо «нульову точку». Розчин цукру міститься між напівтінювою пластинкою з кварцу — скла й аналізатором, попередньо встановленим на нульову точку. Кут, на який треба повернути аналізатор, щоб досягти рівної освітленості, мабуть, дорівнює куту повороту площини поляризації.

При користуванні джерелом білого світла вводять спеціальне пристосування — кварцовий компенсатор. Він складається з двох клинів, зроблених з лівообертального кварцу. Він складається з двох клинів, зроблених із лівообертаючого кварцу. Один клин K_1 — нерухомий, другий K_2 — рухомий (мал. 9). Переміщаючи K_2 відносно K_1 можна змінити величину лівого обертання площини поляризації, що дається клинами K_1 і K_2 .

Так як розчин цукру обертає площину поляризації вправо (по годинній стрілці), те це обертання компенсується лівим обертанням кварцового компенсатора, питоме обертання якого приблизно таке ж, як у цукру для всіх довжин хвиль білого світла.



Мал. 11

Рухомий клин K_2 кварцового компенсатора переміщається разом зі шкалою. Лінійне переміщення клина пропорційно куту обертання площини поляризації, тому шкала приладу проградуєвана в кутових одиницях, називаних градусами Вентцке (1° Вентцке = $0,328$ кутового градуса). Для більш точного відліку шкала має ноніус.

Обладнання. Установка для визначення концентрації цукру в розчині по методу Умова представлена на мал. 11. Вся установка змонтована на стійці 1. Промінь світла від джерела 5 проходить через конденсор 6, поляризатор 7 і

Положення головних площин одержимо з побудови, що дана на мал. 1 де промінь KL обраний таким чином, що сполучений йому промінь $K'L'$ виходить на тій ж висоті, на який йде промінь EB .

Продовжимо KL , і $E'B'$ до перетинання з продовженнями $K'L'$, і EB відзначимо точки перетинання R і R' . Легко бачити, що R і R' — спряжені точки. Дійсно, R о є точка перетинання променів EBR і KLR , яким сполучені відповідно промені $E'B'R'$ і $K'L'R'$, що перетинаються в точці R' .

З побудови ясно, що $HR = H'R'$, а отже, лінійне поперечне збільшення $\beta = H'R'/HR = 1$.

Аналогічними міркуваннями можна показати, що і будь-яка точка Q лінії HR спряжена з точкою Q лінії $H'R'$, для яких також $\beta = H'Q/HQ = 1$. Отже, і точки H і H' сполучені між собою і є головними точками оптичної системи.

Тому що система симетрична щодо осі, то для головних площин виконується умова $\beta = +1$, тобто головні площини взаємно зображуються прямо в натуральну величину.

Ліворуч від першої головної площини знаходиться простір предметів, праворуч від другої головної площини знаходиться простір зображень. Головні точки H і H' є початком відліку відрізків у першому і другому просторі; головна оптична вісь є початком відліку кутів. Правило знаків відповідає правилу знаків у декартовій системі координат (при цьому відстань HH' виключається з розгляду). На мал. 5 перша фокусна відстань f , відрізок a і кут u негативні, а друга фокусна відстань f' , відрізок a' і кут u' позитивні. Очевидно, якщо промінь AB дійде до першої головної площини на висоті HB , то спряжений йому промінь вийде з другої головної площини на висоті $H'B' = HB$.

Фокусні відстані центрованої оптичної системи задовольняють умові

$$\frac{f}{f'} = -\frac{n_1}{n_2} \quad (2)$$

де n_1 і n_2 — показники заломлення середовищ, що знаходяться відповідно ліворуч і праворуч від системи.

Оптична система також може характеризуватися кутовим збільшенням γ

$$\gamma = \frac{tg u'}{tg u} \quad (3)$$

Сполучені точки, для яких $\gamma = +1$, є також кардинальними точками і називаються вузловими (чи вузлами).

Якщо $n_1 = n_2$, то $f = -f'$, а вузлові точки збігаються з головними.

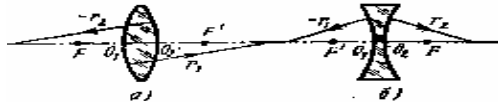
Якщо відоме розташування кардинальних точок системи, то зображення предмета може бути знайдене шляхом простих побудов, як показано на мал. 5. З цих побудов легко установити співвідношення

$$\frac{f}{a} + \frac{f'}{a'} = 1.$$

При $f = -f'$ одержимо

$$\frac{1}{a'} - \frac{1}{a} = \frac{1}{f'} \quad (4)$$

При роботі з лінзами початком відліку відрізків є вершини сферичних поверхонь O_1 і O_2 (мал. 6). Для збиральної лінзи (мал. 3, а) радіус r_1 позитивний, а радіус r_2 негативний. Для розсіювальної лінзи (мал. 3, б) r_1 негативний, а r_2 позитивний.



Мал. 6

Найпростішими оптичними системами є тонкі лінзи, тобто лінзи, товщиною яких можна знехтувати у порівнянні з радіусами обмежуючих поверхонь і фокусних відстаней f і f' . Вершини O_1 і O_2 , а також головні точки H і H' можна вважати співпадаючими між собою і розташованими в так званому оптичному центрі тонкої лінзи.

Фокусна відстань f' тонкої лінзи зв'язано з радіусами r_1 і r_2 співвідношенням

$$\frac{1}{f'} = (n - 1) \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right), \quad (5)$$

де $1/f' = \Phi$ – оптична сила лінзи, n – показник заломлення матеріалу лінзи, r_1 і r_2 – радіуси кривизни першої і другої сферичних поверхонь.

У лабораторній роботі визначаються фокусні відстані тонких лінз, а також фокусна відстань і положення головних крапок складного об'єктива.

Обладнання: освітлювач зі шкалою на матовому склі у вигляді сітки, позитивна і негативна тонкі лінзи в оправках, складний об'єктив, екран у вигляді матового скла в оправі, зорова труба, встановлена на нескінченність, оптична лавка довжиною не менш 1 м зі шкалою з ціною поділки 1 мм чи менше.

Усі перераховані прилади і матеріали повинні бути встановлені в рейтерах, постачених показниками для відліку їхнього положення на оптичній лаві.

Через простоту операцій при вимірах рекомендується продумати і виконати їх самостійно відповідно до загальних вказівок, що дається в завданнях.

Завдання 1. Визначення фокусної відстані тонкої позитивної лінзи

Перший спосіб

Фокусна відстань f' лінзи можна визначити, використовуючи формулу (4), якщо одержати чітке зображення предмета на екрані і вимірити відстані a й a' .

Для цього варто присунути екран до сітки освітлювача і нанести на ньому мітку, що відповідає центру сітки. Далі, відсунувши екран на край оптичної лави, помістити між освітлювачем і екраном позитивну лінзу й одержати на екрані чітке зображення сітки, центр якого сполучити з міткою на екрані. Вимірюючи по шкалі оптичної лави відстані a й a' , по формулі (4) розрахувати фокусну відстань лінзи f' .

Другий спосіб

Використовуючи формули (1) і (4), можна визначити фокусну відстань лінзи по величині предмета u , його зображення u' і відстані a' .

Виміри проводити так само, як і при першому способі, при цьому необхідно

необхідного для відновлення темряви. Цей метод покладений в основу пристрою поляриметрів (чи сахариметрів).



Мал. 8

Другий метод заснований на безпосередньому спостереженні обертання площини коливань. Уперше його здійснив Умов, пропускаючи лінійно поляризоване світло через оптично активний розчин. У досвіді Умова як оптично активну речовину беруть розчин цукру. Вектор E лінійно поляризованого світла при проходженні через цей розчин поступово повертається. Спостерігач, що дивиться на пучок променів збоку, бачить світло, розсіяне молекулами розчину. Заряди цих молекул роблять змушені коливання, що збігаються по напрямку з вектором E . Інтенсивність розсіяного світла, що представляє собою випромінювання коливних зарядів, як випливає з діаграми, приведеної на мал. 8, максимальна в напрямку, перпендикулярному вектору E , і дорівнює нулю в напрямку цього вектора. Розчин цукру в посудині внаслідок повороту вектора E здається освітленим по гвинтовій лінії.

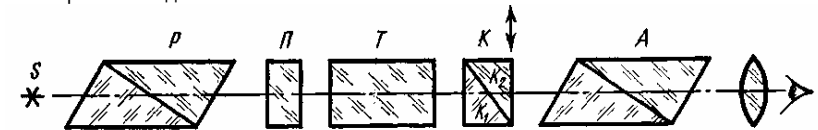
При використанні білого світла збоку видне райдужне фарбування розчину цукру, що є наслідком дисперсії обертальної здатності і накладання один на одного «світлових гвинтів» з різним кроком для різних довжин хвиль.

Обладнання: напівтіньовий поляриметр, трубки з розчином цукру, установка для визначення концентрації цукру по методу Умова.

У даній роботі застосовуються дві установки.

1. Напівтіньовий поляриметр (сахариметр), що служить для визначення концентрації цукру в розчинах і є контрольно-вимірювальним приладом, широко застосовуваним у заводських і науково-дослідних лабораторіях.

Оптична схема напівтіньового поляриметра приведена на мал. 9, де S — джерело світла, P — поляризатор (призма Ніколя), Π — напівтіньова пластинка, T — камера для трубок з розчином цукру, K — кварцовий компенсатор, A — аналізатор (призма Ніколя). Поляриметр має окуляр для спостереження поля зору й окуляр для спостереження відлікової шкали.



Мал. 9

Для підвищення точності установки аналізатора на темряву в поляриметрі застосовується напівтіньовий пристрій, за допомогою якого виробляється установка не на темряву, а на рівність освітлення двох половин поля зору.

ВИЗНАЧЕННЯ КОНЦЕНТРАЦІЇ ЦУКРУ В РОЗЧИНІ ПО КУТУ ОБЕРТАННЯ ПЛОЩИНИ ПОЛЯРИЗАЦІЇ (№69)

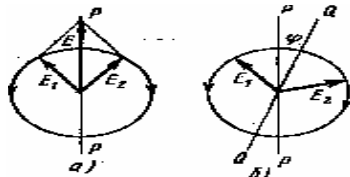
Мета роботи: ознайомлення з явищем оптичної активності, а також використання цього явища для визначення концентрації цукру в розчині.

Оптична активність — це здатність деяких речовин обертати площину коливань світлового вектора, чи, як прийнято говорити, обертати площину поляризації. Зокрема, оптично активними речовинами є кристалічний кварц, цукор, розчин цукру у воді, скипидар, пластмаси й ін.

У розчинах кут повороту φ площини поляризації пропорційний шляху променя в розчині l і концентрації активної речовини C ;

$$\varphi = \alpha Cl, \quad (1)$$

де α — питома стала обертання (кут повороту на одиницю довжини при концентрації, рівній одиниці). Ця величина залежить від природи оптично активної речовини, температури і довжини хвилі світла, тобто має дисперсію. Для пояснення обертання площини поляризації Френель припустив, що в оптично активних речовинах світлові хвилі, поляризовані по колу вправо і вліво, поширюються з неоднаковою швидкістю. Лінійно поляризоване світло можна представити як суперпозицію двох поляризованих по колу хвиль, правої і лівої, з однаковими частотами й амплітудами. На мал. 7, а позначені: E_1 — світловий вектор лівої складової, E_2 — правої, а PP — напрямок сумарного вектора E . Якщо швидкості поширення обох хвиль неоднакові, то в міру проходження через речовину один з векторів, наприклад E_1 буде відставати у своєму обертанні від вектора E_2 (мал. 7, б), тобто результуючий вектор E буде повертатися убік більш «швидкого» вектора E_2 і займе положення QQ . Кут повороту буде дорівнювати φ .



Мал. 7

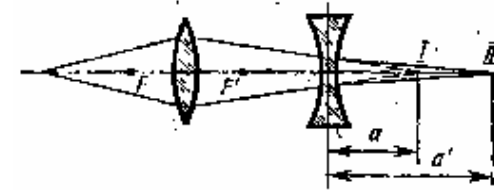
Розходження у швидкості поширення світла з різними напрямками кругової поляризації обумовлено асиметрією молекули або ж асиметричним розміщенням атомів у кристалі. Як правило, всі оптично активні речовини існують у двох різновидах — правообертаючий і лівообертаючий. Чисельні значення сталої обертання даної речовини однакові для обох різновидів. Молекули право- і лівообертаючих речовин є дзеркальним відображенням один одного. Такі дзеркально симетричні кристалічні форми називаються енантіоморними.

У даній роботі кут φ повороту площини поляризації в розчині цукру визначається двома методами. У першому методі використовується система, що складається з поляризатора й аналізатора, спочатку налаштованих на темряву. Якщо між поляризатором і аналізатором помістити оптично активну речовину, то поле зору світлішає. Кут повороту площини поляризації дорівнює куту повороту аналізатора,

вимірити y — вертикальний відрізок на сітці освітлювача, його зображення y' на екрані і відстань a' .

Виключивши з формули (4) значення a' , обчислити фокусну відстань лінзи f .

Завдання 2. Визначення фокусної відстані тонкої негативної лінзи



Мал. 7

Негативна лінза (мал. 7) має уявні фокуси F і F' . Проте можна визначити їхнє положення, а також обчислити f' , якщо використовувати дійсне зображення предмета, отримане за допомогою позитивної лінзи, як предмет для негативної лінзи. При цьому необхідно вибрати лінзи так, щоб фокусна відстань позитивної лінзи було не більше фокусної відстані негативної лінзи.

Якщо, одержавши дійсне зображення сітки освітлювача за допомогою позитивної лінзи в положенні I , як показано на мал. 7, помістити негативну лінзу між позитивною лінзою і зображенням, то зображення переміститься в положення II . Тоді, вимірюючи відстані a й a' , можна по формулі (4) обчислити шукане f' .

Примітка. При вимірах необхідно дотримуватись центрування лінз — центр зображень повинен збігатися з міткою на екрані.

Завдання 3. Визначення фокусної відстані і положення головних точок складного об'єктива

Визначення фокусної відстані

Фокусна відстань складного об'єктива визначається за способом Аббе.

Нехай предмет, лінійний розмір якого дорівнює y (мал. 8), знаходиться на відстані $-z_1$ від першого головного фокуса позитивної оптичної системи. Зображення предмета нехай має розмір $-y'_1$. Лінійне збільшення

$$\beta_1 = -\frac{y'_1}{y} = -\frac{f}{z_1} = \frac{f'}{z_1}. \quad (6)$$

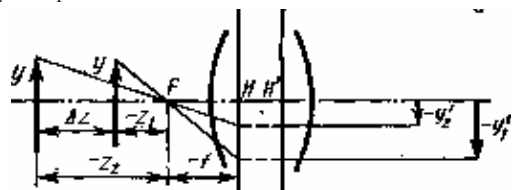
Якщо тепер пересунути предмет у положення, обумовлене відрізком $-z_2$, то лінійне збільшення

$$\beta_2 = -\frac{y'_2}{y} = -\frac{f}{z_2} = \frac{f'}{z_2}. \quad (7)$$

З (6) і (7) неважко одержати

$$f' = \frac{\Delta z}{\frac{1}{\beta_2} - \frac{1}{\beta_1}} \quad (8)$$

де $\Delta z = z_2 - z_1$ – переміщення предмета



Мал. 8

1. Пересунувши матовий екран на край оптичної лави і переміщаючи об'єкти, одержати на екрані спочатку збільшене зображення y'_1 сітки освітлювача відповідно відстані $-z_1$, а потім збільшене y'_2 , що відповідає відстані $-z_2$. Величина Δz буде рівна переміщенню об'єктива з першого положення в друге.

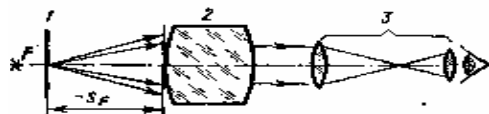
2. По формулі (8) розрахувати фокусна відстань f .

Визначення положення головних точок

Для перебування головних точок системи недостатньо знати фокусну відстань, потрібно визначити ще положення головних фокусів.

Дійсно, згідно мал. 4, фокусна відстань є відстань від головної точки до головного фокуса, положення якого невідомо. Знайшовши положення точок F і F' , відклавши від них відповідні величини f і f' , можна знайти положення головних точок H і H' .

Для перебування точок F і F' застосовують зорову трубу, налаштовану на нескінченність. Якщо згідно мал. 9 сітка освітлювача 1 знаходиться в першому головному фокусі об'єктива 2, то її зображення повинне бути різко видно в поле зору труби 3.



Мал. 9

1. Помістивши досліджувані об'єкти між сіткою і зоровою трубою і переміщаючи його доти, поки в полі зору труби не з'явиться виразне зображення сітки, вимірити відстань $-S_F$ від передньої заломлюючої поверхні об'єктива до першого головного фокуса F .

2. Перевернувши об'єктив на 180° , одержати відстань $S'_{F'}$ (на малюнку не показано) від задньої заломлюючої поверхні об'єктива до другого головного фокуса F' .

3. Відклавши від першого і другого головних фокусів відрізки $-S_F$ і $S'_{F'}$, а також f і f' , знайти положення головних фокусів і головних крапок об'єктива щодо його крайніх заломлюючих поверхонь.

На закінчення необхідно накреслити в масштабі зовнішні поверхні об'єктива, положення його головних площин і головних фокусів.

площині (відлік по вертикальному лімбі $N_{\min} = 0$ чи 180°).

1. Установити чорне дзеркало під кутом Брюстера (інтенсивність відбитого світла мінімальна).

2. Не змінюючи кута падіння променя і стежачи за відображенням вікна освітлювача, обертати чорне дзеркало навколо горизонтальної осі до положення, у якому інтенсивність відбитого світла максимальна. Відзначити це положення ($N_{\max}$) по вертикальному лімбі. Виміри повторити три рази. Результати вимірів занести в таблицю.

3. Дати схему ходу променів при $N_{\max}$.

(б) Стопа пластин. 1. Замінити чорне дзеркало стопою пластин, розташованих, під кутом Брюстера. Повторити операції, виконані з чорним дзеркалом, спостереження вести як у відбитому, так і в минаючому світлі. Отримані дані записати в таблицю.

2. Дати схему ходу променів для двох положень стопи: $N_{\max}$ і $N_{\min}$. При цьому показати напрямки коливань вектора E на різних ділянках шляху. У випадку непропускання аналізатором променя світла хід останнього на кресленні повинний обриватися.

(в) Ніколь.

1. Замінити стопу пластин ніколем. Повернути його до положення $N_{\max}$ максимальної інтенсивності світла, що пропускається. При цьому варто пройти далі максимуму і, помітивши ослаблення світла, повернутися назад.

2. Обертаючи ніколь в яку-небудь сторону, відзначити положення, що відповідає максимальній і мінімальній яскравості поля зору в межах одного обороту. Відрахунки по лімбі занести в таблицю.

3. Зобразити повну схему ходу променя для двох положень николя ($N_{\max}$ і $N_{\min}$), відмічаючи напрямки коливань вектора E на різних ділянках шляху.

Завдання 3. Вивчення закону Малюса

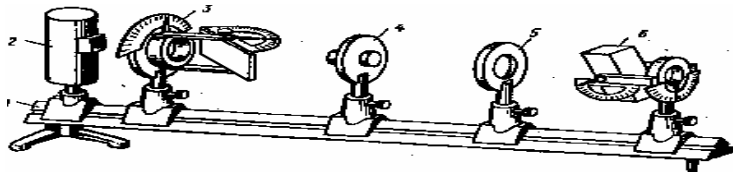
Установити на оптичній лаві освітлювач із квадратним «вікном», поляроїд, ніколь, фотоелемент із замикаючим шаром, закритий кришкою.

1. Підключити до фотоелемента мікроамперметр. Включити освітлювач. Відкрити кришку фотоелемента. Обертаючи ніколь, домогтися максимального відхилення стрілки мікроамперметра. Відповідно до формули (1) для цього положення $\alpha = 0$, $I = I_0$.

2. Обертати ніколь у межах повного обороту і через кожні 20° записувати показання мікроамперметра.

3. Побудувати графік експериментальної залежності $\frac{I}{I_0} = f(\alpha)$ у полярних координатах. Для цього на кожнім промені, проведеному з центра O під кутом α , в обраному масштабі відкласти, значення величин $\frac{I}{I_0}$ що відповідають цьому куту α .

Точки з'єднати плавною кривою. На тому ж кресленні аналогічним чином побудувати теоретичну залежність $\frac{I}{I_0} = \cos^2 \alpha$.



Мал. 6

Установка (мал. 6) збирається на оптичній лаві 1 довжиною близько 1 м. Джерело світла 2 має ковпак з подовжнім вікном, закритим матовим склом, яке можна обмежувати до квадрата. Чорне дзеркало 3 з молібденового скла кріпиться в оправі, що дозволяє обертати його щодо вертикальної і горизонтальної осі. Для відліку кутів повороту оправа має два лімби — горизонтальний і вертикальний. Ціна поділок лімбів 2—5°. Ніколь 4 укладений в оправу з лімбом, що дозволяє обертати його навколо горизонтальної осі. Ціна поділки лімба 2—5°. Поляріоїд 5 укладений в оправу з лімбом, що дозволяє обертати поляріоїд навколо горизонтальної осі. Ціна поділки лімба 1°.

Стопа пластин 6 кріпиться в оправі з лімбом. Оправа дозволяє повертати стопу щодо горизонтальної осі і робити виміри кутів повороту по лімбі. Ціна поділки лімба 2—5°.

Усі деталі повинні бути закріплені в рейтерах, що дозволяють переміщати їх уздовж оптичної лави.

При проведенні вимірів кутів виміри проводяться з точністю до половини ціни поділки шкали.

Завдання 1. Визначення напрямку коливань вектора E в поляріоїді і показника заломлення матеріалу

1. Установити на оптичну лаву освітлювач із щільним вікном, поляріоїд, чорне дзеркало (чорне дзеркало повинне стояти вертикально).

2. Обертаючи поляріоїд навколо напрямку променя, а дзеркало — навколо вертикальної осі, домогтися мінімальної яскравості зображення освітлювача. Спостерігач повинний розташуватися так, щоб бачити зображення освітлювача поблизу вертикальної осі обертання дзеркала. Положення поляріоїда і дзеркала уточнити кілька раз, домагаючись, щоб система, що складається з поляріоїда і чорного дзеркала, практично не пропускала світло. У цьому випадку дзеркало встановлене під кутом Брюстера, а в падаючій на нього світловій хвилі коливання світлового вектора відбуваються в площині падіння (горизонтальній площині).

3. Виміряти кут падіння променя на чорне дзеркало (кут Брюстера). Установку чорного дзеркала і поляріоїда повторити кілька разів. Результати вимірів представити у вигляді таблиці.

4. За середнім значенням кута Брюстера, використовуючи формулу (2), визначити показник заломлення молібденового скла, з якого зроблене чорне дзеркало.

5. Дати схему ходу променів, користаючись прийнятими на мал. 4 позначеннями напрямку коливань світлового вектора.

Завдання 2. Вивчення поляризованого світла за допомогою аналізаторів різного виду

(а) Чорне дзеркало. Прилади і їхнє розташування на оптичній лаві залишити тими ж, що й у завданні 1. Чорне дзеркало повинне бути розташоване у вертикальній

ВИВЧЕННЯ АБЕРАЦІЙ ЛІНЗ (№56)

Мета роботи: ознайомлення з явищем перекинування зображення в лінзах (абераціями) і визначення сферичної аберації, астигматизму і хроматичної аберації позитивної лінзи.

В оптиці існує поняття про ідеальну оптичну систему. Така система повинна задовольняти наступним трьом умовам Максвелла:

- 1) гомоцентричний пучок після проходження оптичної системи залишається гомоцентричним;
- 2) зображення плоского предмета в ідеальній оптичній системі залишається за формою подібним до предмета;
- 3) зображення площини, перпендикулярної оптичній осі, є площиною, перпендикулярною оптичній осі.

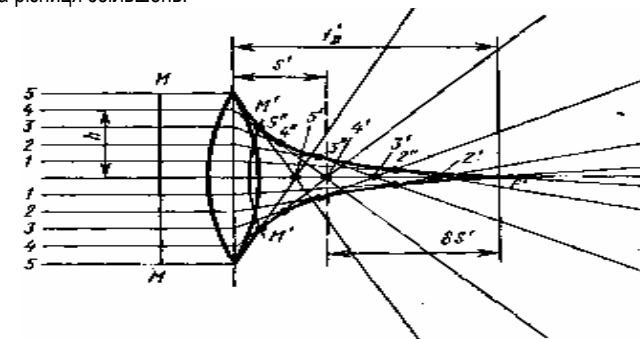
Усі реальні лінзи й оптичні системи дають зображення, що мають відхилення від закону подобі: точка, пряма, площини зображуються у вигляді плями, кривої, неплоскої поверхні. Крім того, склу властива дисперсія (показники заломлення лінз для променів різної довжини хвилі різні), унаслідок чого зображення різного кольору не збігаються між собою по величині і положенню, створюючи забарвлення зображення. Усі ці відступи реального зображення від ідеального називаються абераціями. Аберації оптичних систем розділяються на монохроматичні і хроматичні.

Монохроматичні аберації — це перекинування зображень, що виникають для променів строго визначеної довжини хвилі.

Хроматичні аберації — поява забарвлення зображень, що виникає через те, що промені різних довжин хвиль можуть проходити оптичну систему різними шляхами.

Монохроматичними абераціями є сферична аберація (подовжня і поперечна), грудки, астигматизм, кривизна поля, дисторсія.

До хроматичних аберацій відносяться подовжня хроматична аберація і хроматична різниця збільшень.



Мал. 7

Пучок, промені якого розходяться з одного загального центра — світної точки, — називається гомоцентричним розбіжним. Йому відповідає сферична хвильова поверхня. Якщо ж промені спрямовані до одного загального центра, то пучок називається гомоцентричним, що сходиться.

Сферичною аберацією називається порушення гомоцентричності пучків, що пройшли через оптичну систему без порушення симетрії цих пучків.

Нехай пучок променів, рівнобіжних оптичній осі, падає на збірну лінзу (мал. 7). Відповідно до законів ідеальної оптичної системи, такий пучок повинен після заломлення в лінзі зійтися в її другому головному фокусі F' , що є зображенням нескінченно вилученої крапки на осі ліворуч.

У реальних оптичних системах, що складаються з лінз, обмежених сферичними поверхнями, цим законам підпорядковуються тільки параксіальні промені, близькі до оптичної осі й утворюючи з нею малі кути.

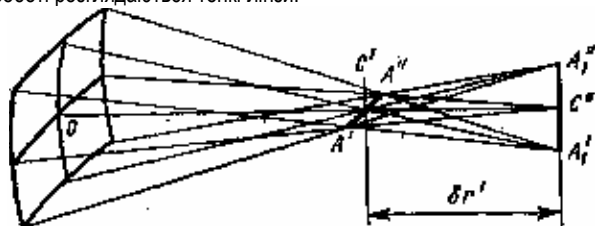
На мал. 7 такими променями будуть тільки промені 1–1. Промені 2–2, 3–3, 4–4 і 5–5 сходяться після переломлення в тонкій лінзі відповідно в точках $2'$, $3'$, $4'$ і $5'$. Це показує, що плоска хвильова поверхня MM після заломлення в лінзі перетворюється в симетричну поверхню $M'M'$, що має змінну уздовж оптичної осі двояку кривизну. Центрами кривизни елементів цієї поверхні будуть точки $2''$, $3''$, $4''$, $5''$, а також точки на оптичній осі $2'$, $3'$, $4'$, $5'$ і F' для параксіальних променів 1–1. Множина цих точок утворює поверхню, яку називають каустичною. У даному випадку отримаємо дві каустичні поверхні – еволюта поверхні $M'M'$ (точки $2''$, $3''$, $4''$ і $5''$) і пряма лінія (точки $2'$, $3'$, $4'$, $5'$ і F').

Під час відсутності сферичної аберації каустична поверхня перетворюється в точку F' . Отже, головний фокус F' для широких пучків променів не має визначеного положення на оптичній осі внаслідок сферичної аберації. Міра подовжньої сферичної аберації $\delta s'$ – це різниця відрізків від центра лінзи до зображення, що даються широкими і параксіальними пучками. У даному випадку

$$\delta s' = s' - f_D' \quad (1)$$

де f_D' – фокусна відстань лінзи для хвилі довжиною λ_D (жовті лінії натрію), s' – відстань від центра лінзи до точки, у якій визначається сферична аберація.

У даній роботі розглядаються тонкі лінзи.



Мал. 8

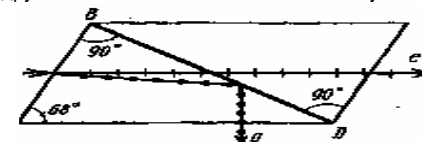
Оскільки сферична аберація відраховується уздовж оптичної осі, відрізок $\delta s'$ називається подовжньою сферичною аберацією.

Для збиральних лінз, зокрема для лінзи, зображеної на мал. 7, подовжня сферична аберація буде від'ємною. Як видно з того ж малюнка, відрізок $\delta s'$ тим більший, чим далі від оптичної осі розташовані вхідні в лінзу промені. Відкладаючи по осі ординат висоту вхідного пучка h , а по осі абсцис – $\delta s'$, можна одержати характеристику подовжньої сферичної аберації лінзи.

Для ослаблення сферичної аберації в оптичній системі вводяться діафрагми, що обмежують пучки світлових променів. Варто сказати, що занадто сильне обмеження світлового пучка у свою чергу погіршує зображення. Унаслідок дифракції точки

перпендикулярні площині падіння у визначеному відношенні.

3. Заломлення світла в двоякозаломлюючих кристалах. Деякі кристали мають властивість подвійної променезаломлюваності. Переломлюючись в такому кристалі, світловий промінь розділяється на два лінійно поляризованих промені з взаємно перпендикулярними напрямками коливань. Один із променів називається звичайним і позначається буквою o , другий – незвичайним і позначається буквою e .



Мал. 5

Звичайний промінь задовольняє звичайний закон заломлення і лежить в одній площині з падаючим променем і нормаллю. Для незвичайного променя відношення синусів кутів падіння і заломлення не залишається постійним при зміні кута падіння. Крім того, незвичайний промінь, як правило, не лежить у площині падіння і відхиляється від променя o навіть при нормальному падінні світла.

Відхиляючи один із променів убік, можна одержати плоскополяризований промінь. Так улаштована, наприклад, поляризаційна призма Ніколя (мал. 5). Дві природні грані кристала ісландського шпату зрізуються так, щоб зменшити кут між поверхнями до 68° . Потім кристал розпилюється на дві частини по площині BD під кутом 90° до нових граней. Після полірування поверхні розпилу склеюються канадським бальзамом, що має показник заломлення n_B , що задовольняє умову

$n_e < n_B < n_o$, де n_o і n_e – показники заломлення ісландського шпату для звичайного і незвичайного променів.

Падаючи під кутом, більшим за граничний, на площину BD , звичайний промінь перетерплює повне внутрішнє відображення на границі шпат – бальзам. Незвичайний промінь, для якого $n_e < n_B$, виходить із призми лінійно поляризованим.

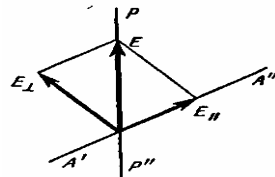
4. Поглинання світла в дихроїчних пластинках. У деяких двоякозаломлюючих кристалах (наприклад, турмаліну) коефіцієнти поглинання світла для двох взаємно перпендикулярних поляризованих променів відрізняються настільки сильно, що вже при невеликій товщині кристала один із променів гаситься практично цілком і з кристала виходить лінійно поляризований пучок світла. Це явище називається дихроїзмом. В даний час дихроїчні пластинки виготовляють у виді тонких плівок – поляроїдів, що мають широке застосування. У більшості випадків вони складаються з множини маленьких (товщиною до 0,3 мм) паралельно орієнтованих кристалів сірчанокислого йодистого хініну – герпатиту, що знаходяться усередині сполучного середовища – прозорої плівки.

Обладнання: оптична лава, джерело світла, чорне дзеркало, ніколь, поляроїд, стопа пластин, фотоелемент із замикаючим шаром, мікроамперметр.

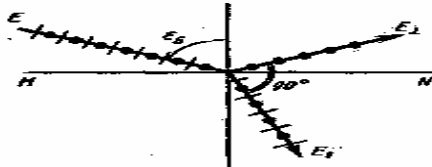
буде збігатися з площиною аналізатора. Інтенсивність I лінійно поляризованого світла після проходження через аналізатор залежить від кута α , утвореного площиною коливань падаючого на аналізатор променя з площиною аналізатора, відповідно закону Малюса

$$I = I_0 \cos^2 \alpha, \quad (1)$$

де I_0 – інтенсивність падаючого на аналізатор світла. На мал. 3 $P'P''$ – площина коливань падаючого на аналізатор світла, $A'A''$ – площина аналізатора. Опишемо кілька способів одержання плоскополяризованого світла.



Мал. 3



Мал. 4

1. *Відображення світла від поверхні діелектрика.* Відбите від діелектрика світло завжди частково поляризоване. На мал. 4 чорні кружечки відповідають коливанням вектора E , перпендикулярним площині падіння, риски – коливанням у площині падіння. Ступінь поляризації відбитого променя залежить від відносного показника заломлення n_{12} і від кута падіння ϵ . При падінні променя E на площину MN під кутом Брюстера ϵ_B відбитий промінь $E_{\perp}$ цілком поляризований. Переломлений промінь $E_{\parallel}$ поляризований частково. Співвідношення

$$\tan \epsilon_B = n_{12}, \quad (2)$$

називається законом Брюстера. Площина коливань електричного вектора у відбитому світлі перпендикулярна площині падіння (мал. 4).

2. *Заломлення світла в стопі скляних пластин.* Оскільки відбите від діелектричної пластинки світло частково (чи навіть цілком) поляризоване, світло, що проходить також частково поляризується і стає змішаним світлом. Переважні коливання електричного вектора в пройшовшому світлі будуть відбуватися в площині падіння. Максимальна, але не повна поляризація пройшовшого світла досягається при падінні під кутом Брюстера. Для збільшення ступеня поляризації пройшовшого світла використовують стопу скляних пластинок, розташованих під кутом Брюстера до падаючого світла. У цьому випадку можна одержати практично цілком поляризоване пройшовше світло, тому що кожне відображення послаблює пропущені коливання,

зображення збільшуються в розмірах, що погіршує їхню різкість. При цьому зростає глибина різкості.

Глибина різкості оцінюється відрізком уздовж оптичної осі, протягом якого зображення предмета здається спостерігачу досить різким.

Аберация, яку називають астигматизмом, виникає, якщо лінза має неоднакову кривизну в деяких двох перетинах. У цьому випадку зображення точки предмета не буде лежати в одній площині. Астигматизм виникає не тільки внаслідок несферичності поверхонь лінз, але і при косому падінні променів на правильну лінзу.

Заломлений у лінзі пучок косих світлових променів перетворюється в астигматичний пучок, що має двояку кривизну, і завдяки цьому площини зображення вертикальних і горизонтальних ліній предмета виявляються розділеними в просторі. На мал. 8 показаний елементарний астигматичний пучок променів. Усі промені, що лежать у вертикальних – меридіональних площинах цього пучка, перетинаються по лінії $A'A'$, усі промені, що лежать у горизонтальних – сагітальних площинах, перетнуться по лінії $A'_1A''_1$. Радіусами кривизни для елементарного астигматичного пучка променів, очевидно, будуть відстані $OC' = r'$ і $OC'' = r''$. Величина

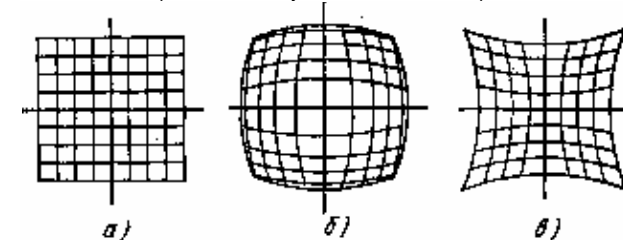
$$\delta r' = r'' - r' \quad (2)$$

називається астигматичною різницею.

Спостерігаючи зображення вертикальних і горизонтальних ліній зображення, наприклад сітки, при різних поворотах лінзи, можна знайти астигматичні різниці для косих пучків променів.

Комою називається асиметрія пучка променів, що випускаються точковим джерелом, що знаходиться поза головною оптичною віссю; ці промені після переломлення не збираються в одну точку, а розташовуються в площині зображення несиметрично щодо головного променя пучка (що проходить через центр вхідної зіниці оптичної системи). У результаті зображення точок виходять у виді розмитих плям.

Дисторсія – перекошування зображення плоских фігур (мал. 9) унаслідок мінливості лінійного збільшення в різних точках площини зображень. На мал. 9, а показаний предмет (у виді сітки), на мал. 9, б – його зображення з бочкоподібною дисторсією, на мал. 9, в – зображення з подушкоподібною дисторсією.



Мал. 9

Кривизна поля виражається в тім, що плоскі предмети зображуються системою у виді скривлених неплоских зображень.

Хроматичні аберации приводять до того, що в білому (чи взагалі не монохроматичному) світлі зображення завжди пофарбоване, особливо по краях, де видна яскрава кольорова облямівка.

Залежність другої фокусної відстані лінзи f' від радіусів її заломлюючих поверхонь r_1 і r_2 і показника заломлення n виражається формулою

$$\frac{1}{f'} = (n - 1) \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r_2} \right) \quad (3)$$

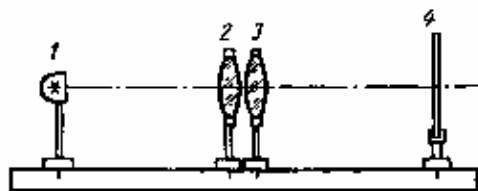
Показник заломлення n є функцією довжини хвилі λ . Тому фокусна відстань f' (а також f) буде по-різному для різних довжин хвиль. Відповідно до цього і положення зображення предмета буде по-різному для різних довжин хвиль.

Звичайно фокусні відстані оптичних систем розраховуються для якої-небудь однієї довжини хвилі в залежності від призначення оптичної системи, наприклад для жовтої лінії натрію, що позначається λ_D ($\lambda_D = 586$ нм), для приладів, що працюють при денному світлі у світлі ламп накаливання.

У даній роботі розглядається подовжня хроматична аберація, що характеризується різницею між положенням другого головного фокуса для різних довжин хвиль (f'_λ) і для жовтої лінії натрію (f'_D):

$$d s' = f'_\lambda - f'_D \quad (4)$$

Обладнання: оптична лава, освітлювач із сіткою, колиматорна лінза, досліджувана лінза, набір круглих діафрагм, набір світлофільтрів, матовий екран.



Мал. 10

Освітлювач із сіткою 1, лінзи 2 і 3 і екран 4 встановлюються в рейтерах на оптичній лаві, як показано на мал. 10. Оптична лава довжиною не менш 1 м постачена відліковою шкалою з ціною поділки не більш 1 мм. Рейтери повинні мати показники для відліку по шкалі лави. Рейтер з досліджуваною лінзою забезпечується лімбом з поділками 0,5-1° для відліку повороту лінзи. Колиматорна лінза 2 повинна бути довгофокусною (фокусна відстань не менш 400 мм), а її діаметр – не менший діаметра досліджуваної лінзи. В оправу досліджуваної лінзи встановлюються діафрагми. Діаметри діафрагм, що рекомендуються – 10, 20, 30 мм і т.д. Найбільша діафрагма відповідає оправі лінзи. Для підвищення точності розрахунків усі діафрагми, крім першої, повинні бути кільцевими.

Освітлювач із сіткою оснащений оправою для установки світлофільтрів. Розмір сітки, що рекомендується, 60×60 мм із відстанями між штрихами 10 мм.

Завдання 1. Вивчення подовжньої сферичної аберації

Виміри проводяться у жовтому світлі ($\lambda_D = 586$ нм) зі світлофільтром, вставленим в освітлювач.

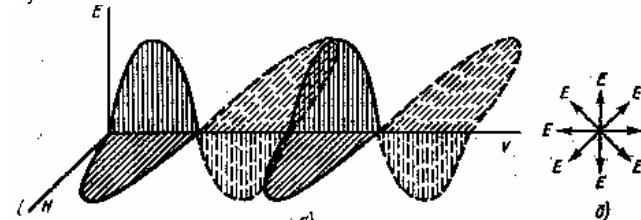
1. Зібрати схему згідно мал. 10 і відцентрувати лінзи 2 і 3 відносно сітки освітлювача.

2. Лінзу коліматора поставити так, щоб сітка освітлювача знаходилася в її фокусі.

ВЗАЄМОДІЯ СВІТЛА З РЕЧОВИНОЮ ОДЕРЖАННЯ І ДОСЛІДЖЕННЯ ПОЛЯРИЗОВАНОГО СВІТЛА (№68)

Мета роботи: ознайомлення з методами одержання лінійно поляризованого світла і деяких його властивостей.

Як відомо, плоска електромагнітна світлова хвиля є поперечною і являє собою поширення взаємно перпендикулярних коливань: вектора напруженості електричного поля E і вектора напруженості магнітного поля H (мал. 1, а). Вектор E називається світловим вектором, і всі міркування ми обмежимо розглядом цього вектора. Наявність вектора H припускається.



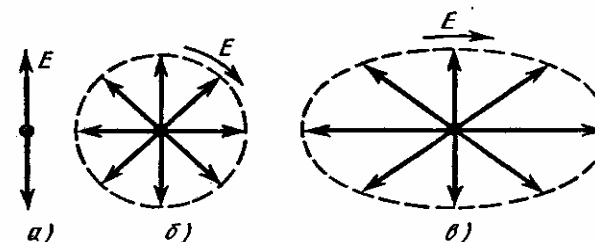
Мал. 1

Світловий пучок, у якому різні напрямки вектора E в поперечній до напрямку поширення хвилі площині рівноможливі, називається природним. У природному світлі коливання різних напрямків швидко і безладно замінюють один одного (мал. 1, б).

Світло, в якому напрямки коливань вектора E упорядковані яким-небудь чином і підкоряються деякій закономірності, називається поляризованим. Якщо коливання вектора E можуть відбуватися лише в одному визначеному напрямку, то світло називається лінійно або плоскополяризованим (мал. 2, а).

Якщо коливання вектора E здійснюються так, що його кінець описує круг або еліпс, то світло називається відповідно поляризованим по колу чи еліптично поляризованим (мал. 2, б, в). При лінійній поляризації площина, що містить промінь і вектор E , називається площиною коливань, чи площиною поляризації хвилі.

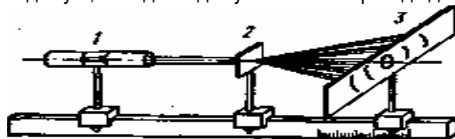
Для одержання лінійно поляризованого світла застосовуються спеціальні оптичні пристосування — поляризатори. Площина коливань електричного вектора в хвилі, що пройшла через поляризатор, називається площиною поляризатора.



Мал. 2

Усякий поляризатор може бути використаний для дослідження поляризованого світла, тобто як аналізатор. У цьому випадку площина коливань пройшовшого світла

переміщатися уздовж оптичної лави. Непрозорий екран зі шкалою ± 150 мм вставляється в рейтер 3, установлюваний на кінці лави. У цей же рейтер може бути уставлений фотодіод, укріплений у каретці з напрямними, замість екрана зі шкалою. На направляючих каретки є шкала довжиною не менш 200 мм, з ціною поділки не більш 1 мм і ноніусом з точністю відліку 0,1 мм для відліку положення фотодіода.



Мал. 34

На оптичній лаві зміцнюється відлікова шкала з ціною поділки не більш 1 мм.

Рейтери повинні бути постачені покажчиками для відліку.

До роботи додаються опис і правила користування лазером, а також інструкція з користування фотодіодом і мікроамперметром.

Завдання 1. Дослідження розподілу інтенсивності в дифракційній картині

1. Ознайомитися з описом і правилами користування лазером і фотодіодом з мікроамперметром.

2. Розрахувати по формулі (3) відстань l від пластини 2 до екрана 3, прийнявши діаметр частки $2r$ приблизно рівним 0,005 мм і поклавши, що l у $2 \cdot 10^2$

рази більше, ніж $\frac{2r^2}{\lambda}$.

3. Установити рейтер із пластинкою на розрахованій відстані l від екрана 3. При цьому відстань між лазером і пакетом з лікоподієм повинна бути не менш 20 см.

4. Уключити лазер і, спостерігаючи за положенням дифракційної картини, змістити каретку з фотодіодом у рейтері 3. Приймне вікно фотодіода повинно знаходитися на рівні центра дифракційних кілець.

5. З огляду на те, що струм, що дається фотодіодом, пропорційний інтенсивності падаючого на фотодіод світла, провести виміри розподілу інтенсивності в дифракційній картині. Фотодіод варто переміщати в прямому і зворотному напрямках уздовж картини через кожні 2 мм. Поблизу максимумів і мінімумів розрахунки робити через 0,5 мм.

6. За отриманим значенням струмів побудувати графік розподілу інтенсивності і порівняти отриманий результат з мал. 33, б, прийнявши інтенсивність у центрі картини за одиницю.

7. Зробити висновок по отриманому результаті.

Завдання 2. Визначення радіусів часток

1. Зняти фотодіод і вставити в рейтер 3 екран з відліковою шкалою. Вимірити діаметри дифракційних кілець — світлих і темних.

2. Розрахувати по формулах (1) і (2) радіуси часток, одержавши не менш п'яти значень.

3. Узнявши середнє значення отриманого радіуса, порівняти його зі значенням r , прийнятим у п. 2 завдання 1.

4. Оцінити можливі джерела похибок.

Досліджувану лінзу присунути впритул до лінзи коліматора і, переміщаючи екран 4, одержати найбільш різке зображення сітки. Зробити відлік положення екрана.

3. Установлюючи послідовно діафрагми, починаючи з найменшої, послідовно домагатися найбільш різкого зображення сітки на екрані.

4. Визначити глибину різкості зображення шляхом переміщення екрана уздовж оптичної лави до появи злегка розмитого зображення в ту й іншу сторону щодо досліджуваної лінзи. Різниця відліків положення екрана для двох крайніх розмитих зображень дасть глибину різкості $\Delta s'$. Середнє значення з тих же відліків дозволить визначити відстані s' від лінзи до абераційного зображення сітки.

5. Приймаючи відстань від лінзи до зображення сітки при найменшій діафрагмі (параксильні промені) за фокусну відстань f_D , обчислити сферичну аберацію $\delta s'$ (див. формулу (1)) для кожної діафрагми. При цьому варто врахувати знак $\delta s'$.

6. По отриманих даних побудувати графік залежності аберації $\delta s'$ від діаметрів діафрагм, а також графік залежності $\Delta s'$ від діаметрів діафрагм.

Завдання 2. Вивчення астигматизму лінзи

Астигматизм досліджується в монохроматичному світлі з жовтим світлофільтром. Досліджувана лінза повинна бути цілком відкрита.

1. Досліджувану лінзу повертати щодо вертикальної осі послідовно через кожні 10° .

Переміщаючи екран, одержати для кожного положення лінзи найбільш різке зображення вертикальних ліній сітки, потім горизонтальних і відрахувати по шкалі оптичної лави відстані r' і r'' (див. мал. 8).

2. По отриманих даних розрахувати астигматичні, різниці $\delta s'$ для всіх кутів повороту (див. формулу (2)).

3. Побудувати графік залежності астигматичних різниць $\delta_{r'}$ від кутів повороту і зробити висновок за результатами роботи.

Завдання 3. Вивчення подовжньої хроматичної аберації

Виміри проводяться послідовно з усіма світлофільтрами і з діафрагмою, для якої глибина різкості $\Delta s'$ виявилася найменшою.

1. Встановлюючи по черзі світлофільтри, одержати найбільш різке зображення сітки для кожного кольору. З огляду на глибину різкості (див. п. 4 завдання 1), визначити середнє значення f_λ .

2. Приймаючи за фокусну відстань лінзи f_D , обчислити хроматичну аберацію ds' по формулі (4), з огляду на знак аберації.

3. По отриманих даних побудувати графік залежності аберації від довжини хвилі пропускання світлофільтра.

Зробити висновок за результатами виконаної роботи.

МОДЕЛЮВАННЯ ОПТИЧНОЇ СИСТЕМИ (№57)

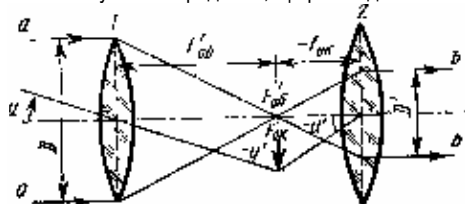
Мета роботи: ознайомлення з оптичними схемами коліматора, зорової труби Кеплера і Галілея, мікроскопа, а також моделювання цих схем із простих лінз.

Зорова труба являє собою оптичну систему, призначену для спостереження

вилучених предметів. Якщо промені від предмета приходять у трубу у виді рівнобіжних пучків, то оптична система труби називається телескопічною.

На мал. 11 подана оптична схема зорової труби Кеплера. Вона складається з довгофокусного об'єктива 1 і окуляра 2 – системи з меншою фокусною відстанню. Другий головний фокус $F'_{об}$ об'єктива збігається з першим головним фокусом $F_{ок}$ окуляра, завдяки чому падаючий в об'єктив рівнобіжний пучок променів a а виходить з окуляра також рівнобіжним пучком b .

Як показано на мал. 11, об'єктив 1 зорової труби утворює обернене дійсне зображення – u' нескінченне вилученого предмета, що розглядається в окуляр 2.



Мал. 11

Збільшення труби Γ є кутовим збільшенням і дорівнює відношенню

$$\Gamma = \frac{tg u'}{tg u}, \quad (1)$$

де u' – кут, під яким предмет спостерігається в трубу (відповідно до правила знаків, цей кут негативний); u – кут, під яким предмет видний неозброєним оком (якщо око помістити замість об'єктива труби на оптичній осі).

Ширина рівнобіжного пучка променів, що входять в об'єктив, визначається діаметром D його оправ, точніше, діаметром її вхідної зіниці, звичайно рівним діаметру об'єктива. Ширина пучка, що виходить з окуляра, визначається діаметром D' вихідної зіниці системи. Вихідна зіниця є зображенням вхідної зіниці, що дається окуляром.

З мал. 11 нескладно одержати для збільшення Γ

$$\Gamma = -\frac{f'_{об}}{f'_{ок}}, \quad (2)$$

$$\Gamma = -\frac{D}{D'}. \quad (3)$$

Співвідношення (2) показує, у скільки разів збільшуються кутові розміри зображення в порівнянні з кутовими розмірами предмета при спостереженні через трубу.

Лінійне збільшення β знайдемо з формули геометричної оптики (див. [22]):

$$\Gamma \beta = 1 \quad (4)$$

отже,

$$\beta = -\frac{f'_{ок}}{f'_{об}} = -\frac{D'}{D}. \quad (5)$$

Умови максимумів:

$$r \sin \varphi_0 = 0; \quad r \sin \varphi_2 = 0,81\lambda; \quad r \sin \varphi_4 = 1,33\lambda; \dots \quad (1)$$

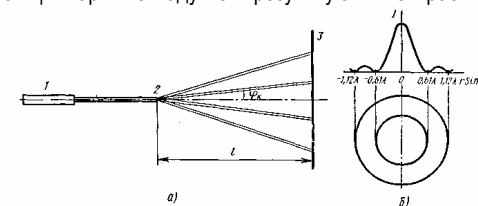
Умови мінімумів:

$$r \sin \varphi_1 = 0,61\lambda; \quad r \sin \varphi_3 = 1,12\lambda; \quad r \sin \varphi_5 = 1,62\lambda; \dots \quad (2)$$

Тут φ_k — кути дифракції ($k = 0, 1, 2, 3, \dots$), λ — довжина світлової хвилі.

Отримана дифракційна картина від однієї частки буде слабка на тлі прямого недифрагованого світла. Для її посилення в площині 2 (мал. 33, а) замість однієї міститься більша кількість однакових круглих часток.

Так як в паралельному пучку лазера, що має осьову структуру, при зсуві частки убік від осі перпендикулярно їй, дифракційна картина не змінює свого положення, то всі частки дадуть однакові дифракційні картини, що накладаються один на одного в площині 3. Інтенсивності цих картин складуться і результируючий контраст підсилиться.



Мал. 33

Хаотичність розподілу часток виключає можливість систематичного інтерференційного ефекту між світловими пучками, дифрагованими на різних частках. Тому якщо в пучок променів потрапило N часток, то контраст дифракційної картини підсилиться в N раз, але не змінить своєї структури.

З мал. 33, б видно, що велика частина світлового потоку (~84 %) приходить на центральний нульовий максимум.

Умова спостереження дифракційної картини

$$l \gg \frac{(2r)^2}{\lambda}. \quad (3)$$

Співвідношення між l і $\frac{(2r)^2}{\lambda}$ повинно бути порядку 10^2 (див. лабораторну роботу 63).

Обладнання: оптичний квантовий генератор — лазер безупинного випромінювання (типу ЛГ-56, ЛГ-75), непрозорий екран зі шкалою з ціною розподілу 1 мм, фотодіод із блоком живлення і мікроамперметром, пакет із двох скляних пластин із дрібними частками між ними.

Установка збирається на оптичній лаві за схемою мал. 34. Оптична лава повинна мати довжину не менш 1 м від вихідної оправ лазера 1. Пакет з частками повинний знаходитися в оправі. У якості дрібних круглих часток беруться спори рослини плауна-лікоподій. Їх напильють на одну з пластин і закривають другою пластиною, не занадто сильно їх притискаючи. Цей пакет вставляється в рейтер 2, що може

2. Включити ртутну лампу. Перевірити різкість зображення щілини і хреста ниток у полі зору зорової труби.

3. Помістити на предметний стіл дифракційну решітку і, повертаючи зорову трубу вправо і ліво, переглянути дифракційний спектр. Визначити число k видимих порядків спектрів з обох сторін від не відхиленого положення труби. Спектральні лінії повинні бути видні чітко і повинні розташовуватися симетрично з обох сторін.

4. Виміряти кути дифракції $\pm \varphi_k$ для кожної спектральної лінії праворуч і ліворуч від нульового максимуму для усіх видимих порядків k .

5. Розрахувати довжини хвиль отриманих спектральних ліній по формулі (1), використовуючи всі видимі порядки дифракції. Порівняти отримані результати з табличними значеннями довжин хвиль спектра ртутної лампи.

6. Розрахувати кутову дисперсію β по формулі (3) для всіх довжин хвиль і всіх порядків, що спостерігаються. Побудувати графіки кутової дисперсії для кожного порядку.

7. За результатами вимірів (п. 4) визначити експериментальне значення кутової дисперсії $\frac{\delta\varphi}{\delta\lambda}$ для жовтих ліній ртутної лампи.

Порівняти отримане значення β з теоретичним.

Завдання 2. Визначення дозволяючої сили дифракційної решітки

1. Розрахувати дозволяючу теоретичну силу r дифракційної решітки по формулі (4) для порядків $k = 1, 2, 3$ для жовтих ліній спектра ртутної лампи.

2. Спостерігаючи жовті лінії спектра в 1, 2 і 3-му порядках, зробити висновок про можливість дозволу цих ліній решіткою.

Порівняти розрахункові дані з результатами візуальних спостережень.

ЗАСТОСУВАННЯ ДИФРАКЦІЇ ФРАУНГОФЕРА ДЛЯ ВИЗНАЧЕННЯ ДІАМЕТРІВ ДРІБНИХ ЧАСТОК (№67)

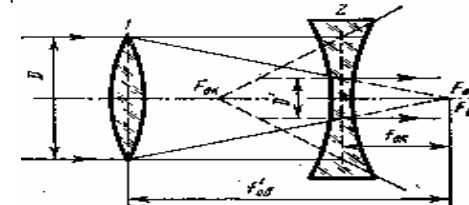
Мета роботи: вивчення дифракції Фраунгофера від непрозорих дрібних часток, а також вимір їхніх діаметрів за допомогою лазера.

Вимір розмірів дрібних часток діаметром у кілька мікрометрів є складною задачею внаслідок неможливості застосування звичайних універсальних засобів (мікроскопа, проектора, контактних приладів), що дають погрішності порядку 1—2 мкм, тобто порівняні з розміром часток.

Задача може бути вирішена дифракційним методом з дуже високою точністю.

Схема спостереження дифракції Фраунгофера від малої круглої частки дана на мал. 33, а. Монохроматичний коливаний пучок променів від лазера 1 падає на круглу частку 2 радіуса r , дифрагує на ній і дає дифракційну картину на екрані 3, розташованому на відстані l від частки. При достатньо великому l дифраговані промені будуть утворювати практично паралельні пучки, що відповідають схемі дифракції Фраунгофера. При цьому на екрані 3 виникає періодичний розподіл інтенсивності світла у виді концентричних кілець — дифракційних максимумів і мінімумів, графічно представлених на мал. 32, б.

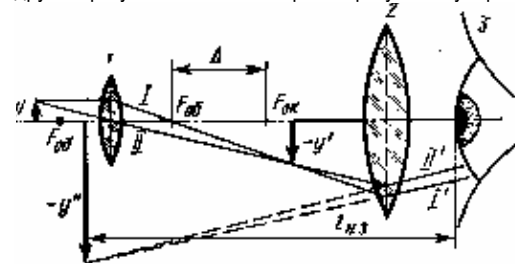
Тому що $D' < D$, то, мабуть, зорова труба дає зменшення лінійних розмірів предметів, що спостерігаються.



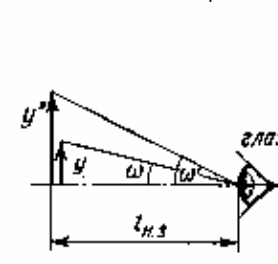
Мал. 12

Зорова труба Галілея також є телескопічною системою. На мал. 12 показана оптична схема труби Галілея. Тут другий фокус $F'_{об}$ об'єктива 1 (позитивної системи) сполучений з першим фокусом $F_{ок}$ окуляра 2 (негативної системи), а падаючий в об'єктив пучок рівнобіжних променів виходить з окуляра також рівнобіжним пучком. Неважко бачити, що труба Галілея дає пряме уявне зображення. Формули (1), (2) і (5) з урахуванням знаків застосовні й у випадку труби Галілея ($F_{ок} < 0$).

Мікроскоп призначений для спостереження дрібних предметів, не помітних оком. На мал. 13 представлена оптична схема мікроскопа. Мікроскоп складається з двох систем: короткофокусного об'єктива 1 і окуляра 2, фокусна відстань якого може бути значно більшою, ніж в об'єктива. Предмет у розташовується поблизу першого фокуса $F_{об}$ об'єктива так, що його дійсне, збільшене, обернене зображення $-y'$ виходить поблизу першого фокуса $F_{ок}$ окуляра — між ним і окуляром. Окуляр діє як лупа, даючи уявне зображення $-y''$ на відстані найкращого зору $l_{н.з.}$ від ока ($l_{н.з.} = 25$ м), що міститься безпосередньо за окуляром. Промені I і II дозволяють одержати зображення $-y'$; промені I' і II' , потрапляючи в систему ока 3, сходяться на сітківці, де дають зображення, що відповідає уявному зображенню $-y''$, що дається окуляром як лупою. Без участі ока, зображення не видно, а з окуляра виходить розбіжний пучок променів. Відстань Δ між другим фокусом об'єктива і першим фокусом окуляра називається оптичним інтервалом.



Мал. 13



Мал. 14

Збільшення мікроскопа Γ називається видимим і розраховується як відношення

$$\Gamma = \frac{\tan \omega'}{\tan \omega},$$

де ω' — кут, під яким око бачить предмет через мікроскоп, ω — кут під яким око безпосередньо бачить предмет на відстані найкращої зору $l_{н.з.}$ (мал. 14).

Розрахунки показують, що збільшення мікроскопа

$$\bar{\Gamma} = \beta_{об} \bar{\Gamma}_{ок},$$

де $\beta_{об} = -\frac{\Delta}{f'_{об}}$ – лінійне збільшення об'єктиву, $\bar{\Gamma}_{ок} = \frac{l_{н.з.}}{f'_{ок}}$ – видиме

збільшення окуляра, що діє як лупа.

Остаточно збільшення мікроскопу

$$\bar{\Gamma} = -\frac{\Delta l_{н.з.}}{f'_{об} f'_{ок}},$$

або, вважаючи, що $l_{н.з.}=0,25$ м, одержимо

$$\bar{\Gamma} = -\frac{0,25\Delta}{f'_{об} f'_{ок}}. \quad (6)$$

Варто відмітити, що як системи зорових труб, так і системи мікроскопів є стандартизованими і складаються з визначених стандартних вузлів, погоджених один з одним. Оптичний інтервал Δ не є довільною величиною й у залежності від вимог, пропонованих до мікроскопа, може бути дорівнювати 90, 120, 160 чи 190 мм. При цьому 90 і 120 мм беруться для невеликих збільшень (до $60\times$), 160 і 190 мм – для середніх і великих збільшень.

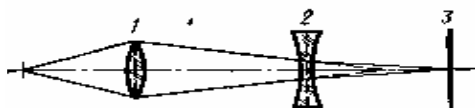
Обладнання: набір позитивних і негативних лінз в оправках з мітками фокусних відстаней, встановлених у рейтерах, що дозволяють робити їхнє регулювання по висоті, освітлювач зі шкалою, що має хрест на матовому склі, екран у виді матового скла в оправі, встановленої в рейтері, допоміжна зорова труба з вимірювальним окуляром (з окулярною шкалою), укріплена на рейтері. Позитивних лінз повинно бути не менше п'яти з фокусними відстанями від 30 до 200 мм, негативна лінза може бути одна з фокусною відстанню 30 – 60 мм. Рейтери повинні бути постачені покажчиками для відліку.

Вся установка збирається на оптичній лаві довжиною не менш 1 м з відліковою шкалою з ціною поділки не більш 1 мм. На одному кінці лави жорстко зміцнюється освітлювач зі шкалою. Положення шкали освітлювача повинно бути відзначене і повинно відповідати нульовому відліку по шкалі оптичної лави. Інші деталі встановлюються на лаві в міру потреби.

Завдання 1. Юстировка лінз

У даній роботі проводиться юстировка лінз по висоті, тобто регулювання їхнього центра по вертикалі. Регулювання по горизонталі також може бути зроблене, якщо в оправках передбачений відповідний юстировочний пристрій.

1. Матовий екран присунути впритул до освітлювача і на ньому простим олівцем відзначити тіньове зображення хреста шкали освітлювача. Потім матовий екран пересунути до кінця оптичної лави.



Мал. 15

$$\beta = \frac{\delta\varphi}{\delta\lambda} = \frac{k}{d \cos \varphi_k}, \quad (3)$$

де $\delta\varphi$ – кутова відстань між двома спектральними лініями, що відрізняються

по довжинах хвиль на $\delta\lambda$, k – порядок спектра, φ_k – відповідний кут дифракції.

Формула (3) може бути отримана диференціюванням виразу (2).

Таким чином, кутова дисперсія характеризує довжину спектра або здатність решітки просторово розділяти світлові пучки різних довжинах хвиль.

Дозволяюча сила r обчислюється по формулі

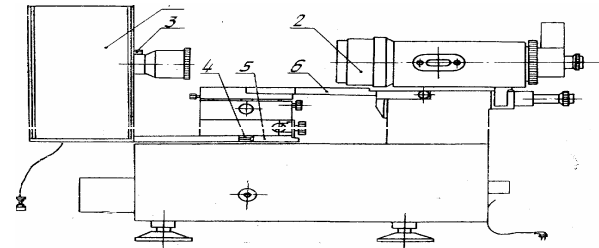
$$r = \frac{\lambda}{\delta\lambda} = kN, \quad (4)$$

де $\delta\lambda$ – найменша різниця в довжинах хвиль двох найбільш близьких спектральних ліній, (λ і $\lambda + \delta\lambda$), k – порядок спектра, N – число діючих штрихів решітки.

Дозволяюча здатність обумовлена співвідношенням (4), відповідає критерію Релея, відповідно до якого дві близькі спектральні лінії вважаються ще дозволеними (розділено обумовленими), якщо максимум (середина) однієї з них збігається з мінімумом (краєм) сусідньої. На мал. 29 показані графічно дві близькі спектральні лінії в положенні дозволу. Більш близькі лінії за критерієм Релея вважаються недозволеними.

Обладнання: гоніометр (прилад для точних вимірів кутів), прозора дифракційна решітка, газорозрядна ртутна лампа з джерелом живлення.

Принципова схема ходу променів у гоніометрі відповідає мал. 26. Зовнішній вигляд представлений на мал. 30. Світло від джерела 1 (ртутна лампа) висвітлює щілину колиматора 2. З об'єктива колиматора 3 паралельний пучок променів падає на дифракційну решітку 4, розміщену на предметному столі гоніометра таким чином, що щілини ґратки паралельні щілині 2. Дифракційний спектр спостерігається через окуляр 6 у фокальній площині об'єктива зорової труби 5. Підрахунки кутів ведуться по лімбі гоніометра, обладнаного ноніусом 7. Прилад настроєний. Торкати регулювальні гвинти не дозволяється.



Мал. 30

До роботи додаються опис і правила користування гоніометром.

Завдання. Визначення кутів дифракції і розрахунок довжин хвиль спектральних ліній ртутної лампи

1. Ознайомитися з пристроєм гоніометра і правилами по користуванню.

Таким чином, інтенсивність головних максимумів $I_{\text{макс}}$ пропорційна квадрату числа щілин решітки:

$$I_{\text{макс}} = N^2 I_{\varphi},$$

де I_{φ} – інтенсивність, створювана однією щілиною в напрямку φ .



Мал. 28

У тих напрямках, для яких коливання від окремих щілин взаємно погашають один одного, одержимо додаткові мінімуми (мал. 27, б):

$$Nd \sin \varphi = \pm k' \lambda$$

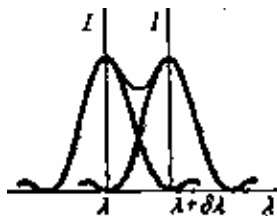
або

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

($k' = 1, 2, \dots, N - 1, N + 1, \dots$).

Результуючий розподіл інтенсивності представлений на мал. 28. Пунктирна крива дає інтенсивність від однієї щілини, помноженої на N^2 .

Суцільна крива відповідає головним максимумам, а також додатковим максимумам і мінімумам.



Мал. 29

Якщо джерело випромінює немонохроматичне світло, то решітка розкладають його в спектр. При $\varphi_0 = 0$ виникає максимум нульового порядку, що співпадає для всіх довжин хвиль. По обидві сторони від нього виникнуть спектри-максимуми порядків $\pm k$. У спектрі кожного порядку максимуми для більш коротких хвиль розташуються ближче до нульового максимуму. Максимуми для більш довгих хвиль — далі від нього.

Здатність дифракційної решітки розкладати світло в спектр дозволяє використовувати її як диспергуючий пристрій у спектральних приладах.

Основними характеристиками дифракційної решітки є кутова дисперсія і дозволяюча сила.

Кутова дисперсія виражається у вигляді

2. Між освітлювачем і екраном помістити рейтер з позитивною лінзою. Пересуваючи рейтер з лінзою, одержати на екрані різке зображення шкали освітлювача. Переміщенням лінзи по висоті сполучити зображення з хрестом на екрані. У такому положенні лінзу закріпити в рейтері.

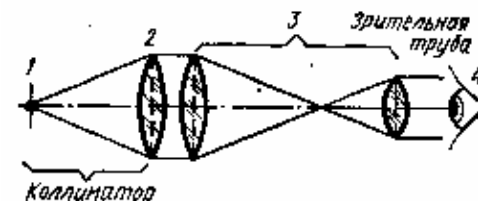
3. Методику юстировки негативних лінз пояснює мал. 15.

На оптичну лаву помістити рейтер із вже відюстированою по висоті позитивною довгофокусною лінзою 1, а потім рейтер з негативною лінзою 2 і, змінюючи положення негативною лінзи, сполучити зображення шкали з оцінкою на екрані 3, закріпити лінзу в положенні сполучення.

Завдання 2. Моделювання зорової труби Кеплера

Згідно мал. 11, у зорову трубу повинні входити рівнобіжні промені, що випускаються нескінченно віддаленими джерелами світла. Можна одержати рівнобіжні промені від джерел, розташованих на кінцевій відстані, за допомогою систем, названих колиматорами. На мал. 16 представлена схема колиматора разом із зоровою трубою. Точкове джерело світла 1 розташовується в першому фокусі об'єктива 2 колиматора. Очевидно, з об'єктива вийдуть рівнобіжні (коліміровані) промені. Якщо на шляху таких променів поставити допоміжну зорову трубу 3, то зображення джерела світла 1 буде видно через цю трубу як зображення вилученого джерела. Замість джерела світла можна в першому фокусі об'єктива колиматора поставити шкалу, тоді око 4 побачить через зорову трубу зображення шкали.

Приступаючи до роботи, потрібно допоміжну зорову трубу настроїти на який-небудь віддалений предмет, наприклад на видимий з вікна об'єкт – дерево, будинок і т.п. Це називається «настройкою на нескінченність».



Мал. 16

1. Зібрати колиматор за схемою мал. 16, використовуючи позитивну лінзу 2 з невеликою фокусною відстанню як об'єктив. Лінзу варто установити так, щоб шкала освітлювача виявилася приблизно в її першій фокальній площині.

2. Установити на оптичній лаві допоміжну зорову трубу і відрегулювати її по висоті. Далі, спостерігаючи через зорову трубу зображення шкали 1 і переміщаючи лінзу 2, домогтися різкості зображення шкали. Це положення лінзи 2 буде відповідати найбільш точному розташуванню шкали освітлювача в її фокальній площині.

3. Вибрати довгофокусну і короткофокусну лінзи як об'єктив і окуляр моделюючої зорової труби. Помістити лінзу-об'єктив поблизу лінзи колиматора 2, а потім установити лінзу-окуляр так, щоб хід променів був телескопічним. Це досягається за допомогою допоміжної зорової труби, поміщеної за лінзою-окуляром моделюючої труби.

Регулюючи положення лінзи-окуляра, домогтися максимальної різкості зображення шкали 1, що спостерігається через дві труби – моделюючу і допоміжну, що розташовані одна за одною.

4. Відсунути допоміжну зорову трубу і виміряти лінійкою діаметри D вхідної і D' вихідної зіниць моделюючої труби. Діаметр вхідної зіниці вимірюється лінійкою. Діаметр вихідної зіниці вимірюється за допомогою міліметрового паперу, що поміщається за окуляром у тому положенні, де розмита світлова пляма стає різкою (зображення оправи об'єктива, що дається окуляром).

5. Обчислити збільшення зорової труби Γ і β за формулами (2), (3) і (5).

Завдання 3. Моделювання зорової труби Галілея

1. Зібрати колиматор, як зазначено в завданні 2.

2. Вибрати довгофокусну позитивну лінзу для об'єктива і короткофокусну негативну для окуляра.

Зібрати модель труби Галілея за схемою мал. 12, враховуючи, що пучок рівнобіжних променів входить у лінзу-об'єктива з колиматора, а різке зображення шкали колиматора спостерігається через допоміжну зорову трубу при точному збігу другого і першого фокусів об'єктива й окуляра (колиматор і допоміжна зорова труба на мал. 12 відсутні).

3. Обчислити збільшення труби Галілея за формулою (2).

4. Визначити експериментальне збільшення труби Галілея за формулою (1), враховуючи, що кутове збільшення зорової труби дорівнює відношенню тангенсів кутів зору предмета з трубою і без труби.

Для цього предмета — шкала освітлювача — спостерігається спочатку через дві труби: зібрану трубу Галілея і допоміжну трубу, — а потім тільки через допоміжну трубу при знятих з лави лінзах, що складають трубу Галілея. В обох випадках відбувається вимірювання шкали, що спостерігається, по окулярній сітці допоміжної труби. Якщо результат виміру через дві труби l' , а з однією трубою l , то, з огляду на формулу (4),

$$\text{одержимо } \Gamma = \frac{l'}{l}.$$

Завдання 4. Моделювання мікроскопа

Модель мікроскопа будується з двох позитивних лінз: короткофокусної лінзи-об'єктива і довгофокусної лінзи-окуляра. Предметом є шкала освітлювача.

1. Установити лінзу-об'єктива у такому положенні, щоб шкала освітлювача знаходилася на відстані від лінзи, трохи більшій за її фокусну відстань $f_{об}$.

2. За лінзою помістити матовий екран і знайти положення проміжного зображення предмета, що дається лінзою-об'єктивом.

Вибравши значення Δ (найкраще взяти $\Delta=190$ мм) і з огляду на те, що проміжне зображення знаходиться приблизно на відстані $(f_{об} + \Delta)$ від лінзи-об'єктива, домогтися відповідного положення лінзи-об'єктива щодо предмета і його зображення, переміщаючи лінзу-об'єктива і екран.

3. Забравши екран, помістити лінзу-окуляр на оптичну лаву і, спостерігаючи оком, одержати зображення шкали в окулярі. Схема отриманої моделі повинна відповідати мал. 13.

4. Обчислити збільшення отриманого мікроскопа по формулі (6).

одного.

Так як коливання, що приходять від різних щілин, є когерентними, то для перебування результуючої інтенсивності при їхньому накладенні необхідно знайти фазові співвідношення між ними. Для цього розіб'ємо частину хвильової поверхні, що відкривається, на дуже вузькі зони, паралельні щілинам. Вектор амплітуди коливань, створюваний i -ю зоною в точці P , позначимо ΔA_i . Тоді вектор результуючих коливань можна представити в такому виді:

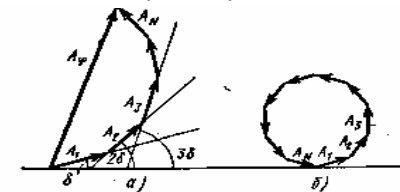
$$A = \sum_{\text{по всіх щілинах}} \Delta A_i = \sum_{\text{по 1-й щілині}} \Delta A_i + \sum_{\text{по 2-й щілині}} \Delta A_i + \dots + \sum_{\text{по } N\text{-й щілині}} \Delta A_i = A_1 + A_2 + \dots + A_N$$

де A_i — вектор коливань, створюваний i -ю щілиною в точці P .

Модулі всіх цих векторів однакові і залежать від кута дифракції φ . Кожен наступний вектор повернутий щодо попереднього на той самий кут, рівний різниці фаз коливань, порушуваних сусідніми щілинами (мал. 27, а). Очевидно, для напрямків, що задовольняють умові (1), всі A_i рівні 0 і результуюче коливання в цій точці площини 6 буде дорівнювати нулю. Таким чином, умова мінімуму для однієї щілини є також умовою мінімуму для решітки.

З мал. 26 видно, що різниця ходу Δ променів від сусідніх щілин дорівнює $\Delta = d \sin \varphi$. Отже, різниця фаз буде рівна

$$\delta = \frac{2\pi\Delta}{\lambda} = \frac{2\pi}{\lambda} d \sin \varphi.$$



Мал. 27

Для тих напрямків, для яких $\delta = \pm 2\pi k$, виникає максимум інтенсивності. Отже, умовою максимуму, названого головним, буде

$$d \sin \varphi_k = \pm k \lambda, \quad (2)$$

де $k = 0, 1, 2, \dots$ — порядок дифракційного максимуму.

Амплітуда коливань у відповідній точці фокальної площини дорівнює

$$A_{\text{макс}} = N A_{\varphi}$$

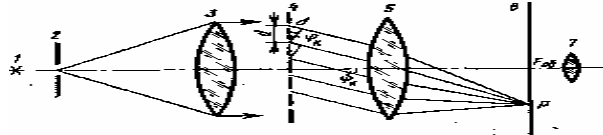
де A_{φ} — амплітуда коливань, що посиляються однією щілиною під кутом φ ;

N — число щілин решітки.

3. Оцінити похибки вимірів.

ВИВЧЕННЯ ПРОЗОРОЇ ДИФРАКЦІЙНОЇ РЕШІТКИ (№65)

Мета роботи: ознайомлення з прозорою дифракційною решіткою, визначення довжин хвиль ліній спектра джерела світла — газорозрядної лампи, а також визначення характеристик решітки: дисперсії і дозволяючої здатності.



Мал. 26

Плоскі прозорі дифракційні решітки являють собою прозору пластину з великою кількістю (до 1000 на довжині 1 мм) тонких паралельних щілин однакової ширини b рівними відстанями d між їхніми серединами (чи відповідними точками). Щілини решітки утворюють правильну структуру. Тому що така структура має різний коефіцієнт пропущення світла через щілини і проміжки між ними, то решітку такого типу називаються прозорою амплітудною решіткою. Відстань d називається періодом або сталою решітки.

На мал. 26 представлений хід променів через решітку відповідно до схеми дифракції Фраунгофера. Монохроматичне світло від джерела 1 висвітлює щілину 2, що знаходиться у фокальній площині об'єктива коліматора 3. Кожна точка щілини 2, будучи вторинним: джерелом, дає після об'єктива 3 пучок паралельних променів. Результуючий пучок променів дійде до дифракційної решітки 4 практично паралельним (плоским) пучком променів. Ці промені дифрагують при проходженні через решітку, утворюючи (вторинні) когерентні розбіжні пучки під кутами дифракції $\varphi_1, \varphi_2, \dots, \varphi_k$. Пучки, що пройшли об'єктива 5 зорової труби, дають у його фокальній площині 6 дифракційну картину, що є зображенням щілини 2, як результат інтерференції дійшовших до площини 6 когерентних коливань. Це зображення можна спостерігати з допомогою об'єктива 7. Під час відсутності решітки у фокальній площині 6 буде спостерігатися звичайне зображення щілини 2.

Розподіл інтенсивності в дифракційній картині одержимо, якщо врахуємо розподіл інтенсивностей від дифракції від кожної щілини, а також взаємну інтерференцію хвиль від усіх щілин. Як показано в лабрешіткюрній роботі 63, кожна щілина дає дифракційну картину, представлену на мал. 21. При цьому умова мінімумів інтенсивності, названих у даному випадку первинними, виражається у вигляді

$$b \sin \varphi_m = \pm m \lambda, \quad m = 1, 2, 3, \dots, \quad (1)$$

де φ_m — кут дифракції (при $m = 0$ виникає максимум), λ — довжина хвилі в даному середовищі.

Умова максимумів:

$$b \sin \varphi_1 = \pm 1,43 \lambda; \quad b \sin \varphi_2 = \pm 2,46 \lambda. \quad (1 \text{ а})$$

Картини від усіх щілин придуть на те саме місце площини 6, підсилюючи один

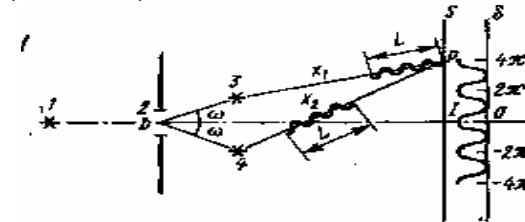
ХВИЛЬОВІ ВЛАСТИВОСТІ СВІТЛА КОГЕРЕНТНІСТЬ СВІТЛА (№59)

Мета роботи: вивчення просторової і часової когерентності на інтерференційній схемі з лазером.

Поняття когерентності світла (погодженості по фазі світлових коливань у пучках світла в окремих частинах пучка) з'явилося у фізиці в зв'язку з вивченням умов спостереження інтерференційних картин і створенням інтерференційних схем. При цьому користаються поняттями часової і просторової когерентності. Часову когерентність звичайно зв'язують зі ступенем монохроматичності хвиль або коливань, просторову когерентність зв'язують з розмірами джерела світла і геометрією інтерференційної схеми.

Для світлових хвиль, як і для хвиль будь-якої іншої природи, виконується принцип суперпозиції. Це значить, що світлові хвилі, накладаючись одна на одну, підсилюються чи послабляються відповідно до відомих положень додавання гармонійних коливань. Якщо, наприклад, говорять, що результатом додавання світлових монохроматичних коливань, що прийшли в точку P від джерел 3 і 4 (мал. 1), є посилення світла, то при цьому звичайно припускають, що цей результат залишається незмінним у часі, а отже, і вільно спостерігаючимся. Однак, це має місце тільки за умови, якщо коливання, що складаються, когерентні, тобто якщо різниця фаз δ між ними постійна протягом часу спостереження, довжини відповідних хвиль рівні одна одній ($\lambda_1 = \lambda_2$) і напрямку коливань, що складаються, однакові. З простих розуміння випливає поняття когерентності: дві хвилі (два коливання, два елементарних випромінювачі) називаються когерентними, якщо різниця фаз між ними постійна протягом часу, достатнього для спостереження $\delta = \text{const}$. Рівність довжин хвиль випливає як наслідок з цього положення.

Реальні світні тіла випускають некогерентні хвилі, і лише за допомогою спеціальних пристроїв вдається одержати частково когерентні пучки променів. Так виходить тому, що поверхня будь-якого світного тіла складається з безлічі точок (атомів), автономно і переривчато випромінюючих світлові хвилі. Акт випущення світла атомом дуже короткий, його тривалість $\Delta \tau \leq 10^{-8}$ с.



Мал. 1

За цей час встигає утворитися цуг хвиль довжиною $L \leq 3$ м. Через час порядку 10^{-8} — 10^{-9} с атом може збудити новий цуг хвиль, що ніяк не зв'язаний фазою і напрямком коливань з попереднім цугом. Тому, якщо в дану точку P від двох атомів приходять світлові коливання, між якими в даний момент різниця фаз була б δ , то в

наступну мить величина δ міняється і може прийняти будь-яке інше значення. Ці зміни відбуваються хаотично і з величезною швидкістю, представляючи собою статистичний процес. Тому око (як і будь-який інший приймач, що спостерігає точку P) не в змозі їх сприйняти роздільно, а відчуває ці спалахи як світіння деякої усередненої інтенсивності. Цю інтенсивність I_P можна представити у виді суми інтенсивностей що прийшли у точку P хвиль:

$$I_P = I_1 + I_2.$$

Однак якщо, обмежити розміри поверхні, що світиться, а вузький пучок променів, що випускається нею, розділити на два і потім змусити їх перетинатися, то спостерігається стаціонарна картина інтерференції. На мал. 1 дана найпростіша схема спостереження інтерференційної картини. Світло від джерела проходить через щілину 2, усі точки якої можна розглядати як вторинні джерела, що випускають сферичні когерентні хвилі (в усі сторони).

Отриманий пучок когерентних променів буде складатися з цугів хвиль (L), погоджених по фазі в кожен момент часу. Розділивши цей пучок на два яким-небудь пристроєм (наприклад, за допомогою біпризми Френеля), що дозволяє одержати перетинання цих пучків, ми одержимо інтерференційну схему, де відбувається накладення (інтерференція) двох когерентних пучків, чи цугів, що мають однакову початкову фазу в кожен момент часу. При цьому одержимо два нових вторинних когерентних між собою джерела 3 і 4. Для зручності міркування на мал. 1 ці джерела розташовані праворуч від щілини 2.

У точках екрана 5 може виникнути інтерференційна картина, розподіл інтенсивності в якій виражається співвідношенням

$$I_P = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \delta, \quad (1)$$

де I_1 і I_2 — інтенсивності, обумовлені коливаннями, що прийшли в деяку точку P екрана від джерел 3 і 4, δ — різниця фаз коливань у цій точці. Різниця фаз δ зв'язана з оптичною різницею ходу хвиль $\delta = x_1 - x_2$ формулою

$$\delta = \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right) \Delta. \quad (2)$$

Згідно (1), у залежності від значень δ , а отже, і Δ в різних точках екрана виникнуть періодично розташовані максимуми і мінімуми, які можна охарактеризувати виразом

$$I_P = 4I_0 \cos^2 \left(\frac{\delta}{2} \right), \quad (3)$$

де прийнято $I_1 = I_2 = I_0$. На мал. 1 ця залежність представлена у виді графіка праворуч від екрана 5.

Якби схема була ідеальною, тобто якби довжина цугів L , була нескінченно великою, а джерело світла 1 — точковим, то інтерференційна картина була б стаціонарною і контрастною у просторі і часі. Практично в точку P приходять цуги хвиль обмеженої довжини L , і якщо різниця ходу $\Delta \geq L$,

відстанями між ними $d = 0,02 \div 0,01$ мм і шириною щілин $b = 0,01 \div 0,03$ мм, матовий екран зі шкалою з ціною поділки 1 мм.

Усі деталі зміцнюються в рейтерах, що має показники для відліків. Установка збирається на оптичній лаві згідно схемі мал. 23. На оптичній лаві маєтья відлікова лінійка довжиною 1 м з ціною поділки 1 мм. Пластины з щілинами встановлюються в тримач, постачений пристроями, що дозволяють регулювати і встановлювати пластины щодо світлового променя.

До роботи додаються чисельні значення b і d , пластин, інструкція з користування лазером.

Завдання 1. Визначення ширини щілин b на пластинах із заданим значенням

1. Вкласти одну з пластин із щілинами в тримач, не торкаючись пальцями поверхні пластини.
2. Включити лазер. Установити рейтер із пластиною на такій відстані від лазера, щоб світловий пучок цілком перекривав обидві щілини по ширині. Екран помістити на кінці оптичної лави.
3. Користаючись регульовальними гвинтами тримача, установити пластину перпендикулярно світловому пучку, направивши відбиті промені назад у вихідний отвір лазера, і домогтися найкращої видимості картини на екрані.
4. Порахувати видиме число $2n - 1$ інтерференційних максимумів на екрані і визначити значення b , користаючись відомим значенням d (див. формулу (4)).

5. Аналогічним шляхом визначити значення b для другої пластини.

6. Порівняти отримані значення b з даними для пластин.

Завдання 2. Визначення довжини хвилі λ випромінювання лазера за допомогою пластини з відомим значенням a

1. Установити пластину, як зазначено в п. 1—3 завдання 1.
2. Порахувати видиме число інтерференційних максимумів на екрані.
3. Визначити ширину інтерференційної смуги Δx . Для цього вимірити по шкалі екрана довжину всієї інтерференційної картини і поділити цю довжину на число максимумів.
4. Відрахувати по лінійці відстань l .
5. Знаючи d , Δx і l , визначити значення λ по формулі (6).
6. Порівняти отримані значення з табличними даними й оцінити погрешності вимірів.

Завдання 3. Визначення значень b і d пластини з невідомими даними при відомій довжині хвилі λ

1. Установивши в тримач невідому пластину, визначити Δx і l , як зазначено в завданні 2. По формулі (5) визначити значення d .
2. З огляду на те, що видиме число смуг дорівнює $2n - 1$ визначити значення b по формулі (4).



Мал. 25

Графік показує, що майже весь дифрагований світловий потік (~90 %) зосереджений у межах 0-го первинного максимуму, тобто в межах кута $\pm \varphi_1$;

$2 \sin \varphi_1 = \frac{2\lambda}{b}$. Подальша дифракційна картина дуже слабка і практично не спостерігається. Якщо d більше b , то в межах кута $\pm \varphi_1$ укладеться кілька головних

максимумів. При $\frac{d}{b} = n$ (n — ціле число) з формул (1) і (2) одержимо

$\sin \varphi_1 = \frac{\lambda}{b} = \sin \theta_n = \frac{n\lambda}{d}$. Отже, головні максимуми $\pm n$ -го порядку збігаються

з первинними мінімумами ± 1 -го порядку і будуть погашені. Таким чином, між первинними мінімумами ± 1 -го порядку укладеться $2n - 1$ головних максимумів, при цьому

$$b = \frac{d}{n}. \quad (4)$$

Шириною інтерференційної смуги Δx називається відстань між серединами сусідніх головних максимумів або мінімумів. При малих кутах θ одержимо Δx зі співвідношення $d \sin \theta_1 \approx d \theta_1 = \lambda$, звідки $\theta_1 = \frac{\lambda}{d}$. З іншого боку, $\theta_1 = \frac{\Delta x}{l}$,

звідки

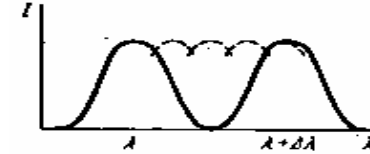
$$\Delta x = \frac{l\lambda}{d}, \quad (5)$$

де l — відстань між екраном 2 і екраном 5. Для довжини хвилі λ , одержуємо

$$\lambda = \frac{d\Delta x}{l}. \quad (6)$$

Формули (5) і (6) застосовні для невеликих порядків m .

Обладнання: джерело світла — (He — Ne)-лазер, дві непрозорі пластини (фотоплівка), на які нанесені два тонких паралельних прозорих штрихи — щілини з



Мал. 2

то інтерференційний ефект не спостерігається, тому що при цьому відповідні цуги не накладуться один на одного унаслідок відставання одного з них на відстань, більшу L . Однак можна припустити, що спізнілий цуг міг би інтерферувати з наступним цугом. Але, як уже сказано, що попередні і наступні цуги не погоджені по фазі і не можуть дати стаціонарної інтерференційної картини. Така картина може тривати лише протягом $\Delta \tau$, тобто практично не спостерігається. Стаціонарна контрастна інтерференційна картина виходить тільки при дотриманні умови

$$\Delta \leq L, \quad (4)$$

що називають умовою тимчасової когерентності, L буде довжиною когерентності.

Обмеженість довжини цугу L , показує, що хвиля не є монохроматичною і їй відповідає деякий спектральний інтервал довжин хвиль $\lambda + \Delta \lambda$, де λ — середня (переважна) довжина хвилі, а $\Delta \lambda$ — ширина спектрального інтервалу.

Відповідно інтерференційну картину на екрані 5 можна представити як послідовний ряд максимумів, що відповідають кожному значенню довжини хвилі від λ до $\lambda + \Delta \lambda$. Максимум інтенсивності 0-го порядку є загальним для всіх довжин хвиль. В міру зростання λ максимуми будуть розсовуватися, і із збільшенням порядку інтерференції накладатися один на одного. Інтерференційна картина буде розмиватися і при накладанні максимуму $(m+1)$ -го порядку для довжини хвилі λ , на максимум m -го порядку для довжини хвилі $\lambda + \Delta \lambda$ зникне (мал. 2). При цьому

$$(m+1)\lambda = m(\lambda + \Delta \lambda), \quad (5)$$

тобто між максимумами m -го порядку і $(m+1)$ -го порядку для λ укладуться послідовно максимуми m -го порядку для всього інтервалу довжин хвиль. З (5) випливає

$$m = \frac{\lambda}{\Delta \lambda} \quad (6)$$

Умова (6) показує можливу найбільш видиму кількість інтерференційних смуг m , обумовлену тимчасовою когерентністю схеми, тобто немонахроматичністю внаслідок обмеженої довжини цугу хвиль L . У цьому випадку різниця ходу Δ буде мати граничне

значення: $\Delta = m\lambda = L = \frac{\lambda^2}{\Delta \lambda} = c\Delta \tau$. З іншого боку, $\Delta \lambda$ можна виразити

через інтервал частот $\Delta \nu$ у виді

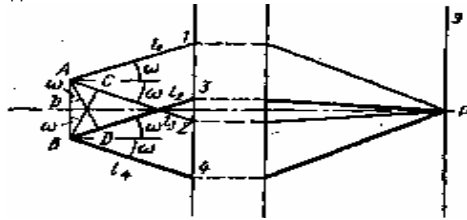
$$\Delta\nu = \left(\frac{c}{\lambda^2} \right) \Delta\lambda = \frac{c}{L} = \frac{1}{\Delta\tau}.$$

Звідси випливає $\Delta\nu\Delta\tau = 1$. Враховуючи (4), одержимо умову тимчасової когерентності, що накладає обмеження на $\Delta\tau$, у виді

$$\Delta\tau\Delta\nu \leq 1, \quad (7)$$

$\Delta\tau$ буде виражати час когерентності, тобто час тривалості цугу L .

Розглянемо просторову когерентність. Прийняте нами допущення про точковість вихідного джерела світла нездійсненне в реальних схемах. Використовувані джерела світла завжди мають довжину, що істотно впливає на контраст інтерференційної картини і може привести до її повного зникнення. Це пояснюється тим, що кожна точка джерела дає в інтерференційному полі (на екрані 5) свою інтерференційну картину, що може не збігатися з картинами від інших точок.



Мал. 3

Якщо навіть вихідне джерело являє собою хвильову поверхню, тобто поверхню рівних фаз, то в реальних джерелах фаза «хвильової поверхні» змінюється при переході від однієї точки до іншої. Цей перехід відбувається безладним чином, і чим більша «хвильова поверхня», тим більша для неї неузгодженість фаз. Якщо випадкова зміна фаз не перевищує π , то точки поверхні джерела можна розглядати як погоджені по фазі, а інтерференційна картина збереже достатній для спостереження контраст (видимість). У випадку, коли різниця фаз коливань, що відбуваються в різних точках «хвильової поверхні» джерела світла, залишається постійною, говорять про просторову когерентність.

Нехай на мал. 3 лінійні розміри джерела рівні b . Хвилі як і раніше яким-небудь приладом розділяються на два пучки, що, перекриваючись, інтерферують один з одним у точці P екрана $\mathcal{E}$. Від точки A джерела до екрана приходять промені 1 і 2, що утворюють кут 2ω , називаний апертурою інтерференції, l_1 і l_2 — відрізки, що проходять промені 1 і 2 на шляху до екрана. Різниця ходу цих променів складе

$$\Delta_A = l_2 - l_1.$$

Аналогічно, різниця ходу для променів 3 і 4, що виходять із точки B , буде рівна

$$\Delta_B = l_4 - l_3,$$

де l_3 і l_4 — відрізки, що проходять промені 3 і 4 на шляху до екрана.

Як ми вже говорили, якщо неузгодженість фаз на поверхні джерела не перевищує π , то розміри джерела світла забезпечують просторову когерентність схеми. Ця умова може бути записана так:

розподіл інтенсивності через дифракцію від кожної щілини, а також розподіл інтенсивності через взаємну інтерференцію когерентних хвиль, що йдуть від щілин 3 до 4.

Як показано в лабораторній роботі 63, умова мінімумів інтенсивності, одержуваних, при дифракції від однієї щілини і названих первинними мінімумами, виражається у вигляді:

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

де φ_k — кут дифракції (мал. 24). При $k = 0$ виникає дифракційний максимум.

$$\text{Умови} \quad b \sin \varphi_1 = \pm 1,43\lambda; \quad b \sin \varphi_2 = \pm 2,46\lambda;$$

$$b \sin \varphi_3 = \pm 3,47\lambda \dots \text{є умовами первинних максимумів.}$$

Положення максимумів і мінімумів від кожної щілини не будуть залежати від положення щілини щодо осі світлового пучка, тому що ці положення визначаються напрямком, по якому йде велика частина світла, що випробувало дифракцію. Тому щілини 3 і 4 дають однакові дифракційні картини, що накладаються одна на одну, що підсилюють одна одну. Так як хвилі, що накладаються, когерентні, то розподіл інтенсивності при взаємній інтерференції хвиль, що йдуть від щілин 3 і 4, одержимо, розглядаючи їхню різницю ходу $\Delta = d \sin \theta$ (мал. 24). Очевидно, максимуми інтенсивності виникають у тих випадках, коли хвилі від щілин 3 і 4 (див. мал. 23) приходять у точку P їхньої зустрічі (накладення) на екрані 5 синфазними, тобто коли різниця ходу Δ дорівнює цілому числу хвиль:

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

де d — відстань між відповідними точками щілин 3 і 4, θ — кут дифракції.

Максимуми, обумовлені формулою (2), називаються головними.

Відповідно мінімуми інтенсивності при взаємній інтерференції виникають у тих випадках, коли хвилі від щілин 3 і 4 зустрічаються в протифазі, тобто їхня різниця ходу Δ буде дорівнювати непарному числу напівхвиль:

$$d \sin \theta = \pm (2m + 1) \frac{\lambda}{2}; \quad m = 0, 1, 2, \dots, \quad (3)$$

Результуючий розподіл інтенсивності на екрані 5 дано на графіку мал. 25. Пунктирна крива відповідає розподілу інтенсивності первинних максимумів і мінімумів, суцільна відповідає результуючому розподілу з урахуванням головних максимумів і мінімумів.

(див. мал. 21), прийнявши для максимумів приблизно

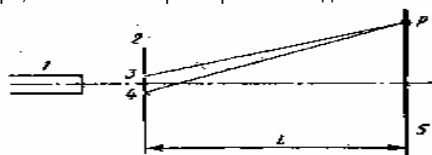
$$b \sin \varphi_k = \pm (2k + 1) \frac{\lambda}{2}; \quad k = 1, 2, \dots$$

9. Розрахувати похибки по відхиленнях експериментальних точок від теоретичної кривої.

10. Оцінити джерела похибок вимірів.

ВИВЧЕННЯ ДИФРАКЦІЇ ФРАУНГОФЕРА ВІД ДВОХ ЩІЛИН (НА ОСНОВІ ДОСВІДУ ЮНГА) (№64)

Мета роботи: ознайомлення зі схемою дифракції Фраунгофера від двох щілин у когерентному світлі лазера, визначення параметрів схеми і довжини світлової хвилі.



Мал. 23

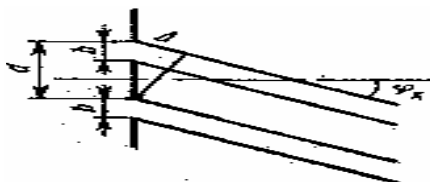
Принципова схема спостереження дифракції від двох щілин представлена на мал. 23. Паралельний пучок променів від джерела (He — Ne)-лазера 1 освітлює екран 2 із двома вузькими щілинами 3 і 4, довжина яких більша за поперечник падаючого пучка.

Ширина щілин b однакова. Відстань між серединами щілин d .

Згідно принципу Гюйгенса, площини щілин стають джерелами вторинних хвиль, що поширюються в усі сторони, тобто світло дифрагує на щілинах, як показано на мал. 23. Дифраговані хвилі є когерентними, тому що вони утворилися шляхом розподілу фронту падаючої плоскої хвилі, а отже, вони можуть інтерферувати в області їхнього накладення. Інтерференційна картина спостерігається на екрані 5, що знаходиться на відстані l від площини щілин.

Дифракція Фраунгофера спостерігається тільки в паралельних пучках, тому в даній схемі відстань l до екрана 5 повинна бути значно більшою за ширину щілин b

відстані d , між ними при довжині хвилі λ , а d порівняно з b : $l \gg \frac{b^2}{\lambda}$.



Мал. 24

У цьому випадку промені, що йдуть до екрана 5, будуть практично паралельними (див. лабораторну роботу 63).

Розрахунок розподілу інтенсивності на екрані 5 одержимо, якщо врахуємо

$$\Delta_A - \Delta_B \leq \frac{\lambda}{2}. \quad (8)$$

Згідно мал. 3,

$$\Delta_A - \Delta_B = (l_2 - l_1) - (l_4 - l_3) = (l_2 - l_4) + (l_3 - l_1),$$

але

$$l_2 - l_4 = b \sin \omega; \quad l_3 - l_1 = b \sin \omega,$$

отже,

$$\Delta_A - \Delta_B = 2b \sin \omega.$$

З огляду на (8), одержимо умову просторової когерентності.

$$2b \sin \omega \leq \frac{\lambda}{2}. \quad (9)$$

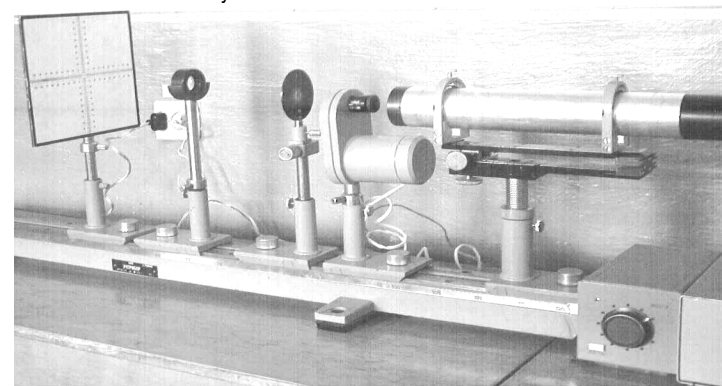
Кут ω буде апертурним кутом інтерференційної схеми, чи кутом когерентності.

Умова (9) показує, що при обмеженні розмірів джерела світла схема буде просторово когерентна і дасть інтерференційну картину, що спостерігається, у межах тимчасової когерентності.

Вперше інтерференційна картина такого типу була отримана Томасом Юнгом у 1802 р., який практично показав, що якщо в схемі мал. 1 джерело світла 1 не обмежити щілиною 2, то інтерференційна картина спостерігатися не буде.

Обладнання: оптичний квантовий генератор типу (He — Ne)-лазера, позитивна лінза, екран у виді матового скла, пластина з двома вузькими паралельними щілинами, матове скло (грубозернисте), оптична лава.

Схема вимірювальної установки представлена на мал. 4. Джерелом світла для експериментів служить світла пляма, одержувана при фокусуванні променя лазера 2 за допомогою лінзи 3 на матовому склі.



Мал. 4

Світлові хвилі, що виходять з різних точок світних плям на матовому склі, у силу різної товщини матового скла в різних місцях мають різну початкову фазу. Якщо матове

скло нерухоме, то різниця початкових фаз зберігається з часом, а якщо переміщати (обертати) його у своїй площині, то забезпечується зміна початкових фаз з часом і така світна пляма буде імітувати звичайне теплове джерело світла. Між матовим склом і екраном 6 міститься подвійна щілина 5 для спостереження інтерференційної картини. Діаметр світної плями можна варіювати, змінюючи положення лінзи 3 уздовж осі.

У роботі спочатку спостерігається інтерференційна картина в лазерному світлі від нерухомої світної плями. При цьому на екрані спостерігається зерниста структура розподілу інтенсивності світла, одержувана в результаті інтерференції пучків світла просторово некогерентних, але когерентних по часу (світло виходить з різних точок світної плями, хоча і з різними початковими фазами, але з незмінним у часі зрушенням фаз). Потім на екрані спостерігається картина, що дається повністю некогерентним джерелом світла, що випускається різними ділянками світної плями, не погодженими по початкових фазах. Імітація такого звичайного джерела світла досягається при обертанні матового скла настільки швидко, що зерниста картина на екрані змінюється рівномірною освітленістю це вказує на хаотичну зміну початкової фази світла, що випускається з будь-якої точки світної плями. Потім спостерігається інтерференційна картина від двох щілин, де як джерело світла використовується одне світлове зерно середнього розміру. Якщо тепер матове скло привести в обертання і переміщуючи подвійну щілину, то в якийсь момент картина смуг зникне — це буде означати, що подвійна щілина вийшла за межі кута когерентності. В усіх цих дослідах тимчасова когерентність була забезпечена вузьким інтервалом частот лазерного випромінювання.

Завдання 1. Визначення розмірів джерела світла і кута когерентності

1. Установити на оптичну лаву 1 прилади згідно мал. 4 (крім подвійної щілини 5) і спостерігати зернистий розподіл інтенсивності світла на екрані 6. Привести матове скло 4 в обертання і спостерігати картину на екрані. Зробити висновок про результати спостереження.

2. Переміщуючи матове скло 4 щодо лінзи 5, домогтися, щоб зерна на екрані стали якнайбільшими. Виміряти відстань від лінзи до матового скла (воно дорівнює фокусній відстані лінзи f , якщо промінь лазера вважати паралельним).

3. Помістивши на місце лінзи аркуш паперу, виміряти діаметр лазерного пучка D . Повернути лінзу на місце.

4. Переміщуючи матове скло уздовж лави, одержати на екрані зерна такого розміру, щоб подвійна щілина, поставлена між екраном і матовим склом, виявилася у середині світлового конуса одного зерна середнього розміру. Вимірити відстань l від лінзи до матового скла.

5. Привести матове скло у швидке обертання. Замалювати картину на екрані.

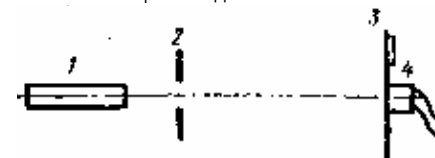
6. При обертанні матового скла переміщати подвійну щілину ближче до матового скла доти, поки не зникнуть інтерференційні смуги на екрані. Зафіксувати відстань a від матового скла до подвійної щілини в цей момент.

7. За вимірними фокусною відстанню лінзи f , діаметру лазерного пучка D і відстанню l від матового скла до лінзи обчислити діаметр світлової плями.

8. За вимірною відстанню від матового скла до подвійної щілини a і заданою відстанню h між щілинами подвійної щілини обчислити кут когерентності: $2\omega \cong \frac{h}{a}$.

9. Переконалися у виконанні теоретичної умови просторової когерентності для

установлюється на оптичній лаві так, щоб частина лави (не менш 1 м) залишалася вільною. На вільному кінці лави встановлюються два рейтери: один з тримачем для щілини 2, інший зі змінним тримачем для матового екрану 3, а також для фотодіода 4. Тримач для щілини повинен мати пристрій для невеликого переміщення в поперечному напрямку при налагодженні установки. Тримач для фотодіода повинен бути поставлений поперечними напрямками для переміщення фотодіода в межах не менш 100 мм в обидва боки від середнього положення (від оптичної осі). Для реєстрації переміщення фотодіода до направляючого тримача кріпиться лінійка з ціною поділки не більш 1 мм. Для відліку положення рейтерів і лазера оптична лава повинна бути поставлена відліковою лінійкою довжиною в 1 м з ціною поділки не більш 1 мм.



Мал. 22

До роботи додаються опис квантового генератора і посібник з його користування.

Завдання. Дослідження розподілу інтенсивності в дифракційній картині від щілини

1. Зібрати установку за схемою мал. 22, помістивши в рейтері 2 тримач з щілиною, а в рейтері 3 — матовий екран. Рейтер 2 помістити на відстані не менш 200 мм від лазера, а рейтер 3 — на краю оптичної лави.

2. Включити лазер.

3. Регулюванням ширини щілини одержати на матовому екрані дифракційну картину. Відстань між мінімумами повинна бути не менш 10 мм. Домогтися найбільшої чіткості картини. Для цього поперечними переміщеннями установити щілину так, щоб пучок від лазера симетрично перекривав щілину. Нахилами площини щілини домогтися перпендикулярності падіння пучка. При цьому відбиті промені повинні йти в зворотному напрямку у вихідне вікно лазера.

4. Зняти екран і установити замість нього фотодіод на рівні дифракційної картини.

5. Уключити живлення фотодіода. Закрити світлопроникне вікно фотодіода, виміряти темновий струм I_0 .

6. Відкрити фотодіод. Переміщуючи фотодіод, уздовж дифракційної картини, зняти показання струмів $I_{\phi k}$ у прямому і зворотному напрямку по всій дифракційній картині.

У разі потреби чутливість мікроамперметра може бути змінена. Найменший відлік повинний відповідати не менш ніж п'ятьом поділкам шкали мікроамперметра.

7. З огляду на темновий струм $I_{\phi} = I_{\phi k} - I_0$, побудувати графік розподілу інтенсивності в дифракційній картині, вважаючи інтенсивності пропорційними фотоструму. Врахувати зміни чутливості мікроамперметра.

8. У тих же координатах побудувати теоретичний графік розподілу інтенсивності

$$A_0 \text{ нульового максимуму, а інтенсивність } I_1 = A_1^2 = \left[\frac{2}{3\pi} \right] A_0^2 \approx 0,045 I_0.$$

Аналогічно можна знайти і відносну інтенсивність інших максимумів.

В результаті одержуємо наступне співвідношення інтенсивностей:

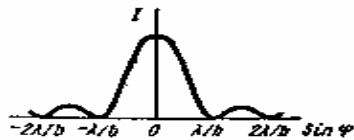
$$I_0 : I_1 : I_2 : I_3 : \dots : I_n = 1 : \left(\frac{2}{3\pi} \right)^2 : \left(\frac{2}{5\pi} \right)^2 : \left(\frac{2}{7\pi} \right)^2 : \dots : \left(\frac{2}{(2n+1)\pi} \right)^2 = 1 : 0,045 : 0,016 : 0,008 : \dots$$

Так як графічний розрахунок є наближенням, то отримані співвідношення також будуть наближеними.

Таким чином, центральний нульовий максимум значно перевершує по інтенсивності інші максимуми. Йому відповідають ~90 % усього світлового потоку, що виходить із щілини. Неважко бачити, що нульова амплітуда буде відповідати кутам дифракції φ_k , при яких

$$b \sin \varphi_k = \pm k \lambda, \quad (1)$$

де $k = 1, 2, 3, \dots$ — порядок дифракційного мінімуму. Отже, (1) буде умовою дифракційного мінімуму. При $k = 0$, як видно, $\varphi_0 = 0$ і умова $b \sin \varphi_0 = 0$ буде умовою центрального максимуму нульового порядку.



Мал. 21

Умова дифракційного максимуму виражається по уточнених формулах:

$$b \sin \varphi = \pm 1,43 \lambda, \quad b \sin \varphi = \pm 2,46 \lambda, \quad b \sin \varphi = \pm 3,47 \lambda, \quad \dots (2)$$

Графік розподілу інтенсивності на екрані 3 показаний на мал. 21. Спостереження дифракційної картини Фраунгофера залежить від ширини щілини, а також від відстані l від щілини до екрана 3. Якщо, наприклад, ширина щілини $b = \lambda$,

то $\sin \varphi_1 = 1$, а отже, і $\varphi_1 = \frac{\pi}{2}$, тобто жодного дифракційного мінімуму

спостерігатися не буде, екран буде весь освітлений: більше в середині і менше до країв. Це відповідає чистій дифракції без інтерференції. При малих кутах дифракції картина може виявитися занадто дрібною для спостереження.

У даній роботі пропонується скласти схему дифракції від щілини, що дозволяє чітко спостерігати дифракційну картину і побудувати експериментальний графік розподілу інтенсивності.

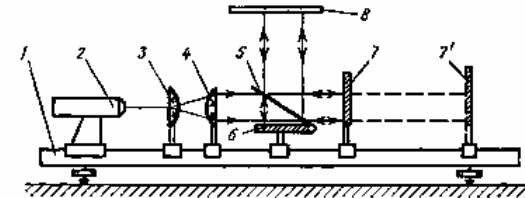
Обладнання: джерело світла — оптичний квантовий генератор — (He — Ne)-лазер, розсувна щілина типу спектральної щілини, скляний матовий екран, фотогенератор — фотодіод з електронним підсилювачем і мікроамперметром.

Установка збирається за схемою мал. 22. Квантовий генератор 1

$$\lambda = 633 \text{ нм.}$$

Обладнання: оптичний квантовий генератор типу (He — Ne)-лазера, система лінз, напівпрозоре дзеркало, рухоме дзеркало, екран, оптична лавка.

Установка для виміру довжини когерентності зібрана на оптичній лаві 1 і являє собою звичайну інтерференційну схему Майкельсона (мал. 5). Тут джерело — лазер 2 — дає після розширення за допомогою лінз 3 і 4 майже рівнобіжний пучок світла. Цей пучок розділюється на напівпрозорому дзеркалі



Мал. 5

5, нахиленому під кутом 45° до осі пучка. Отримані пучки відбиваються: один — від нерухомого 6, а інший — від рухомого 7 дзеркал, повертаються до напівпрозорого дзеркала 5 і знову, частково відбиваючись, частково проходячи напівпрозоре дзеркало 5, дають на екрані 8 розподіл освітленості у виді інтерференційних смуг. Відсунувши рухливе дзеркало, можна збільшити різницю ходу між інтерферуючими пучками. При різниці ходу, що перевищує довжину когерентності, замість системи смуг на екрані око бачить рівномірну освітленість.

У даному експерименті до апаратури пред'являються високі вимоги: дзеркала повинні бути високого класу частоти і високої площинності. Особливо слід зазначити вплив вібрацій — якщо дзеркала не зв'язані і коливаються незалежно з частотою вище 15 Гц, то око перестає бачити інтерференційну картину, навіть якщо різниця ходу інтерферуючих пучків менша довжини когерентності. Для зменшення впливу перешкод вся система монтується на оптичній лаві, встановленій на спеціальній консолі.

Завдання 2. Визначення часу когерентності і ширини спектрального інтервалу

1. Установити рухливе і нерухоме дзеркала симетрично щодо напівпрозорого, для того щоб різниця ходу інтерферуючих пучків була приблизно рівна нулю. Одержати інтерференційну картину. Зафіксувати l_1 — положення дзеркала 7 (мал. 5).

2. Відсунути дзеркало 7 доти, поки на екрані замість смуг не з'явиться рівномірна освітленість. Зафіксувати l_2 .

3. Обчислити довжину когерентності як подвоєну відстань між зафіксованими в п. 1 і 2 положеннями: $L = 2(l_2 - l_1)$.

4. Обчислити час когерентності $\Delta \tau$ (зі співвідношення $L = c \Delta \tau$).

5. Обчислити ширину спектрального інтервалу. Визначити погодженість отриманих результатів з формулою (7).

6. Обчислити найбільше число m можливих інтерференційних смуг.

7. Зробити висновок за результатами вимірів.

ВИВЧЕННЯ ЯВИЩА ІНТЕРФЕРЕНЦІЇ ЗА ДОПОМОГОЮ БІПРИЗМИ ФРЕНЕЛЯ (№60)

Мета роботи: ознайомлення з інтерференційною схемою, одержуваної за допомогою біпризми Френеля, визначення кутової ширини зони інтерференції, а також довжини світлової хвилі.

У досвіді Френеля з біпризмою когерентні хвилі одержуються поділом світлового пучка шляхом переломлення в подвійній призмі з дуже малими заломлюючими кутами θ (мал. 6). Вихідним джерелом світла служить вузька щілина 2, розташована паралельно ребру тупого кута біпризми 5 і освітлювана монохроматичним світлом від освітлювача 1. В результаті заломлення утворюються дві когерентні циліндричні хвилі, ніби вихідні з уявних когерентних джерел 3 і 4, коливання яких відбуваються синфазно (в одній фазі). Розчленовані пучки частково перекриваються, утворюючи зону інтерференції. Інтерференційна картина спостерігається на екрані 6 у виді інтерференційних смуг — максимумів і мінімумів.

Результат додавання коливань, що приходять у точку P екрана 6 від когерентних джерел 3 до 4, залежить від оптичної різниці ходу $\Delta = x_2 - x_1$, що показано на мал. 7, представленою у виді спрощеної схеми без біпризми. Умови екстремумів будуть мати такий вид:

$$\Delta = \pm k\lambda \quad (\text{умова максимуму}),$$

$$\Delta = \pm(2k+1)\frac{\lambda}{2} \quad (\text{умова мінімуму}), \quad (1)$$

де $k = 0, 1, 2, 3, \dots$ — порядок інтерференційного максимуму і мінімуму, λ — довжина світлової хвилі.

На мал. 7 праворуч показаний графік розподілу інтенсивності світла в інтерференційній картині.

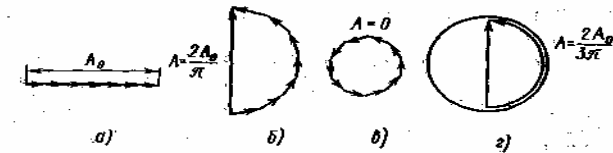
Відстань між серединами сусідніх максимумів чи сусідніх мінімумів називається шириною смуги b . При малих кутах ω (див. мал. 6) нескладно одержати ширину смуги, поклавши приблизно до членів другого порядку малості (мал. 7),

$$\frac{\Delta}{2d} = \frac{OP}{l}; \quad \frac{m\lambda}{2d} = \frac{mb}{l},$$

звідки

$$b = \frac{\lambda l}{2d}, \quad (2)$$

де m — число інтерференційних смуг від точки O до точки P , l — відстань між площиною джерел 3 і 4 і екраном 6, $2d$ — відстань між джерелами 3 і 4.



Мал. 20

Розподіл інтенсивності в одержуваній картині визначається підсумовуванням елементарних хвиль, що прийшли в дану точку екрана від всіх елементів щілини, з урахуванням їх амплітуди і фази за принципом Гюйгенса — Френеля.

При невеликих кутах Дифракції найбільше просто розрахувати інтенсивність графічним методом, запропонованим Френелем. Для цього розіб'ємо відкриту частину хвильового фронту в площині щілини на вузькі смужки — зони рівної ширини, паралельні краям щілини. У даному випадку фронт хвилі в площині щілини збігається з хвильовою поверхнею, тобто фаза у всіх його точках однакова. Кожна зона (смужка)

буде відігравати роль елементарного вторинного джерела хвиль. Коливання $\Delta \bar{A}$ від кожної зони має однакову амплітуду і відстає від попереднього коливання по фазі на ту саму величину δ , що залежить від кута дифракції φ , що визначає напрямок на точку спостереження P . При $\varphi_0 = 0$ різниця фаз δ дорівнює нулю і векторна діаграма має

вид, показаний на мал. 20, а. Амплітуда результуючого коливання $\bar{A}_0$ дорівнює алгебраїчній сумі амплітуд коливань, що даються. Якщо різниця фаз коливань, що додаються, що відповідає краям щілини, дорівнює π ; (тобто різниця ходу $\Delta = b \sin \varphi = \frac{\lambda}{2}$), то вектори $\Delta \bar{A}$ розташовуються уздовж півкола довжиною

A_0 (мал. 20, б). Отже, для результуючої амплітуди одержимо значення $A = \frac{2A_0}{\pi}$. У

випадку коли $\Delta = b \sin \varphi = \lambda$ коливання від країв щілини відрізняються по фазі на 2π . Відповідна векторна діаграма дана на мал. 20, в. Вектори $\Delta \bar{A}$ розташовуються уздовж кола довжиною A_0 . Результуюча амплітуда дорівнює нулю, що відповідає

першому мінімуму. Перший максимум спостерігається при $\Delta = b \sin \varphi = \frac{3\lambda}{2}$. У

цьому випадку коливання від країв щілини відрізняються по фазі на 3π . Будуючи послідовно вектори $\Delta \bar{A}$, ми обійдемо півтора рази коло діаметра $A_1 = \frac{2A_0}{3\pi}$ (мал.

20, г). У такий спосіб амплітуда A_1 першого максимуму складає $\frac{2}{3\pi}$ від амплітуди

ординат — квадрату їхніх радіусів. З графіка, з огляду на формулу (8), визначити п'ять значень довжини хвилі λ .

5. Порівняти отриманий результат з табличними даними.

6. Оцінити джерела похибок методу виміру. Розрахувати похибку, обумовлену наближеним значенням формул (7) і (8).

Завдання 3. Вимір глибини подряпини інтерференційним методом

1. На молібденове скло помістити лінзу з подряпиною і зробити налагодження установки зі світлофільтром (п. 1 завдань 1 і 2).

2. Повернути лінзу так, щоб напрямок вигину інтерференційних смуг на подряпині збігався з напрямком переміщення центра перетину гвинтового окулярного мікрометра.

3. Виміряти діаметри двох сусідніх темних інтерференційних кілець, наприклад 3-го і 4-го порядків, і визначити b .

4. Виміряти глибину Δb вигину інтерференційного кільця 3-го порядку, що відповідає подряпині.

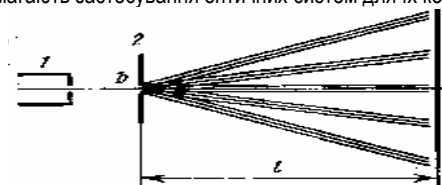
5. По отриманим даним і по формулі (9) визначити глибину подряпини Δx .

6. Розрахувати похибку вимірювання, обумовлену наближеним значенням формули (9).

ВИВЧЕННЯ ДИФРАКЦІЇ ФРАУНГОФЕРА ВІД ОДНІЄЇ ЩІЛИНИ(№63)

Мета роботи: вивчення розподілу інтенсивності в картині дифракції від вузької щілини при спостереженні у світлі лазера.

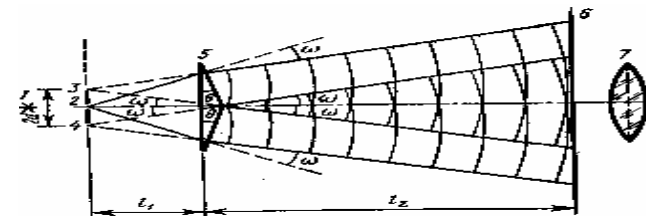
Дифракція Фраунгофера спостерігається в паралельних променях, одержуваних за допомогою оптичних систем — колиматорів. При використанні лазера оптична система значно спрощується, тому що випромінювані, лазером когерентні світлові пучки є паралельними і не вимагають застосування оптичних систем для їх колімації.



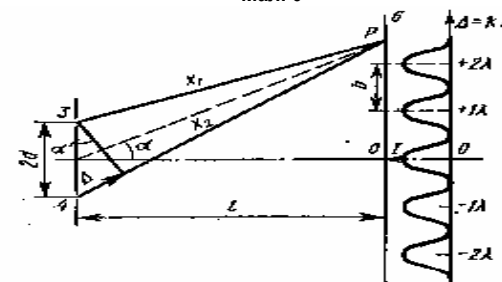
Мал. 19

Схема спостереження дифракції Фраунгофера від однієї щілини представлена на мал. 19. Паралельний пучок від (He — Ne)-лазера 1 падає нормально на щілину 2, довжина якої значно більша її ширини b . Відповідно до принципу Гюйгенса, кожна точка площини щілини, до якої дійшло світлове коливання, стає джерелом вторинних хвиль, що поширюються в усі сторони під кутами дифракції $\varphi_1, \varphi_2, \dots$, тобто світло дифрагує при проходженні через щілину. Дифраговані пучки є когерентними і можуть інтерферувати при накладенні. Результат інтерференції, у виді періодичного розподілу

інтенсивності спостерігається на екрані 3, що знаходяться на відстані $l > \frac{b^2}{\lambda}$ від щілини 2.



Мал. 6



Мал. 7

Якщо тупий кут біпризми близький до 180° , а кут падіння променів на біпризму малий, то всі промені при переломленні відхиляються біпризмою на однаковий кут ω (див, мал. 6):

$$\omega = (n - 1)\theta \quad (3)$$

де n — показник переломлення скла біпризми. При цьому уявні джерела 3 і 4 будуть лежати в одній площині з щілиною 2. Кут 2ω — це кутова ширина зони інтерференції.

Експериментально кут 2ω може бути отриманий шляхом виміру усієї видимої інтерференційної картини і відстані l_2 між біпризмою й екраном 6 відповідно до наближеної формули

$$2\omega = \frac{Nb}{l_2}, \quad (4)$$

де N — число усіх видимих інтерференційних смуг, b — ширина інтерференційної смуги.

Крім того, через малу товщину біпризми кутова ширина зони інтерференції буде також дорівнювати

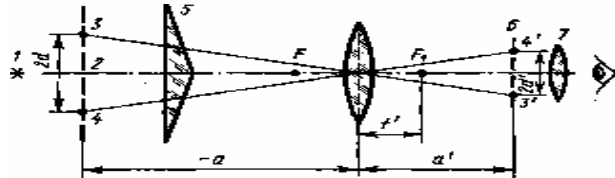
$$2\omega = \frac{2d}{l_1}, \quad (5)$$

де $2d$ — відстань між уявними джерелами, l_1 — відстань від щілини 2 до біпризми.

Довжина світлової хвилі λ може бути визначена, якщо відомі геометричні

параметри схеми: $2d$ — відстань між когерентними джерелами 3 і 4, l — відстань між площиною джерел і екраном 6 і b — ширина інтерференційної смуги. З формули (2) одержимо

$$\lambda = \frac{2db}{l}. \quad (6)$$



Мал. 8

У даному випадку $2d$ і l безпосередньо вимірити не можна. Непряме визначення цих відрізків можна зробити за допомогою лінзи, що збирає, якщо встановити її перед екраном 6 так, щоб на екрані вийшло дійсне зображення джерел 3 і 4. Тоді з мал. 8 і формул для тонкої лінзи неважко одержати

$$\frac{2d}{2d'} = \frac{a}{a'} = \frac{f'}{a' - f'}, \quad (7)$$

де $2d$ — шукана відстань між джерелами 3 і 4, $2d'$ — відстань між зображеннями цих джерел, а a і a' — відповідні відстані від джерел і їхніх зображень до лінзи, f' — фокусна відстань лінзи.

Далі, враховуючи, що $l = a' + (-a)$, $f'a - a'a - f'a' = 0$ (відрізок a — від'ємний) і перетворивши вираз (7), одержимо величину $\frac{2d}{l}$ у вигляді

$$\frac{2d}{l} = \frac{2d'f'}{a'^2}. \quad (8)$$

Підставивши (8) у формулу (6), неважко обчислити довжину хвилі λ :

$$\lambda = \frac{2d'f'b}{a'^2}. \quad (9)$$

Обладнання: освітлювач, що складається з лампи накаливання, світлофільтра з відомою довжиною хвилі пропущення і конденсора, розсувна щілина, біпризма Френеля з відомим кутом θ і показником переломлення n , екран у виді матового скла, що збирає лінза з відомою фокусною відстанню і мікроскоп-мікрометр із відомою ціною розподілу шкали.

Усі деталі повинні бути змонтовані на рейтерах, поставлених покажчиками для відліку їхнього положення. Варто передбачити можливість переміщення деталей нагору і вниз і закріплення їх у необхідному положенні.

Джерелом світла 1 служить лампочка накаливання, світло від якої проходить через світлофільтр 2 і падає на напівпрозору пластинку 3 вертикальні ілюмінатори. Після від пластинки світло проходить через об'єктив мікроскопа 4 і падає на лінзу 5, що міститься на чорному склі 6 на столику мікроскопа. Інтерференційні кільця, що утворилися при відображенні світла від чорної скляної пластинки і нижньої поверхні лінзи, спостерігаються через мікроскоп. Наведення на різкість зображення кілець виробляється гвинтами 7 і 8.

Для відліку радіусів кілець у верхню частину тубуса вставлений гвинтовий окулярний мікрометр 9. У полі зору гвинтового окулярного мікрометра є нерухома цифрована шкала, хрест і бісектор, що можуть переміщатися щодо шкали за допомогою барабана 10. Шкала барабана розділена на 100 розподілів. Кожний оборот відповідає одному розподілу шкали окулярного мікрометра. Отже, по барабані можна відраховувати соті частки розподілу шкали.

Ціна розподілу барабана окулярного мікрометра, радіус сфери лінзи R , а також довжина хвилі пропущення світлофільтрів і спектральний інтервал задаються.

Завдання 1. Визначення граничної товщини шару d_{II} і спектрального інтервалу λ

1. Зробити налагодження установки в білому світлі без світлофільтра й одержати в поле зору кольорові інтерференційні кільця.

2. Для цього, знявши лінзу, відфокусувати мікроскоп гвинтами 7 і 8 на поверхню чорного скла, поклавши на нього шматок міліметрового паперу.

Обмахнути пензликом лінзу і чорне скло. Обережно, без ковзання, накласти лінзу на скло. У місці контакту лінзи і пластини повинна з'явитися видима на око інтерференційна картина, що складається з кольорових кілець.

Домогтися різкої видимості інтерференційних кілець. Додатковим переміщенням чорного скла разом з лінзою вивести інтерференційну картину на середину поля зору.

2. Відрахувати видиме число m інтерференційних кілець. При цьому прийняти зелене кільце в якості основного ($\lambda = 550$ нм).

3. По формулах (5) і (6) визначити спектральний інтервал $\Delta\lambda$, і d_{II} шару.

4. Повторити виміри (п. 2 і 3), установивши в освітлювач кольорові скельця, визначити для кожного з них $\Delta\lambda$, і d_{II} .

5. Отримані $\Delta\lambda$, для білого світла і кольорових стекол порівняти зі спектральним інтервалом для білого світла і відповідно з табличними даними для кольорових стекол.

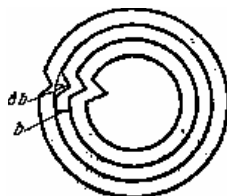
Завдання 2. Визначення довжини хвилі пропущення світлофільтра

1. Перевірити налагодження установки (п. 1 завдання 1), помістивши в освітлювач світлофільтр.

2. Користаючись гвинтовим окулярним мікрометром, виміряти діаметри 6 – 8 темних інтерференційних кілець починаючи з 4-го порядку.

3. Обчислити квадрат радіусів обмірюваних кілець, з огляду на ціну поділок гвинтового окулярного мікрометра.

4. Побудувати графік, відкладаючи по осі абсцис номера k кілець, а по осі



Мал. 13

Так як забезпечити контакт у точці O (мал. 12) важко унаслідок попадання порошин, то користуються іншою формулою, у яку входить комбінація з двох значень радіусів інтерференційних кілець r_k і r_i , що дозволяє виключити можливий зазор d_0 у точці O :

$$\lambda = \frac{r_k^2 - r_i^2}{(k - i)R}, \quad (8)$$

де k і i — порядки інтерференційних кілець.

Формула (8) залишається однією і тією ж як для інтерференційних мінімумів, так і для максимумів.

Відхилення від правильної сферичної форми — наявність мікронерівностей — виражається в скривленнях інтерференційної смуги (мал. 13).

Глибина мікронерівності Δx приблизно визначається по формулі

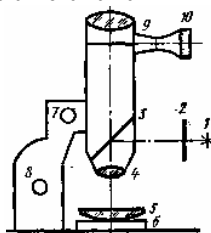
$$\Delta x = \frac{\Delta b}{b} \frac{\lambda}{2}, \quad (9)$$

де Δb — висота скривлення, b — ширина тієї ж інтерференційної смуги.

Формула (9) є наближеною і може застосовуватися тільки для малих величин Δx , при яких $\Delta b < b$.

Обладнання мікроскоп з освітлювачем — вертикальним ілюмінатором для роботи у відбитому світлі, гвинтовий окулярний мікрометр, плоско-опукла сферична лінза, чорна молібденова плоска скляна пластина, світлофільтр і 2—3 кольорового скла.

Схематично установка представлена на мал. 14.



Мал. 14

Установка повинна бути зібрана на оптичній лаві довжиною не менш 1 м, постаченою відліковою лінійкою з ціною розподілу 1 мм.

Перераховані вище деталі розміщуються на оптичній лаві згідно мал. 6. На одному кінці лави зміцнюється джерело світла 1 і щілина 2. На відстані 20–30 см від щілини встановлюється біпризма 5 в оправі так, щоб ребро її тупого кута було паралельно щілині і на одній з нею оптичній осі. На відстані 40–50 см від біпризми міститься мікроскоп-мікрометр 7. Мікроскоп не фокусується на інтерференційну картину, а лише розширює (збільшує) її.

Завдання. Визначення кутової ширини зони інтерференції і довжини хвилі

1. Зробити налагодження установки так, щоб у поле зору були видні виразні інтерференційні смуги, розташовані симетрично щодо хрестовини шкали мікроскопа-мікрометра, і закріпити рейтери в отриманому положенні.

2. Вимірити ширину інтерференційної смуги b за допомогою мікроскопа-мікрометра, узявши значення ширини 7–10 смуг і поділивши її на число смуг (з огляду на ціну поділок мікроскопа-мікрометра).

3. Вимірити усю видиму через мікроскоп інтерференційну картину Nb (N — видима кількість смуг).

4. Не змінюючи розташування приладів на оптичній лаві, помістити лінзу, що збирає, як зазначено на мал. 8, і одержати в мікроскопі-мікрометрі 7 без екрана виразне зображення уявних джерел 3 і 4. Виміряти відстань між ними $2d'$ (з огляду на ціну поділок шкали мікроскопа-мікрометра).

5. Одержати зображення уявних джерел на екрані 6, помістивши його, як зазначено на мал. 8. Виміряти відстань a' .

6. Вимірити відстань l_1 від щілини 2 до біпризми, а також відстань l_2 від біпризми до екрана 6.

7. По формулах (3), (4) і (5) розрахувати кутову ширину зони інтерференції. Порівняти отримані результати.

8. По формулі (9) обчислити довжину світлової хвилі. Порівняти отримане значення з даними світлофільтра.

9. Знаючи кутову ширину зони інтерференції 2ω , ширину смуги b і відстань l_2 , визначити максимально можливе число смуг $N_{\max}$ в інтерференційній картині.

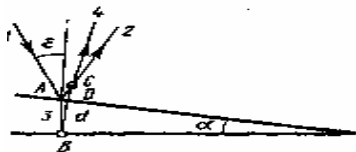
10. Порівняти отримані результати зі значенням N п. 3.

11. Зробити висновок за результатами роботи.

ВИВЧЕННЯ ІНТЕРФЕРЕНЦІЙНОЇ СХЕМИ КІЛЕЦЬ НЬЮТОНА (№61)

Мета роботи: вивчення інтерференції рівної товщини, у схемі кілець Ньютона, визначення довжини світлової хвилі й оцінка відхилення від правильної сферичної форми поверхні лінзи.

Поділ променя на два когерентних можна здійснити шляхом його відображення від поверхонь тонкого прозорого шару.



Мал. 9

На мал. 9 у точці А клиновидного шару падаючий промінь 1 розділяється на два — відбитий 2 і заломлений 3. Заломлений промінь у свою чергу відбивається від другої поверхні шару в точці В. Отримані в такий спосіб два когерентних промені 2 і 4 дають інтерференційний ефект поблизу верхньої поверхні шару в точці С. При малому куті клину α і малому куті ε падіння променя точка С буде близька до точки А і практично буде знаходитися на поверхні шару. Оптична різниця ходу Δ в цьому випадку виразиться у виді $\Delta = (AB + BD)n \pm \left(\frac{\lambda}{2}\right)$ (приблизно думасмо

$$AC = DC = 0 \text{ і } AB = BD = d, \text{ або } \Delta = 2dn \pm \frac{\lambda}{2}, \quad (1)$$

де d — товщина клину в точці А, n — показник заломлення матеріалу клину.

Член $\frac{\lambda}{2}$ виникає відповідно «втрати» фази (запізнюванню) на π при відображенні світла від оптично більш щільного шару діелектрика в оптично менш щільний. Знак «+» чи «-» береться в залежності від того, де відбувається зазначене відображення. Очевидно, у даному випадку варто взяти знак «-» (відображення від більш щільного середовища відбувається в точці А, отже, «втрачає» фазу перший відбитий промінь 2).

Інтерференційні максимуми і мінімуми будуть мати такий вид:

$$\begin{aligned} 2dn - \frac{\lambda}{2} &= \pm k\lambda \text{ (максимум),} \\ 2dn - \frac{\lambda}{2} &= \pm(2k-1)\frac{\lambda}{2} \text{ (мінімум),} \end{aligned} \quad (2)$$

де $k = 0, 1, 2, \dots$ — порядок інтерференційного максимуму і мінімуму.

З формул (2) видно, що інтерференційні максимуми і мінімуми відповідають визначеним товщинам шару, утворюючи інтерференційні смуги. Тому цей вид інтерференції називається інтерференцією рівної товщини: У випадку клиноподібного шару смуги будуть паралельні ребру клина (мал. 10).

Якщо накласти сферичну лінзу на плоске скло (мал. 11), то одержимо повітряний шар ($n=1$), а інтерференційні смуги утворять концентричні кола з темною плямою (мінімумом) у середині — у місці контакту. Ця інтерференційна схема являє собою схему кілець Ньютона, Формула (1) відповідно перетвориться:

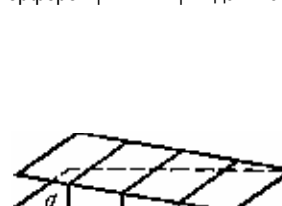
$$\Delta = 2d + \frac{\lambda}{2} \quad (3)$$

З огляду на умови (2), одержимо товщину d для максимумів і мінімумів інтерференції порядку k :

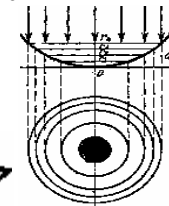
$$\begin{aligned} d_k &= \pm \frac{2k-1}{2} \frac{\lambda}{2} \text{ (максимум),} \\ d_k &= \pm k \left(\frac{\lambda}{2}\right) \text{ (мінімум)} \end{aligned} \quad (4)$$

(очевидно максимуму нульового порядку не буде).

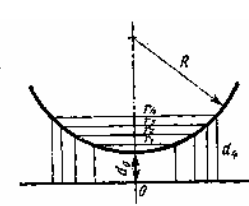
Умови (4) показують, при яких значеннях d виникають світлі і темні інтерференційні кільця в даній схемі.



Мал. 10



Мал. 11



Мал. 12

Якщо падаюче світло немонохроматичне і має спектральний інтервал $\lambda - (\lambda\Delta\lambda)$, то кількість m видимих інтерференційних кілець буде обмежена (див. лабораторну роботу 59, формулу (6)):

$$m = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} \quad (5)$$

Відповідно товщина шару d для області інтерференції буде мати граничне значення:

$$d_{II} = m \frac{\lambda}{2} = \frac{\lambda^2}{2\Delta\lambda}. \quad (6)$$

Довжина світлової хвилі λ може бути визначена на підставі мал. 11, якщо прийняти, що товщина d невелика і член, що містить множник d^2 , є величиною другого порядку малості. З малюнка випливає

$$r_k^2 = k\lambda R, \text{ тобто } \lambda = \frac{r_k^2}{kR}, \quad (7)$$

де r_k — радіус інтерференційного кола — мінімуму k -го порядку, R — радіус сфери лінзи.