

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ

ХАРКІВСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ
УНІВЕРСИТЕТ РАДІОЕЛЕКТРОНІКИ

О.В. Афанасьєва
Ю.С. Курський
Є.М. Одаренко

ОПТИЧНІ ВИМІРЮВАННЯ
Частина перша

РЕКОМЕНДОВАНО
Вченою радою ХНУРЕ.
Протокол № 3/1 від 09.04.2021

Харків 2021

УДК 53.082.5

ББК 22.343

Афанасьєва О.В. Курський Ю.С., Одаренко Є.М. Оптичні вимірювання: навч. посібник. – Харків: ХНУРЕ, 2021. Ч.1 – 180 с.

ISBN 978-966-659-325-5

У першій частині посібника надано класифікацію фізичних величин та розглянуто підходи до їхнього вимірювання. Наведено принципи та методи оцінювання результатів вимірювання із використанням теорії похибок та концепції невизначеності. Наведений матеріал є достатнім для вимірювання та оцінювання результатів за умов випадкового розподілу результатів вимірювання.

Посібник містить інформацію про конструктивні елементи оптичних вимірювальних приладів: лінзи, дзеркала, призми, дифракційні решітки тощо. Розглянуто явища інтерференції, дифракції та поляризації, що є основою низки оптичних приладів та методів вимірювання.

Посібник рекомендовано студентам денної та заочної форм навчання за спеціальністю 152 – Метрологія та інформаційно-вимірювальна техніка, освітня програма «Інженерія оптоінформаційних та лазерних систем».

Іл. 81. Табл. 18. Бібліогр. наймен. 16

Рецензенти:

В.В. Скляров, д-р. техн. наук, с.н.с., учений секретар ННЦ «Інститут метрології»;

І.М. Бондаренко, д-р физ.-мат. наук, проф., зав. кафедри МЕЕПП ХНУРЕ

ISBN 978-966-659-325-5

© Афанасьєва О.В., 2021

© Курський Ю.С., 2021

© Одаренко Є.М., 2021

ЗМІСТ

ВСТУП	5
ТЕМА 1 ВИМІРЮВАННЯ ФІЗИЧНИХ ВЕЛИЧИН	7
1. ОСНОВИ ВИМІРЮВАНЬ ФІЗИЧНИХ ВЕЛИЧИН	7
1.1 Метрологічні терміни та визначення	7
1.2 Класифікація вимірювань і основні їхні характеристики	15
2. ОБРОБЛЕННЯ РЕЗУЛЬТАТІВ ВИМІРЮВАНЬ	19
2.1 Використання теорії похибок в оцінюванні результатів вимірювань	19
2.2 Використання концепції невизначеності для оцінювання результатів вимірювання	33
ТЕМА 2. ЕЛЕМЕНТНА БАЗА ОПТИЧНИХ ВИМІРЮВАЛЬНИХ ПРИЛАДІВ	40
3 ЛІНЗИ ТА ЛІНЗОВІ ОПТИЧНІ СИСТЕМИ	43
3.1 Загальні відомості про лінзи	43
3.2 Похибки оптичних систем	46
3.3 Елементи лінзових оптичних систем	49
4 ПРИЗМИ, ДЗЕРКАЛА, ПЛАСТИНИ Й ОПТИЧНІ СИСТЕМИ НА ЇХНІЙ ОСНОВІ	54
4.1 Загальні відомості про призми	54
4.2 Маркування призм	65
4.3 Оптичні дзеркала	65
4.4 Обертальні системи	67
4.5 Пластини	69
5. ЗАГАЛЬНІ ЕЛЕМЕНТИ ОПТИЧНИХ ВИМІРЮВАЛЬНИХ ПРИЛАДІВ	72
5.1 Окуляри оптичних систем	72
5.2 Об'єктиви оптичних систем	75
5.3 Конденсори	76
5.4 Колімаційні пристрої	76
5.5 Приймачі оптичного випромінювання	82
ТЕМА 3. ФІЗИЧНІ ОСНОВИ ОПТИЧНИХ ВИМІРЮВАНЬ	87
6 ДИФРАКЦІЯ СВІТЛА ТА ДИФРАКЦІЙНІ ПРИЛАДИ	87
6.1 Дифракція на найпростіших перешкодах	87
6.2 Дифракція Фраунгофера на щілині	93

6.3 Дифракційна решітка	95
6.4 Дифракція в оптикоелектронних приладах	99
6. 5 Дифракція рентгенівських променів	103
7 ІНТЕРФЕРЕНЦІЯ СВІТЛА ТА ІНТЕРФЕРЕНЦІЙНІ ПРИЛАДИ Й ВИМІРЮВАННЯ	106
7.1 Інтерференція світла й методи її спостереження	106
7.2 Інтерференція світла на тонких плівках	112
7.3 Просвітлення оптики	117
8. ЗАСТОСУВАННЯ ЯВИЩА ІНТЕРФЕРЕНЦІЇ В ОПТИЧНИХ ВИМІРЮВАННЯХ	122
8.1 Метод кілець Ньютона	122
8.2 Метод пробних стекол	124
8.3 Вимірювання за допомогою інтерферометрів	128
8.4 Шорсткість поверхні оптичних деталей і методи її вимірювань	139
8.5 Інтерферометричні дослідження спектральних ліній	145
9 ПОЛЯРИЗАЦІЯ ТА ПОЛЯРИЗАЦІЙНІ ПРИЛАДИ	154
9.1 Природне й поляризоване світло	154
9.2 Поляризатори	156
9.3 Аналіз поляризованого світла	164
9.4 Штучна оптична анізотропія	167
9.5 Поляризаційні прилади	171
ГЛОСАРІЙ ФАХОВИХ ТЕРМІНІВ	172
ЛІТЕРАТУРА	178

ВСТУП

Оптичні вимірювання, разом із механічними, електричними тощо є різновидом вимірювань фізичних величин (ФВ). Поширеність оптичних вимірювань у різних галузях науки, техніки, промисловості, медицині пов'язана з унікальністю та обсягом інформації, яку здатне нести оптичне випромінювання, про склад, властивість і будову речовин, живих клітин, матеріалів. Різні галузі промисловості (металургія, машинобудування, хімія, приладобудування) широко використовують методи фотометрії (вимірювання параметрів випромінювання в оптичному діапазоні) і радіометрії для розвитку й удосконалення технологій, контролю якості виробів тощо.

Вимірювання ФВ виконуються відповідно до методик, відображених у стандартах або інших нормативних документах. Методики оцінювання та форма подання результатів вимірювання створюються на загальних математичних підходах теорії похибок або (та) концепції невизначеності. Класична метрологія (наука про вимірювання) має ефективні математичні методики оброблення результатів вимірювання, побудовані на засадах теорії ймовірності та математичної статистики. Проте, як правило, в процесі оброблення результатів вимірювання робляться апріорні припущення, згідно з якими фізична величина має лише одне істинне (дійсне) значення, а результат багатократних вимірювань є випадковою величиною, яку можна описати розподілом Гаусса. Але на практиці експериментатору доводиться стикатися із величинами, які не відповідають цим вимогам. Тому вимірювання ФВ часто перетворюється на творчий процес, який вимагає знання не лише затверджених методик вимірювання, а й фізики процесу та сучасних математичних теорій. Зауважимо, що у межах посібника розглядаються лише верифіковані методики оброблення результатів найбільш поширених видів статистичних вимірювань (прямих і опосередкованих) ФВ, які затверджені вітчизняними та міжнародними нормативними документами.

Навіщо взагалі оцінювати результати вимірювань, виконавши до цього низку вимірювань однієї, на перший погляд «сталого», ФВ? Результати вимірювань, достовірність і точність яких не відома, не тільки мізерні, але навіть шкідливі, оскільки в дійсності вони можуть містити не інформацію про фізичний об'єкт, а дезінформацію про нього.

Завданням кожного вимірювання є оцінювання точності отриманого результату. Існує два підходи до вирішення цього завдання. Класичний підхід в оцінюванні якості результатів вимірювання ґрунтується на понятті «похибка». Його основою є твердження, що величина, яка вимірюється, може бути охарактеризована «істинним значенням», але через похибки (систематичні та випадкові) воно не може бути визначене. Інший підхід ґрунтується на понятті «невизначеність». Його розробники від поняття «істинне значення» відмовились, бо, на їхню думку, воно не тільки не відоме, а ще й не існує взагалі, бо із наближенням до умовно істинного значення (із зменшенням невизначеності) необхідно враховувати все більшу кількість чинників (навіть невизначеність квантової механіки). На практиці в наукових та виробничих лабораторіях України використовують обидва підходи, обираючи «похибку» або «невизначеність» залежно від подальшого використання результатів вимірювань. Щоб краще зрозуміти й поступово перейти від поняття «похибка» до концепції «невизначеність» у цьому посібнику розглядається обробка результатів вимірювань ФВ спочатку в межах теорії похибок, а потім у межах концепції невизначеності.

ТЕМА 1

ВИМІРЮВАННЯ ФІЗИЧНИХ ВЕЛИЧИН

1. Основи вимірювань фізичних величин

1.1 Метрологічні терміни та визначення

Розглянемо основні терміни й визначення, щодо метрологічного забезпечення, які регламентовані Законом України про метрологію та метрологічну діяльність та метрологічними стандартами, зокрема ДСТУ 2681-94 Метрологія. Терміни та визначення та ДСТУ ISO/IEC Guide 98-1:2018 Невизначеність вимірювань. Необхідно пам'ятати, що законодавчі акти та нормативні документи час від часу корегуються, скасовуються або впроваджуються нові. Тому тлумачення термінів може мати розходження в більш старих та нових редакціях документів. Для подальшого викладання матеріалу варто ознайомитися із такими термінами.

Вимірювання – відображення фізичних величин їхніми значеннями за допомогою експерименту та обчислень із застосуванням спеціальних технічних засобів.

Одиниця вимірювань – фізична величина певного розміру, прийнята для кількісного відображення однорідних з нею величин.

Єдність вимірювань – стан вимірювань, за умови якого їхні результати виражаються в узаконених одиницях вимірювань, а похибки вимірювань, відомі з заданою ймовірністю, не виходять за встановлені межі.

Точність вимірювань – характеризуються близькістю до істинного значення вимірюваної величини.

Істинне значення вимірюваної величини – це значення, яке ідеальним чином відображає в якісному і кількісному відношенні відповідну властивість об'єкта.

Умовно істинне значення вимірюваної величини – це значення, знайдене експериментальним шляхом і настільки наближене до істинного значення, що для певної мети може бути використане замість нього (інколи його називають дійсним значенням).

Методика виконання вимірювань – сукупність процедур і правил, виконання яких забезпечує отримання результатів вимірювань з потрібною точністю.

Засіб виміральної техніки – технічний засіб, який застосовується під час вимірювань і має нормовані метрологічні характеристики.

Засіб вимірювання – засіб виміральної техніки, який реалізує процедуру вимірювань.

Вимірвальний прилад – засіб вимірювання, в якому створюється візуальний сигнал виміральної інформації.

Клас точності – узагальнена характеристика засобу виміральної техніки, що визначається межами його допустимих і додаткових похибок, а також іншими характеристиками, що впливають на його точність, значення яких регламентується.

Похибка вимірювання – відхилення результату вимірювань від істинного значення вимірюваної величини.

Невизначеність вимірювання – параметр, пов'язаний із результатом вимірювання та характеризує розсіяння значень, які обґрунтовано могли бути приписані вимірюваній величині.

Повірка засобів виміральної техніки – установлення придатності засобів виміральної техніки, на які поширюється державний метрологічний нагляд, до застосування на підставі результатів контролю їхніх метрологічних характеристик.

Калібрування засобів виміральної техніки – визначення в певних умовах або контроль метрологічних характеристик засобів виміральної техніки, на які не поширюється державний метрологічний нагляд.

Метрологічна атестація засобів виміральної техніки – дослідження засобів виміральної техніки з метою визначення їхніх метрологічних характеристик та встановлення придатності цих засобів до застосування.

Атестація методики виконання вимірювань – процедура встановлення відповідності методики метрологічним вимогам, що висуваються до неї.

Вимірвальна лабораторія – організація чи окремий підрозділ організації, підприємства, що вимірює фізичні величини, визначає хімічний склад, фізико-хімічні, фізико-механічні та інші властивості і показники речовин, матеріалів і продукції.

Еталон – засіб виміральної техніки, що забезпечує відтворення і (чи) зберігання одиниці вимірювань одного чи декількох значень, а також передачу розміру цієї одиниці іншим засобом виміральної техніки.

Державний еталон – офіційно затверджений еталон, який забезпечує відтворення одиниці вимірювань та передачу її розміру іншим еталонам із найвищою в країні точністю.

Робочий еталон – еталон, призначений для повірки чи калібрування засобів виміральної техніки.

Вихідний еталон – еталон, який має найвищі метрологічні властивості серед еталонів, що є на підприємстві чи в організації.

Основне призначення еталонів – бути матеріальною базою для відтворення та збереження одиниць фізичних величин. Сучасні еталони – це складні комплекси. Наприклад, основу еталона метра становлять оптичні вимірювання. 1983 року Генеральна конференція з мір та ваг прийняла таке визначення метра: «Метр – одиниця довжини, яка дорівнює шляху, що проходить світло у вакуумі за $1/299792458$ частку секунди». У цьому визначенні швидкість світла постулюється рівною 299792458 м/с точно, а носієм одиниці довжини є джерело світлового випромінювання – лазер. Саме за цим визначенням відтворюється одиниця довжини в державному первинному еталоні України.

Поняття фізичної величини та види величин

Об'єкти навколишнього матеріального світу – фізичні тіла, їхні системи й стани, процеси, що в них відбуваються, мають різноманітні властивості. Якісно однакові властивості можуть відрізнятися між собою кількісним вмістом, який називається розміром. Звідси випливає поняття фізичної величини (ФВ). Фізична величина – це кожна означена якісна властивість фізичних об'єктів (фізичних тіл, їхніх систем, станів, процесів), яка може мати певний розмір. Приклади ФВ: довжина, маса, швидкість, прискорення, напруга, сила електричного струму, електричний опір, магнітна індукція, магнітний потік, світловий потік тощо.

Розмір ФВ, як її атрибут, існує об'єктивно, незалежно від того, що ми про нього знаємо. За характером зв'язку розмірів ФВ з об'єктами, яким вони притаманні, розрізняють екстенсивні та інтенсивні величини.

Екстенсивні ФВ (енергія, маса, довжина, площа тощо) у процесі поділу об'єкта на частини змінюють свої розміри і є адитивними величинами, тобто до них може бути застосована операція додавання.

Інтенсивна ФВ характеризує стан фізичного об'єкта і за умови його поділу на частини може зберігати свій розмір, наприклад частота випромінювання, температура, густина, питомий електричний опір гомогенного фізичного тіла. Інтенсивні ФВ неадитивні (густина суміші не дорівнює сумі густин її компонентів).

За характером прояву розмірів у явищах, що спостерігаються у виконанні дослідів, ФВ поділяються на енергетичні (активні), які здатні самі виявляти свої розміри (напруга) і параметричні (пасивні), наприклад електричний опір, ємність, розміри яких виявляються в процесі дії на об'єкт відповідної активної величини.

Конкретні ФВ, як і об'єкти, яким вони притаманні, існують у просторі й у часі, перебуваючи в причинно-наслідкових зв'язках з іншими величинами згідно із законами фізики. Тому загалом розміри ФВ є функціями часу, координат простору та інших величин.

Розмір є атрибутом кожної ФВ, розрізняють скалярні та векторні величини. Скалярні ФВ поділяються на неполярні, які мають тільки розмір (маса, об'єм), і полярні, які ще мають знак (заряд, потік). Векторні ФВ (сила, переміщення, швидкість) поряд із розміром мають напрямок і виражають зміни розмірів інших величин у просторі (градієнт температури, напруженість електричного поля) або просторові зміни розмірів у часі (швидкість, прискорення), а математично описуються похідними скалярних величин за координатами простору або простору і часу, а також похідними векторних величин за часом. За визначенням, якщо розміри скалярних або розміри й напрямки векторних величин не змінюються, то ці величини сталі (незмінні), а якщо змінюються, то змінні. Стала в часі величина може бути змінною в просторі. Поняття сталості ФВ відносно, оскільки рух абсолютний, а спокій відносний. Наприклад, довжина твердого тіла не є абсолютно стала, тому що матерія перебуває в безперервному русі й унаслідок руху молекул на поверхні тіла теоретично його розміри змінюються.

Розміри ФВ можуть змінюватися неперервно або стрибкоподібно (дискретно). Величина, можливі розміри або й напрямки якої за умови їхньої зміни на скінченному проміжку часу чи простору утворюють незліченну множину (континуум), називається континуальною, а якщо ця множина зліченна, то дискретною. Континуальність розмірів ФВ, як і їхня сталість, відносна через дискретність речовини та енергії (дискретність струму визначається зарядом електрона, дискретність енергії – її квантом). Проте якщо зміни ФВ, зумовлені дискретністю, незначні порівняно з їхніми розмірами, то такі ФВ сприймаються як континуальні (неперервні).

ФВ, розмір якої виражений як функція часу, за визначенням є процесом, тобто послідовна в часі зміна розміру величини, а стала величина – граничний випадок процесу. Векторна величина, розміри чи (і) напрями якої виражені функцією часу, є векторним процесом. Розмір ФВ у конкретний момент часу називається її миттєвим розміром. ФВ, розміри якої є функцією дискретних моментів часу – дискретна послідовність.

Множина розподілених у просторі й у часі розмірів скалярної або розмірів і напрямків векторної ФВ утворює відповідно скалярне або векторне поле цієї величини. Векторне поле утворюється із скалярного у вигляді градієнта, а із нього застосуванням диференціальних операцій отримується тензорне поле, яке є узагальненням скалярного і векторного полів.

ФВ. з якими мають справи в оптичних вимірюваннях характеристик випромінювання лазерів, можна розрізнити:

- 1) довжина хвилі λ , одиниця вимірювання – м, на практиці часто – нм (10^{-9} м) або мкм (10^{-6} м);
- 2) частота випромінювання ν , одиниця вимірювання – Гц, частотний діапазон видимого світла становить від 790 до 385 ТГц;
- 3) значення хвильового вектора k , одиниця вимірювання – м^{-1} ;
- 4) ширина спектральної лінії випромінювання $\Delta\lambda$, одиниця вимірювання – м (нм), або $\Delta\nu$, одиниця вимірювання – Гц;
- 5) тривалість імпульсу лазерного випромінювання τ , одиниця вимірювання – с, на практиці часто – мкм (10^{-6} с), нс (10^{-9} с), пс (10^{-12} с). фс (10^{-15} с);
- 6) частота проходження імпульсів ν , одиниця вимірювання – Гц;
- 7) розбіжність пучка θ (паралельна та перпендикулярна), одиниця вимірювання – рад, на практиці часто мрад;
- 8) енергія імпульсу E , одиниця вимірювання – Дж;
- 9) вихідна оптична потужність Q , одиниця вимірювання – Вт;
- 10) поляризація, характеристикою є тип поляризації, оцінюється ступенем поляризації, що є безрозмірною величиною.

Звернемо увагу, що наведений список не є вичерпним, але містить основні ФВ. Загалом, фізичні величини лазерного випромінювання, які вимірюють на практиці, та методики виконання вимірювань стандартизовані та описані у відповідних вітчизняних (ДСТУ), міждержавних (ГОСТ) та міжнародних (ISO/IEC) стандартах.

Принципи побудови систем одиниць фізичних величин

Одиниця ФВ – таке істинне значення величини, якому за визначенням надано істинне числове значення 1. Якщо всі можливі розміри ФВ позначити через X , із них приймемо деякий розмір X_0 за розмір одиниці величини X , а відношення

$$X / X_0 = M \quad (1.1)$$

назвемо істинним числовим значенням величини X , тоді істинне значення цієї величини $MX_0=X$ тотожно дорівнює її розміру. Якщо $X_0=X$, то $M=1$. Отже, розмір одиниці ФВ дорівнює такому істинному її значенню, за умови якого істинне числове значення дорівнює 1. Різниця між поняттями розміру та істинного значення величини в тому, що розмір величини жодним чином

не пов'язаний з вибором розміру її одиниці, тоді як істинне значення виражається добутком істинного числового значення і вибраного розміру одиниці ФВ.

Вимірюванням замість M знаходять наближене його значення N , яке називається числовим значенням величини, а замість X отримують значення величини

$$X = NX_0, \quad (1.2)$$

яке є тільки оцінкою істинного її значення.

Значення ФВ, яке настільки близьке до істинного її значення, що для цієї мети можна використати замість нього, називається дійсним значенням.

$$X_d = N_d X_0, \quad (1.3)$$

де N_d – дійсне числове значення величини.

У природі ФВ пов'язані між собою залежностями, які виражають одні величини через інші й називаються рівняннями зв'язку між величинами. Сукупність пов'язаних такими залежностями величин, серед яких одні вважаються незалежними, а інші виражаються через них, називають системою величин. Незалежні величини цієї системи називаються основними, а всі інші – похідними.

Одиниця основної величини називається основною, а похідної – похідною одиницею. Сукупність основних і похідних одиниць певної системи величин становить систему одиниць.

У побудові систем одиниць вибір основних величин і розмірів їхніх одиниць зумовлений певними вимогами практики

- 1) число основних величин має бути невелике;
- 2) за основні мають бути вибрані величини, одиниці яких легко відтворити з високою точністю;
- 3) розміри основних одиниць мають бути такі, щоб на практиці значення всіх величин системи не виражалися ні надто малими, ні надто великими числами;
- 4) похідні одиниці мають бути когерентні, тобто входити в рівняння, що пов'язують їх з іншими одиницями системи, з коефіцієнтом 1.

Наприклад, у випадку механічних величин на підставі другого закону Ньютона:

$$F = ma = m(dV/dt) = m(d^2l/dt^2), \quad (1.4)$$

що виражає залежність між величинами F , l , m і t , три з них можна взяти за незалежні й отримати чотири системи: LMT , LFT , LMF і FMT . Система LMT вигідно відрізняється від інших тим, що розмір маси, як і довжини та часу, на відміну від сили F , не залежить від положення на земній кулі, а одиниці величин L , M і t легко відтворити з високою точністю. Літерами L , M , T , F позначено розмірність ФВ.

Одиниці, які не належать ні до основних, ні до похідних одиниць цієї системи, називаються додатковими: радіан – (рад) і стерadian – (стер). Одиниці, що не входять ні в одну із систем, називаються позасистемними одиницями: літр – (л); тонна – (т); градус – (°) тощо.

1960 р. XI Генеральна конференція з мір і ваги прийняла Міжнародну систему одиниць SI (СИ) (фр. *Système international d'unités*) з основними одиницями:

- 1) метр (м);
- 2) кілограм (кг);
- 3) секунда (с);
- 4) ампер (А);
- 5) кельвін (К);
- 6) кандела (кд);
- 7) моль (моль),

та додатковими – радіан (рад.) і стерadian (стер.).

Одиниці SI придатні для практичного застосування у всіх сферах науки й техніки та в різних галузях народного господарства. Офіційно вони прийняті всіма країнами, але поряд з ними ще дозволено використання низки традиційних одиниць. В Україні застосування одиниць SI є обов'язковим, але поряд з ними в навчальному процесі та в навчальній літературі дозволяється застосовувати позасистемні одиниці, а також частинні та кратні від них.

Система одиниць SI практична, когерентна, раціоналізована. Одиниці SI позначаються літерами латинського і грецького (міжнародні позначення) алфавітів, а також спеціальними знаками (...°, ...', ..."). На засобах вимірювань мають бути міжнародні позначення. У друкованих виданнях можна застосовувати або міжнародні, або українські позначення, але не обох видів в одному виданні, за винятком публікацій із фізичних величин.

У позначеннях одиниць, назви яких походять від прізвищ, перша буква має бути велика. Позначення одиниць проставляються тільки після числових значень величин в один рядок з ними, друкуються прямим шрифтом з

пробілом після останньої цифри і без перенесення на наступний рядок. Наприклад, 100 кВт, 80 %, 20 °С, або 20°.

Значення величин і їхні граничні відхилення беруть у дужки, після яких з пробілом проставляється позначення одиниці, наприклад (100,0 ± 0,1) В, або ж окремо – після значення величини і після її граничного відхилення: 50 В ± 2 В.

Розмірності фізичних величин. Розмірність основної величини – це її позначення: $L, M, T, I \dots$, а розмірність похідної величини – вираз, що описує її зв'язок з основними величинами системи і становить добуток розмірностей основних величин, піднесених до відповідних степенів. Наприклад, розмірність величини/системи LMT .

$$\dim X = L^{\alpha} \times M^{\beta} \times T^{\gamma}, \quad (1.5)$$

де α, β, γ – показники розмірності, які є цілими числами, за винятком систем одиниць СГСЕ та СГСМ, де вони можуть бути і дробовими.

Величина, у розмірності якої хоча б один показник не дорівнює нулю, називається розмірною величиною, а величина, у розмірності якої всі показники дорівнюють нулю, – безрозмірною величиною. Величина, що безрозмірна в одній системі, може бути розмірною в іншій. У цій системі величин розмірність кожної величини однозначна, але є різні за природою величини, які мають однакову розмірність, наприклад різні види енергії та робота, магніторушійна сила і різниця магнітних потенціалів. Тому відрізняють фізичну однорідність і розмірну однорідність величин, фізично однорідні величини можна порівнювати між собою, якщо вони екстенсивні, тобто можна застосовувати до них операцію додавання.

Розмірності ФВ є заодно розмірностями їхніх одиниць. Поняття розмірності дає змогу контролювати правильність математичних операцій над величинами – на довільній стадії виконання операцій ліва і права частини рівності мають бути однакової розмірності. Методом перевірки розмірностей контролюють правильність математичних виразів, їхня відповідність фізичній суті. Операції над розмірностями виконуються за правилами алгебри.

Розглянемо розмірності ФВ у SI:

1) *довжина*: символ l або L , розмірність $[L]$, назва «метр», позначення m або m ;

2) *маса*: символ m , розмірність $[M]$, назва «кілограм», позначення kg або kg ;

3) *час*: символ t або T , розмірність $[T]$, назва «секунда», позначення s або s ;

4) *сила електричного струму*: символ I , розмірність $[I]$, назва «ампер», позначення A ;

5) *термодинамічна температура*: символ T або θ , розмірність $[K]$, назва «кельвін», позначення K ;

6) *сила світла*: символ I_v , розмірність $[J]$, назва «кандела», позначення cd або kd ;

7) *кількість речовини*: символ N , розмірність $[N]$, назва «моль», позначення *моль* або mol .

Поняття розмірності фізичних величин широко використовується у фізиці для перевірки правильності складних розрахункових формул, з'ясування залежності між величинами (аналіз розмірностей) та в теорії фізичної подібності, де аналіз розмірностей дозволяє скоротити обсяг експериментальних робіт з визначення певних залежностей.

У формулах, що мають фізичний зміст, тільки величини з однаковою розмірністю, можуть додаватися, відніматися чи порівнюватися. Наприклад, додавання маси будь-якого предмета з довжиною іншого предмета не має сенсу. Також неможливо сказати, що більше: 1 кг чи 3 с. З цього правила, зокрема, випливає, що ліві та праві частини рівнянь повинні мати однакову розмірність. Крім того, аргументи експоненціальних, логарифмічних та тригонометричних функцій мають бути безрозмірними величинами.

Ці правила використовуються для перевірки правильності фізичних формул. Якщо в отриманому рівнянні якесь із них порушується, то зрозуміло, що в обчисленнях була припущена помилка.

1.2 Класифікація вимірювань і основні їхні характеристики

Вимірювання ФВ класифікуються таким чином. Залежно від часу вимірювані величини поділяються на статичні, якщо вимірювана величина залишається постійною в часі, та динамічні, якщо в процесі вимірювання величина змінюється і є несталою в часі.

За способом отримання результатів вимірювань їх поділяють на прямі, непрямі, опосередковані, сукупні й сумісні. Прямі – вимірювання однієї величини, значення якої знаходять безпосередньо без перетворення її роду та використання відомих залежностей. Непрямі – вимірювання, у яких значення однієї чи декількох вимірюваних величин знаходять після перетворення роду величини чи обчислення за відомими залежностями їх від декількох величин,

що вимірюються прямо. Опосередковані – непрямі вимірювання однієї величини з перетворенням її роду чи обчисленнями за результатами вимірювань інших величин, з якими вимірювана величина пов'язана явною функційною залежністю. Сукупні – непрямі вимірювання, в яких значення декількох одночасно вимірюваних величин отримують розв'язанням рівнянь, що пов'язують різні сполучення цих величин, які вимірюються прямо чи опосередковано.

За умовами, що визначають точність результатів, вимірювання ФВ поділяються на три класи.

1. Вимірювання максимально можливої точності, яка може бути досягнута за умови існуючого рівня техніки. До них належать насамперед еталонні вимірювання, що пов'язані з максимально можливою точністю відтворення встановлених одиниць ФВ, і, крім того, вимірювання фізичних констант, насамперед універсальних.

2. Контрольно-повірочні вимірювання, похибки яких не мають перевищувати певного заданого значення. До них належать вимірювання, що виконуються територіальними центрами державного нагляду за впровадженням і дотриманням стандартів і стану вимірювальної техніки.

3. Технічні вимірювання, у яких похибка результату визначається характеристиками засобів вимірювання. До них належать усі вимірювання, що виконуються в процесі виготовлення виробів.

За способом вираження результатів вимірювання їх поділяють на абсолютні і відносні. Абсолютні – це вимірювання, які базуються на прямих вимірюваннях однієї або кількох основних величин, або з використанням значень фізичних констант. Відносні – це вимірювання відношення величини до однойменної величини, що відіграє роль одиниці, або вимірювання величини щодо однойменної величини, що прийнята за вихідну.

Усі методи вимірювань можуть виконуватися контактним способом, за умови якого вимірювальні поверхні приладу взаємодіють із виробом, що перевіряється, або безконтактним способом, коли взаємодія відсутня.

Основними характеристиками вимірювань є:

1. *Принцип вимірювань* – фізичне явище або сукупність фізичних явищ, що покладені в основу вимірювань. Наприклад, вимірювання температури з використанням термоелектричного ефекту;

2. *Метод вимірювань* – сукупність прийомів використання принципів і засобів вимірювання;

3. *Похибка* (або невизначеність);

4. *Точність* – характеристика якості вимірювання, що відображає близькість результату вимірювання до істинного значення вимірюваної фізичної величини;

5. *Правильність* – це якість вимірювання, що відображає близькість до нуля систематичних похибок результатів (тобто таких похибок, які залишаються постійними або закономірно змінюються в разі повторних вимірювань однієї й тієї ж самої величини);

6. *Достовірність вимірювань* – це довіра до результатів вимірювання. Вимірювання можуть бути достовірними й недостовірними залежно від того, відомі чи невідомі ймовірні характеристики їхніх відхилень від дійсних значень відповідних величин.

Результати вимірювань, імовірність яких невідома, не мають жодної цінності та в деяких випадках можуть служити джерелом дезінформації. Присутність похибок обмежує достовірність вимірювань, тобто вносить обмеження в число достовірних значущих цифр числового значення вимірюваної величини та визначає точність вимірювань.

Класифікація засобів вимірювальної техніки

Вимірювальні прилади за характером показань можуть бути цифровими й аналоговими, а за принципом дії – приладами прямої дії, порівняння, інтегрувальними та підсумовувальними.

Залежно від призначення прилади поділяють на універсальні, що призначені для вимірювання однакових фізичних величин різних об'єктів, та спеціальні, що призначені для вимірювання параметрів однотипних виробів (наприклад, розмірів зубчатих коліс) або одного параметра різних виробів (наприклад, нерівностей, твердості).

Залежно від принципу дії, який покладено в основу вимірювальної системи, прилади поділяють на механічні, оптичні, оптико-механічні, пневматичні, електричні тощо.

У багатьох випадках назва приладу визначається конструкцією вимірювального механізму. Універсальні прилади для лінійних вимірювань з механічною вимірювальною системою поділяються на: штангенприлади з ноніусом, мікрометричні прилади з мікрометричним гвинтом, важільно-механічні прилади із зубчатыми, важільно-зубчатыми та пружинними механізмами. Згідно з усталеною термінологією, прості прилади, наприклад, штангенприлади і мікрометричні прилади, називають також вимірювальним інструментом.

Усі засоби вимірювальної техніки мають певні метрологічні характеристики.

Вимірювальні прилади складаються з чутливого елемента, який знаходиться під безпосередньою дією фізичної величини, вимірювального механізму та відлікового пристосування. Відлікове пристосування показуючого приладу має шкалу і показчик, виконаний у вигляді матеріального стрижня-стрілки, або у вигляді променя світла – світлового показчика. Шкала має сукупність відміток і проставлених біля деяких із них чисел відліку, що відповідають низці послідовних значень величини,

Ціна поділки шкали – це різниця значень величини, що відповідає двом сусіднім відміткам шкали. Чутливість приладу визначається відношенням сигналу на виході приладу до викликаної ним зміни вимірюваної величини.

Початкове й кінцеве значення шкали – це найменше й найбільше значення вимірюваної величини, що визначена на шкалі. Діапазон показань – це ділянка значень вимірюваної величини, для якої нормовані допустимі похибки приладу. Границя вимірювань – це найбільше або найменше значення діапазону вимірювань. Варіації показів – це різниця показів приладу, що відповідають певній точці діапазону вимірювань за умови двох напрямків повільних вимірювань показів приладу. Стабільність засобу вимірювання – це якість засобу вимірювання, що відтворює незмінність у часі його метрологічних характеристик.

Вимірювальне зусилля приладу – це сила, що створюється приладом у разі контакту з виробом і діє по лінії вимірювання. Воно, як правило, викликається пружиною, яка забезпечує контакт чутливого елемента приладу, наприклад, вимірювального наконечника, з поверхнею вимірюваного об'єкта.

Контрольні запитання та завдання

1. Що називається фізичною величиною?
2. За якими типами розподіляються фізичні величини?
3. Що таке розмірність фізичної величини?
4. Що таке одиниця фізичної величини?
5. Які одиниці фізичних величин належать до системи SI?
6. Що таке вимірювання фізичної величини?
7. За допомогою яких характеристик оцінюється результат вимірювання фізичної величини?

2 ОБРОБЛЕННЯ РЕЗУЛЬТАТІВ ВИМІРЮВАНЬ

2.1 Використання теорії похибок в оцінюванні результатів вимірювань

Операція вимірювання та подальше оброблення результатів базується на *рівнянні вимірювань*. У загальному випадку вимірювана величина X , яка визначається внаслідок непрямих вимірювань, може бути описана рівнянням вимірювання вигляду:

$$X = f(Z), \quad (2.1)$$

де Z – вхідна, безпосередньо вимірювана величина, f – функція вимірювань.

Рівняння вимірювань (2.1) використовується для аналізу результатів вимірювання та оцінювання похибок, або невизначеності вимірювань. За умов прямих вимірювань це рівняння має вигляд (1.2).

Сам процес визначення значення X можна описати виразом:

$$X = \lim_{n \rightarrow \infty} \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n f(Z_i), \quad (2.2)$$

де Z_i – результат i -го вимірювання, n – кількість вимірювань.

Унаслідок цієї процедури обчислення межі (2.2) зменшується похибка або невизначеність вимірювання шуканої величини X .

Похибки вимірювань. Важливою якістю будь-якого вимірювального приладу є його точність, яка характеризується сумарною похибкою. Вона визначає похибку вимірювання ФВ, тобто відхилення показу приладу від дійсного значення вимірюваної величини.

Математично абсолютна похибка вимірювання (Δx) визначається алгебраїчною різницею між дійсним значенням вимірюваної ФВ x_d (1.3) і значенням цієї величини x , отриманим під час вимірювання:

$$\Delta x = |x_d - x|. \quad (2.3)$$

Абсолютна похибка (2.3) вимірювання виражається в тих самих одиницях, що й вимірювана ФВ.

Значного поширення в теорії вимірювання набула інша величина похибки, яка називається *відносною похибкою вимірювань* та виражається у

відсотках від вимірюваної величини:

$$\delta x = \left| \frac{\Delta x}{x_d} \right| \cdot 100\% . \quad (2.4)$$

За характером зміни розрізняють *систематичну* та *випадкову похибки*. *Систематичною похибкою* ($\bar{\Delta}$) називають таку похибку, яка залишається сталою або прогнозовано змінюється під час повторних експериментів. Таку похибку можна частково вилучити під час проведення експерименту за рахунок введення поправок, рандомізації тощо. Систематична похибка може зумовлюватися різними причинами. Наприклад, це може бути інструментальна похибка, що виникає через появу люфтів усередині в разі неточного градування шкали приладу, а також через спрацювання та старіння його вузлів. В інших випадках така похибка може зумовлюватися недоліками самого методу вимірювань, застосуванням спрощених формул, некоректністю рівняння вимірювання тощо. Дуже часто причиною систематичної похибки є суб'єктивна похибка спостерігача, пов'язана з його психофізіологічними особливостями. Зауважимо, що, теоретично, систематична похибка може бути зменшена шляхом удосконалення вимірювальної процедури.

Випадкова похибка ($\overset{0}{\Delta}$) – це складник похибки, що змінюється непрогнозовано в низці вимірювань тієї самої величини.

Випадкові похибки не підлягають жодним закономірностям і виникають від досліду до досліду випадковим чином під час вимірювання однієї й тієї самої величини. Зауважимо, що випадкові похибки можна істотно зменшити регулюванням приладів, урахуванням чинників навколишнього середовища, дбайливим розміщенням вимірювальних пристроїв тощо. При цьому на основі теорії ймовірності і математичної статистики можна з відповідним ступенем ймовірності знайти інтервал, усередині якого знаходиться відповідне значення випадкової похибки.

В окремих випадках експериментатор може мати справу з *грубою похибкою вимірювання ФВ*, яка перевищує сподівану за певних умов. Вона може пояснюватися різкими поштовхами та відхиленнями вхідної напруги, неуважністю експериментатора під час читання показу того чи іншого приладу. Цю похибку легко виявити і тоді вилучити відповідне значення з низки вимірювань.

Вимірювання випадкових величин. Основним типом похибок, вивченню

яких присвячений подальший виклад, є випадкові похибки. Вони піддаються строгому математичному опису, що дозволяє робити висновки про якість вимірювань, в яких вони присутні.

Визначимо випадкову величину. *Випадкова величина* – така, можливими значеннями якої є результати випробувань чи спостережень явищ або процесів, що мають випадковий характер, Випадкова ФВ пов'язана з випадковими процесами, тому результат окремого вимірювання не може бути однозначно передбачений заздалегідь. Разом із тим проведення досить великої кількості вимірювань випадкової величини дозволяє встановити, що результати вимірювань відповідають певним статистичним закономірностям. Їхнє виявлення, вивчення та врахування становлять невід'ємну частину будь-якого експерименту. Як випадкових величин можна розглядати, наприклад, швидкість молекули газу у фіксований момент часу, відхилення значення амплітуди напруги від номінальної величини, час, необхідний для розпаду ядра радіоактивного атома тощо.

Випадкова величина x повністю задається *щільністю ймовірності* $p(x)$ (розподіл вірогідності, розподіл величини x).

Середнє значення $\bar{x}$ вимірюваної величини x на центр розподілу, біля якого групуються результати окремих вимірювань:

$$\bar{x} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i. \quad (2.5)$$

Дисперсію σ^2 вводять як середній квадрат відхилення окремих результатів від середнього значення випадкової величини:

$$\sigma^2 = \frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2. \quad (2.6)$$

Коефіцієнт $n - 1$ в (2.6) з'являється, оскільки у зв'язку з кінцевою кількістю експериментів обчислене середнє значення $\bar{x}$ відрізняється від граничного (отриманого за умов $n \rightarrow \infty$), і така поправка дає змогу отримати незміщену оцінку для дисперсії.

Середнє квадратичне відхилення (СКВ) s , зване також стандартним, визначають як квадратний корінь із дисперсії (2.6):

$$s = \sqrt{\sigma^2} = \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2}. \quad (2.7)$$

Ця величина характеризує розкид результатів окремих вимірювань навколо середнього значення $\bar{x}$, отриманого після обробки всіх даних багаторазового вимірювання. Звичайно, точні значення σ і $\bar{x}$ є граничними величинами, оскільки можуть бути отримані лише тоді, коли загальна кількість проведених вимірювань досить велика, у межах за умови $n \rightarrow \infty$. У разі кінцевих n правильніше використовувати термін *експериментальна оцінка*, який рівною мірою належить і до середнього значення, і до дисперсії.

Нормальний розподіл та «правило 3 σ ». У процесі оброблення даних вимірювань в науці і техніці зазвичай припускають *нормальний закон розподілу* випадкових похибок вимірювань (рис. 2.1). Він завжди виявляється тоді, коли сумарна похибка є результатом неврахованого спільного впливу безлічі причин, кожна з яких дає малий внесок у похибку. До того ж вдосконалення неважливо, за яким законом розподілений кожен з внесків окремо.

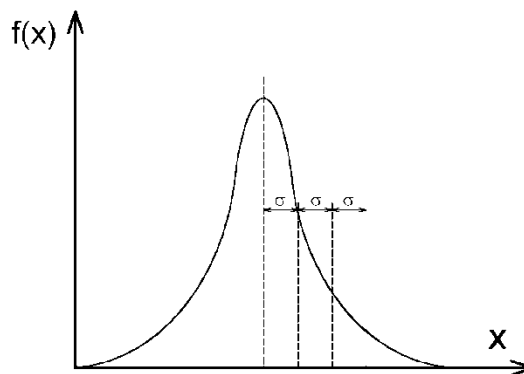


Рисунок 2.1 – Нормальний розподіл похибок результатів вимірювання ФВ

Властивості нормально розподіленої випадкової величини x :

- 1) $x \in (-\infty + \infty)$;
- 2) щільність імовірності $\rho(x)$ є безперервною функцією;
- 3) центр розподілу випадкової величини одночасно є центром симетрії;
- 4) малі відхилення зустрічаються частіше великих, іншими словами, реалізуються з більшою ймовірністю.

Відповідний функціональний вираз для розподілу задає формула Гаусса:

$$\rho(x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{(x - \langle x \rangle)^2}{2\sigma^2}\right], \quad (2.8)$$

Ймовірність того, що результат вимірювання потрапить в інтервал $[x_1; x_2]$, дорівнює:

$$P(x_1 \leq x \leq x_2) = \int_{x_1}^{x_2} \rho(x) dx. \quad (2.9)$$

У дужках після P вказано подію, для якої обчислена ймовірність. Зі збільшенням інтервалу в обидва боки до нескінченності інтеграл від функції розподілу:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \rho(x) dx = 1$$

тобто потрапляння результату вимірювання в діапазон є достовірною подією $x \in (-\infty + \infty)$.

Нехай Δx – довільне відхилення від середньої величини $\bar{x}$. Введемо ε – величину відношення півширини інтервалу Δx до середнього квадратичного відхилення σ :

$$\varepsilon = \Delta x / \sigma. \quad (2.10)$$

У табл. 2.1 вказано вірогідність α :

$$\alpha = P(\bar{x} - \varepsilon\sigma \leq x \leq \bar{x} + \varepsilon\sigma) \quad (2.11)$$

Таблиця 2.1 Нормальний розподіл: довірчі інтервали $(\bar{x} - \Delta x; \bar{x} + \Delta x)$ для довірчої ймовірності α (у частках ε)

α	0,68	0,90	0,95	0,990	0,997	0,999
ε	1,0	1,65	2,0	2,6	3,0	3,3

Її також можна розрахувати за наближеним виразом:

$$\alpha \approx \sqrt{1 - \exp\left(-\frac{2\varepsilon^2}{\pi}\right)} \quad (2.12)$$

«Правило 3σ » або правило трьох стандартів. Видно, що результат вимірювання з вірогідністю близько 68 % потрапить в інтервал:

$$(\bar{x} - \sigma; \bar{x} + \sigma),$$

тобто приблизно кожен третій вимір дасть результат за межами цього інтервалу.

За межами інтервалу:

$$(\bar{x} - 2\sigma; \bar{x} + 2\sigma)$$

виявиться 5 % результатів, а для інтервалу:

$$(\bar{x} - 3\sigma; \bar{x} + 3\sigma) \tag{2.13}$$

– тільки один із трьохсот.

Отже, інтервал (2.13) є майже достовірним, оскільки переважна більшість окремих результатів багаторазового вимірювання випадкової величини виявиться зосередженим саме в ньому. У процесі оброблення результатів експерименту часто використовується «правило 3σ », або правило «трьох стандартів», основане на зазначених властивостях нормального розподілу.

З урахуванням проведеного вище аналізу можна встановити наявність промаху внаслідок окремого виміру, а отже, відкинути його, якщо результат вимірювання більш ніж на 3σ відрізняється від вимірюного середнього значення випадкової величини. У той же час варто більш ретельно повторити вимірювання в цій області параметрів – можливо, цей результат вимірювання не є промахом, а свідчить про наявність незвичайного поведінки досліджуваної системи, яке не вкладається в межі наявної моделі, тобто мова йде про відкриття нового якісного стану (наприклад, лінії резонансного поглинання в спектрі).

Зауважимо, що гіпотеза про нормальний розподіл випадкових похибок вимірювань має бути перевірена. Перевірка виконується або за критерієм χ^2 (або критерій Пірсона) або ω^2 (критерій Мізеса-Смірнова), якщо кількість вимірювань $n > 50$; за умов $15 < n < 50$ використовується складний критерій. Якщо $n < 15$, перевірка гіпотези про нормальний розподіл результатів вимірювань не виконується.

Коефіцієнти Стюдента

Випадкові похибки виявляються в розкиді результатів окремих вимірювань постійної величини. Зі збільшенням кількості вимірювань n оцінка значення величини σ практично перестає залежати від n , тобто зменшується неточність в оцінюванні похибки окремого вимірювання. Із зростанням n також стабілізується оцінка $\bar{x}$. Отже, має зменшуватися похибка остаточного результату багаторазового вимірювання, за який приймають середнє значення $\bar{x}$. Зв'язок середнього квадратичного відхилення $\sigma_{\bar{x}}$ остаточного результату (іншими словами, похибки визначення середнього значення) і середнього квадратичного відхилення σ окремого виміру задає співвідношення:

$$\sigma_{\bar{x}} = \frac{\sigma}{\sqrt{n}} = \sqrt{\frac{1}{n(n-1)} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2}. \quad (2.14)$$

Видно, що зі збільшенням числа вимірювань n похибка остаточного результату зменшується. Однак підвищення точності ніколи не дається безкоштовно. Так, щоб дізнатися додаткову цифру в x , тобто підвищити точність у 10 разів, кількість вимірювань необхідно збільшити в 100 разів! Варто також врахувати, що в кінцеву похибку робить свій внесок приладова (систематична) похибка, і з якогось моменту збільшення кількості вимірювань стає неефективним.

Нехай як результати окремих вимірювань x_i , так і середнє значення $\bar{x}$ розподілені нормально. За аналогією з окремим вимірюванням, для оцінки похибки остаточного результату багаторазового вимірювання приймемо величину Δx , що задає симетричний щодо середнього значення $\bar{x}$ інтервал від $-\Delta x$ до Δx , є *довірчим інтервалом*. Вірогідність знайти значення вимірюваної величини в зазначеному інтервалі має назву *довірчої ймовірності* (2.10). У табл. 2.1. наведені довірчі ймовірності для довірчих інтервалів, розміри яких виражені в частках середнього квадратичного відхилення.

Якщо поняття довірчого інтервалу використовувати щодо окремого вимірювання, то під σ в (2.9) потрібно розуміти середнє квадратичне відхилення результату цього окремого вимірювання. За умови, що довірчий інтервал належить до багаторазового вимірювання, то під σ потрібно мати на увазі середнє квадратичне відхилення остаточного результату x багаторазового вимірювання, тобто $\sigma_{\bar{x}}$. За допомогою табл. 2.1 випадкову похибку остаточного результату можна знайти, скориставшись записом:

$$(\Delta x)_{case} = \varepsilon \sigma_{\bar{x}} \quad (2.15)$$

де величину ε беруть із таблиці для заданого значення довірчої ймовірності. У процесі оброблення результатів лабораторних робіт рекомендується застосовувати довірчу ймовірність $\alpha = 0,68$, тому немає потреби використовувати її в записі:

$$\bar{x} \pm \Delta x.$$

Геометричний зміст цього виразу зображено на рис. 2.2.

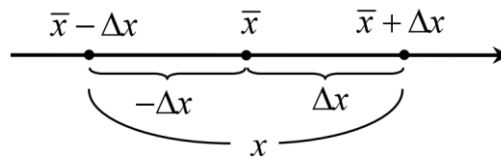


Рисунок 2.2 Геометричний зміст результату вимірювання

В експерименті значення $\sigma_{\bar{x}}$ оцінюють, зважаючи на кінцевий результат окремих вимірювань, кількість яких звичайно не перевищує 5 – 10. Тому точність оцінювання $\sigma_{\bar{x}}$ незначна. Це додає невизначеності в остаточний результат багаторазового вимірювання. Щоб її врахувати, необхідно розширити межі довірчого інтервалу, заданого вище для точно відомої величини $\sigma_{\bar{x}}$. Зрозуміло, що меншій кількості окремих вимірювань повинен зіставлятися ширший довірчий інтервал, тому замість (2.14) необхідно використовувати інший вираз:

$$(\Delta x)_{case} = t(\alpha, n) \sigma_{\bar{x}}, \quad (2.16)$$

де $t(\alpha, n)$ – коефіцієнти Стюдента, що залежать від повної кількості вимірювань n і заданого значення довірчої вірогідності α (табл. 2.2).

Таблиця 2.2 – Значення коефіцієнтів Стюдента

$n-1$	$\alpha = 0,95$	$\alpha = 0,99$	$n-1$	$\alpha = 0,95$	$\alpha = 0,99$
3	3,182	5,841	16	2,120	2,921
4	2,776	4,604	18	2,101	2,878
5	2,571	4,032	20	2,086	2,845

6	2,447	3,707	22	2,074	2,819
7	2,367	3,500	24	2,064	2,797
8	2,306	3,355	26	2,056	2,779
9	2,262	3,250	28	2,048	2,763
10	2,228	3,169	30	2,043	2,750
12	2,179	3,055	...	...	...
14	2,145	2,977	∞	1,960	2,576

Вивчивши таблицю, неважко помітити, що за умови збільшення кількості вимірювань коефіцієнти практично збігаються з використаними вище величинами ε для того самого значення довірчої ймовірності α . Це є наслідок переходу від оцінок параметрів нормального розподілу до їхнього точного завдання, що реалізується тільки у разі дуже великої кількості виконаних вимірювань.

Сумарна похибка вимірювань

Крім випадкової похибки, у використанні в експерименті будь-яких вимірювальних приладів необхідно враховувати *приладову (систематичну) похибку*. У паспорті приладу прийнято вказувати межі допустимої похибки θ , що означає максимально можливу похибку за рекомендованих умов роботи приладу. Якби приладова похибка була розподілена за нормальним законом, то з такого визначення θ випливало б, що розподіл характеризується середнім квадратичним відхиленням:

$$\sigma_{device} = \theta/3. \quad (2.17)$$

Реальна похибка приладу істотно залежить від умов навколишнього середовища, де встановлений прилад. Наприклад, похибка приладів залежить від температури приміщення і відрізняється від паспортної похибки, яка зазвичай надається для 20 °С. Іншою причиною похибок може бути електромагнітне випромінювання іншого лабораторного обладнання, вібрація установки тощо. у плануванні експерименту для підвищення точності вимірювань може виникнути необхідність в обліку цих чинників.

Зазвичай ціна найменшого ділення шкали стрілочного приладу погоджена з похибкою самого приладу. Якщо клас точності використовуваного приладу невідомий, за похибку σ_{device} завжди приймають половину ціни його найменшого ділення. Зрозуміло, що під час зчитування показань зі шкали недоцільно намагатися визначити частки ділення, оскільки

результат вимірювання від цього не стане більш точним.

Границя допустимої похибки цифрового приладу розраховують за паспортними даними, що містить формулу для розрахунку похибки. У разі відсутності паспорта за оцінку похибки σ_{device} приймають одиницю найменшого розряду цифрового індикатора.

Остаточний результат багаторазового вимірювання містить як випадкову, так і приладову (систематичну) похибки. Оскільки випадкова похибка зменшується зі збільшенням кількості вимірювань, доцільно зробити таку кількість вимірювань, щоб досягти виконання умови:

$$(\Delta x)_{case} \ll \theta, \quad (2.18)$$

тобто щоб випадковою похибкою можна було знехтувати порівняно з приладовою похибкою. На практиці досить, щоб випадкова похибка була удвічі-утричі меншою за систематичну. У будь-якому випадку треба зробити 2 – 3 вимірювання, щоб переконатися в тому, що випадкова похибка дійсно мала.

Якщо приладова і випадкова похибки близькі, то сумарна похибка дорівнює:

$$\Delta x = \sqrt{(\Delta x_{case})^2 + (\sigma_{device})^2}. \quad (2.19)$$

Оскільки випадкову похибку зазвичай оцінюють із довірчою ймовірністю 0,68, а θ – оцінка максимальної похибки приладу, то можна вважати, що вираз задає довірчий інтервал також з ймовірністю не меншою, ніж 0,68. У процесі виконання однократного вимірювання оцінкою похибки результату є значення $\Delta x = \theta/3$, яке враховує тільки гранично допустиму приладову похибку.

Похибки непрямих вимірювань

Нехай досліджувану величину s визначають за результатами прямих вимірювань інших незалежних фізичних величин, наприклад, x , y , z , з якими вона пов'язана заздалегідь установленим функціональним математичним співвідношенням:

$$s=f(x, y, z). \quad (2.20)$$

Також відомі остаточні результати прямих вимірювань:

$$\bar{x} \pm \Delta x, \bar{y} \pm \Delta y, \bar{z} \pm \Delta z. \quad (2.21)$$

Передбачається, що величини x, y, z є випадковими і до них може бути застосовано нормальний розподіл (2.7). Тоді для середнього значення s :

$$\bar{s} = f(\bar{x}, \bar{y}, \bar{z}). \quad (2.22)$$

Для похибки Δs :

$$\Delta s = \sqrt{(f'_x)^2 \Delta x^2 + (f'_y)^2 \Delta y^2 + (f'_z)^2 \Delta z^2}, \quad (2.23)$$

де f'_x, f'_y, f'_z – частинні похідні в точках $\bar{x}, \bar{y}, \bar{z}$.

Варто пам'ятати, що в процесі безпосередніх розрахунків в формулу необхідно підставляти похибки $\Delta x, \Delta y, \Delta z$, знайдені для одного й того ж значення довірчої ймовірності. Похибку непрямого виміру s також необхідно пов'язати з цим значенням довірчої ймовірності. Рекомендується використовувати значення ймовірності $\alpha = 0,68$.

Порівняння між собою величин $f'_x \Delta x, f'_y \Delta y, f'_z \Delta z$ (2.23) дозволяє виділити «критичний» фактор, процес вимірювання якого дає найбільший внесок у похибку Δs . Якщо, наприклад, величина $f'_x \Delta x$ більша за інші понад 2 – 3 рази, то їхнім внеском у похибку Δs можна знехтувати. Для підвищення точності вимірювання величини s насамперед треба підвищувати точність вимірювання критичного фактора.

Врахування похибки вимірювань у записі остаточного результату вимірювання Завершенням обробки даних багаторазового прямого вимірювання при заданій довірчій ймовірності (α) є два числа: середнє значення виміряної величини ($\bar{x}$) та його похибка (Δx) – напівширина довірчого інтервалу. Обидва числа є остаточним результатом багаторазового вимірювання і мають бути разом записані в стандартній формі:

$$x = \bar{x} \pm \Delta x, \alpha = a, \quad (2.24)$$

де a – значення довірчої ймовірності.

Результат містить тільки достовірні, тобто надійно виміряні, цифри цих чисел. Зауважимо, що значення, які входять до (2.24), мають бути округлені. Порядок виконання округлення такий:

1. Необхідно виконати попередній запис остаточного результату вимірювання у вигляді (2.23) і винести за загальну дужку однакові порядки середнього і похибки, тобто множник вигляду $10k$, де k – ціле число.

2. Числа в дужках переписати в десятковому вигляді з використанням коми, прибравши тим самим залишені порядкові множники.

3. Округлити в дужках число, що відповідає похибці, до однієї значущої (ненульової) цифри ліворуч, якщо ця цифра більша, чим 2, або до двох перших цифр в іншому випадку. Під час округлення використовують правило: якщо цифра, розташована за залишеною, менша, ніж 5, то її просто відкидають, інакше залишену цифру збільшують на одиницю. Якщо ж відкинута цифра дорівнює 5, то найменша помилка досягається за умови округлення за правилом Гаусса до найближчого парного числа. Наприклад, 4,5 округлюють до 4, водночас 3,5 також округлюють до 4.

4. Округлити в дужках число, відповідне середньому значенню: останніми праворуч залишають цифри тих розрядів, які збереглися в похибки після її округлення.

4. Остаточного записати вираз (2.24) з урахуванням виконаних заокруглень.

6. Загальний порядок і одиниці вимірювання величини записують за дужками – це стандартна форма запису.

Приклади обробки результатів вимірювання з позицій теорії похибок

Приклад 1. Виконані прямі вимірювання ФВ X . Одиниця вимірювань ФВ – мк, похибка вимірювання засобу вимірювальної техніки становить 0,005 мк. Кількість повторних вимірювань становить $n=12$, результати вимірювань x_i наведено в табл. 2.3. Оцінимо результати вимірювань для значення довірчої вірогідності $\alpha=0,95$.

Таблиця 2.3 Результати вимірювань

i	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
x_i	1,13	1,10	1,11	1,10	1,11	1,12	1,11	1,10	1,12	1,06	1,11	1,09

У випадку $10 < n < 20$ серію результатів прямих вимірювань можна опрацювати за методикою, яка справедлива для гауссівського розподілу (2.6), вводячи поправки на недостатнє число вимірювань за формулою (2.15).

За формулою (2.3) розрахуємо середнє значення $\bar{x}$ вимірюваної величини: $\bar{x} = 1,105$ мкм.

Якщо приладова і випадкова похибки близькі, то сумарна похибка за (2.19) дорівнює:

$$\Delta x = \sqrt{(\Delta x_{case})^2 + (\sigma_{device})^2}.$$

Приклад 2. Розглянемо знаходження результату вимірювань довжини штрихової міри (ШМ), яке проводять на державному первинному еталоні одиниці довжини інтерференційним методом.

Рівняння вимірювань має вигляд:

$$L = A \cdot \frac{\lambda}{2n_{II}} + \alpha L_0(20-t) + \Delta l_s, \quad (\text{П.1})$$

де L – довжина штрихової міри;

A – кількість імпульсів;

λ – довжина хвилі випромінювання ($\lambda = 0,632\,991\,398\,2$ мкм);

n_{II} – показник заломлення повітря ($n_{II} = 1,000\,275\,236$);

α – коефіцієнт лінійного розширення ($\alpha = 1,15 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}$);

L_0 – опорне значення довжини ШМ ($L_0 = 1,000$ м);

t – температура ШМ ($t = 20,125^\circ\text{C}$);

Δl_s – поправка на розмір коліматорної щілини ($\Delta l_s = 0,031$ мкм).

Унаслідок вимірювань кількості імпульсів і внесення поправок на відомі систематичні похибки відповідно до рівнянням вимірювання (П.1) отримують ряд значень довжини ШМ L_i в метрах (де $i = 1, \dots, n$; $n = 10$): 1,000 001 356; 1,000 001 584; 1,000 001 383; 1,000 001 469; 1,000 001 491; 1,000 001 466; 1,000 001 575; 1,000 001 397; 1,000 001 405; 1,000 001 334.

Оцінку значення довжини ШМ як середнє арифметичне значень L_i визначають за формулою:

$$\bar{L} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n L_i = 1,000\,001\,474. \quad (\text{П.2})$$

Виконаємо аналіз джерел похибки результату вимірювань. СКВ (2.7)

випадкового складника похибки S , м, визначають за формулою:

$$S = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (L_i - \bar{L})^2}{n(n-1)}} = 2,5 \cdot 10^{-8}, s = 0,025 \text{ мкм.} \quad (\text{П.3})$$

Межі невиключених систематичних похибок:

- визначення показника заломлення повітря $\theta_{\Pi} = 2,0 \cdot 10^{-8}$;
- значення довжини хвилі $\theta_{\lambda} = 6,2 \cdot 10^{-9}$ мкм;
- визначення температури ШМ $\theta_t = 0,003$ °С;
- визначення поправки на розмір коліматорної щілини $\theta_{\Delta l} = 0,002$ мкм.

Складники похибки результату вимірів, обумовлені похибками значень L_0 і α , дуже малі.

Обчислимо характеристики похибки результату вимірювань. У припущенні про рівномірний розподіл невиключених систематичних складових сумарної похибки в межах θ_{Π} , θ_{λ} , θ_t і $\theta_{\Delta l}$ СКВ невиключеної систематичної складової похибки результату вимірів S_0 обчислюють за формулою:

$$S_0 = \sqrt{\left(\frac{\partial f}{\partial n_B}\right)^2 \cdot \frac{\theta_B^2}{3} + \left(\frac{\partial f}{\partial \lambda}\right)^2 \cdot \frac{\theta_{\lambda}^2}{3} + \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)^2 \cdot \frac{\theta_t^2}{3} + \left(\frac{\partial f}{\partial (\Delta l)}\right)^2 \cdot \frac{\theta_{\Delta l}^2}{3}}, \quad (\text{П.4})$$

де $\frac{\partial f}{\partial n_B} = -A \cdot \frac{\lambda}{2n_{\Pi}^2}$; $\frac{\partial f}{\partial \lambda} = A \cdot \frac{1}{2n_{\Pi}}$; $\frac{\partial f}{\partial t} = \alpha \cdot L_0$; $\frac{\partial f}{\partial (\Delta l)} = 1$ – коефіцієнти впливу.

У такий спосіб отримують:

$$S_0 = \sqrt{\left(A \cdot \frac{\lambda}{2n_{\Pi}^2}\right)^2 \cdot \frac{\theta_{\Pi}^2}{3} + \left(A \cdot \frac{1}{2n_{\Pi}}\right)^2 \cdot \frac{\theta_{\lambda}^2}{3} + (\alpha \cdot L_0)^2 \cdot \frac{\theta_t^2}{3} + (1)^2 \cdot \frac{\theta_{\Delta l}^2}{3}}. \quad (\text{П.5})$$

Для спрощення можна прийняти: $A \cdot \lambda / 2n_{\Pi} \approx 1$ м, $n_{\Pi} \approx 1,00$, $\lambda \approx 0,633$ мкм, тоді $S_0 \approx 0,024$ мкм.

Довірчі границі невиключеної систематичної похибки результату вимірів за умов $p = 0,99$ і кількості невиключених складових систематичної похибки $m = 4$ ($k = 1,23$ за табл. 2.2) – $\theta(0,99)$ обчислюють за формулою:

$$\theta(0,99) = 1,23 \left(\frac{\partial f}{\partial n_{II}} \right)^2 \cdot \theta_{II}^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial \lambda} \right)^2 \cdot \theta_{\lambda}^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)^2 \cdot \theta_t^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial (\Delta I)} \right)^2 \cdot \theta_{\Delta}^2. \quad (\text{П.6})$$

Коефіцієнти впливу: $\theta(0,99) = 0,051$ мкм.

СКВ сумарної похибки S_{Σ} , мкм, визначають за формулою (1.24):

$$S_{\Sigma} = \sqrt{S^2 + S_{\theta}^2} = 0,035. \quad (\text{П.7})$$

Довірчі границі сумарної похибки $\Delta_{0,99}$ за умови $p = 0,99$ і $f_{\text{эф}} = n-1=9$ розраховують за формулою:

$$\Delta_{0,99} = \frac{t_{0,99}(9) \cdot S + \theta(0,99)}{S + S_{\theta}} \cdot \sqrt{S^2 + S_{\theta}^2} = 0,094 \text{ мкм}. \quad (\text{П.8})$$

2.2 Використання концепції невизначеності для оцінювання результатів вимірювання

Для аналізу точності отриманого результату вимірювання може бути використаний, відмінний від аналізу похибки, підхід, який полягає у розрахунку невизначеності вимірювання.

Невизначеність вимірювання – параметр, пов'язаний із результатом вимірювання під час певного дослідження, він характеризує розкид значень, які з достатньою підставою можуть належати величині, що вимірюється. Результати вимірів ніколи не бувають точними, тобто абсолютно вільними від сумнівів. Тому невизначеність вимірювання є часткою результату вимірювань і визначає його точність.

2006 р. в Україні набув чинності ДСТУ-Н РМГ 43-2006 «Застосування Настанови з оцінювання невизначеності у вимірюваннях». Згодом було прийнято низку стандартів з оцінювання невизначеності, наприклад ДСТУ ISO/TS 21749:2013 «Невизначеність вимірювання в метрологічній практиці. Повторні вимірювання та ієрархічні експерименти», ДСТУ ISO/IEC Guide 98-1:2018 Невизначеність вимірювань. Частина 1.

Вступ до подання невизначеності у вимірюванні», ДСТУ ISO/IEC Guide 98-3:2018 «Невизначеність вимірювань. Частина 3. Настанова щодо подання невизначеності у вимірюванні», тощо.

Необхідно визначити три особливості підходу, який надає Концепція невизначеності:

- 1) усувається поняття «істинне значення величини», яка вимірюється;
- 2) усувається поняття «абсолютна похибка» вимірювань, яка виражається через істинне значення величини, яка вимірюється;
- 3) усувається розподіл похибок вимірювань на систематичні та випадкові.

Методи розрахунків невизначеності, так як і методи оцінювання характеристик похибок, базуються на основних поняттях класичної метрології, математичної статистики і теорії похибок.

Відповідно до ДСТУ-Н РМГ 43-2006 визначають такі види невизначеності вимірювань:

- 1) стандартна невизначеність (типи *A* та *B*) u_A та u_B відповідно,
- 2) сумарна стандартна невизначеність u_c ,
- 3) розширена невизначеність U .

Стандартна невизначеність u є основним кількісним виразом невизначеності вимірювань. Основним кількісним виразом невизначеності вимірювань, при якому результат визначають через значення інших величин, є сумарна стандартна невизначеність u_c . У тих випадках, коли це необхідно, обчислюють розширену невизначеність U .

Стандартна невизначеність

Стандартна невизначеність (u) – це невизначеність результату прямих вимірювань, яка виражена через середнє квадратичне відхилення (S). За методом обчислення розрізняють два типи стандартної невизначеності: стандартна невизначеність за типом *A* (u_A) та стандартна невизначеність за типом *B* (u_B).

Стандартна невизначеність типу *A* – це невизначеність, яка обчислюється статистичними методами оброблення результатів багаторазових вимірювань (спостережень). Стандартну невизначеність одиничного вимірювання i -ї вхідної величини обчислюють за формулою:

$$u_{A,i} = \sqrt{\frac{1}{n_i - 1} \sum_{q=1}^{n_i} (x_{iq} - \bar{x}_i)^2}, \quad (2.25)$$

де $\bar{X}_i$ – середнє арифметичне результатів вимірювання i -ї вхідної величини.

Стандартну невизначеність вимірювань i -ї вхідної величини, коли результат визначають як середнє арифметичне, обчислюють за формулою:

$$u_A(x_i) = \sqrt{\frac{1}{n_i(n_i - 1)} \sum_{q=1}^{n_i} (x_{iq} - \bar{x}_i)^2}. \quad (2.26)$$

Вихідними даними для обчислення стандартної невизначеності за *типом B* використовують:

1) дані попередніх вимірів величин, що входять в рівняння вимірювання:

$$Y = f(X_1, \dots, X_m),$$

де $X_1, \dots, X_m$ – вхідні величини; Y – вихідна величина (результат вимірювання);

2) відомості про вид розподілу ймовірностей;

3) дані, ґрунтовані на досвіді дослідника або загальних знаннях про поведінку й властивості відповідних приладів і матеріалів;

4) невизначеності констант і довідкових даних;

5) дані перевірки, калібрування, відомості виробника про прилад тощо.

Невизначеності цих даних зазвичай подають у вигляді границь відхилення значення величини від її оцінки. Найбільш поширений спосіб формалізації неповного знання про значення величини полягає в постулюванні рівномірного закону розподілу можливих значень цієї величини в зазначених нижній і верхній границях (b_{i-}, b_{i+}) для i -ї вхідної величини. Водночас стандартну невизначеність, яка обчислюється за типом *B*, визначають за формулою:

$$u_B(x_i) = \frac{b_{i+} - b_{i-}}{2\sqrt{3}}, \quad (2.27)$$

а для симетричних границь $(\pm b_i)$ – за формулою:

$$u_B(x_i) = \frac{b_i}{\sqrt{3}}. \quad (2.28)$$

У випадку інших законів розподілу формули для обчислення невизначеності за типом B мають бути іншими.

Сумарна стандартна невизначеність

При обчисленні сумарної стандартної невизначеності (u_c) розрізняють випадки некорельованих та корельованих оцінок.

У разі некорельованих оцінок $x_1, \dots, x_m$, сумарну стандартну невизначеність обчислюють за формулою:

$$u_c(y) = \sqrt{\sum_{i=1}^m \left(\frac{\partial f}{\partial x_i} \right)^2 u^2(x_i)}. \quad (2.29)$$

Для прямих вимірювань у разі некорельованих оцінок вираз (2.29) матиме вигляд:

$$u_c = \sqrt{u_A^2 + u_B^2}. \quad (2.30)$$

У випадку корельованих оцінок $x_1, \dots, x_m$ сумарну стандартну невизначеність обчислюють за формулою:

$$u_c(y) = \sqrt{\sum_{i=1}^m \left(\frac{\partial f}{\partial x_i} \right)^2 u^2(x_i) + \sum_{i,j=1}^m \frac{\partial f}{\partial x_i} \frac{\partial f}{\partial x_j} r(x_i, x_j) u(x_i) u(x_j)}, \quad (2.31)$$

де $u(x_i)$ – стандартна невизначеність i -ї вхідної величини, обчислена за типом A чи B , $r(x_i, x_j)$ - коефіцієнт кореляції:

$$r(x_i, x_j) = \frac{\sum_{l=1}^{n_{ij}} (x_{il} - \bar{x}_i)(x_{jl} - \bar{x}_j)}{\sqrt{\sum_{l=1}^{n_{ij}} (x_{il} - \bar{x}_i)^2 \sum_{l=1}^{n_{ij}} (x_{jl} - \bar{x}_j)^2}}. \quad (2.32)$$

Розширена невизначеність

Розширену невизначеність (U) обчислюють за формулою:

$$U = k \cdot u_c, \quad (2.33)$$

де k – коефіцієнт охоплення (числовий коефіцієнт, який використовується як множник за умови сумарної стандартної невизначеності для отримання розширеної невизначеності).

У загальному випадку коефіцієнт охоплення k вибирають відповідно до формули:

$$k = t_p(v_{eff}), \quad (2.34)$$

де $t_p(v_{eff})$ – квантиль розподілу Стюдента з ефективним числом ступенів свободи v_{eff} і довірчою ймовірністю (рівнем довіри) p .

Ефективне число ступенів свободи (v_{eff}) визначають за формулою:

$$v_{eff} = \frac{u_c^4}{\sum_{i=1}^m \frac{u^4(x_i)}{v_i} \left(\frac{\partial f}{\partial x_i} \right)^4}, \quad (2.35)$$

де v_i – число ступенів свободи у процесі визначенні оцінки i -ї вхідний величини.

При цьому:

- 1) $v_i = n_i - 1$ – для обчислення невизначеностей за типом A ;
- 2) $v_i = \infty$ – для обчислення невизначеностей за типом B .

У багатьох практичних випадках в обчисленні невизначеностей результатів вимірювань роблять припущення про нормальність закону розподілу можливих значень вимірюваної величини і вважають:

- 1) $k=2$, якщо $p \approx 0,95$;
- 2) $k=3$ якщо $p \approx 0,99$.

При припущенні про рівномірність закону розподілу вважають:

- 1) $k=1,65$, якщо $p \approx 0,95$;
- 2) $k=1,71$ якщо $p \approx 0,99$.

Подання результатів вимірювань

Для подання результатів вимірювань рекомендується приводити достатню кількість інформації для можливості проаналізувати або повторити весь процес отримання результату вимірювань й обчислення невизначеностей вимірювань, а саме:

- алгоритм отримання результату вимірювань;
- алгоритм розрахунку всіх поправок і їхніх невизначеностей;
- невизначеності всіх використовуваних даних і способи їхнього отримання;
- алгоритми обчислення сумарної та розширеної невизначеностей (зокрема значення коефіцієнта k).

Кінцевий результат обробки результатів вимірювань, як правило, оформлюють у такому вигляді:

1. Записується дійсне значення у величини Y , яка вимірюється. Оцінку вимірюваної величини у обчислюють як функцію оцінок вхідних величин $x_1, \dots, x_m$ після внесення поправок на всі відомі джерела невизначеності, що мають систематичний характер:

$$y = f(x_1, \dots, x_m). \quad (2.36)$$

2. Приводиться результуюча сумарна невизначеність u_c , яка розраховується за формулами (2.28) – (2.30).

3. Записується відносна невизначеність δ (інші позначення – $\tilde{u}_A, \tilde{u}_B, \tilde{U}$), яка розраховується за формулою:

$$\delta = \frac{u_c}{y} 100\%. \quad (2.37)$$

4. Записується розширена невизначеність U , яка розраховується за формулою (2.33).

5. Записується рівень довіри p і, якщо можливо, ефективне число ступенів свободи (2.35).

Приклад оброблення результатів вимірювання з позицій Концепції невизначеності

Розглянемо приклад оцінювання характеристик похибки й обчислення невизначеності вимірювань сили електричного струму (I) за допомогою вольтметра і токового шунта.

Унаслідок вимірювань напруги (U) за температури $t=(23,00 \pm 0,05)^\circ\text{C}$ отримують низку значень V_i в мілівольтах (де $i=1, \dots, n$; $n=10$): 100,68; 100,83; 100,79; 100,64; 100,63; 100,94; 100,60; 100,68; 100,76; 100,65. Значення опору

шунта R , встановлено в процесі його калібрування для $I=10$ А і $t=23,00$ °С $R_0=0,010088$ Ом.

Рівняння вимірювання має вигляд:

$$I = f(V, R) = \frac{V}{R}.$$

На основі отриманих значень обчислюють середнє арифметичне значення напруги $\bar{V}$, мВ, за формулою:

$$\bar{V} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n V_i = 100,72.$$

Результат вимірювань сили струму I , А, отримують за формулою:

$$I = \frac{\bar{V}}{R_0} = 9,984.$$

На наступному етапі обчислюють невизначеності вимірювань.

За типом A обчислюють стандартну невизначеність, обумовлену джерелами невизначеності, що мають випадковий характер. Стандартну невизначеність напруги, обумовлену джерелами невизначеності, що мають випадковий характер, u_A (V) та відповідну відносну стандартну невизначеність $\tilde{u}_A$ (%) визначають за формулами:

$$u_A(V) = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (V_i - \bar{V})^2}{n(n-1)}}, \quad u_A(V) = 3,4 \cdot 10^{-2} \text{ мВ},$$
$$\tilde{u}_A(V) = \frac{u_A}{\bar{V}} 100\%, \quad \tilde{u}_A = 0,034 \text{ \%}.$$

За типом B обчислюють стандартні невизначеності, обумовлені джерелами невизначеності, що мають систематичний характер. Розподіл значень величин усередині меж вважають рівномірним. Межі систематичного зсуву в процесі вимірювань напруги, визначені під час калібрування вольтметра, рівні $3 \times 10^{-4} \text{ В} \pm 0,02$. Тоді відповідну стандартну невизначеність u_B , В розраховують за формулою:

$$u_{B,V} = \frac{3 \cdot 10^{-4} \cdot \bar{V} + 0,02}{\sqrt{3}} = 2,9 \cdot 10^{-2} \text{ мВ}, \tilde{u}_{B,V} = 0,029 \text{ \%}.$$

Межі, усередині яких лежить значення опору шунта, визначені під час калібрування шунта і дорівнюють $7 \times 10^{-4} R$. Тоді за умови $R = R_0$ відповідну стандартну невизначеність $u_{B,R}$ обчислюють за формулою:

$$u_{B,R} = \frac{7 \cdot 10^{-4} \cdot R_0}{\sqrt{3}} = 4,0 \cdot 10^{-6} \text{ Ом}, \tilde{u}_{B,R} = 0,040 \text{ \%}.$$

Межі зміни значення опору шунта, зумовленого зміною температури, рівні $\alpha \cdot \Delta t \cdot R_0$. Відповідну стандартну невизначеність $u_{B,t}$ отримують відповідно до формули:

$$u_{B,t} = \frac{\alpha \cdot \Delta t \cdot R_0}{\sqrt{3}} = 1,7 \cdot 10^{-9} \text{ Ом}, \tilde{u}_{B,t} = 1,7 \cdot 10^{-5} \text{ \%}.$$

Надалі цим складником невизначеності (через його малість у порівнянні з іншими складниками) можна знехтувати.

Сумарну стандартну невизначеність u_B , обчислену за типом B , визначають за формулою:

$$u_B = \sqrt{\left(\frac{\partial f}{\partial V}\right)^2 u_{B,V}^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial R}\right)^2 u_{B,R}^2} = 5,0 \cdot 10^{-3} \text{ А}, \tilde{u}_B = 0,050 \text{ \%}.$$

Ефективне число ступенів свободи ν_{eff} розраховують за формулою:

$$\nu_{eff} = \frac{u_c^4}{\frac{\left(\frac{1}{R} \cdot u_A\right)^4}{n-1} + \frac{\left(\frac{1}{R} \cdot u_{B,V}\right)^4}{\infty} + \frac{\left(\frac{V}{R^2} \cdot u_{B,R}\right)^4}{\infty}} = 87.$$

Коефіцієнт охоплення k отримують за формулою:

$$k = t_{0,95}(\nu_{eff}) = 1,99.$$

Розширену невизначеність $U_{0,95}$ визначають таким чином:

$$U_{0,95} = k \cdot u_c = 0,012 \text{ A}, \tilde{U}_{0,95} = 0,12 \text{ \%}.$$

Контрольні запитання та завдання

1. Що таке фізична величина? Які типи фізичних величин ви знаєте?
2. Наведіть приклади оптичних фізичних величин.
3. Які основні положення теорії похибок Ви знаєте?
4. Що таке похибка вимірювань? Які типи похибок існують?
5. За допомогою яких характеристик оцінюють результати вимірювань?
6. Яка роль коефіцієнтів Стюдента у оцінюванні результатів вимірювань?
7. Що таке правило 3σ ? З якою метою його використовують?
8. Які основні положення концепції невизначеності вимірювань?
9. Які типи невизначеностей існують?
10. Чи існує взаємозв'язок між невизначеностями та похибками вимірювань?

ТЕМА 2. ЕЛЕМЕНТНА БАЗА ОПТИЧНИХ ВИМІРЮВАЛЬНИХ ПРИЛАДІВ

Оптичні вимірювальні прилади – рід оптичних приладів для вимірювання різних фізичних характеристик за допомогою пристроїв з оптичним принципом дії. Візування (суміщення межами контрольованого розміру з візирною лінією, перехрестям тощо), або визначення розміру в оптичних вимірювальних приладах здійснюється за допомогою оптичних пристроїв. Оптичні вимірювальні прилади класифікуються на прилади з механічним способом відліку переміщення; прилади з візуальним способом відліку переміщення; контактні й безконтактні оптичні вимірювальні прилади.

Оптичні вимірювальні прилади надзвичайно різноманітні. За кількістю типів оптичних приладів їх можна зіставити з електровимірювальними. Дуже багато приладів для різних видів вимірювання (механічних, фізико-хімічних, магнітних, теплових тощо) мають ті чи інші оптичні деталі.

Із самого початку варто визначити, що в подальшому викладі буде вважатися оптичним приладом. Взагалі оптичним вважається метод або прилад, що реєструє електромагнітне випромінювання, видиме людським оком, тобто електромагнітні коливання з довжиною хвиль від 760 нм до 350 нм. Однак із розвитком науки про світло під оптичними стали розуміти вимірювання в більш довгохвильовій області – інфрачервоне випромінювання – і в більш короткохвильовій області – ультрафіолетове випромінювання. Відповідно, розширилося число методів і приладів, які є прерогативою оптиків. Тому зараз під оптичними приладами і методами маються на увазі практично всі, що «походить» з електромагнітного випромінювання, яке бачить людське око.

Усі оптичні прилади мають ту або іншу оптичну систему, що створює зображення розглянутого об'єкта в оці людини, на екрані, фотографічній пластинці або іншому приймачі.

Оптична система – сукупність оптичних елементів (заломлюючих, відбивних, дифракційних та ін.), створена для певного формування пучків світлових променів (у класичній оптиці), радіохвиль (в радіооптиці) і заряджених частинок (в електронній або іонній оптиці).

Оптичні прилади збирають із різних базових оптичних елементів. Історично такими елементами були лінзи, пластини, дзеркала та призми. В XIX сторіччі почали використовуватися поляризатори і дифракційні

елементи (дифракційна решітка, ешелон Майкельсона). У ХХ ст. з'явилися елементи волоконної оптики (гнучкі світловоди), інтервенційні елементи (вузькосмугові світлофільтри й інтерференційні дзеркала), елементи нелінійної оптики, (кристали, що використовуються для перетворення частоти випромінювання). В оптичних і лазерних вимірювальних приладах застосовують також фазові пластини, зокрема ахроматичні; призми: прямокутну, дисперсійну, пентапризму, лазерну призму Глана, призму Глана-Тейлора, призму Глана-Томпсона, призму Волластона; вузькосмуговий і широкосмуговий поляризаційні куби, ретрорефлектор; дзеркала, зокрема світлороздільні.

Оптичні елементи мають забезпечувати тривалу і стабільну роботу оптоелектронного приладу або системи в умовах експлуатації. Для цього такі елементи мають відповідати низці вимог.

Перша вимога – до матеріалу оптичних елементів. У виборі матеріалу варто враховувати, що діапазон прозорості оптичного середовища повинен збігатися зі спектральним діапазоном використовуваного випромінювання. Крім того, наявність анізотропії у використовуваному оптичному середовищі має відповідати умовам перетворення оптичного випромінювання.

Друга вимога – висока точність виготовлення оптичних елементів. Робочі поверхні оптичних деталей, що впливають на хід променів, що падають на них, мають задану форму й точне розташування відносно один одного. У процесі оброблення деталі витримати абсолютно точно геометричні розміри практично неможливо через низку погрешностей, що залежать від роботи верстата й інструмента, кваліфікації робітника та інших причин. Тому у виготовленні деталей передбачений *допуск* – припустиме відхилення від основного розрахункового розміру, який називається номінальним. Допуск характеризує неточність, з якої можна виготовити деталь певного розміру. Для оптичних елементів, як правило, встановлюються мінімальні допуски.

І, нарешті, *третья вимога* – висока якість поверхні оптичних елементів. *Шорсткість поверхні* – сукупність нерівностей, що утворюють мікрорельєф поверхні деталі. Вона виникає найчастіше внаслідок пластичної деформації поверхневого шару заготовки під час її оброблення через нерівності різальних кромek інструмента, тертя, виривання частинок матеріалу з поверхні заготовки, вібрації заготовки та інструмента тощо. Поверхня оптичних елементів повинна мати мінімальну шорсткість.

3 ЛІНЗИ ТА ЛІНЗОВІ ОПТИЧНІ СИСТЕМИ

3.1 Загальні відомості про лінзи

Лінза (нім. Linse, від лат. lens – чечевиця) – деталь з оптично прозорого однорідного матеріалу, обмежена двома полірованими заломлювальними поверхнями обертання, наприклад, сферичними або плоскою і сферичною. На сьогодні все частіше застосовуються і «асферичні» лінзи, форма поверхні яких відрізняється від сфери. Як матеріал лінз зазвичай використовуються оптичні матеріали, такі як скло, оптичне скло, оптично прозорі пластмаси та інші матеріали.

Залежно від форм розрізняють лінзи, що збирають (позитивні) і лінзи, що розсіюють (негативні) (рис. 3.1). До групи збиральних лінз (рис. 3.1, а) зазвичай належать лінзи, у яких середина товстіша за їхні краї, а до групи розсіювальних (рис. 3. 1, б) – лінзи, краї яких товстіші за середину. Необхідно зазначити, що це вірно, тільки якщо показник заломлення у матеріалу лінзи більший, ніж у навколишнього середовища. Якщо показник заломлення лінзи менший, ситуація буде зворотною. Наприклад, бульбашка повітря у воді – двоопукла лінза, що розсіює.

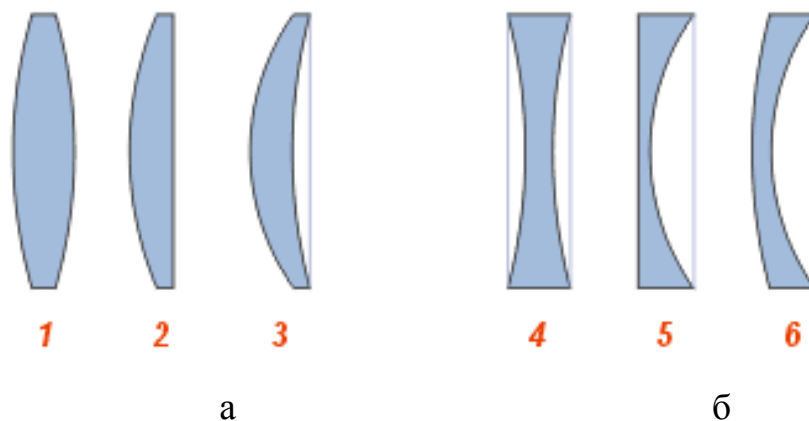


Рисунок 3.1 – Види лінз: а – лінзи, що збирають: 1 – двоопукла; 2 – плоско-опукла; 3 – увігнуто-опукла (позитивний (опуклий) меніск); б – лінзи, що розсіюють: 4 – двоувігнута; 5 – плоско-увігнута; 6 – опукло-увігнута (негативний (увігнутий) меніск)

Лінзи характеризуються, як правило, своєю оптичною силою (вимірюється в діоптріях), або фокусною відстанню. Для побудови оптичних приладів із виправленою оптичною аберацією (насамперед – хроматичною,

обумовленою дисперсією світла) важливі й інші властивості лінз і їхніх матеріалів, наприклад, коефіцієнт заломлення, коефіцієнт дисперсії, коефіцієнт пропускання матеріалу в обраному оптичному діапазоні. Іноді лінзи або лінзові оптичні системи (рефрактори) спеціально розраховуються на використання в середовищах з відносно високим коефіцієнтом заломлення.

Особливістю збиральної лінзи є здатність збирати промені, що падають на її поверхню, в одній точці, розташованій по інший бік лінзи (рис. 3.2).

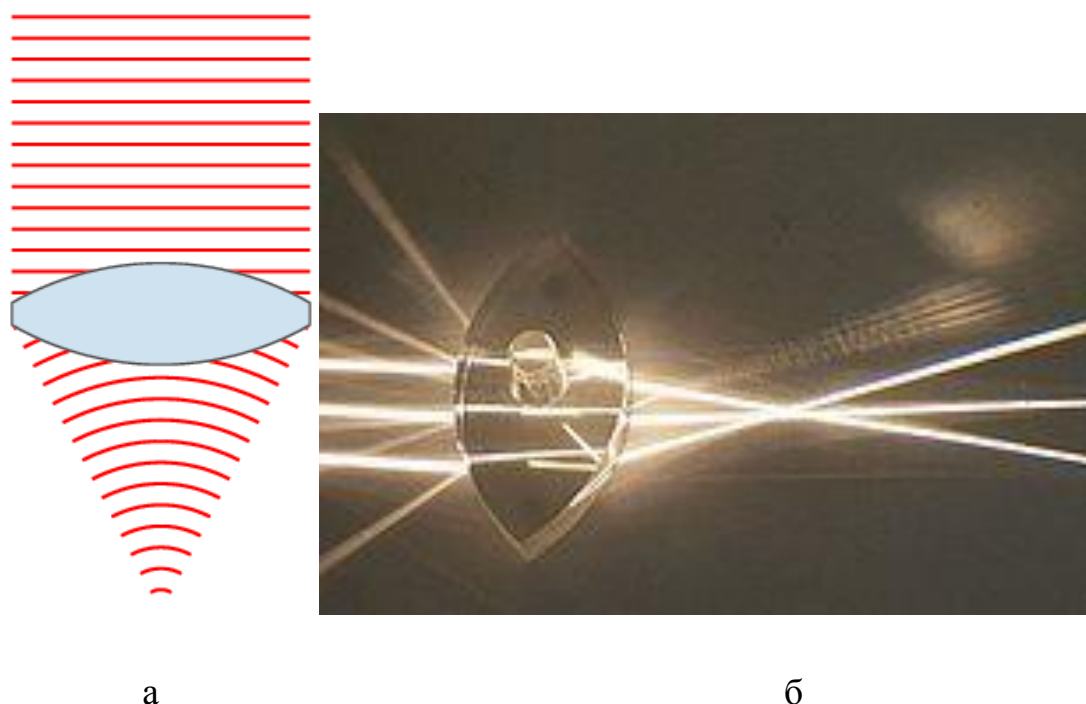


Рисунок 3.2 – Використання лінзи для зміни форми хвильового фронту:
а – схема; б – реальне зображення.

Тут плоский хвильовий фронт стає сферичним у процесі проходження крізь лінзу.

Основні елементи лінзи показані на рис. 3.3. Хід променів показаний, як в ідеалізованій (тонкій) лінзі, без вказівки на заломлення на реальній межі розділу середовищ.

Якщо на деякій відстані перед лінзою, що збирає, розмістити точку S , що світиться, то промінь світла, спрямований по осі, пройде крізь лінзу, не заломлюючись, а промені, що проходять не крізь центр, будуть заломлюватися в сторону оптичної осі й перетнуться на ній у деякій точці F , яка і буде зображенням точки S . Ця точка називається сполученим фокусом, або просто *фокусом*.

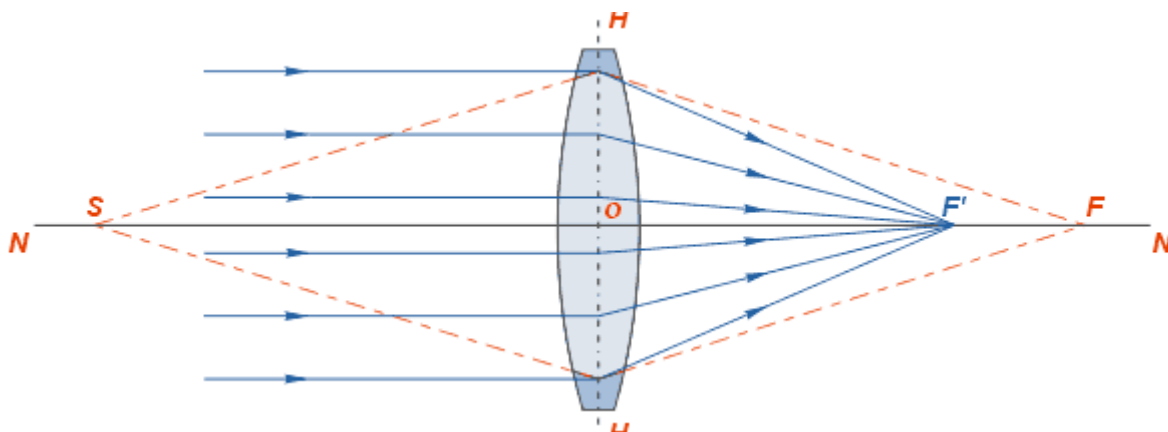
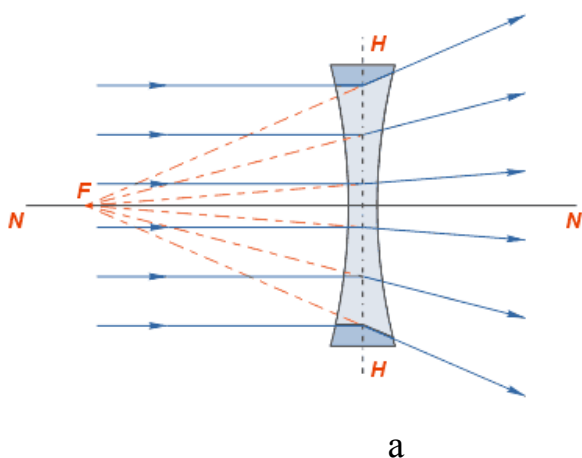


Рисунок 3.3 – Основні елементи лінзи:

NN – оптична вісь – пряма лінія, що проходить крізь центри сферичних поверхонь, що обмежують лінзу; O – оптичний центр – точка, яка у двоопуклих або двоувігнутих (з однаковими радіусами поверхонь) лінзах розміщена на оптичній осі всередині лінзи (у її центрі)

Якщо на лінзу буде падати світло від дуже віддаленого джерела, промені якого можна уявити такими, що йдуть паралельним пучком, то після виходу з неї промені заломляться під великим кутом і точка F переміститься на оптичній осі ближче до лінзи. За цих умов точка перетину променів, що вийшли з лінзи, називається фокусом F', а відстань від центра лінзи до фокуса – *фокусною відстанню*.

Промені, що падають на лінзу, яка розсіює, після виходу з неї будуть заломлюватися в бік країв лінзи, тобто розсіюватися (рис. 3.4). Якщо ці промені продовжити у зворотному напрямку так, як показано на рисунку пунктирною лінією, то вони зійдуться в одній точці F, яка і буде фокусом цієї лінзи. Цей фокус буде уявним.



а



б

Рисунок 3.4 – Уявний фокус лінзи, що розсіює:

а – схема, б – реальне зображення

Площина, перпендикулярна оптичній осі, розташована у фокусі лінзи, називається *фокальною площиною*.

Збиральні лінзи можуть бути спрямовані до предмета будь-яким боком, унаслідок чого промені після проходження через лінзу можуть збиратися як з одного, так і з іншого її боку. Отже, лінза має два фокуси – передній і задній. Розташовані вони на оптичній осі по обидва боки лінзи на фокусній відстані від головних точок лінзи.

3.2 Похибки оптичних лінзових систем

Похибки зображень, що даються оптичними системами, називаються *абераціями*. Вони полягають у тому, що оптичні зображення у низці випадків не цілком виразні, що не точно відповідають об'єкту або виявляються забарвленими. Найбільш значні такі види аберацій.

Сферична аберація – недолік оптичного зображення, який полягає в тому, що світлові промені, які пройшли поблизу оптичної осі, і промені, що пройшли крізь віддалені від осі частини оптичної системи (наприклад, лінзи), не збираються в одну точку (рис. 3.5).

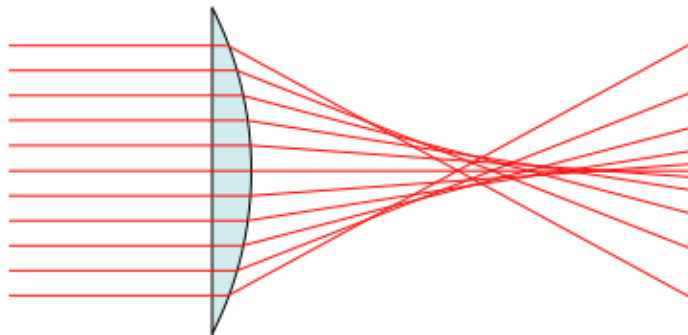


Рисунок 3.5 – Сферична аберація

Сферична аберація може бути майже повністю усунена застосуванням спеціально розрахованих комбінацій лінз.

Кома – недолік оптичного зображення (зображення точки має вигляд довгастої несиметричної плями), що виникає за умови косого проходження світлових променів крізь оптичну систему (рис. 3.6). У разі простої лінзи розміри плямочки пропорційні квадрату радіуса лінзи і куту нахилу світлового пучка щодо осі (кут θ).

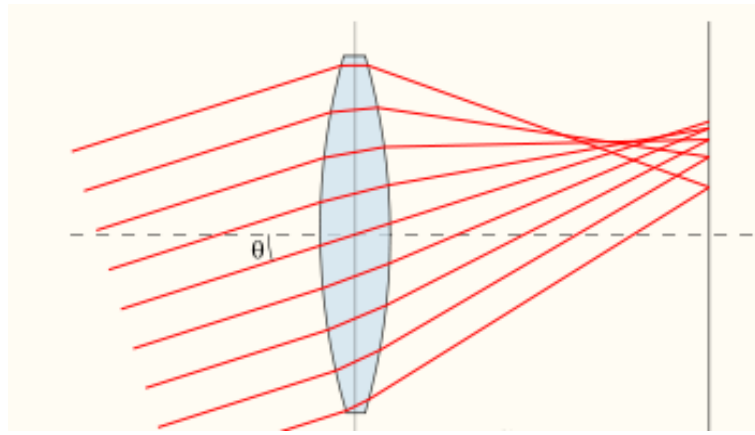


Рисунок 3.6 – Кома

У разі великих кутів нахилу пучка до осі спостерігається істотна аберація, що називається *астигматизмом* (рис. 3.7).

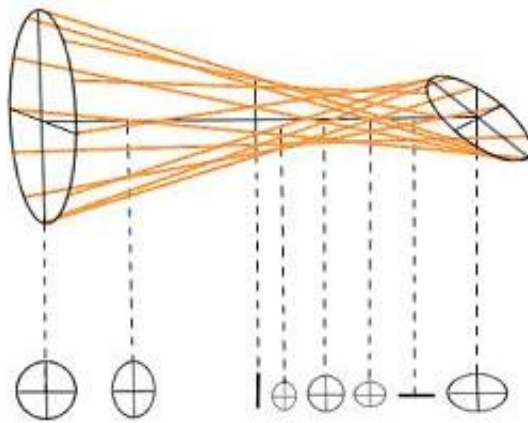
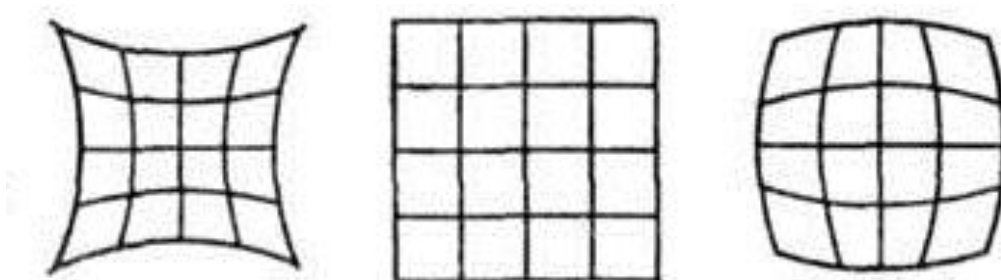


Рисунок 3.7 – Астигматизм

Якщо під час проходження оптичної системи сферична світлова хвиля деформується і перестає бути сферичною, то пучок променів стає складним: промені перетинаються не в одній точці, а в двох взаємно перпендикулярних відрізках прямої лінії, розташованих на деякій відстані один від одного. Такий пучок називається астигматичним, а саме явище – астигматизмом.

Аберація оптичних систем, названа дисторсією, визначається неоднаковістю лінійного збільшення в межах усього поля зображення і призводить до порушення геометричної подібності між об'єктом та його зображенням (рис. 3.8). Оптичні системи можуть мати відразу декілька видів аберацій. Виправлення аберацій у складних оптичних системах виконується належним поєднанням лінз і є важким завданням. Усунення тих чи інших

видів аберацій зазвичай проводиться відповідно до призначення оптичної системи. Перелічені аберації називають *геометричними*.



а

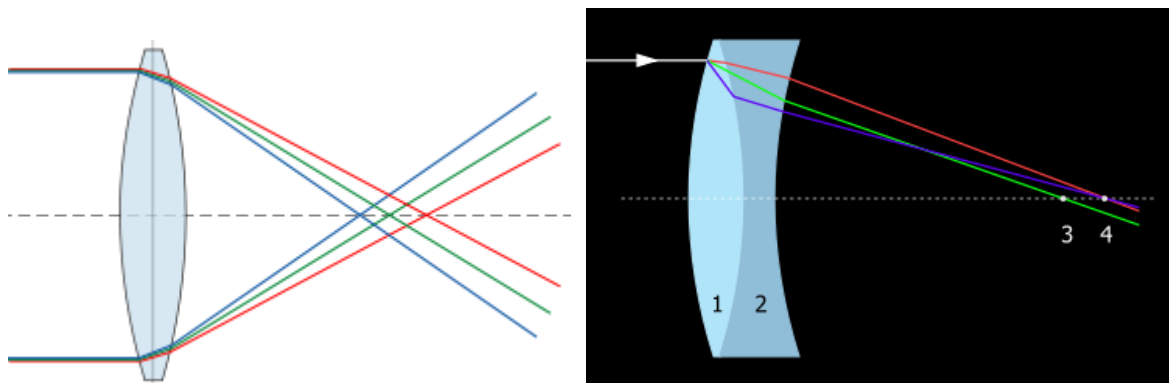
б

в

Рисунок 3.8 – Дисторсія: а – зображення з «подушкою»; б – зображення ідеальне, без дисторсії; в – з «бочкою».

Недосконалості зображення в оптичних системах пов'язані також з хвильової природою світла. Вони виникають через дифракції світла на діафрагмах, оправках лінз тощо. Вплив дифракції зазвичай незначний порівняно з іншими абераціями.

Існує також *хроматична аберація*, пов'язана із залежністю показника заломлення від довжини хвилі світла (рис. 3.9, а).



а

б

Рисунок 3.9 – Хроматична аберація (а) і схема ахроматичною лінзи (б): 1 – крон; 2 – флінт; 3 – зелений промінь; 4 – точка видимості синього та червоного променів

За умови падіння на оптичну систему білого світла окремі складові його – монохроматичні промені – фокусуються в різних точках (найбільшу фокусну відстань мають червоні промені, найменшу – фіолетові), тому

зображення розмите і по краях забарвлене. Оскільки різні сорти стекл мають різну дисперсію, то, комбінуючи збиральні і розсіювальні лінзи з різних стекл, можна поєднати фокуси двох (ахромати, ахроматичні лінзи) і трьох (апохромати) різних кольорів, усунувши цим хроматичну аберацію (рис. 3.9, б). Системи, в яких усунуті сферична і хроматична аберації, називаються *апланатами*. Апланат складається з двох ахроматичних лінз, між якими розташована діафрагма.

3.3 Елементи лінзових оптичних систем

Основними лінзовими оптичними системами є системи лупи, фотоапарата, проєкційного апарата.

Оптичні системи лупи, фотоапарата, проєкційного апарата подібні збиральній лінзі. Принципова різниця дії цих приладів полягає в типі отриманого зображення, залежного від розташування предметів щодо лінзи.

Луна – оптична система, що складається з лінзи або декількох лінз, призначена для збільшення і спостереження дрібних предметів, розташованих на кінцевій відстані (рис. 3.10).

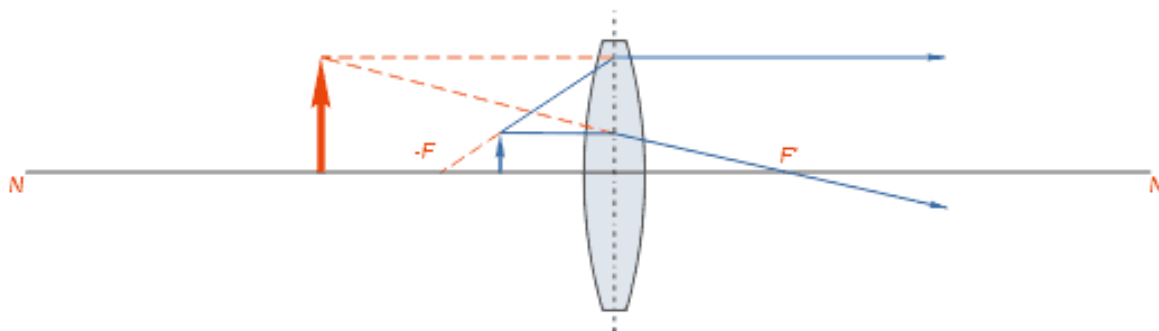


Рисунок 3.10 – Побудова зображення предмета, розміщеного на відстані, меншій за головну фокусну відстань

Луна використовується в багатьох галузях людської діяльності, зокрема у біології, медицині, археології, банківській та ювелірній справі, криміналістиці, у ремонті годинників і радіоелектронної техніки, а також у філателії, нумізматиці тощо.

Зорова (підзорна) труба – оптичний прилад для спостереження віддалених об'єктів, складається з об'єктива, що створює дійсне зображення об'єктів, і окуляра для збільшення цього зображення. Збільшення зорової

труби дорівнює відношенню фокусних відстаней об'єктива і окуляра. Найбільшого поширення набули зорові труби Кеплера і Галілея (рис. 3.11).

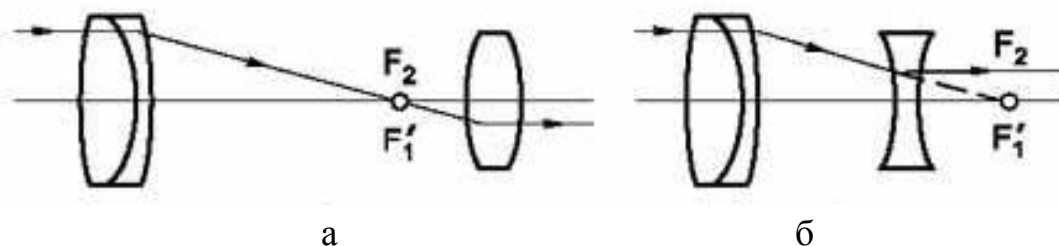


Рисунок 3.11 – Принципова оптична схема зорової труби Кеплера (а) та труби Галілея (б)

Принципова оптична схема зорової труби Кеплера зображена на рис. 3.11, а. Основними оптичними вузлами труби є об'єктив і окуляр, показані у вигляді простих лінз. Задній фокус об'єктива і передній фокус окуляра поєднані в одній точці. В їхній загальній фокальній площині встановлена скляна пластина, на яку зазвичай нанесено перехрестя або шкала. У цій площині виникає дійсне перевернуте зображення нескінченно віддаленого об'єкта.

Інший тип найпростішої зорової труби складається з позитивного об'єктива і негативного окуляра і називається зоровою трубою Галілея (рис. 3.11, б). У негативному окулярі передній фокус розташований позаду окуляра, тому об'єктив дає уявне зображення. Перевага системи Галілея полягає в отриманні прямого зображення і малих габаритах порівняно із системою Кеплера. Зорові труби системи Галілея застосовуються в наземних геодезичних та наглядних приладах. У вимірювальній техніці поширена труба Кеплера. У фокальній площині такої труби можна розмістити реальну сітку, шкалу або марку, чого не можна зробити в трубі Галілея. В окремих випадках, коли треба мати пряме зображення в трубі Кеплера, між об'єктивом і окуляром розміщують лінзову або призмову обертальну систему (рис. 3.12). Різновидом зорової труби є телескоп.

Телескоп – прилад, призначений для спостереження небесних світил. Оптичні телескопічні системи використовують в астрономії (для спостереження за небесними світилами), в оптиці для різних допоміжних цілей: наприклад, для зміни розбіжності лазерного випромінювання.

Оптичний телескоп має об'єктив і окуляр. Задня фокальна площина об'єктива поєднана з передньою фокальною площиною окуляра (схема Кеплера). У фокальну площину об'єктива замість окуляра може розміщатися

фотоплівка або матричний приймач випромінювання. У такому випадку об'єктив телескопа, з точки зору оптики, є фотооб'єктивом.

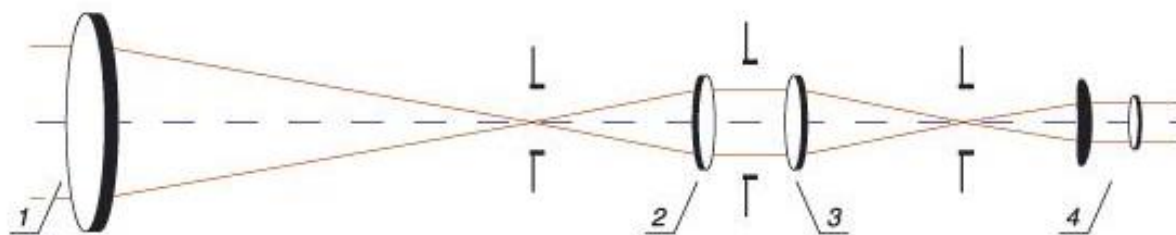


Рисунок 3.12 – Оптична схема труби з лінзовою оберальною системою:
1 – об'єктив; 2, 3 – лінзи оберальної системи; 4 – окуляр

Телескоп фокусується за допомогою фокусера (фокусувального пристрою).

Фотоапарат призначений для отримання на фотоплівці зменшеного дійсного зображення предмета (рис.3.13).

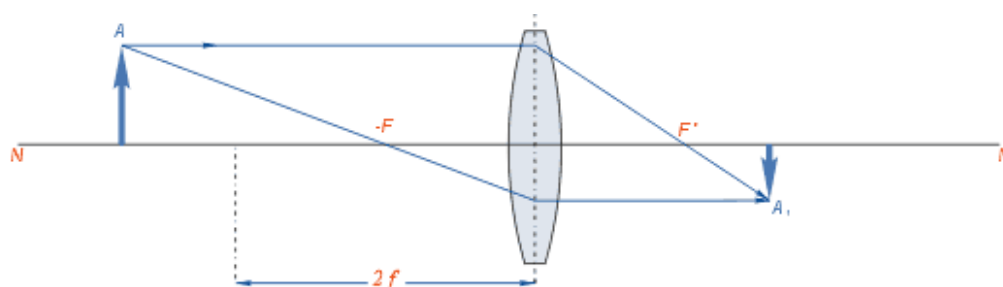


Рисунок 3. 13 – Побудова зображення предмета, розміщеного на відстані, що перевищує подвійну фокусну відстань лінзи

Мікроскопом називають оптичний прилад, що служить для розглядання дрібних предметів, невидимих неозброєним оком (рис. 3.14).

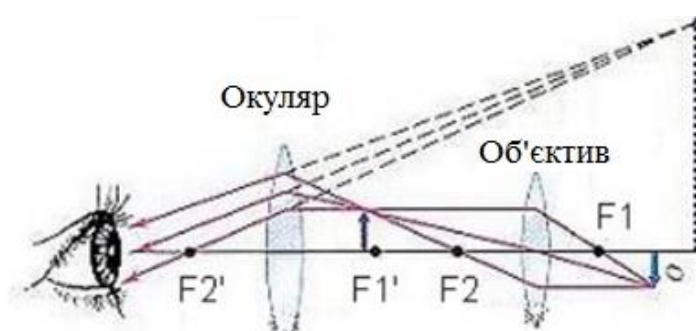


Рисунок 3.14 – Принципова оптична схема оптичного мікроскопа

Мікроскоп складається з двох збиральних лінз – короткофокусного об'єктива і довгофокусного окуляра, відстань між якими можна змінювати під час налаштування на різкість. Об'єктив створює дійсне, перевернуте, збільшене проміжне зображення. Окуляр діє як лупа, створюючи уявне збільшене зображення.

Проекційний апарат слугує для отримання на екрані збільшеного дійсного зображення невеликого предмета (рис. 3.15).

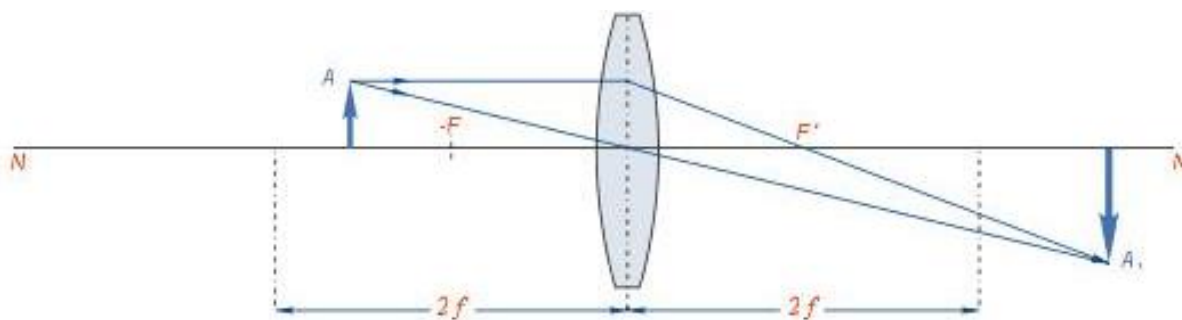


Рисунок 3.15 – Побудова зображення предмета, розміщеного між переднім фокусом і подвійною фокусною відстанню

До таких приладів належать: кінопроекційний апарат, епідіаскоп, великий проєктор, мультимедійні та лазерні проєктори. За принципом проєктора працюють деякі вимірювальні прилади.

Контрольні запитання та завдання

1. Що називається лінзою?
2. Що називається абераціями оптичних систем?
3. Як усуваються аберації оптичних систем?
4. Що називається лупою?
5. Що таке зорова труба?
6. Порівняйте різні схеми зорових труб.
7. Для чого застосовуються обертаючі системи?
8. Що таке мікроскоп?
9. Охарактеризуйте методи вимірювання аберацій оптичної системи.
10. Дайте характеристику оптичної схеми проекційного апарату.

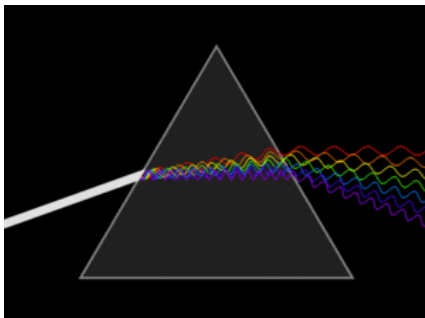
4 ПРИЗМИ, ДЗЕРКАЛА, ПЛАСТИНИ ТА ОПТИЧНІ СИСТЕМИ НА ЇХНІЙ ОСНОВІ

4.1 Загальні відомості про призми

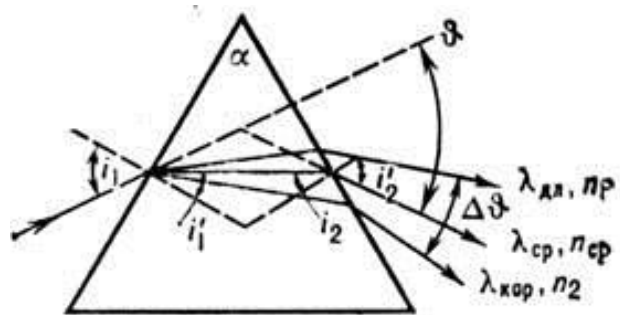
Призма – оптичний елемент із прозорого матеріалу (наприклад, оптичного скла) у формі геометричного тіла – призми, що має плоскі поліровані грані, крізь які входить і виходить світло. Світло в призмі заломлюється.

Призми поділяються на три великих класи, які суттєво розрізняються за призначенням: спектральні призми (заломлювальні або дисперсійні призми), відбивні призми і поляризаційні призми.

Спектральні призми (дисперсійні призми) призначені для просторового розділення (розкладання в спектр) випромінювань оптичного діапазону на монохроматичні складники, що розрізняються довжинами хвиль. Розділення променів на монохроматичні складники є результатом залежності кута відхилення θ променя, що пройшов крізь призму (рис. 4.1), від показника заломлення матеріалу призми n , різного для різних довжин хвиль λ .



а



б

Рисунок 4.1 – Дисперсія (а) та хід променів (б) у призмі

Існує кілька видів найбільш уживаних спектральних призм.

1. *Проста тригранна призма* (рис. 4.1) використовується як самостійний диспергуючий елемент у спектральних приладах, а також є основною складовою частиною всіх більш складних призматичних систем. У спектральному приладі призму встановлюють так, щоб лінія перетину її заломлювальних граней (заломлювальне ребро) була паралельна вхідній

щілини. Двогранний кут α , утворений робочими гранями призми, називається заломлювальним кутом. Зазвичай він дорівнює 60° .

Різновидом простої тригранної призми є *призма Корню* (рис. 4.2, а), що є з'єднанням на оптичному контакті двох прямокутних призм з заломлювальним кутом 30° , вирізаних з ліво- і правообертального кварцу із загальним напрямком оптичної осі паралельно основі призм. Унаслідок після проходження променя крізь ліво- і правообертальні частини призми обертання площини поляризації виявляється скомпенсованим і, отже, подвійне променезаломлення відсутнє, що покращує якість зображення спектральних ліній. У автоколімаційних приладах того самого ефекту досягають, застосовуючи одну половину призми Корню, великий катет якої покритий відбивальним шаром (*призма Літтрова*, рис. 4.2, б).

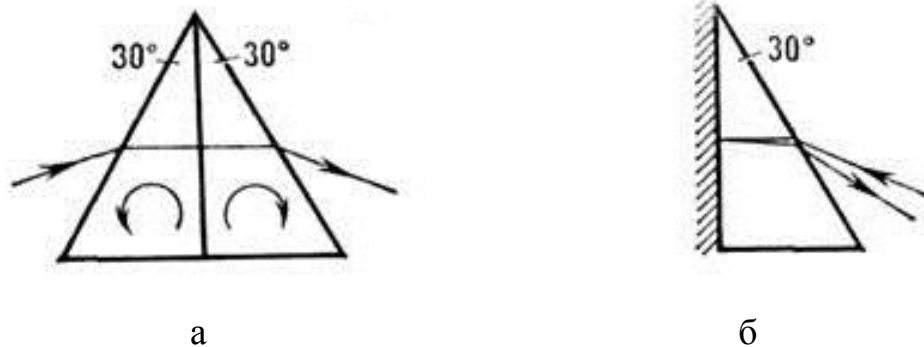


Рисунок 4.2 – Різновиди тригранної призми:
а – призма Корню; б – призма Літтрова.

3. *Призма Розерфорда – Броунінга* (рис. 4.3, а) складається з трьох частин.

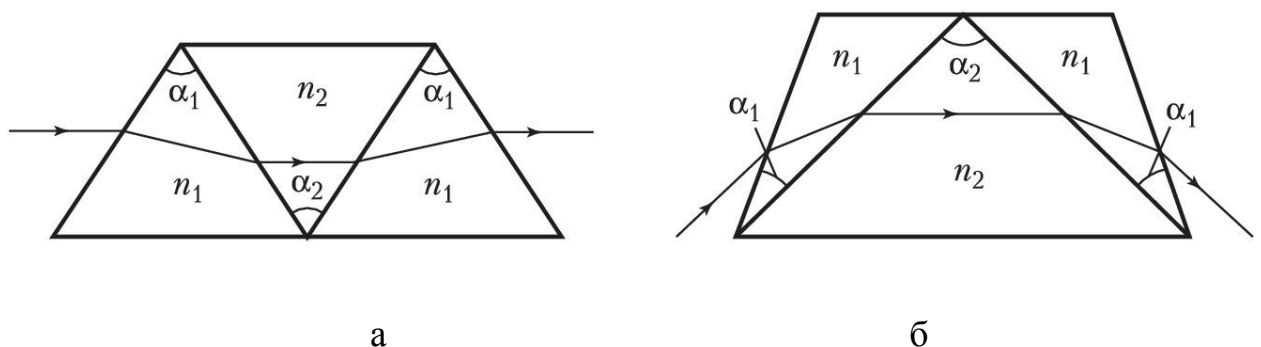


Рисунок 4. 3 – Призми Розерфорда – Броунінга (а) і призма прямого зору (призма Амічі) (б)

Між двома одиночними призмами з невеликим заломлювальним кутом α_1 ($\sim 25^\circ$), виготовленими зі скла з малим показником заломлення і малою дисперсією (крон), розташована призма з великим заломлювальним

кутом α_2 (100°), виготовлена зі скла із значним показником заломлення і з великою дисперсією (флінт).

Усі три призми склеєні між собою або з'єднані на оптичний контакт. Призначення бічних призм – зменшити втрати на відбиття за рахунок зменшення кута падіння на першу грань. Призма Розерфорда – Броунинга вигідно відрізняється від одиночної призми більшою дисперсією (в 1,5 ... 2 рази), а за умови заданої дисперсії – меншими втратами на відбиття. Але в разі такої самої ширини пучка випромінювання довжина ходу променів у цій призмі більша, ніж в одиночній, і її застосування малоефективне в ультрафіолетовій ділянці спектра, де поглинання в важких флінтах помітно зростає.

3. *Призма прямого зору* (призма Амічі) складається з трьох або більше тригранних призм (рис. 4.3, б) і має таку властивість, що для деякої довжини хвилі кут відхилення променів дорівнює нулю. Середня призма виготовляється з флінту, дві бічні з крону.

За умови заданих значень показників заломлення призм n_1 і n_2 для певної довжини хвилі має місце таке співвідношення між кутами призм α_1 і α_2 , коли кут відхилення для всіх системи $\theta = 0$; завдяки цьому в приладах з призмою Амічі оптична вісь не має зламу. У цьому випадку випромінювання більш коротких довжин хвиль відхиляється в бік основи середньої призми, а більш довгохвильове – в сторону її вершини. Призма Амічі не дає такої високої дисперсії, як призма Розерфорда – Броунинга, а через довгий хід променів у призмі Амічі поглинається більше променистої енергії, ніж в одиночній призмі. Тому призми прямого зору отримали обмежене поширення. Їх використовують у спектроскопах і спектрографах малої дисперсії, коли збіг осей об'єктивів камери і коліматора дозволяє розмістити деталі приладу в прямій трубі.

4. *Призма Аббе* (рис. 4.4, а) – призма постійного кута відхилення, складається двох 30-градусних прямокутних призм, приклеєних до катетних граней рівнобедреної прямокутної призми з того самого матеріалу ($n_1 = n_2$).

Якщо монохроматичне світло направити так, щоб на задню грань другої призми промінь падав під кутом 45° , то він вийде під кутом 90° до початкового напрямку, аналогічно для іншого кольору, унаслідок кожен колір по черзі буде повертатися на 90° . Обертаючи призму навколо деякої вертикальної осі, можна звести до умови мінімального відхилення промені різних довжин хвиль. За кутової дисперсії та втрат на відбиття ця система еквівалентна одиночній призмі з заломлювальним кутом 60° . Щоб уникнути склеювання окремих частин, призму Аббе іноді роблять у вигляді цілого скляного блоку з одного матеріалу (рис. 4.4, б).

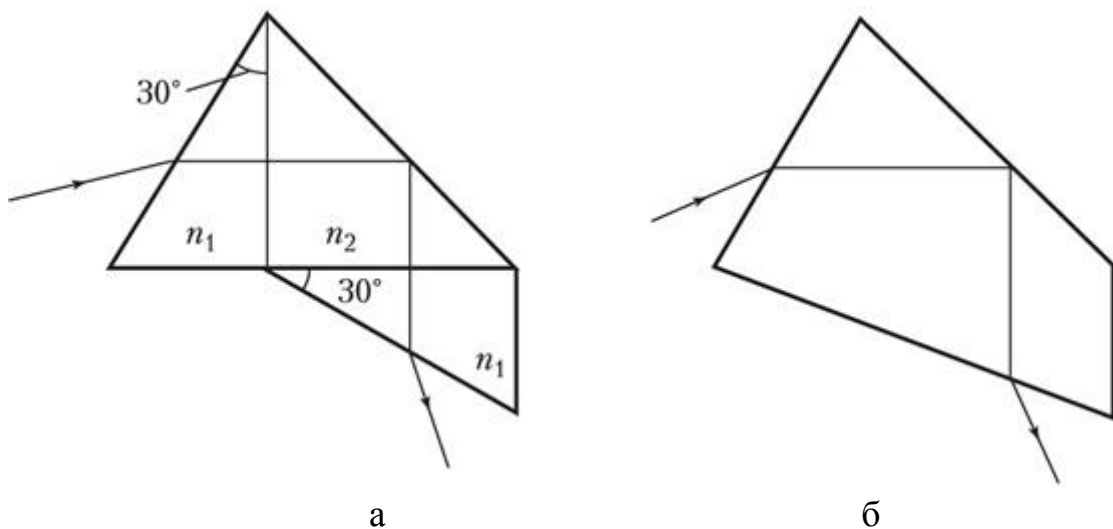


Рисунок 4.4 – Призма Аббе: а – склеєна; б – суцільна

Призма Аббе використовується в монохроматорах. У роботі в ультрафіолетовій ділянці спектру замість призми повного внутрішнього відбиття використовують дзеркало.

5. *Призма Феррі* одночасно з розкладанням у спектр пучка променів забезпечує і їхнє фокусування. Це досягається внаслідок того, що робочі грані призми викривлені й одна з них із нанесеним на неї металевим покриттям є дзеркалом. За умови радіуса кривизни вихідної поверхні R спектр розташовується на колі радіуса $0,5R$. Однак призма Феррі має значний астигматизм і може застосовуватися тільки в приладах із малою апертурою.

До 1970-х рр. спектральні призми широко застосовувалися в спектральних приладах різних типів. Впродовж 1970-80-х рр. серйозним конкурентом спектральним призмам стали дифракційні решітки. Однак спектральні призми продовжують використовуватися в простих спектральних приладах, а також як роздільники порядків у приладах із решітками. Призми також з успіхом застосовуються як селектори в резонаторах твердотільних і рідинних лазерів.

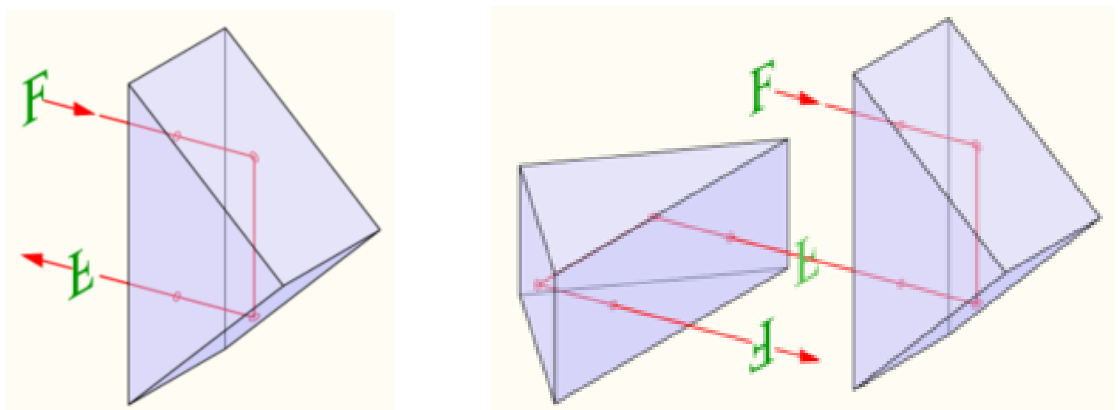
Відбивні призми використовують для зміни напрямку пучка світла, зменшення довжини оптичної системи, обертання зображення. Для цих самих цілей використовуються і дзеркала. Однак відбивні призми мають перед дзеркалами такі переваги:

- 1) менші габарити оптичної системи;
- 2) відсутні втрати світла в разі повного внутрішнього відбиття;
- 3) кути між гранями відбивної призми незмінні, а між дзеркалами вимагають регулювання.

звернене зображення на матовому склі в пряме, недзеркальне, що видно в подальшому крізь окуляр.

В оптичних системах, які не потребують зменшення габаритів за умови збільшеного оптичного шляху, наприклад, у кінокамерах, для повороту осі світлового потоку застосовується звичайне дзеркало, а зображення обертається додатковими лінзами окулярної системи. Таке рішення застосовується в апаратах з малим розміром матриці й у відеокамерах. У більшості сучасних фотоапаратів нижньої цінової категорії (аматорські камери) пентапризма замінюється більш дешевим у виробництві й легким пластиковим пентадзеркалом.

2. *Призма Порро* використовується в оптичних приладах для зміни орієнтації (перевертання) зображення. Це виріб зі скла у формі прямої призми з рівнобедреним прямокутним трикутником в основі (рис. 4.6). У звичайному використанні промінь входить із широкого прямокутного боку призми, двічі зазнає повного внутрішнього відбиття від малих прямокутних сторін і виходить крізь широку прямокутну сторону. Оскільки світло входить в призму і виходить з неї приблизно перпендикулярно поверхні, призма не є дисперсійною.



а
б
Рисунок 4.6 – Призма Порро: а – проста; б – подвійна

Зображення під час проходження призми відбивається дзеркально щодо площини симетрії, перпендикулярної основи. Напрямок ходу променя змінюється на 180° .

Призми Порро часто використовуються парами, утворюючи подвійну призму Порро (рис. 4.6, б). Друга призма, повернена на 90° щодо першої, установлюється таким чином, щоб промінь потрапляв у неї після виходу з першої призми. У цьому випадку зображення, двічі відбите дзеркально щодо

двох перпендикулярних площин, виявляється перевернутим на 180° щодо вихідного.

Подвійна призма Порро часто використовується в біноклях для перевертання зображення, збільшення відстані між об'єктивом і окуляром за умови збереження габаритів, а також деякого збільшення стереобазиса. Подвійна призма Порро може бути виготовлена у вигляді єдиного блоку або склейки. Можливо також використання призми Порро, аналогічне використанню пентапризми. У цьому випадку світло входить і виходить крізь малі прямокутні грані, а відбивається від широкої прямокутної грані. Цей спосіб використання не так широко поширений, як описаний вище.

3. *Призма Аббе-Порро* (рис. 4.7) є варіантом подвійної призми Порро. Вона є обертальною призмою

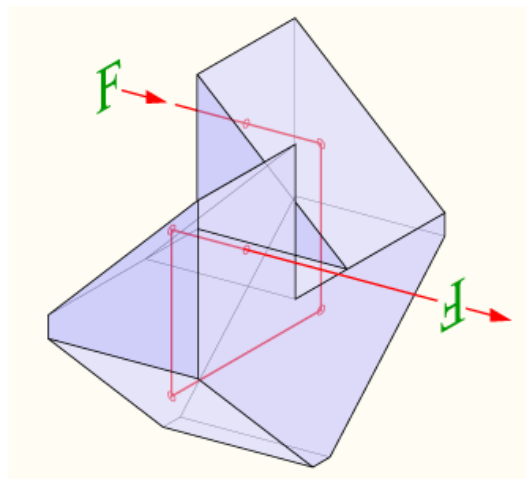


Рисунок 4.7 – Призма Аббе-Порро

Зображення буде повернуто на 180° , і з цієї причини призма використовується як система корекції зображень у деяких біноклях і відеотехніці, де необхідно отримати перевернуте зображення. Призма не є дисперсійною. Для виготовлення цієї призми, як правило, склеюють три трикутні призми: дві АР- 90° і одну БР- 180° .

4. *Дихроїдна призма* – система кольоророздільних призм, що розділяє світловий потік, що падає на неї, на декілька з різними діапазонами довжин хвиль (кольорами). Використовуються в триматричних відеокамерах і фотокамерах, а також у проєкторах для поділу зображення на складники. Будуються з однієї або більше скляних призм із дихроїдними оптичними покриттями, які вибірково відбивають або пропускають світло залежно від довжини хвилі променів світла. Отже, певні поверхні в межах призми діють як дихроїдні фільтри.

Дихроїдні призми широко застосовуються в багатьох оптичних системах, таких як відео- та фотоапаратура, телескопи, радары, у приладобудуванні, інструментальному виробництві тощо. Здатність дихроїдних призм розділяти або об'єднувати компоненти променя світла широко використовується у відео- і фотоапаратурі. Принцип роботи пристрою показаний на рис. 4.8.

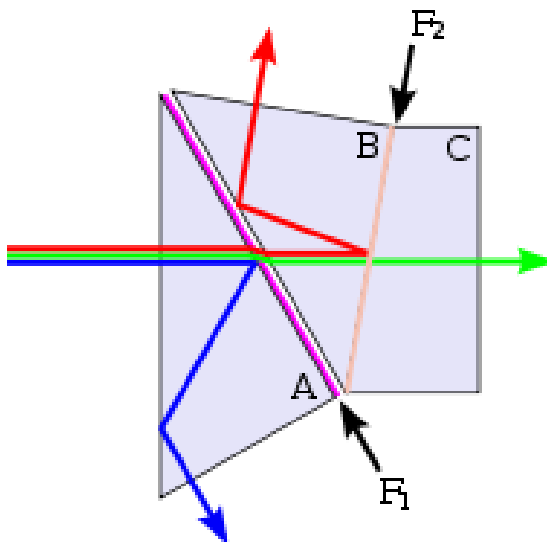


Рисунок 4.8 – Дихроїдна призма

Промінь світла входить у першу призму (А). Синя компонента променя В відбивається від покриття фільтра низької частоти (F_1), але пропускає хвилі G і R з більшою довжиною (більш низькі частоти електромагнітного випромінювання). Синій промінь усередині призми зазнає повного внутрішнього відбиття від вхідної площини призми А і виходить із неї крізь нижню грань.

Потік, що залишився, входить у другу призму (В) і розділяється другим покриттям фільтра (F_2), який відбиває червоне світло, але пропускає коротші довжини хвиль. Червоний промінь також повністю внутрішньо відбивається завдяки маленькому повітряному проміжку між призмами А і В. Частина, що залишилася, – зелена компонента променя – проходить крізь призму С. Використовується така система в рідкокристалічних проекторах.

Поляризаційні призми – найпростіші поляризаційні прилади, призначені для отримання лінійно поляризованого оптичного випромінювання або для визначення характеру й ступеня його поляризації. Відповідно до цього поляризаційні призми в оптичних приладах виконують функції поляризаторів або аналізаторів. Зазвичай поляризаційні призми є двопроменезаломлювальними поляризаторами, тобто поляризованим світло

стає внаслідок подвійного променезаломлення. Поляризаційні призми складаються з двох або більше тригранних призм, на межі розділу між якими суттєво різняться умови проходження для компонент світлового променя, поляризованих у двох взаємно перпендикулярних площинах. Така ситуація реалізується, наприклад, у процесі проходження світла крізь похилу межу розділу двох середовищ, одна з яких сильно анізотропна. Як оптично анізотропні середовища в поляризаційних призмах використовуються прозорі двоприменезаломлювальні кристали, найбільш уживаними з яких є одноосьовий оптично негативний гексагональний кристал ісландського шпату CaCO_3 , що має широку ділянку прозорості й велике подвійне променезаломлення, кристалічний кварц SiO_2 і фтористий магній MgF_2 .

Умови проходження світлового пучка крізь межу розділу між двома середовищами зазвичай вибирають такими, що одна з поляризаційних компонент зазнає повне внутрішнє віддзеркалення і відсікається (поглинається чорненою поверхнею призми), а з призми виходить тільки один лінійно поляризований промінь.

Найбільш широко застосовуються такі поляризаційні призми:

1. *Призма Ніколя* – дві однакові трикутні призми з ісландського шпату, склеєні тонким шаром канадського бальзаму (рис. 4.9).

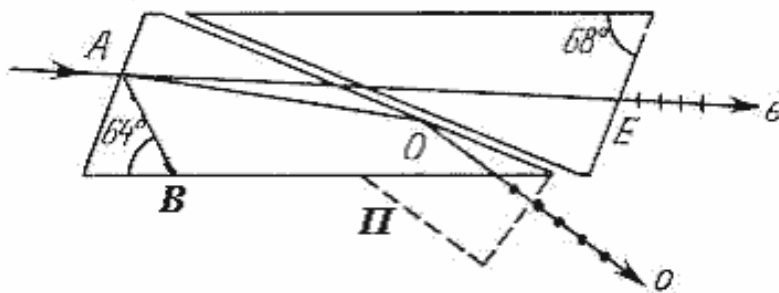


Рисунок 4.9 – Поляризаційна призма Ніколя

Особливістю призми є зміна напрямку променя, що виходить, за умови обертання призми, зумовлена заломленням скошених торців призми. Найкращим матеріалом для виготовлення поляризаційних призм є такий, в якому можна отримувати найбільший кут між напрямком поширення звичайної та незвичайної хвиль або найбільшу різницю між показниками заломлення n_o - n_e . Цим вимогам відповідає кристал ісландського шпату, для якого $n_o=1,486$, $n_e=1,658$ для довжини світлової хвилі $\lambda=589$ нм. Призма не може застосовуватися для поляризації ультрафіолету, тому що канадський бальзам поглинає ультрафіолетове випромінювання.

2. *Поляризаційна призма Фюсснера* складається з двох призм, які виготовляються з оптично ізотропного матеріалу – скла, а прошарок між ними – з кристала ісландського шпату (рис. 4.10).

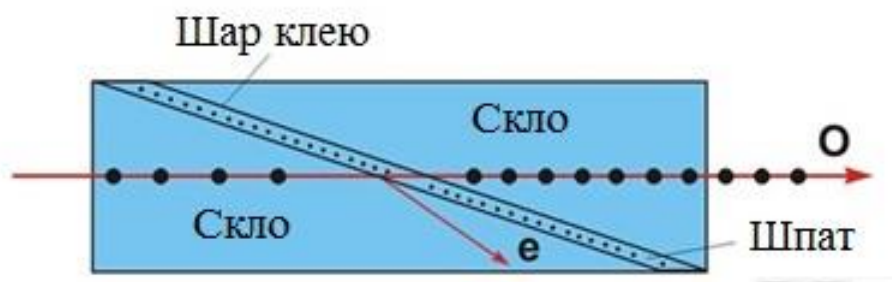


Рисунок 4.10 – Поляризаційна призма Фюсснера. Точки в прошарку шпату вказують, що його оптична вісь перпендикулярна площині рисунка

3. У дослідженні в ультрафіолетовій ділянці спектра, а також у роботі з потужними пучками оптичного випромінювання часто використовуються *поляризаційні призми, розділені повітряним проміжком*: призма Глана (рис. 4.11, а), призма Глана – Томпсона (рис. 4.11, б), призма Фуко (зі скошеною вхідною і вихідною гранями, як у призми Ніколя) тощо.

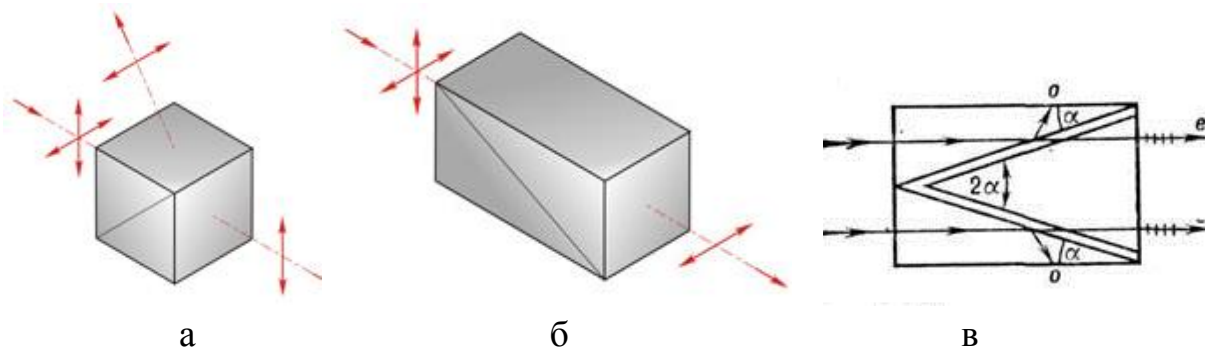


Рисунок 4.11 – Поляризаційні призми Глана (а); Глана – Томпсона (б); Аренса (в)

У поляризаційних призмах зі скошеними гранями промінь, що проходить, зазнає паралельне зміщення, тому під час обертання призми навколо променя вихідний промінь описує коло. Від цього недоліку вільні поляризаційні призми у формі прямокутних паралелепіпедів: призми Глана, Глана – Томпсона, Аренса (рис. 4.11, в) та ін.

Поряд з описаними поляризаційними призмами, що пропускають один лінійно поляризований промінь (однопроменеві поляризаційні призми), існують конструкції поляризаційних призм, які просторово розділяють дві

лінійно поляризовані компоненти (рис. 4.12). Такі двопроменеві поляризаційні призми широко застосовуються в різних поляризаційних приладах як своєрідні двоканальні аналізатори. Вони використовуються для отримання на виході оптичної системи знакозмінного сигналу в нульовому методі вимірювань, а також для придушення надлишкових світлових шумів, що виявляються в синфазної модуляції інтенсивності світла в обох каналах.

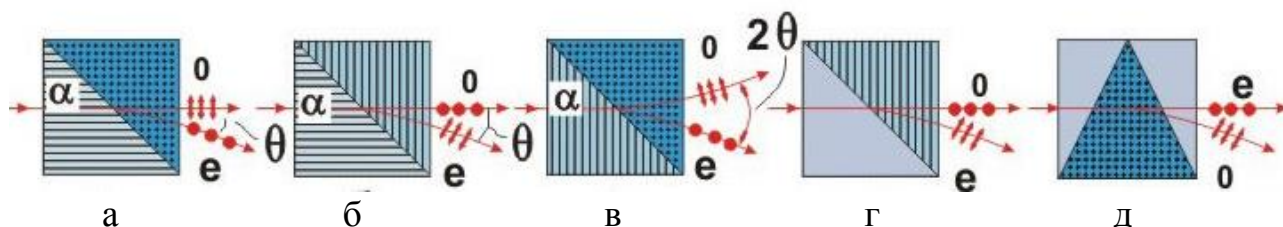


Рисунок 4.12 – Двопроменеві поляризаційні призми: а – призма Рошона; б – призма Сенармона; в – призма Волластона; г – призма з ісландського шпату і скла; д – Аббе. Штрихування вказує напрямки оптичних осей кристалів у площині рисунку. Точки означають, що оптична вісь перпендикулярна площині рисунку. Стрілки й точки на променях указують напрямки коливань електричного вектора

З двопроменевих поляризаційних призм найбільше поширення мають призми Рошона (рис. 4.12, а), Сенармона (рис. 4.12, б) і Волластона (рис. 4.12, в). У поляризаційних призмах Рошона і Сенармона звичайний промінь не змінює свого напрямку, а незвичайний відхиляється на кут θ ($5^\circ \dots 6^\circ$), що залежить від довжини хвилі світла. Поляризаційна призма Волластона дає за умови нормального падіння симетричне відхилення звичайного і незвичайного променів.

Значного поширення набули поляризаційні призми, що використовують поляризацію під час відбиття світла. Вони є прямокутними паралелепіпедами із двох оптично ізотропних тригранних призм з багат шаровим інтерференційним покриттям на діагональній площині. Багат шарові діелектричні покриття (плівки), створені належної комбінацією діелектричних шарів певної товщини і з різними показниками заломлення, дають так зване інтерференційне відображення (коефіцієнт відбиття для певних довжин хвиль доходить до 98 ... 99 %). Оскільки в процесі відбиття відбувається поляризація світла, то плівки дають сильно поляризоване відбите світло. Такі інтерференційні поляризатори мають значну спектральну селективністю і залежністю ступеня поляризації від кута падіння променя, але не потребують для свого виготовлення дорогих природних кристалів

ісландського шпату і мають досить високі поляризаційні й кутові характеристики.

4.2 Маркування призм

Назва призми позначається двома або трьома буквами й числом, записаним через дефіс. Перша літера означає кількість відбивних граней (віддзеркалень) в призмі. («А» – одна, «Б» – дві, «В» – три і т. д.). «Дах» умовно вважається однією гранню і для її позначення ставлять індекс «к» після першої літери (наприклад Ак, Бк). Дітера, що залишилася, свідчить про характер конструкції. («Р» – рівнобедрена, «П» – пентапризма, «У» – напівпентапризма, «С» – ромбічна, «М» – далекомірного типу, «Л» – призма Лемана). Цифри, записані після дефіса, вказують кут зламу оптичної осі (0° , 90° , 180°). Наприклад, «ВКР-45 $^\circ$ » – рівнобедрена призма з трьома відбивними гранями і дахом, із зломом осі на 45° . Складені призми позначаються за їхніми власними іменами й кутами зламу осі. Наприклад, «А-0 $^\circ$ » – Призма Аббе, «Бк-90 $^\circ$ » – черевична призма з дахом, «К-0 $^\circ$ » – призма-куб.

4.3 Оптичні дзеркала

Дзеркало – елемент оптичного приладу, повністю або частково непрозорий для випромінювання, що лежить у робочому спектральному діапазоні приладу. Розрізняють плоскі дзеркала, робоча поверхня яких є площиною, а також увігнуті або опуклі щодо падаючого на них пучка світла, що падає на них, із сферичними, параболоїдальними, еліпсоїдальними, тороїдальними та іншими відбивними поверхнями. Плоскі дзеркала застосовуються для зміни напрямку променя, неплоскі – для отримання зображення. Найбільш поширені плоскі оптичні дзеркала.

Якість оптичних дзеркал тим вища, чим ближча форма його поверхні до математично правильної. Мікронерівності відбивних поверхонь оптичного дзеркала мають бути малі порівняно з довжиною світлової хвилі. Максимально допустима величина мікронерівностей поверхонь визначається призначенням оптичного дзеркала. Так, для астрономічних приладів вона не має перевищувати 0,1 найменшої довжини хвилі, що падає на оптичне дзеркало випромінювання, тоді як для прожекторних або конденсорних оптичних дзеркал, що відбивають великі світлові потоки, вона може бути в 10 ... 100 разів більше.

Неплоскі оптичні дзеркала мають аберацією, притаманну всім оптичним системам, крім хроматичних. Плоске оптичне дзеркало – єдина оптична система, яка дає повністю безабераційне зображення (завжди уявне) в разі будь-яких пучків світла, що падають на нього.

Положення предмета і його зображення, що дається оптичним дзеркалом зі сферичною, параболоїдальною або іншою поверхнею, що має вісь симетрії, пов'язані з радіусом кривизни r оптичного дзеркала в його вершині O (рис. 4.13) таким співвідношенням:

$$\frac{1}{s} + \frac{1}{s'} = \frac{2}{r}, \quad (4.1)$$

де s – відстань від вершини оптичного дзеркала до предмета A ,
 s' – відстань до зображення A' .

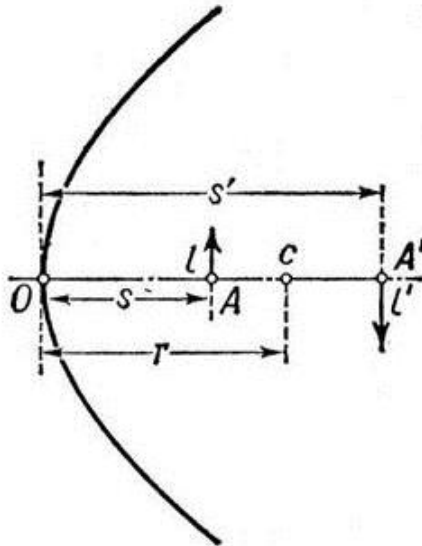


Рисунок 4.13 – Схема дзеркала з параболоїдальною поверхнею:

l – предмет; l' – зображення предмета

Ця формула строго справедлива лише в граничному випадку нескінченно малих кутів, утворених променями світла з віссю дзеркала; однак вона є хорошим наближенням і в разі кінцевих, але досить малих кутів. Якщо предмет розташований на нескінченно великій відстані, то s' дорівнює фокусній відстані оптичного дзеркала:

$$s' = f = \frac{r}{2}, \quad (4.2)$$

Фокальна площина розташована на відстані $r/2$ від вершини оптичного дзеркала. Оптичне дзеркало повинно мати високий коефіцієнт відбиття. Великий коефіцієнт відбиття мають металеві поверхні: алюмінієві – в УФ, видимому та ІЧ діапазонах, срібні – у видимому та ІЧ, золоті – в ІК. Відбиття від будь-якого металу сильно залежить від довжини хвилі λ світла: з її збільшенням коефіцієнт відбиття зростає для деяких металів до 99 %

Оптичні дзеркала, застосовувані самостійно і в поєднанні з лінзами, утворюють велику групу дзеркальних і дзеркально-лінзових приладів. Безабераційність плоских оптичних дзеркал дозволила широко використовувати їх для повороту світлового пучка, автоколімації, перевертання зображень і т. д. Плоскі оптичні дзеркала використовуються також у дзеркальній розгортці під час швидкісної кінозйомки; оптичні дзеркала містяться у складі найточніших вимірювальних приладів, наприклад, інтерферометрів. Відсутність хроматичної аберації в оптичних дзеркалах зумовило використання їх у телескопах, монохроматорах (особливо ІЧ- випромінювання) і в багатьох інших приладах.

Крім вимірювальних і оптичних приладів, дзеркала застосовують і в інших галузях техніки, наприклад у геліоконцентраторах, геліоустановках і установках для зонної плавки (дія цих пристроїв оснований на властивості увігнутих дзеркал концентрувати в невеликому обсязі енергію випромінювання). У медицині з дзеркал найбільш поширений лобовий рефлектор – увігнуте дзеркало з отвором посередині, призначене для направлення вузького пучка світла всередину ока, вуха, носа, глотки і гортані. Дзеркала різноманітних конструкцій і форм застосовують також для досліджень у стоматології, гінекології, хірургії і т.д.

4.4 Обертальні системи

Обертальна система – частина складної оптичної системи, що повертає на 180° зображення оптичних предметів, створювані попередньою (за ходом променів світла) частиною оптичної системи. Застосування обертаючої системи викликано тим, що в багатьох випадках необхідно отримувати і розглядати прямі зображення предметів, тоді як більшість об'єктивів формує перевернуті зображення. Обертальну систему широко використовують в зорових трубах різних типів, у тому числі в біноклях, деяких типах мікроскопів, перископах, проекційних апаратах тощо.

Обертальні системи бувають призмовими, лінзовими і дзеркальними.

У призмових обертальних системах найбільш часто використовуються прямокутні призми із взаємно перпендикулярними ребрами (призми Порро),

в які промені світла входять перпендикулярно одній із граней, потім двічі віддзеркалюються від інших граней і виходять паралельно і протилежно своєму первинному напрямку. Призмові обертальні системи дозволяють істотно змінити довжину оптичної системи. Зокрема, обертальна система з двох призм Порро (рис. 4.14) значно скорочує відстані між об'єктивом і окуляром (у приладах, призначених для візуального спостереження, наприклад у біноклях); зображення об'єкта у цьому разі обертається без зміни його величини.

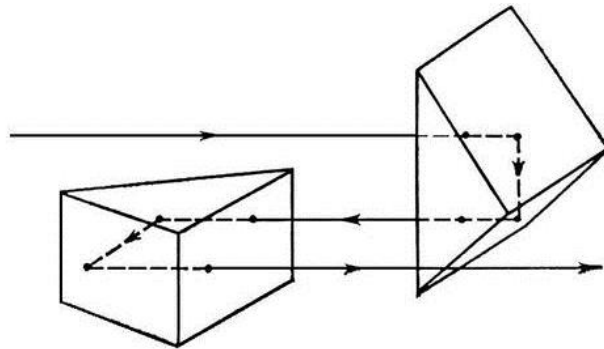


Рисунок 4.14. – Призмova обертальна система

Типова лінзова обертальна система (рис. 4.15) складається з трьох компонентів: двох складних лінз 2 і 3 та додаткової плоско-опуклої лінзи 1, які називаються колективом. Колектив, що розміщений поблизу фокальної площини об'єктива, попереднього обертальній системі, формує зображення входної зіниці цього об'єктиву посередині між лінзами 2 і 3, що дозволяє звести до мінімуму поперечні розміри пристрою.

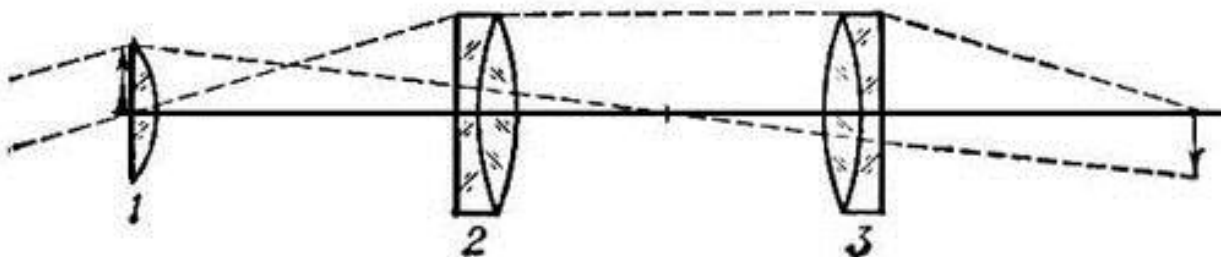


Рисунок 4.15 – Лінзова обертальна система

Застосовуючи лінзові обертальні системи, можна змінювати розміри отриманого зображення предмета, тобто впливати на оптичне збільшення системи загалом (як у бік зростання, так і в бік зменшення). Поступова зміна відстані між компонентами системи дає змогу регулювати збільшення (що

суттєво в деяких приладах). Крім того, за допомогою лінзових обертаючих систем можна збільшувати загальну довжину оптичної системи (це буває необхідно, наприклад, у перископах).

Обертальна система може бути виготовлена і з волоконних елементів, якщо якість останніх здатна забезпечити необхідну роздільну здатність оптичної системи.

4.5 Пластини

Пластиною (плоскопаралельною пластиною) називається оптична деталь, обмежена двома паралельними заломлювальними поверхнями. Пластини мають круглу, прямокутну й іншу форму.

Плоскопаралельна пластина – це оптичний прилад, що є обмеженим паралельними поверхнями шаром однорідного середовища, прозорого в деякому інтервалі довжин хвиль λ оптичного випромінювання. Основною оптичною властивістю пластини є те, що промінь, який падає на пластину, унаслідок дворазового заломлення на поверхнях пластини паралельно зміщується на деяку величину δL щодо вихідного променя (рис. 4.16).

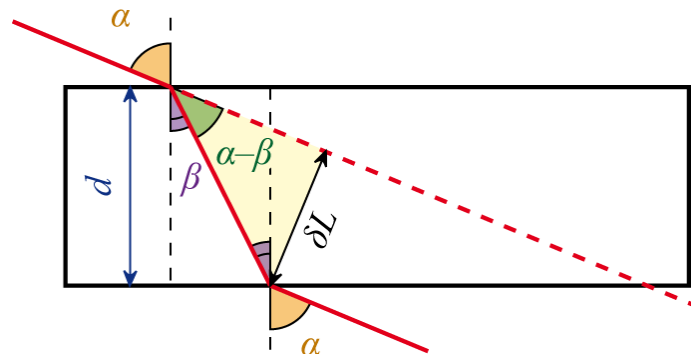


Рисунок 4.16 – Заломлення світла в плоскопаралельній пластині

Плоскопаралельну пластину можна розглядати як сферичну лінзу, обмежену поверхнями нескінченного радіуса. Для такої лінзи величина оптичної сили дорівнює нулю. Саме тому звичайне віконне скло не спотворює зображення, а лише трохи зсуває його. Але такий зсув непомітний оку, оскільки зсувається все зображення в поле зору.

Величина зсуву променя світла δL залежить: від кута падіння світла α , від товщини пластини d , від показника заломлення речовини, з якого виготовлена плоскопаралельна пластина n . Із збільшенням будь-якого з цих параметрів зміщення променя світла збільшується.

Плоскопаралельна пластина як оптичний елемент має аберації, зокрема сферичну аберацію, хроматичну аберацію і астигматизм (для досить віддалених об'єктів і малої товщини пластини – незначний). Тому під час додавання плоскопаралельних пластин (й оптично еквівалентних їм відбивних призм) до складу оптичних систем необхідно враховувати й виправляти ці аберації.

Пластини застосовують для захисту оптичної частини приладу від атмосферного впливу (захисні стекла), для виділення світлових променів потрібного кольору (світлофільтри) або як сітки для вимірювальних цілей. В останньому випадку на пластину наносять штрихи або криві лінії потрібної форми, цифри та умовні знаки. У лазерній техніці широко застосовуються фазові пластинки.

Фазовими пластинами називають пристрій, що створює певну різницю фаз між ортогональними лінійно поляризованими складниками оптичного випромінювання. Найбільш поширені хроматичні (для певної хвилі) фазові пластини в половину (рис. 4.17, а) і чверть (рис. 4.17, б) довжини хвилі, виготовлені зі штучного кристалічного кварцу.

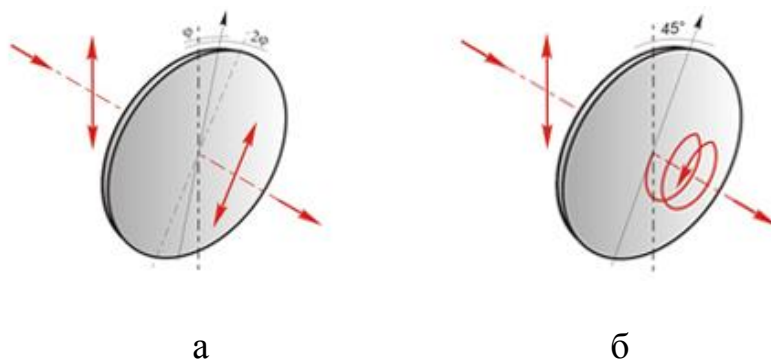


Рисунок 4.17 – Фазові пластини $\lambda/2$ (а) і $\lambda/4$ (б)

Фазові пластини складаються з двох пластин, товщини яких відрізняються на $\lambda/2$ або $\lambda/4$.

У деяких інтерферометрах плоскопаралельні пластини використовуються як оптичні компенсатори. Оптичний компенсатор – пристрій, за допомогою якого двом променям світла повідомляється певна різниця ходу або вже наявна різниця ходу зводиться до нуля або деякого постійного значення. Зазвичай оптичні компенсатори забезпечуються відліковими пристосуваннями, що перетворюють їх у вимірювачі різниці ходу. Загальний принцип конструкцій оптичного компенсатора – можливість введення малих різниць ходу за допомогою порівняно грубих переміщень. Найбільш поширені два типи оптичних компенсаторів.

Інтерферометричні оптичні компенсатори застосовуються в двопроменевих інтерферометрах для зрівнювання різниць ходу в інтерферованих променях. Прикладом оптичного компенсатора цього типу є плоскопаралельна пластина, в якій оптична довжина шляху променя залежить від кута його падіння на пластину. Зазвичай на шляху кожного з двох інтерферованих променів розміщують по пластині однакової товщини; якщо вони строго паралельні, то різниця ходу, що додається ними, дорівнює нулю. Одна з пластинок забезпечується пристосуванням, що дозволяє повертати її на невеликий кут щодо іншої; отримувана у цьому разі різниця ходу може бути виміряна за кутом повороту. Є низка більш складних конструкцій – оптичні компенсатори з пересувним клином і т. п.

Поляризаційні оптичні компенсатори застосовуються для аналізу еліптично поляризованого світла. У них використовується явище подвійного променезаломлення в кристалах. Швидкості звичайного і незвичайного променів у кристалі (а отже, й оптичні довжини їхніх шляхів) різні; тому, проходячи крізь кристал, вони набувають різниці ходу, яка визначається його товщиною. Найпростіший оптичний компенсатор такого типу – пластина чверть довжини хвилі (за різницею ходу, що створюється нею). Поляризаційний оптичний компенсатор перетворюють еліптично поляризоване світло в поляризоване лінійно або по колу. Точність вимірювання зсуву фаз з їхньою допомогою досягає $10^{-5} \cdot 2\pi$.

Компенсатори широко застосовуються для вивчення розподілу напружень у прозорих об'єктах за допомогою поляризованого світла, для вивчення структури органічних речовин і особливо в кристалооптиці, де оптичний компенсатор є найважливішим допоміжним приладом, використовуваним разом із поляризаційним мікроскопом.

Контрольні запитання та завдання

1. Що називається призмою?
2. На які класи поділяються призми за призначенням?
3. Для чого призначені поляризаційні призми?
4. Для чого призначені спектральні призми?
5. Для чого призначені відбивні призми?
6. Що таке дзеркало?
7. Що називається пластиною?
8. Що називається фазовою пластиною?
9. Як застосовують оптичні дзеркала у лазерах?
10. Що таке оптичний компенсатор?

5. ЗАГАЛЬНІ ЕЛЕМЕНТИ ОПТИЧНИХ ВИМІРЮВАЛЬНИХ ПРИБЛАДІВ

Спільними елементами всіх оптичних систем оптичних вимірювальних приладів є окуляр, об'єктив і рідше вживаний конденсор, а також колімаційні пристрої. У приладах із фотоелектричною реєстрацією важливим елементом є також приймач оптичного випромінювання.

5.1 Окуляри оптичних систем

Окуляр – елемент оптичної системи, звернений до ока спостерігача, частина оптичного приладу (видошукача, далекоміра, бінокля, мікроскопа, телескопа), призначена для розглядання зображення, формованого об'єктивом або головним дзеркалом приладу. Найпростіший окуляр, наприклад, окуляр Гюйгенса, складається з двох лінз: колектива (званого також лінзою поля) і очної лінзи; складні окуляри складаються з чотирьох, п'яти або більше лінз. Деякі окуляри мають фокусування для короткозорих і далекозорих. Для мікрофотографії придатні тільки компенсаційні окуляри, фотографічні окуляри і так звані гомалі, або підсилювальні системи.

До основних характеристик окулярів належать: фокусна відстань, положення фокальної площини, поле зору, винесення вихідної зіниці, внутрішні відбиття, хроматичні аберації. Основною характеристикою мікроскопічних окулярів є збільшення.

Фокусна відстань окуляра – це відстань від його головної площини до тієї точки, де промені світла або їхнє продовження перетинаються в одній точці. Як правило, фокусна відстань окремого окуляра виражається в міліметрах. У процесі використання окулярів із конкретним інструментом, наприклад, мікроскопом, іноді віддають перевагу сортуванню їх за збільшенням, які будуть отримуватися в їхньому застосуванні.

Положення фокальної площини. У деяких типах окулярів, наприклад, у рамсденівських, окуляр діє як збільшувач і його фокальна площина розташована за межами окуляра, перед лінзою поля. У цій площині можна розмістити сітку або мікрометричне перехрестя. Поле зору визначає, наскільки багато можна побачити крізь окуляр.

Поле зору може змінюватися залежно від збільшення, отриманого за допомогою даного телескопа або мікроскопа і також залежить від характеристик самого окуляра.

Винесення вихідної зіниці – це відстань від очної лінзи окуляра до точки на його оптичній осі, куди потрібно помістити око, щоб побачити все поле

зору. Від винесення зіниці залежить комфортність спостереження. Як правило, винесення зіниці коливається між 2 і 20 мм, залежно від конструкції окуляра. Довгофокусні окуляри найчастіше мають більше винесення зіниці, а короткофокусні – менше, що може створювати значні незручності для спостерігача. Рекомендоване мінімальне винесення зіниці – близько 5 ... 6 мм.

Внутрішні відбиття, також названі *відблисками*. Відблиски викликаються дисперсією світла, що проходить крізь окуляр, і знижують контраст зображення, що проектується окуляром. Іноді з цієї причини виникають так звані «примарні зображення». Через це довгий час (до винаходу антивідблискового покриття) вважали за краще використовувати прості оптичні схеми з мінімальною кількістю контактів між склом і повітрям.

Одним з рішень цієї проблеми на сьогодні є використання тонкоплівкових покриттів на поверхні оптичних елементів. Ці покриття мають товщину в одну-дві довжини хвилі і призначені для зменшення ефекту внутрішніх відбиттів шляхом зміни заломлення світла, що проходить крізь елемент. Деякі покриття можуть також поглинати світло в процесі так званого повного внутрішнього відбиття, якщо світло падає на покриття під малим кутом.

Хроматичні аберації. Причиною латеральних хроматичних аберацій є різниця показника заломлення для світла з різною довжиною хвилі. Наприклад, блакитне світло, що проходить крізь елемент окуляра, сфокусується не в тій самій точці, що і червоне. Через це навколо об'єктів може виникати кольорова облямівка або ж спостерігатися загальна розмитість зображення.

Єдине рішення цієї проблеми – використання великої кількості елементів, виконаних з різних видів скла. Ахромати (апохромати) – це групи лінз, які збирають світло з двома або трьома й більше різними довжинами хвиль в одному фокусі і майже усувають кольорову облямівку. Низькодисперсні стекла також можуть використовуватися для зменшення (але не усунення) хроматичної аберації.

Лонгітудна хроматична аберація – це той самий ефект, що виникає через занадто великі фокусні відстані об'єктивів рефракторів. Мікроскопи, фокусні відстані лінз яких загалом набагато менші, не страждають від цього ефекту.

Найбільш поширені конструкції окулярів сучасних вимірювальних приладів зображені на рис. 5.1. Використання компенсаційного окуляра дозволяє зменшити оптичні аберації та поліпшити якість зображення.

Компенсаційні окуляри застосовуються в поєднанні з об'єктивами апохромат, планоб'єктивами й ахроматами великих збільшень. Компенсаційні окуляри за своєю схемою аналогічні ускладненому окуляру Гюйгенса або ортоскопічному окуляру.

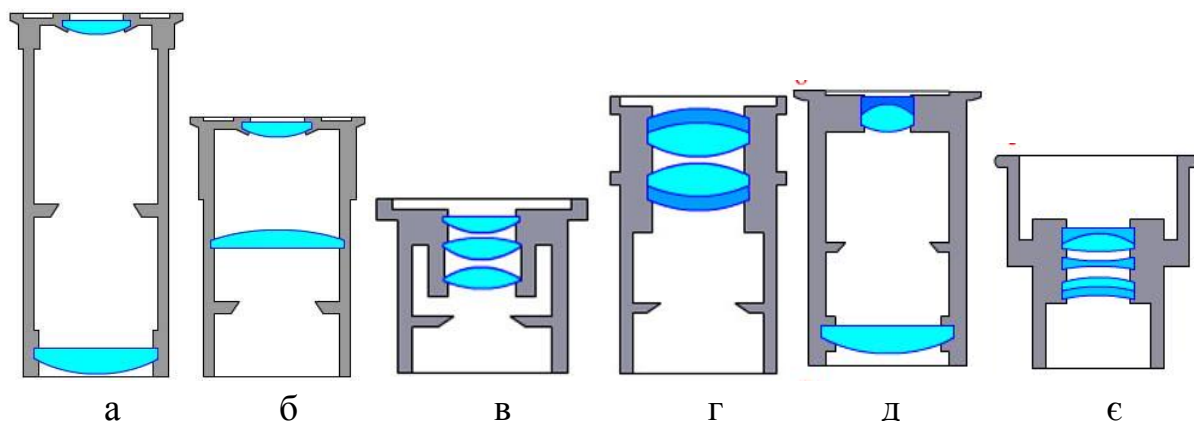


Рисунок 5.1 – Схеми окулярів оптичних приладів:

а – окуляр Гюйгенса; б – окуляр Рамсдена; в – ортоскопічний окуляр;
г – симетричний окуляр; д – компенсаційний окуляр; є – гомаль.

У біноклярних моделях приладів є два окуляри, розташовані під деяким кутом один до одного, у тринокулярі можливе підключення відеокамери і фіксація результатів без переривання дослідження. Тринокулярна система реалізується найчастіше в мікроскопах.

У вимірювальних приладах часто застосовуються автоколімаційні окуляри (рис. 5.2), поблизу фокальної площини яких розташовують малу призму П, що спрямовує світло від джерела (позначеного на схемі *) перехрестя ниток, потім в об'єktiv і далі на поставлене попереду плоске дзеркало.

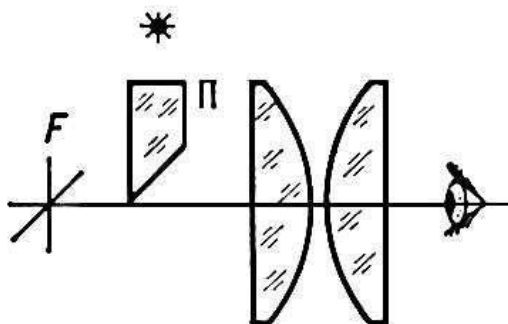


Рисунок 5.2 – Автоколімаційний окуляр

Від дзеркала світло відбивається і, проходячи знову крізь об'єktiv, збирається у фокусі окуляра, де спостерігаються одночасно хрест ниток і

його зображення. Такі окуляри дозволяють із великою точністю визначити напрямок нормалі до дзеркала, що буває необхідно, наприклад, у телескопічних системах.

5.2 Об'єктиви оптичних систем

Об'єктив – оптичний пристрій, що проєктує зображення на площину. В оптиці він розглядається як рівнозначний збиральній лінзі, хоча може мати інший вигляд. Зазвичай об'єктив складається з набору лінз (у деяких об'єктивах – і дзеркал), розрахованих для взаємної компенсації аберацій і зібраних в єдину систему всередині оправы. Об'єктиви застосовуються у фото-, кіно- і відеозйомці, проєкційному фотодруку, мікроскопах, телескопах, різних спостережних і вимірювальних приладах.

У спостережних оптичних приладах (далекомір, бінокль, мікроскоп) об'єктивом називається (часом досить умовно) перший компонент приладу, що створює зображення, яке розглядається крізь окуляр. У цьому випадку об'єктив може бути й розсіювальною лінзою (так побудовані видошукачі багатьох далекомірних і шкальних фотоапаратів), а утворене ними зображення може бути уявним.

Залежно від призначення в конструкція об'єктива може містити допоміжні елементи: діафрагму для управління кількістю світла, що проходить, систему фокусування, фотографічний затвор, внутрішні та вбудовані бленди.

За призначенням об'єктиви поділяються на такі групи:

- знімальний об'єктив – призначений для різних видів кіно-, фото- та відеозйомки;
- проєкційний об'єктив – використовується в проєкторах. На відміну від знімальних об'єктивів, стійкий до значного нагріву в інтенсивному світловому потоці й не має діафрагми.
- об'єктив мікроскопа або мікрооб'єктив;
- об'єктив телескопа.

До основних характеристик об'єктивів належать: фокусна відстань (і можливість її зміни); кут поля зору об'єктива; світлосила; максимальний відносний отвір (визначається конструктивними особливостями діафрагми); рівень і характер оптичних спотворень (аберацій); роздільна здатність; тип байонета або діаметр різьби для кріплення до приладу – для знімних фотографічних об'єктивів, апертюра.

Світлосила – величина, що характеризує світлопропускання оптичної системи, тобто співвідношення освітленості дійсного зображення, що дається їй у фокальній площині, і вихідної яскравості, що відбиває об'єкт.

Апертура – це характеристика оптичного приладу, що описує його здатність збирати світло і протистояти дифракційному розмиттю деталей зображення. Залежно від типу оптичної системи ця характеристика може бути лінійним або кутовим розміром. Як правило, серед деталей оптичного приладу спеціально відокремлюють так звану апертурну діафрагму, яка найсильніше обмежує діаметри світлових пучків, що проходять крізь оптичний інструмент. Часто роль такої апертурної діафрагми виконує оправа або край одного з оптичних елементів (лінзи, дзеркала, призми).

5.3 Конденсори

Конденсор – лінзова, дзеркальна або дзеркально-лінзова оптична система, що збирає промені від джерела світла та спрямовує їх на предмет, що аналізується або проєктується.

Конструкція конденсора тим складніша, чим більша його апертура. В умовах числової апертури до 0,1 застосовують поодинокі лінзи, якщо апертура 0,2 ... 0,3 – дволінзові системи, понад 0,3 – трилінзові.

Найбільш поширені конденсори з двох плоско-опуклих лінз, звернених сферичними поверхнями один до одного. Ця схема дозволяє зменшити сферичні аберації. У кінопроекційних апаратах здебільшого застосовуються дзеркальні конденсори з кутом охоплення збираного пучка до 240° . Поверхні дзеркал у таких конденсорах часто мають параболічну або еліпсоїдну форму.

Особливий тип конденсорів, що спрямовують пучок світла повз фронтальну лінзу об'єктива, використовується в темнопольній мікроскопії.

5.4 Колімаційні пристрої

Коліматор – пристрій для отримання паралельних пучків променів світла або частинок. Оптичний коліматор складається з об'єктива або увігнутого дзеркала, у фокальній площині якого розміщений освітлений предмет. Найбільш часто таким предметом є отвір непрозорої діафрагми, наприклад вузька щілина постійної або змінної ширини. (рис. 5.3).

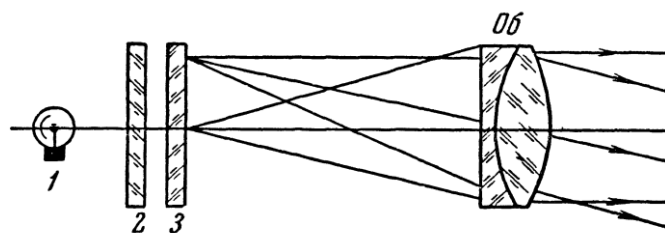


Рисунок 5.3 – Коліматор: 1 – джерело світла; 2 – молочне або матове скло;
3 – сітка

Відносно розташування об'єктива і джерела фіксується закріпленням їх у корпусі (зазвичай трубкоподібної форми). Стінки корпусу зсередини вкриті чорною матовою фарбою та поглинають промені, напрямом яких не збігається з оптичною віссю об'єктива. Неідеальність паралельного пучка, що виходить з коліматора, обумовлена розміром джерела, який відрізняється від точкового, і аберацією об'єктива. Фокусна відстань, дійсний отвір і якість виправлень абераций об'єктива, а також форма й розміри предмета вибираються відповідно до призначення коліматора й умов його використання. Коліматор широко застосовується в різних сигнальних фотоелектричних пристроях (фотореле). Пучок променів, що вийшов з об'єктива коліматора, спрямовується на фотоелемент. Якщо пучок променів потрапляє на перешкоду, то припиниться падіння променів світла на фотоелемент і тим самим зникне фотострум. Фотоструми посилюються і надходять в електромагнітне реле, яке, залежно від необхідності, спрацьовує, коли струм уперше виникає або зникає. Подібний пристрій широко застосовується в автоматичній, у багатьох галузях техніки. Фотореле сигналізує про обрив нескінченних стрічок, про обрив паперу, тканин тощо. Воно використовується для автоматичного рахунку виробів, для регулювання наповнення судин та ін.

Введення в систему коліматора, конденсора і діафрагми дозволяє отримати штучне точкове джерело світла. Відстані між коліматором і фотоелементом можуть досягати декількох метрів. Необхідно лише мати суміщеними оптичну вісь об'єктива і оглядову вісь фотоелемента. У межах усієї відстані між об'єктивом і фотоелементом освітленість площадки, поставленої нормально до пучка променів, практично залишається незмінною. Лише на великих відстанях, на яких позначаються розсіювання світла, задимленість атмосфери, починає змінюватися освітленість і зменшуватися кількість фотоструму.

Коліматори застосовуються також у спектральних приладах для отримання пучків світла, які спрямовуються в диспергувальну систему, у різноманітних вимірювальних, випробувальних та повірних оптико-механічних приладах і прицільних системах. Коліматор входить до складу автоколімаційних пристроїв.

Автоколіматор – юстирувальний прилад, різновид коліматора з приєднаним до нього автоколімаційним окуляром для освітлення сітки і спостереження її відбиття від дзеркала, встановленого на об'єкті. Принцип роботи автоколіматора такий. Якщо у фокальній площині об'єктива помістити марку і висвітлити її, а перед об'єктивом встановити плоске дзеркало перпендикулярно осі об'єктива, то пучок світла, що містить інформацію про марку, вийшовши з об'єктива і відбившись від плоского дзеркала, потрапить в об'єктив. Об'єктив побудує зображення марки в своїй фокальній площині. У такий спосіб проектується зображення об'єкта в площину самого об'єкта, сітка та її зображення розглядаються крізь окуляр.

Конструктивно автоколіматор об'єднує в одному приладі зорову трубу і коліматор. Таку конструкцію отримують, якщо в зоровій трубі замість звичайного окуляра встановити автоколімаційний окуляр. Автоколіматори застосовують для контролю плоскопаралельності та клиноподібності стекол і світлофільтрів, кутів призм, контролю форми лінз і для вимірювання похибок компенсаторів у геодезичних та інших оптичних приладах. У поєднанні з плоским дзеркалом або багатогранною призмою автоколіматори можна використовувати для контролю прямолінійності напрямних, площинності розмічальних плит, взаємного кутового розташування осей і площин виробів у пристрої тощо.

Автоколіматори розрізняють як за конструкцією застосовуваних вимірювальних пристроїв (шкали з ноніусом, мікрометричні гвинти з барабанами і лімби), так і за типом застосовуваних автоколімаційних окулярів (рис.5.4). Автоколімаційні окуляри можна поділити на кілька типів, кожен з яких має певні переваги, але і не позбавлений недоліків.

В автоколімаційному *окулярі Аббе* (рис.5.4, а) між сіткою та окуляром встановлена напівпрозора пластинка, за допомогою якої підсвічується сітка.

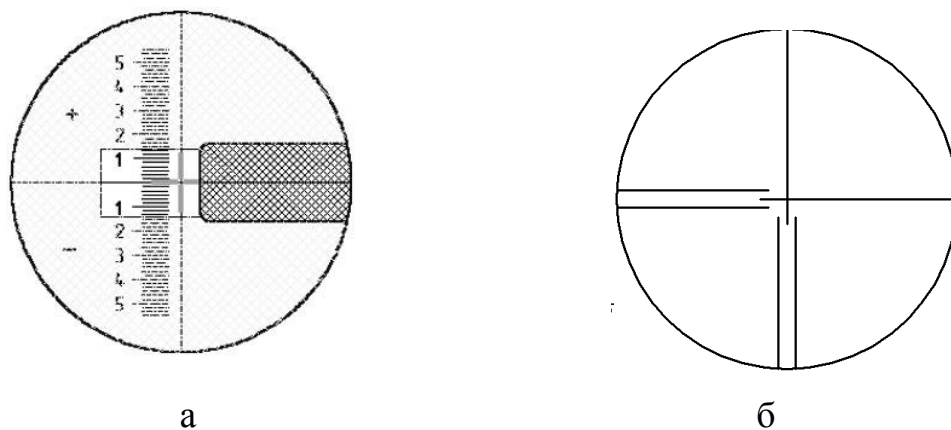


Рисунок 5.4 – Автоколімаційні окуляри: Аббе (а) та з кубом-призмою (б)

Окуляр Аббе забезпечений спеціальною кутовимірною сіткою, проградуєваною в кутових секундах. Втрати світла в окулярі не перевищують 15 %. Недоліком такого окуляра є те, що призма займає частину поля зору (заштрихована ділянка), а також окуляр повинен мати великі фокусну відстань і передній фокусний відрізок.

Оптична схема автоколіматора з освітленою щілиною або маркою поза центром поля зору (окуляр Аббе) наведена на рис. 5.5.

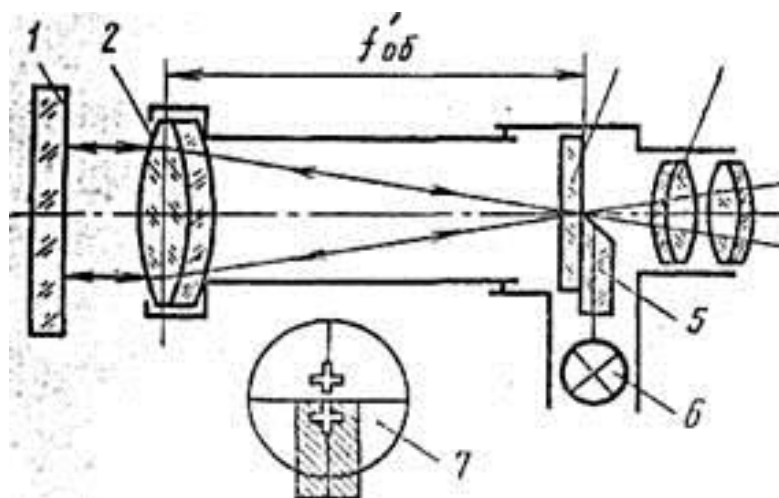
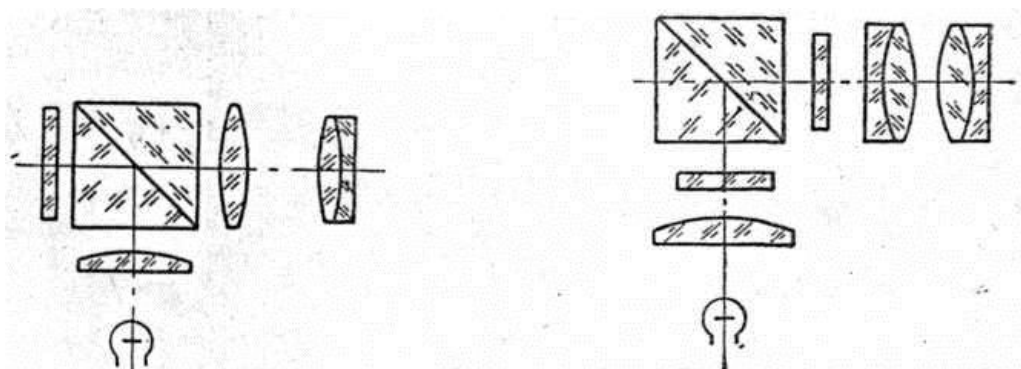


Рисунок 5.5 – Автоколіматор з освітленою сіткою поза центром поля зору:
1 – дзеркало; 2 – об'єктив; 3 – сітка; 4 – окуляр; 5 – призма підсвічування;
6 – джерело світла; 7 – поле зору окуляра

Окуляр із кубом-призмою може мати одну або дві сітки (рис. 5.6).



а

б

Рисунок 5.6 – Окуляр з кубом-призмою з одного (а) і двома (б) сітками

Окуляр з кубом-призмою і двома сітками (окуляр Гаусса) (рис. 5.6, б) дуже поширений в контрольно-юстирувальних приладах. Оскільки призма-куб розміщена до першого фокуса окуляра, можна застосовувати й короткофокусні окуляри. Куб-призма склеєна з двох прямокутних призм. На гіпотенузній грані куба (по площині склейки) нанесено напівпрозоре дзеркальне покриття. Колімаційна та вимірювальна сітки розташовані у фокальній площині об'єктива. Усе поле зору для спостережень вільне, сітки зазвичай різні: на одній індекс (хрест, штрих тощо), на іншій – шкала, що дозволяє вимірювати кути у двох взаємно перпендикулярних напрямках.

Недоліком окуляра є великі втрати світла, поява додаткових аберацій (астигматизм), відблисків і вторинних зображень сітки.

Оптична схема автоколіматора з освітленою сіткою ниток у центрі поля зору (окуляр Гаусса) наведена на рис. 5.7.

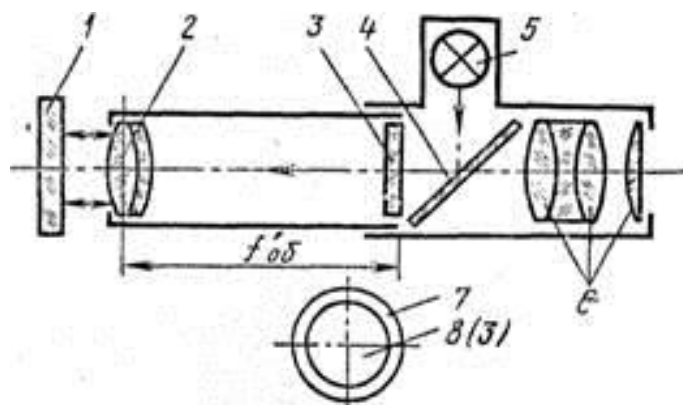


Рисунок 5.7 – Автоколіматор з освітленою сіткою в центрі поля зору:

1 – дзеркало; 2 – об'єктив; 3 – сітка; 4 – напівпрозора плоскопаралельна пластинка; 5 – джерело світла; 6 – окуляр; 7 – діафрагма; 8 (3) – сітка ниток

Коли під час спостережень бажано мати великі збільшення, користуються поліпшеним окуляром Гаусса (рис. 5.8).

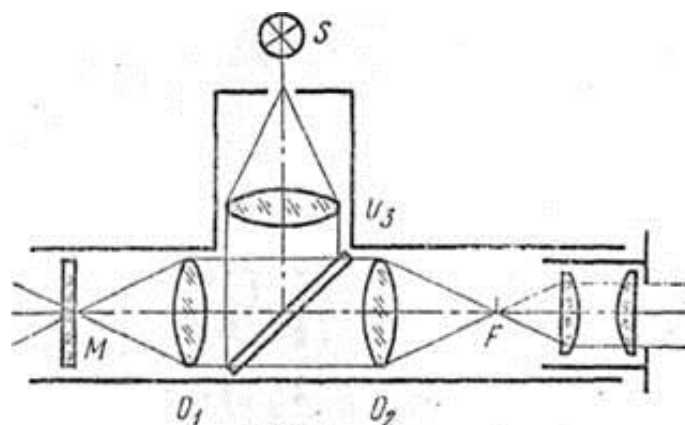


Рисунок 5.8 – Поліпшений окуляр Гаусса

Він відрізняється тим, що в ньому між хрестом ниток M і окуляром розміщуються дві однакові лінзи O_1 і O_2 . Оскільки хрест ниток розташовується у фокусі лінзи O_1 , то ця додаткова система переносить зображення хреста ниток у точку F з відношенням 1:1, де це зображення і спостерігається в окулярі. Дзеркало розташовується в паралельному пучку між лінзами O_1 і O_2 під кутом 45° і оптичної осі труби. Освітлення роблять за допомогою третьої лінзи O_3 , у фокусі якої розміщують лампочку S .

Автоколімаційні труби застосовуються в приладах для вимірювання кутових розмірів між плоскими відбивними поверхнями – гоніометрах. Оптична схема автоколімаційного окуляра зорової труби гоніометра наведена на рис. 5.9, а. Світло від лампи $Л$ проходить захисну скляну пластинку $П$ і потрапляє на автоколімаційну сітку A , що містить дві взаємно перпендикулярні щілини (рис. 5.9, б).

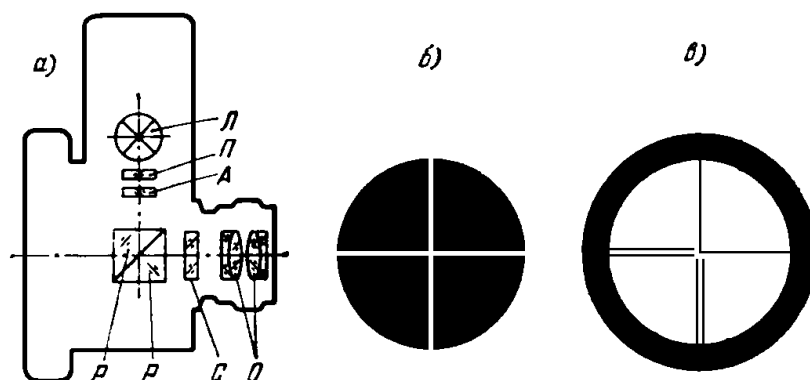


Рисунок 5.9 – Автоколімаційний пристрій гоніометра

Світло, що пройшло крізь сітку, потрапляє на дві прямокутні призми Р, на гіпотенузних гранях яких нанесено напівпрозорий шар із коефіцієнтом відбиття 50 %. Сяючий хрест можна побачити неозброєним оком, якщо заглянути в зорову трубу з боку столика гоніометра. У процесі юстирування гоніометра на його столик ставиться предмет з плоскою поверхнею, що відбиває світло. Після відбиття від неї пучок променів повертається назад у зорову трубу. У цьому випадку хрест, що світиться, можна побачити крізь окуляр труби. Крім того, в окулярі є ще одна сітка С, на якій зображений відліковий хрест (рис. 5.9, в). Суміщення зображень обох хрестів розглядається крізь окулярні лінзи О. Різкість видимого зображення відлікового хреста регулюється обертанням оправы окуляра.

5.5 Приймачі оптичного випромінювання

Приймачі оптичного випромінювання – пристрої, призначені для виявлення або вимірювання оптичного випромінювання й основані на перетворенні енергії випромінювання в інші види енергії (теплову, механічну, електричну тощо), більш зручні для безпосереднього вимірювання. Вони реагують на інтенсивність випромінювання, усереднену за багатьма періодами коливань світлового поля, тому що час релаксації приймача, незалежно від того, на якому принципі він оснований, визначається процесами перенесення і релаксації, які відбуваються за час, набагато більший за період коливання світлового поля. Найчастіше в оптикоелектронних вимірювальних приладах застосовують *фотоелементи* – електронні прилади, які перетворює енергію фотонів у електричну енергію.

Широко застосовуються в техніці види фотоелементів, представлені на рис. 5.10.

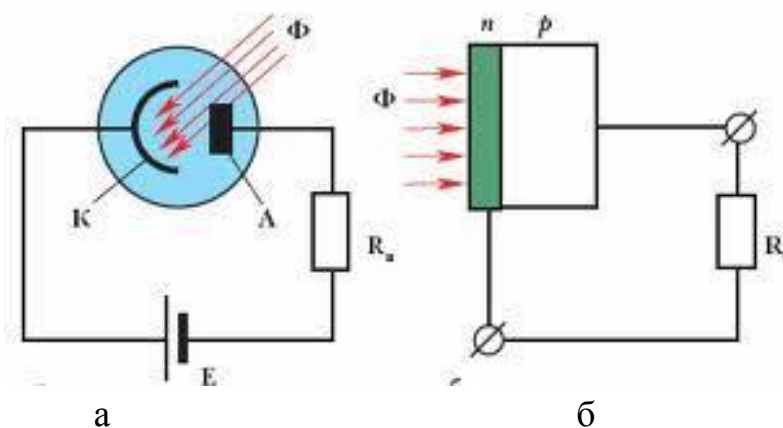


Рисунок 5.10 – Схема фотоелемента із зовнішнім (а) і внутрішнім (б) фотоелементом: К – фотокатод; А – анод; Ф – світловий потік; р і n – ділянки

напівпровідника з донорною та акцепторною провідностями; R_n – навантаження; E – джерело постійного струму, яке слугує для створення в просторі між K і A електричного поля, що прискорює фотоелектрони

Фотоелементи із зовнішнім фотоефектом. У фотоелементах використовується явище фотоелектронної емісії, що полягає в тому, що в разі потрапляння світла від стороннього джерела на катод останній починає випромінювати електрони, які потім потрапляють на анод із позитивним потенціалом. Фотоелементи працюють тільки в колах постійного струму. Для живлення фотоелемента необхідне джерело струму постійної напруги, величина якого вказується в довіднику. На практиці здебільшого в коло фотоелемента додається навантажувальний опір. Залежно від що струму, що протікає в колі фотоелемента (залежить від інтенсивності світлового потоку), на опорі навантаження падає напруга. Ця напруга подається в зовнішнє коло для подальшого посилення. Властивості, параметри і характеристики фотоелементів залежать від властивостей застосовуваного катода. У сучасних фотоелементах найчастіше застосовуються два типи катодів – киснево-цезієвий та сурм'яно-цезієвий.

Фотоелементи випускаються двох типів – *вакуумні* й *газонаповнені*. У вакуумних фотоелементах струм утворюється тільки фотоелектронами, а в газонаповнених фотоелектронний струм ще і посилюється за рахунок іонізації газу, виробленої фотострумом.

Вакуумний фотоелемент (рис. 5.11) має фотокатод у вигляді металевої пластинки, яка зазвичай покривається одним або декількома тонкими шарами металів і їхніх оксидів, і другий електрод – анод, до того ж обидва вони містяться в скляному високовакуумному балоні.

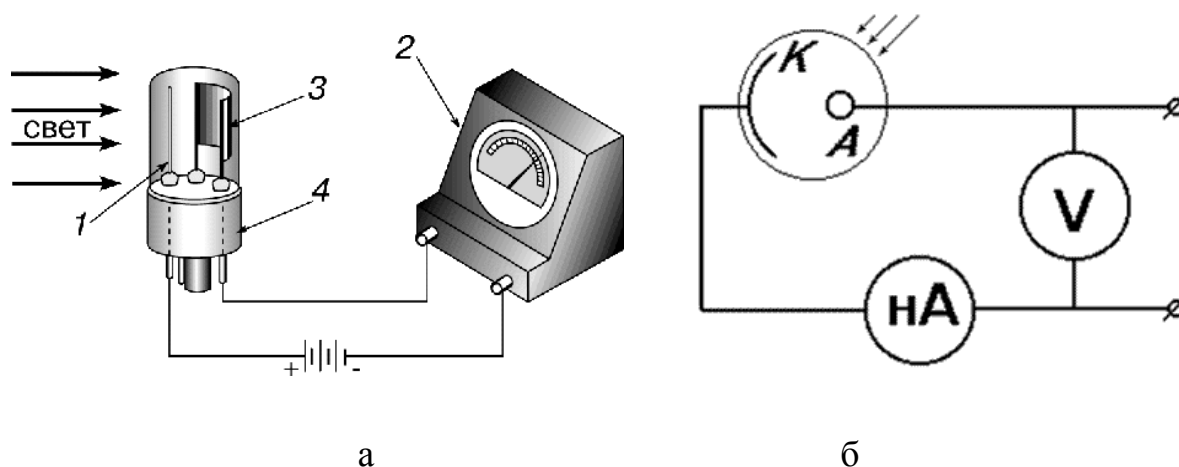


Рисунок 5.11 – Вакуумний фотоелемент: а – конструкція (1 – анод; 2 – мікроамперметр; 3 – фотокатод; 4 – фотоелемент); б – електрична схема

Газонаповнені фотоелементи мають більшу, порівняно з вакуумними, чутливість, але і більшу інерційність, тобто зміни фотоструму в них запізнюються за часом щодо зміни світлового потоку.

Фотоелементами з внутрішнім фотоефектом є фоторезистори та вентильні фотоелементи. Фотоелементи з внутрішнім фотоефектом мають значно більшу інерційність порівняно з фотоелементами, дія якого основана на зовнішньому фотоефекті.

Фоторезистор – напівпровідниковий прилад, що змінює величину свого опору в процесі опроміненні світлом. Ван не має р-п-переходу, тому його провідність однакова незалежно від напрямку протікання струму. Для виготовлення фоторезисторів використовують напівпровідникові матеріали з шириною забороненої зони, оптимальною для розв'язуваної задачі. Так, для реєстрації видимого світла використовуються фоторезистори із селеніду і сульфїду кадмію, Se. Для реєстрації інфрачервоного випромінювання використовуються Ge (чистий або легований домішками Au, Cu або Zn), Si, PbS, PbSe, PbTe, InSb, InAs, HgCdTe, які часто охолоджуються до низьких температур. Напівпровідник наносять у вигляді тонкого шару на скляну або кварцову підкладку або вирізають у вигляді тонкої пластинки з монокристала. Шар або пластинку напівпровідника приєднують до двох електродів і поміщають у захисний корпус.

Фотодіод – приймач оптичного випромінювання, який перетворює світло, що потрапило на його фоточутливу ділянку, в електричний заряд за рахунок процесів у р-п-переході. Фотодіод (іноді званий *вентильним фотоелементом*) є металевою пластиною, на яку нанесений тонкий шар напівпровідникового матеріалу (наприклад, селену) з напиленою поверх нього тонкою плівкою золота або іншого металу, що не окислюється, рис. 5.12.

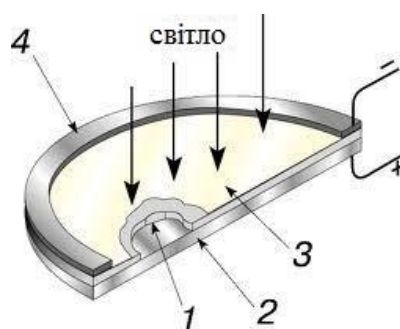


Рисунок 5.12 – Будова фотодіоду: 1 – шар селену; 2 – металева підкладка; 3 – прозорий шар золота; 4 – металеве кільце

Товщина плівки підібрана так, що вона проводить електрику, але прозора і пропускає світло. Світло, що падає на селен, викликає дрейф вільних електронів, які заряджають металеву плівку негативно щодо селену. Якщо до такого фотодіода приєднати мікроамперметр з малим опором, то струм, який він показує, буде майже строго пропорційний освітленості фотодіода. Якщо ж опір кола великий, то це співвідношення прямої пропорційності порушується, і в лабораторних умовах застосовують спеціальні схеми, що імітують нульовий зовнішній опір. Проста комбінація фотодіода з мікроамперметром використовується у фотографічних експонетрах.

Недоліками таких фотометрів є низька чутливість вентильних фотоелементів, її мінливість у часі, складності у поводженні з дзеркальними гальванометрами. Посилювати струми вентильного фотоелемента важко, оскільки його вихідний опір малий.

У фотометрах, до світлової характеристики й чутливості яких висуваються жорсткі вимоги, застосовують вакуумні фотоелементи і фотопомножувачі. У них світлова характеристика лінійна в широкому діапазоні зміни світлового потоку; їхній вихідний опір великий, що зручно для подальшого посилення фотоструму; вони практично безінерційні до частот 10^4 Гц.

Основним параметром фотоелемента є його чутливість, що визначається відношенням величини фотоструму до величини світлового потоку, що викликав його. Чутливість вимірюється в мкА/лм.

Приймачі оптичного випромінювання бувають неселективні (чутливість слабо залежить від довжини хвилі) і селективні (спектральна характеристика має чітко виражений максимум або мінімум). Фотоелемент реагує на інтенсивність світлового потоку і його частоту, тому чутливість його розділяється на інтегральну (за інтенсивністю) і спектральну (за частотою). Інтегральна чутливість характеризує здатність фотоелемента реагувати на вплив усього світлового потоку, що містить світлові коливання різних частот – від ультрафіолетових до інфрачервоних. Спектральна чутливість фотоелемента характеризує його здатність реагувати на світлові коливання однієї частоти.

Незначні струси фотоелемента призводять до виникнення мікрофонного ефекту, тому у всіх схемах і особливо в разі великого посилення фотоелементи необхідно амортизувати.

У процесі експлуатації фотоелементів спостерігається явище стомлюваності, що виражається в тому, що у фотоелементах, які мають

відносно велику чутливість за умови малих і дуже значних світлових потоків, чутливість швидко зменшується в часі, доходячи до 25 % початкової величини. Для усунення втоми фотоелемент необхідно помістити в темряву на деякий час, протягом якого чутливість відновлюється майже до 100 %.

Контрольні запитання та завдання

1. Які елементи є загальними для всіх оптичних систем оптичних вимірювальних приладів?
2. Що називається окуляром? Як влаштований окуляр?
3. Основні характеристики окулярів.
4. Що називається об'єктивом вимірювального приладу?
5. Що називається апертурою?
6. Дайте характеристику коліматора.
7. Дайте характеристику автоколіматора.
8. Охарактеризуйте основні конструкції автоколіматорів.
9. Призначення і класифікація приймачів оптичного випромінювання.
10. Охарактеризуйте основні параметри приймачів оптичного випромінювання.
11. Що називається пороговою чутливістю приймачів випромінювання?
12. Охарактеризуйте фотоелектронні приймачі випромінювання.

ТЕМА 3. ФІЗИЧНІ ОСНОВИ ОПТИЧНИХ ВИМІРЮВАНЬ

6 ДИФРАКЦІЯ СВІТЛА ТА ДИФРАКЦІЙНІ ПРИЛАДИ

6.1 Дифракція на найпростіших перешкодах

Дифракцією світла називається сукупність явищ, які обумовлені хвильовою природою світла і спостерігаються в процесі його поширення в середовищі з різко вираженою оптичною неоднорідністю. У більш вузькому значенні під дифракцією світла розуміють огибання світлом зустрічних перешкод, тобто відхилення від законів геометричної оптики. Розрізняють два види дифракції світла:

- 1) дифракція Френеля (дифракція в променях, що сходяться);
- 2) дифракція Фраунгофера (дифракція в паралельних променях).

У першому випадку на перешкоду падає сферична або плоска хвиля, а дифракційна картина спостерігається на екрані, що знаходиться за перешкодою на кінцевій відстані від нього. К разі дифракції Френеля на екрані спостерігається «дифракційне зображення» перешкоди.

У другому випадку на перешкоду падає плоска хвиля, а дифракційна картина спостерігається на екрані, який розміщений у фокальній площині збиральної лінзи, установленій на шляху світла, що пройшло крізь перешкоду. У разі дифракції Фраунгофера на екрані з'являється «дифракційне зображення» віддаленого джерела світла.

Принцип Гюйгенса – Френеля. Гюйгенс сформулював такий принцип: кожна точка хвильової поверхні є джерелом вторинних хвиль, лінія, що огинає ці хвилі, дає положення хвильового фронту в наступний момент часу. Френель додав: вторинні хвилі когерентні між собою і тому інтерферують під час накладення. Ці твердження разом і називають принципом Гюйгенса – Френеля (рис. 6.1).

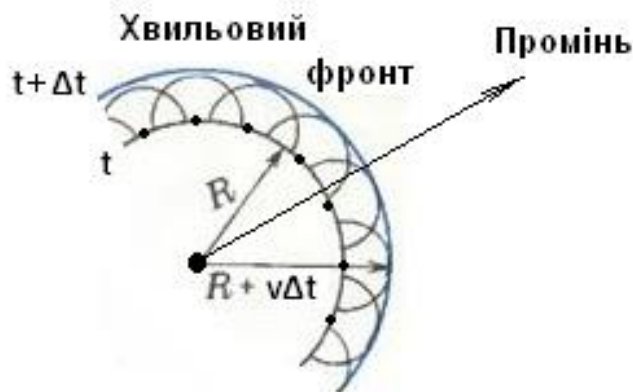


Рисунок 6.1 – Принцип Гюйгенса – Френеля

Дифракція на круглому диску. Нехай на шляху світлової хвилі встановлено перешкоду у вигляді круглого диска (рис. 6.2). Точки S_1 і S_2 можна вважати джерелами вторинних хвиль, які дають потоки, пересічні в ділянці геометричної тіні (точка спостереження P на екрані E).

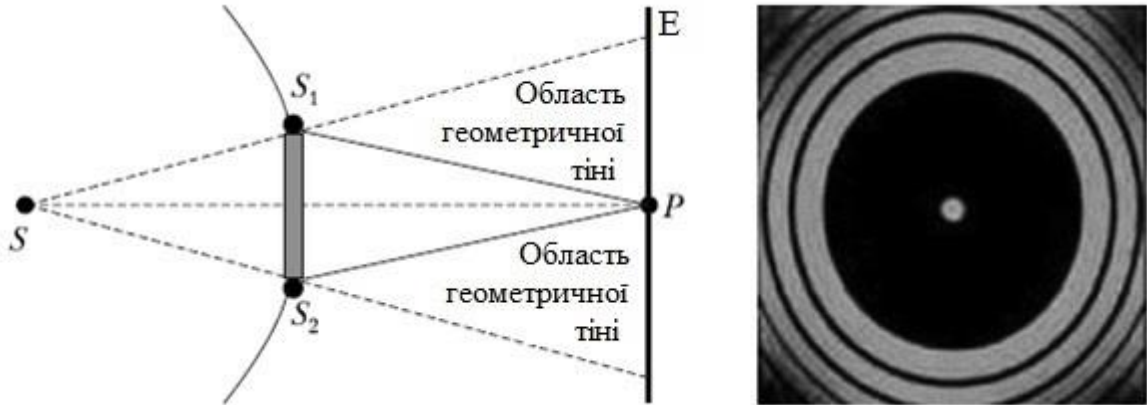


Рисунок 6.2 – Дифракція на круглому диску

Аналітичний вираз, що показує інтенсивність хвилі E в точці спостереження P , є

$$E = \int K(\varphi) \frac{a_0}{r} \cos(\omega t - kr + \alpha), \quad (6.1)$$

де k – хвильове число;

r – відстань від елемента хвильового фронту до точки спостереження P ;

a_0 – амплітуда коливань хвилі;

φ – кут між напрямком поширення хвилі й напрямком на точку спостереження;

$K(\varphi)$ – коефіцієнт, що залежить від кута φ :

$$K(\varphi = 0) = \max \text{ і } K(\varphi = \pi/2) = 0.$$

Метод зон Френеля дозволяє аналітично визначити, максимум або мінімум буде в точці спостереження. Весь хвильовий фронт подумки розбивається на зони (зони Френеля). Зони виходять перетином хвильового фронту паралельними площинами. Отже, зони є концентричними кільцями (сегментами), поверхня яких викривлена внаслідок сферичної форми хвильового фронту (рис. 6.3).

Границі зон вибираються таким чином, щоб відстань від точки спостереження P до кінця наступної зони було на $\lambda/2$ більша за відстань від тієї самої точки спостереження до кінця попередньої зони. Якщо прийняти відстань від центральної точки фронту хвилі до спостерігача за b , то границю

першої зони потрібно провести там, де відстань до спостерігача вже $b + \lambda/2$, границю другої зони – на відстані $b + \lambda$, границю третьої – на відстані $b + (3/2)\lambda$ і т.д.

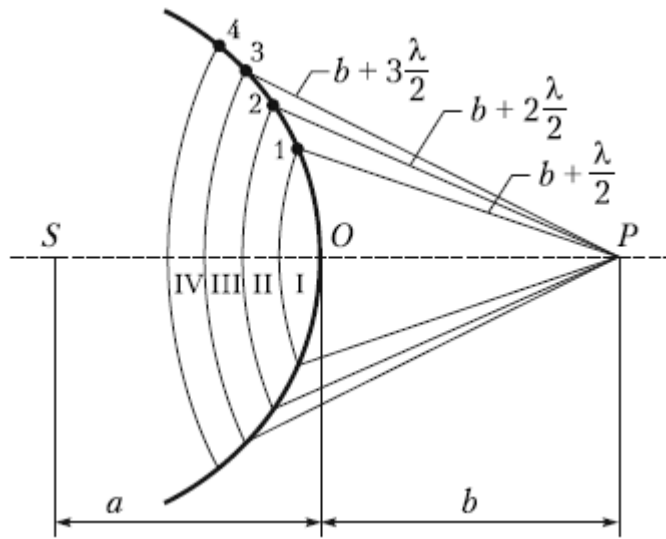


Рисунок 6.3 – Метод зон Френеля

Приклад 1. Отвір (діафрагма) на шляху світлової хвилі повністю збігається з розмірами першої зони Френеля (відкриває тільки першу зону Френеля). Тоді на екрані в точці спостереження буде видно світлу пляму (максимум). Якщо діафрагма відкриває другу зону, то коливання від другої зони накладається на коливання від першої зони, але вони – в протифазі, отже, погасять одне одного і дадуть мінімум інтенсивності (темна пляма). Аналогічно, три відкритих зони дадуть накладення на темну картинку від двох зон коливання третьої зони в протифазі, тобто максимум, і так далі.

Легко помітити закономірність: відкрите парне число зон Френеля дає спостерігачеві мінімум, непарне – максимум. Отже, метод зон Френеля дозволяє легко, без складних математичних обчислень, визначити положення максимумів і мінімумів інтенсивності. Радіус зони Френеля можна визначити за формулою:

$$r_m = \sqrt{\frac{abm\lambda}{a+b}} \Rightarrow m = \frac{r_m^2 ab \lambda}{a+b}, \quad (6.2)$$

де a і b – відстані від фронту хвилі до джерела і до екрана відповідно; m – номер зони Френеля.

Якщо в отворі поміщається непарне число зон Френеля, то амплітуда (інтенсивність світла) в точці Р буде більшою, ніж в разі вільного поширення хвилі, а якщо парне, то амплітуда дорівнюватиме нулю.

Якщо зміститися від точки Р по екрану в іншу точку Р₁, то краї отвору закриватимуть частину одних зон, одночасно відкриваючи частину інших зон. Якщо дія відкритих ділянок непарних зон переважить дію відкритих ділянок парних зон, то інтенсивність досягне максимуму, якщо навпаки, то інтенсивність досягне мінімуму. Загалом дифракційна картина від невеликого круглого отвору поблизу точки Р матиме вигляд темних і світлих кілець, що чергуються, із центром і точці Р. до того ж, якщо m – парне, то в центрі буде темна пляма, а якщо m – непарне, то світла пляма.

Якщо фронт хвилі – плоский, то вираз (6.2) трохи змінюється. Якщо вважати, що площа – це сфера з нескінченним радіусом, то вираз (6.2) стає невизначеністю:

$$r_m = \lim_{\alpha \rightarrow \infty} \sqrt{\frac{abm\lambda}{a+b}} = \lim_{\alpha \rightarrow \infty} \sqrt{\frac{\frac{a}{a}bm\lambda}{\frac{a}{a} + \frac{b}{a}}} = \sqrt{\frac{bm\lambda}{1+0}} = \sqrt{bm\lambda}, \quad (6.3)$$

Можна довести геометрично, що площі зон Френеля S рівні між собою. Це означає, що товщина кожної наступної зони буде менша за товщину попередньої, оскільки відрізняються радіуси зон:

$$S = \frac{\pi ab\lambda}{a+b}, \quad (6.4)$$

Якщо до того ж врахувати, що відстань до наступних зон трохи більша, ніж до попередніх, то можна зробити висновок, що інтенсивність кожної наступної зони для спостерігача дещо падає.

Амплітуда хвилі A за умови повністю відкритого хвильового фронту може бути знайдена з урахуванням зсуву фаз сусідніх хвиль на π , з виразу

$$A_{\Sigma} = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + A_5 - \dots$$

Зробимо перетворення:

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

Нескладно здогадатися, що вирази в дужках прагнуть до нуля внаслідок нерівності сусідніх амплітуд, і тоді

$$A_{\Sigma} = \frac{A_1}{2}. \quad (6.5)$$

Останній вираз означає, що амплітуда хвилі в точці спостереження дорівнює половині амплітуди, створеної однією лише центральною зоною. Якщо врахувати, що інтенсивність хвилі I пропорційна квадрату її амплітуди $I \sim A^2$, то $I_{\Sigma} = \frac{I_1}{4}$ або:

$$I_1 = 4I_{\Sigma} \quad (6.6)$$

Останнє співвідношення означає, що якщо на шляху світлової хвилі поставити перепону з отвором, рівним діаметру першої зони Френеля, то інтенсивність світла на екрані *зростає вчетверо*.

Можливість посилювати світловий потік перекриттям зон Френеля реалізована в такому пристрої, як зонна пластинка.

Зонна пластинка. З її допомогою перекриваються парні зони Френеля на хвильовому фронті, тим самим досягається дворазове посилення потоку.

Фазова зонна пластинка зроблена таким чином, що парні зони Френеля відрізняються за товщиною від непарних на половину довжини хвилі. Іншими словами, товщина скла в тих місцях, де розташовуються парні зони, більша або менша, це не важливо. У цьому випадку коливання від парних зон не перекриваються, як у попередньому випадку, а звертаються в протифазу, що дає посилення інтенсивності хвилі вчетверо.

Приклад 2. Знайти радіуси перших п'яти зон Френеля, якщо відстань від джерела до фронту хвилі становить $a = 10$ м, від фронту до екрана $b = 10$ м, а довжина хвилі $\lambda = 600$ нм.

Рішення: радіус m -ї зони Френеля за умови сферичного фронту хвилі визначаємо за формулою (6.2). Після підставлення чисел отримуємо

$$r_1 = 1,7 \text{ мм}, \quad r_2 = 2,4 \text{ мм}, \quad r_3 = 3,0 \text{ мм}, \quad r_4 = 3,4 \text{ мм}, \quad r_5 = 3,8 \text{ мм}.$$

Дифракція Френеля на круглому непрозорому диску (рис. 6.4). Непрозорий круглий диск закриває деяке число зон Френеля (див. рис. 6.2). Якщо диск перекриває частину центральної зони, то він зовсім відкидає тіні, у центрі дифракційної картини буде спостерігатися світла пляма (рис. 6.4, а). Якщо диск закриває досить багато зон Френеля, то інтерференційна картина

спостерігатиметься у вузькій ділянці на границі геометричної тіні, а центр картини буде темним (рис.6.4, б).

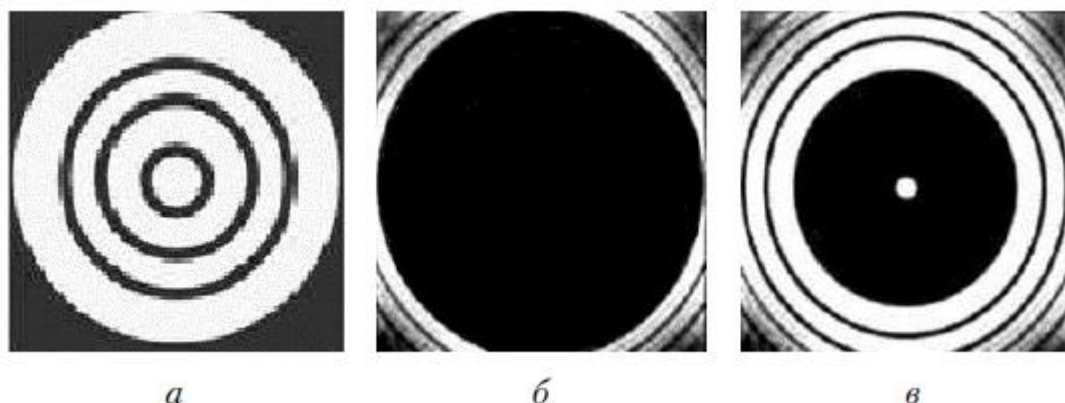


Рисунок 6.4 – Дифракційна картина на круглому диску

Якщо диск перекриває лише невелике число перших зон, то в центрі дифракційної картини буде спостерігатися незначна світла пляма (рис. 6.4, в).

Ця світла пляма була причиною потішного інциденту, що стався між Пуассоном і Френелем. Паризька академія наук запропонувала дифракцію світла як тему на премію за 1818 р. Френель подав на премію свою роботу, в якій оптичні явища пояснювалися з хвильової точки зору. Пуассон (противник хвильової теорії Френеля), який був членом конкурсної комісії, звернув увагу на те, що з теорії Френеля випливає безглуздий, як йому здавалося, висновок, що в центрі тіні, що відкидається невеликим круглим диском, має перебувати світла пляма. Цей висновок Пуассон хотів використовувати як головний аргумент проти теорії дифракції Френеля. Франсуа Араго старанно повторив дослід Френеля і виявив у центрі дифракційної картини світлу пляму (рис. 6.4, в). Вона принесла перемогу і загальне визнання хвильової теорії світла й увійшла в історію як *пляма Пуассона*.

Дифракція Френеля на прямолінійному краю напівплощини. Розглянемо випадок, коли хвильовий фронт перекривається прямолінійною напівплощиною (рис. 6.5). Напівплощина П розташована на відстані b від екрана Е. Точка спостереження Р зсунута на відстань x від краю напівплощини П. Хвильовий фронт поділяється на зони, аналогічно поділу на зони Френеля. Такі зони мають назву зони Шустера. Зони Шустера відрізняються від зон Френеля тим, що їхня площа зменшується із зростанням номера зони (площі всіх зон Френеля однакові). Границі зон Шустера вибираються таким чином, щоб відстань від кінця наступної зони до точки спостереження була більша за відстань від кінця попередньої зони до точки спостереження на половину довжини хвилі.

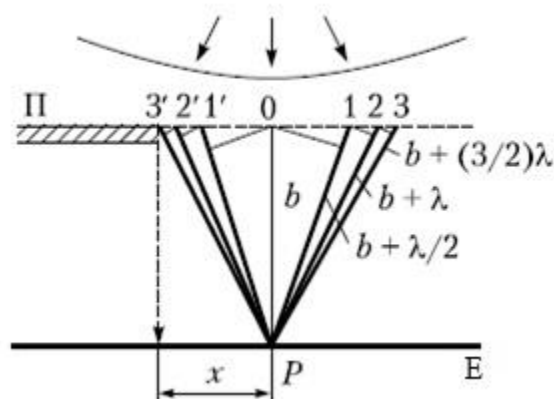


Рисунок 6.5 – Дифракція на прямолінійному краї напівплощини

Отже, відстань до границі 1-ї зони становить $b + \lambda / 2$, до границі 2-ї – $b + \lambda$, до границі 3-ї – $b + (3/2) \lambda$ і т.д. Це робиться з тих самих міркувань, що й за умови розподілу на зони Френеля. Зони праворуч від точки спостереження P нумеруємо як 1, 2, 3, ..., зліва від P нумеруємо як 1', 2', 3', ...

Дифракційна картина від прямолінійного краю напівплощини зображена на рис. 6.6.

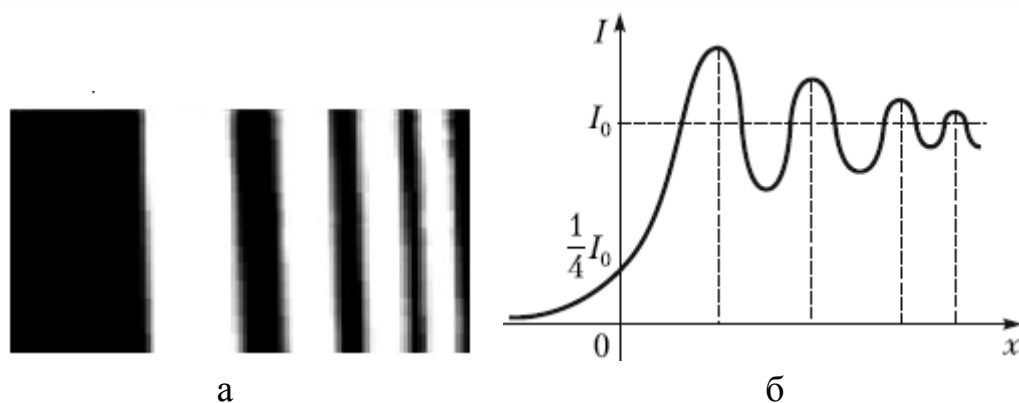


Рисунок 6.6 – Дифракційна картина від прямолінійного краю напівплощини

Крім того, тут же наведено графік залежності інтенсивності світла I в точці спостереження від координати цієї точки x (рис. 6.6, б). На ньому I_0 – інтенсивність світла за умови повністю відкритого хвильового фронту.

6.2 Дифракція Фраунгофера на щілині

Різниця між дифракцією Френеля і дифракцією Фраунгофера в тому, що Фраунгофер розглядає дифракцію в паралельних пучках світла. Це може бути у двох випадках: або джерело світла є площиною, або воно було

віддалене на досить велику відстань, тому фронт хвилі можна вважати майже плоским. У дифракції ж Френеля фронт хвилі – сферичний.

Розглянемо паралельний пучок світла, що падає нормально на довгу вузьку щілину (рис. 6.7, а). Таку щілину можна отримати, розмістивши поруч дві півплощини. Отже, розгляд питання стає багато в чому схожим на розгляд дифракції на півплощині.

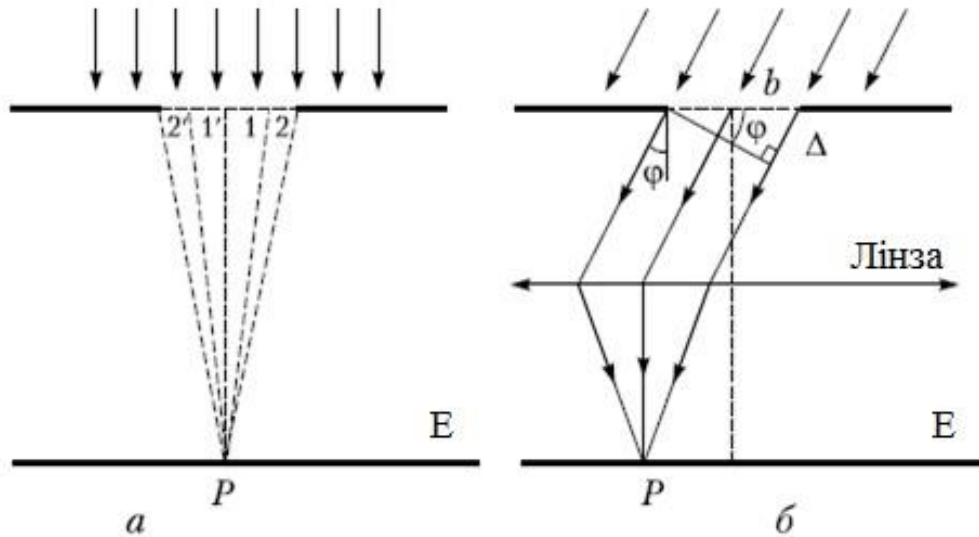


Рисунок 6. 7 – Дифракція на щілині

Дифракційна картина в цьому випадку є низкою паралельних інтерференційних смуг.

Якщо ж світло падає на щілину під кутом φ , то ситуація дещо змінюється. Між щілиною та екраном Е можна поставити збиральну лінзу (рис. 6.7, б), якщо ж екран розташований далеко від щілини, то в лінзі немає необхідності. Між хвилями, які надходили від країв щілини в точку спостереження Р, набігає різниця ходу Δ .

Хвильовий фронт розбивають на k рівних зон так, щоб різниця ходу променів від двох сусідніх зон становила $\Delta = \lambda/2$. Тоді різниця ходу променів, які прийшли від країв щілини, становитиме $\Delta = k (\lambda/2)$. У разі такого розподілу на зони, якщо k – парне, то в точці спостереження буде мінімум (коливання сусідніх зон погашають одне одного). Якщо ж k – непарне, то дія однієї зони залишається не компенсованою і в точці спостереження буде максимум.

Умова мінімуму. Позначимо ширину щілини через b , а кут падіння променя на щілину – φ . Мінімум інтенсивності буде спостерігатися в тих точках екрану, де різниця ходу променів, які прийшли від країв щілини Δ ,

буде дорівнювати парному числу довжин півхвиль $2k (\lambda/2)$ (або цілому числу довжин хвиль $k\lambda$). Оскільки $\Delta = b \sin \varphi$, (рис.6.7, б), то

$$b \sin \varphi = 2k \frac{\lambda}{2} = k\lambda, \quad (6.7)$$

Умова максимуму. За аналогією, максимум інтенсивності буде спостерігатися в тих точках екрана, де різниця ходу променів, які прийшли від країв щілини Δ , буде дорівнює непарному числу довжин півхвиль $(2k + 1) (\lambda/2)$ (або напівцілому числу довжин хвиль $(k + 1/2) \lambda$)

$$b \sin \varphi = 2k \frac{\lambda}{2} = k\lambda. \quad (6.8)$$

Зауважимо, що функція $\sin \varphi \leq 1$, і тоді з умови мінімуму (6.8) випливає, що $(k\lambda)/b \leq 1$ або $k \leq (b/\lambda)$. Це означає, що якщо ширина щілини менша за довжину хвилі $b < \lambda$, то мінімумів не виникає. Графік залежності інтенсивності світла I в точці екрана від синуса кута нахилу падаючої хвилі $\sin \varphi$ наведено на рис. 6.8.

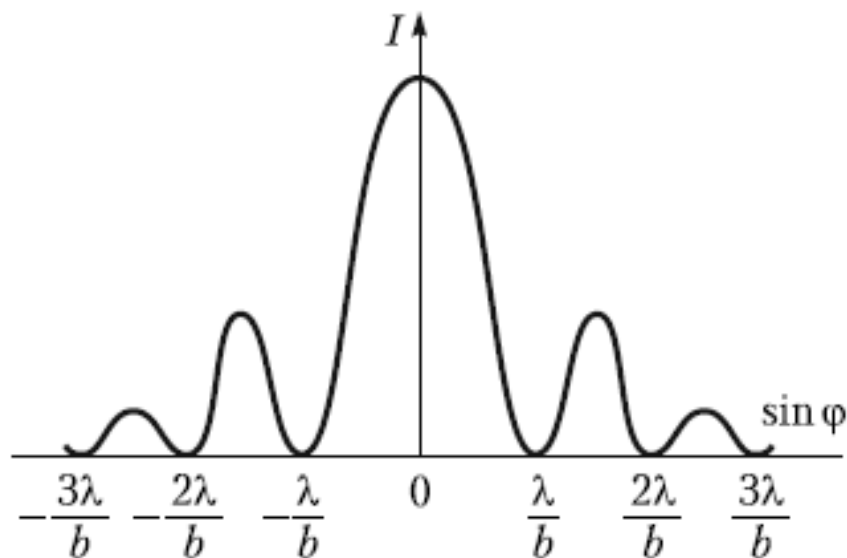


Рисунок 6.8 – Залежність інтенсивності від кута

Координати точок мінімуму і максимуму, що відкладаються на цьому графіку по осі абсцис, визначаються умовами максимуму і мінімуму (6.7) – (6.8), якщо вважати $k = 1, 2, 3, \dots$. З графіка випливає, що за умови зменшення ширини щілини b ширина інтерференційної смуги збільшується (і навпаки).

6.3 Дифракційна решітка

Дифракційна решітка – це пристрій, що складається з багатьох однакових паралельних щілин, розташованих на рівних відстанях одна від одної (рис. 6.9). У загальному вигляді дифракційна решітка – це будь-яка структура, що має просторову періодичність. Коли періодичність структури проявляється в одному напрямку, то решітка називається лінійною або *одновимірною*, якщо у двох або трьох напрямках – відповідно *двовимірною*, *тривимірною* або *об’ємною*.

Періодом решітки d називається відстань між початками щілин. Решітка може мати від 100 до 2000 щілин на 1 мм. Це означає, що в останньому випадку період дифракційної решітки $d = 1/(2000 \cdot 10^3) = 0,5 \cdot 10^{-6} \text{ м}$. У такому оптичному приладі посилювати (або послаблювати) один одного будуть коливання від окремих щілин у напрямку кута φ .

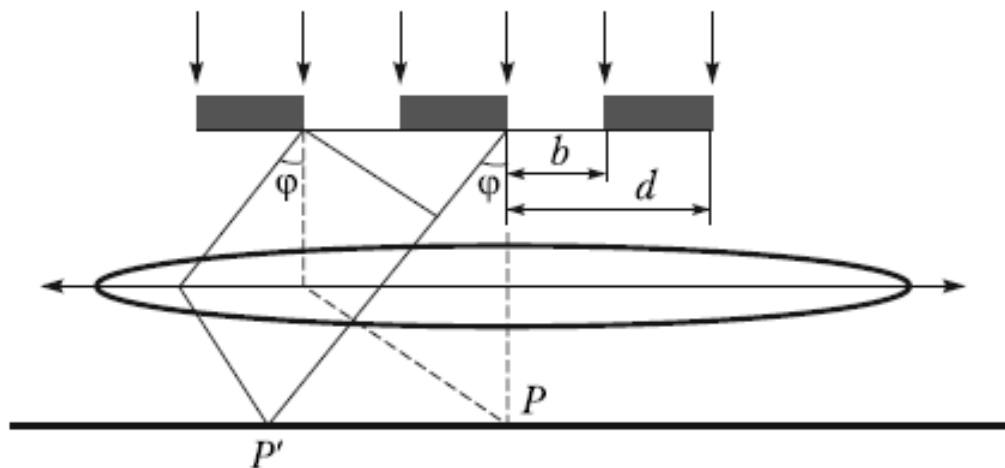


Рисунок 6.9 – Дифракційна решітка

Умови максимуму і мінімуму повністю збігаються з відповідними умовами для щілини (6.7) – (6.8). А ось дифракційна картина, що дається решітками, трохи складніше, ніж у щілини (рис. 6.10). Крім головних максимумів інтенсивності ($m = 0, m = 1$) виникають ще додаткові максимуми ($k = 0, k = 1, k = 2, k = 3, \dots$). У цьому випадку говорять, що $m = 0$ – максимум нульового порядку, $m = 1$ – максимум першого порядку і т.д.

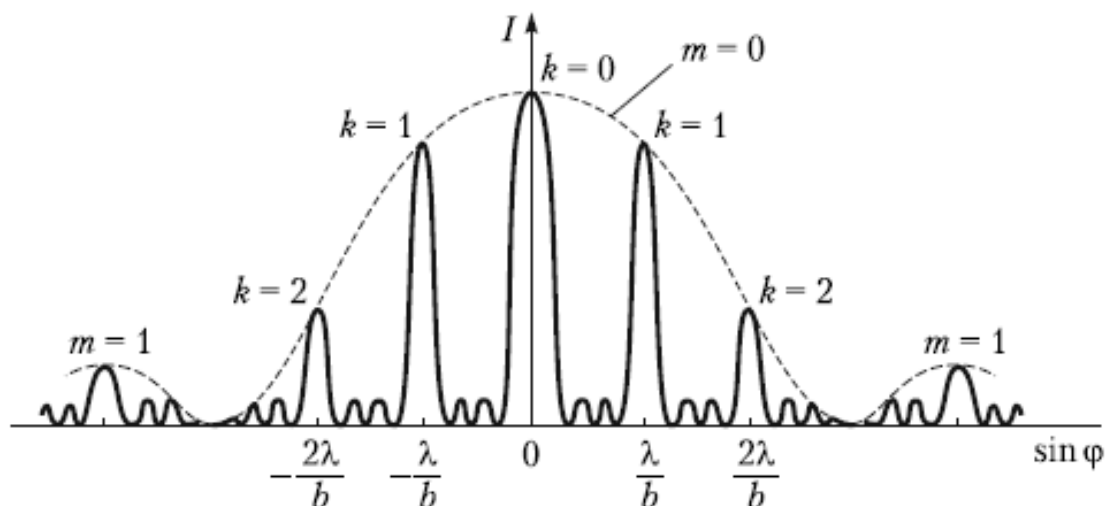


Рисунок 6.10 – Інтенсивність картини від дифракційної решітки

Кількість спостережуваних головних максимумів визначається виразом

$$m \leq \frac{d}{\lambda}, \quad (6.9)$$

кутова ширина центрального максимуму

$$\delta\varphi = \frac{2\lambda}{N, d}, \quad (6.10)$$

де Nd – довжина дифракційної решітки.

Положення максимумів дифракційної картини залежить як від ширини щілини b , так і від довжини хвилі джерела λ , а це означає, що розміщення головних максимумів на екрані, крім центрального, визначається довжиною хвилі. Тому під час пропускання крізь решітку білого світла всі головні максимуми, крім центрального ($k=0$), перетворюються на спектри.

Спектром називають залежність інтенсивності світла від довжини або частоти хвилі. Головні дифракційні максимуми для $k \pm 1$ перетворюються на спектри першого порядку, для $k \pm 2$ – на спектри другого порядку тощо. У кожному з них найбільшого відхилення набувають хвилі більшої довжини. У спектрі будь-якого порядку його фіолетова частина завжди повернута до центрального максимуму, а червона – у протилежний бік, далі від нього (рис .6. 11). Центральний же максимум залишиться білим, оскільки в цій точці збігаються положення центральних максимумів для всіх довжин хвиль. На максимуми другого порядку накладаються максимуми третього порядку, на них – максимуми четвертого порядку і т.д. Літерами Ч і Ф показаний порядок розкладання білого світла в спектр – від червоного до фіолетового.

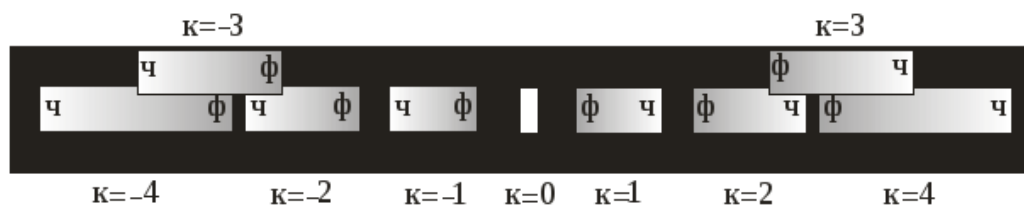


Рисунок 6. 11 – Схема спектрів дифракційної решітки

Отже, здатність дифракційної решітки розкласти біле світло на спектри ґрунтується на тому, що головні максимуми одного і того самого порядку для різних довжин хвиль розміщені в різних місцях екрана. Тому дифракційну решітку використовують як спектральний прилад. Треба зауважити, що в спектральних приладах, де диспергувальним елементом є призма, найбільше відхиляються фіолетові промені, а де дифракційна решітка – червоні.

Першу дифракційну решітку виготовив німецький фізик Ріттенхаус 1785 р., але в той час це нікого не зацікавило. За кілька десятиріч Фраунгофер застосував свою дифракційну решітку для дослідження суцільного спектра Сонця, відкривши в ньому темні лінії (*фраунгоферові лінії*). Він виготовляв решітки з дроту, який намотував на паралельно розміщені гвинти. Щілинами були просвіти між дротинами. Такі решітки мали до 136 щілин на 1 см. Виготовляти решітки з дроту нескладно, тому в деяких випадках ними користуються навіть у наш час, особливо в довгохвильовій (інфрачервоній) ділянці спектра. Пізніше Фраунгофер за допомогою спеціальної машини наносив штрихи на золотій фользі, яка покривала скло, а потім за допомогою алмазного різця – на склі. Так було отримано решітки з 320 штрихами на 1 мм. Значних успіхів у техніці їхнього виготовлення досяг у 80 рр. XIX ст. німецький фізик Роуланд, який створив спеціальні гравірувальні машини і, крім цього, виготовив так звану вгнуту відбивну решітку, яка виконує одночасно роль решітки та збірної лінзи. Такі решітки і тепер використовують у прецизійних спектральних дослідженнях. Перша гравірувальна машина Роуlanda давала змогу наносити близько 570 штрихів на 1 мм, а вдосконалена – до 1200 штрихів на 1 мм. Сучасні високоякісні дифракційні решітки мають до 2400 штрихів на 1 мм.

Дифракційні решітки застосовуються в різних спектральних приладах, а також як оптичні датчики лінійних і кутових переміщень, як поляризатори і фільтри інфрачервоного випромінювання, подільники пучків в інтерферометрах і в «антивідблискових» окулярах.

Дифракційні решітки бувають *пропускні* й *відбивні* (рис. 6.12). Відбивні решітки виготовляють, наносячи алмазним різцем штрихи на поверхні металевого дзеркала. Кращі решітки містять 1200 штрихів на 1 мм решітки. Найпростішим прикладом відбивних дифракційних решіток є компакт-диск або DVD. Пропускні решітки виготовляють зі скляних або кварцових

пластин шляхом нанесення алмазним різцем ряду паралельних штрихів. Проміжки між штрихами є щілинами.

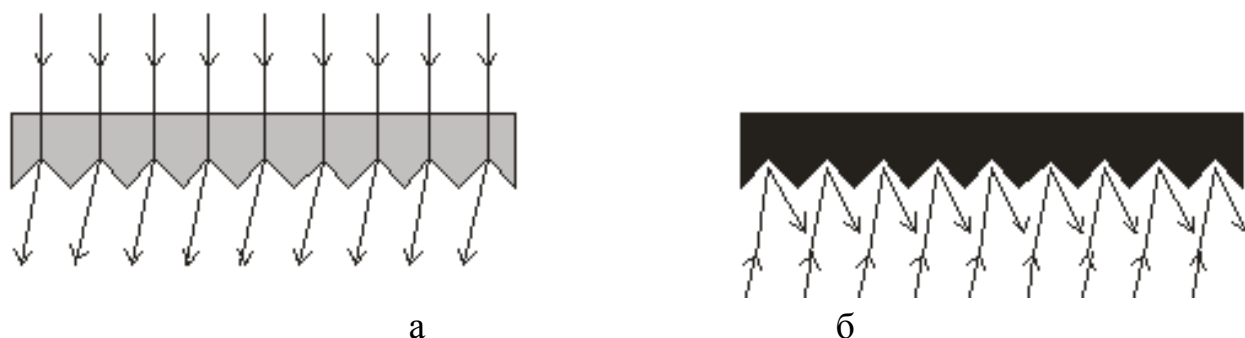


Рисунок 6.12 – Будова фазових дифракційних решіток: а – пропускні; б – відбивні

Якщо площини щілин збігаються з площиною решітки, то вона не створює різниці фаз під час проходження плоскої хвилі. Така решітка називається *амплітудною*. Для амплітудних решіток основна частина світлової енергії зосереджується в спектрі нульового порядку й у процесі переходу до спектрів вищих порядків інтенсивність світла зменшується. Для усунення цього недоліку необхідно змінити розподіл енергії в спектрах вищих порядків. Для цього треба змінити фазу коливань під час проходження плоскої хвилі крізь решітку, що досягається за допомогою решіток, штрихи яких мають певний профіль. Такі решітки називають *фазовими*, оскільки вони змінюють тільки фазу хвилі. Під час проходження (рис. 6.12, а) або відбивання (рис. 6.12, б) світла виникає різниця фаз від одного краю борозни до другого. Це приводить до того, що інтенсивність спектрів вищих порядків збільшується. Такі решітки застосовують в інфрачервоній спектроскопії (*ешелети*). За останні роки створені подібні решітки для видимої та ультрафіолетової ділянок випромінювання (так звані *ешельні* решітки).

6.4 Дифракція в оптикоелектронних приладах

Основними характеристиками будь-якого *спектрального приладу* (зокрема і дифракційного) є його дисперсія і роздільна здатність.

Дисперсія дифракційної решітки – відстань між двома спектральними лініями, що відрізняються на 1 ангстрем ($\text{\AA}$, 10^{-10}м).

Дисперсія D спектрального приладу дорівнює відношенню кутової $d\varphi$ або лінійної dl відстаней між двома сусідніми спектральними лініями спектра порядку m з довжиною хвилі λ до величини цього інтервалу dl .

Кутова дисперсія

$$D_{\varphi} = \frac{d\varphi}{d\lambda} = \frac{m}{d \cos \varphi}, \quad (6.11)$$

де m – порядок спектра.

Отже, кутова дисперсія тим більша, чим вищий порядок m спектра і чим менше період d дифракційної решітки.

Лінійна дисперсія

$$D_l = \frac{dl}{d\lambda} = F \frac{m}{d}, \quad (6.12)$$

де dl – відстань між двома сусідніми хвилями з довжинами $d\lambda$;

F – фокусна відстань лінзи.

Приклад 3. На дифракційну решітку нормально падає паралельний пучок променів з довжиною хвилі $\lambda = 500$ нм. На екрані, паралельному дифракційної решітці і розташованому від неї на відстані $L = 1$ м, виходить дифракційна картина. Відстань між максимумами першого порядку, які спостерігаються на екрані, дорівнює $l = 20,2$ см. Визначити: 1) постійну дифракційної решітки; 2) число максимумів, що даються дифракційною решіткою; 3) максимальний кут відхилення променів.

Скористаємося формулою (8.9), що визначає положення максимумів під час дифракції на решітці. З рис. 6.8 видно, що

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{l/2}{L} = \frac{l}{2L}$$

Зазвичай кут дифракції першого порядку ($m = 1$) малий і можна вважати, що $\operatorname{tg} \varphi = \sin \varphi = \frac{l}{2L}$, тоді $d = \frac{\lambda 2L}{l}$. Підставивши чисельні значення, маємо: $d = 4,95 \cdot 10^{-6}$ м.

Для визначення числа максимумів, що даються дифракційною решіткою, обчислимо максимальний порядок спектра $m_{\max}$, який визначається з умови, що максимальний кут відхилення променів дифракційною решіткою не може перевищувати 90° , тобто $\sin \varphi \leq 1$. Тоді для $m_{\max}$ отримаємо:

$$m_{\max} \leq \frac{d}{\lambda} = \frac{4,95 \cdot 10^{-6}}{500 \cdot 10^{-9}} = 9,9.$$

Оскільки m – обов'язково ціле число, то $m=9$ (округляти до 10 не можна, тому що тоді $\sin \varphi \geq 1$).

Отже, вліво і вправо від центрального (нульового) максимуму буде спостерігатися однакове число максимумів, рівне $m_{\max}$, враховуючи також центральний максимум, отримуємо: $Z=2 m_{\max}+1=19$.

Максимальний кут відхилення променів, відповідних останньому дифракційному максимуму, знайдемо за формулою $\sin \varphi_{\max} = \pm m_{\max} \lambda$. Тобто $\sin \varphi_{\max} = \frac{m_{\max} \lambda}{d} = 0,91$. Звідки потрібне значення кута $\varphi_{\max}=65^{\circ}5'$.

Роздільна здатність R спектрального приладу пов'язана з мінімальною різницею довжин хвиль $\Delta \lambda$ коли дві спектральні лінії, відповідно до довжин хвиль λ_1 і λ_2 візуально сприймаються окремо. Якщо вважати, що максимум плавно переходить в мінімум, то два сусідніх максимуми ми зможемо відрізнити один від одного (відокремити) лише тоді, коли другий максимум починається не раніше за середину першого (рис.6.13, *критерій Релея*).

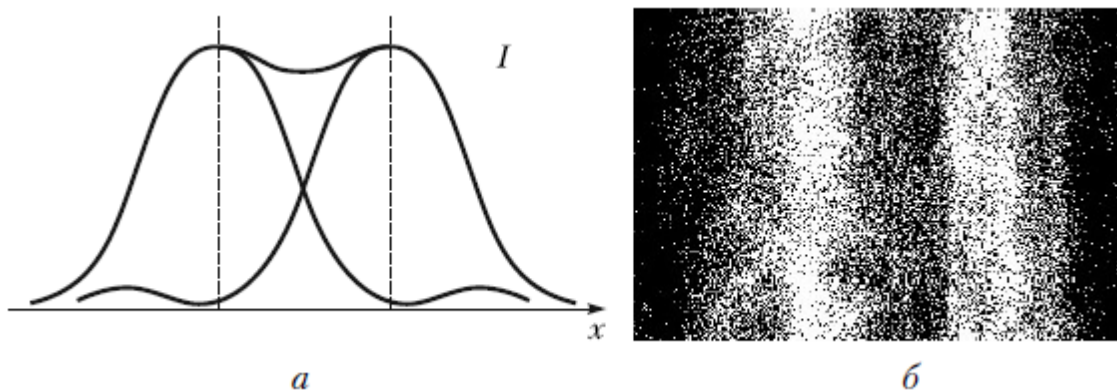


Рисунок 6. 13 – Критерій роздільності Релея

Зрозуміти це допоможе рис. 6.13, а: два сусідніх максимуму на ньому розташовані так, що початок одного лежить на середині іншого. У цей момент наше око зможе розрізнити, що на екрані два максимуму, а не один. Якщо їх зсунути ближче, то максимуми зіллються (рис. 6. 13, б) і око не зможе їх розрізнити, незалежно від оптичного приладу, який ми будемо використовувати.

Згідно з Д. Релеєм, роздільна здатність R спектрального приладу дорівнює

$$R = \frac{\lambda}{\Delta \lambda} = \frac{\lambda}{\lambda_2 - \lambda_1}, \quad (6.13)$$

де λ – середнє значення довжини хвилі для λ_1 і λ_2 :

$$\lambda = \frac{\lambda_1 + \lambda_2}{2}.$$

Можна показати, що для дифракційної решітки значення R дорівнює добутку порядку спектра m на загальне число щілин N

$$R = Nm, \quad (6.14)$$

Роздільна здатність оптичної системи візуалізації – мікроскопа, телескопа або камери – може бути обмежена такими факторами, як дефекти лінз, аберації або розбіжність світлового пучка. Проте існує принциповий ліміт розділення будь-оптичної системи, пов'язана з дифракцією – дифракційна границя.

Дифракційна границя – це мінімальне значення розміру плями (пляма розсіювання), яке можна отримати, фокусуючи електромагнітне випромінювання. Менший розмір плями не дозволяє отримати явище дифракції електромагнітних хвиль. Мінімальну дифракційну границю визначають формулою:

$$d_{min} = \frac{\lambda}{2n}, \quad (6.15)$$

де λ – довжина електромагнітної хвилі у вакуумі;

n – показник заломлення середовища.

Іноді під дифракційною границею розуміється не лінійний, а кутовий розмір, який визначається за критерієм Релея:

$$\psi_{min} = 1.22 \frac{\lambda}{D}, \quad (6.16)$$

де D – апертура оптичного приладу.

Оптична система з роздільною здатністю на теоретичній межі приладу називається *дифракційно-обмеженою*.

Для мікроскопічних приладів обмежена дифракцією просторова роздільна здатність пропорційна довжині світлової хвилі й числовій апертурі об'єктива або джерела освітлення об'єкта, залежно від того, що менше.

Ефективну роздільну здатність мікроскопа можна поліпшити за рахунок бокового освітлення. У звичайних мікроскопах це досягається за рахунок використання конденсора. У просторово некогерентних умовах

зображення сприймається як сукупність зображень, освітлюваних кожною точкою конденсора, кожне з яких покриває різні частини просторових частот об'єкта. Це ефективно покращує розділення не більше ніж удвічі.

Існують методи отримання зображень із більш високою роздільною здатністю, ніж дозволяє просте використання дифракційної оптики. Хоча ці методи покращують деякі аспекти розділення, вони зазвичай призводять до величезного збільшення вартості й складності.

Інший метод, конфокальна мікроскопія, використовує два протилежних об'єктива, щоб подвоїти ефективну числову апертуру, ефективно зменшуючи вдвічі дифракційну межу, збираючи світло, розсіяне вперед і назад. У процесі візуалізації прозорого зразка з комбінацією некогерентного або структурованого освітлення, а також збору як прямого, так і зворотного розсіяного світла можна відобразити всю розсіювальну сферу. На відміну від методів, оснований на локалізації, така система, як і раніше, обмежена дифракційною границею освітлення (конденсор) і збиральної оптики (об'єктив), хоча на практиці може забезпечити значне поліпшення розділення порівняно з традиційними методами. Однак основною перевагою конфокального мікроскопа є не збільшення роздільної здатності відповідно до критерію Релея, а істотне збільшення контрастності.

Джерелом освітлення об'єктів, що досліджуються, у конфокальному мікроскопі є лазер. Промінь лазера з майже ідеальними властивостями поширення можна описати як дифракційно обмежений. Лазерний промінь з обмеженням дифракції, що проходить крізь оптику з обмеженням дифракції, залишиться обмеженим дифракцією і матиме просторову або кутову протяжність, рівну роздільній здатності оптики на довжині хвилі лазера.

Новий підхід до підвищення роздільної здатності дає використання методів оптичної мікроскопії ближнього поля. У ближньопольній оптичній мікроскопії використовуються інші принципи побудови зображення об'єкта, які дозволяють подолати труднощі, пов'язані з дифракцією світла, і реалізувати просторову роздільну здатність на рівні 10 нм і краще. В основі роботи цього приладу використовується явище проходження світла крізь субхвильові діафрагми (отвори з діаметром, набагато меншим за довжину хвилі падаючого випромінювання).

Суперлінзи на основі метаматеріалів можуть отримувати зображення з роздільною здатністю, вищою за дифракційну границю за рахунок розміщення лінзи об'єктива дуже близько (зазвичай на сотні нанометрів) до об'єкта. Однак, оскільки ці методи не можуть відображати зображення за межами однієї довжини хвилі, вони не можуть використовуватися для

зображення об'єктів завтовшки більше ніж одна довжина хвилі, що обмежує їх придатність.

6.5 Дифракція рентгенівських променів

Знання про дифракційні решітки корисні, наприклад, для вивчення кристалів. Кристали можна розглядати як двовимірну дифракційну решітку (рис.6.14).

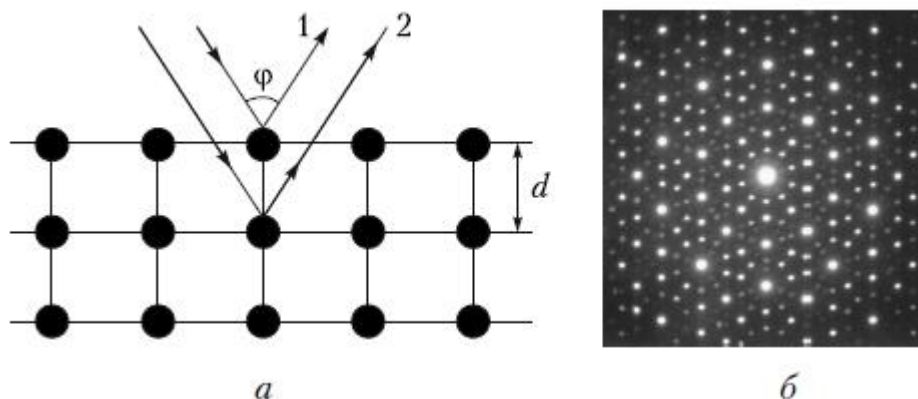


Рисунок 6.14 – Дифракція в кристалах

Вузли в ній розташовані в строгій періодичності, а відстані між ними можна вважати щілинами решітки. Умови максимуму і мінімуму (6.7) – (6.8) в цьому випадку правомірні. Правда, у випадку з кристалами під b потрібно розуміти не ширину щілини, а відстань між сусідніми шарами кристала. Інтерферують промені 1 і 2, отже, різниця ходу між ними є $2d \sin \varphi$ і положення максимумів на дифракційній картині визначається формулою Брегга – Вульфа:

$$2d \sin \varphi = m\lambda. \quad (6.17)$$

Світлова хвиля видимого діапазону не пройде крізь кристалічну решітку, оскільки відстань між вузлами решітки занадто мала, менша за довжину хвилі видимого спектру. Але коротка хвиля, наприклад, рентгенівська, цілком здатна пройти між вузлами. Отже, можна спостерігати дифракційну картину, створену рентгенівськими променями.

За дифракційною картиною (рис.6.14, б) можна зробити висновки про довжину хвилі джерела і про період дифракційної решітки (кристала). Отже, дифракція рентгенівських променів на кристалах використовується в рентгенівській спектроскопії для вивчення спектрального складу

рентгенівського випромінювання, а також у рентгеноструктурному аналізі для вивчення структури кристалів.

Контрольні запитання та задачі

1. На діафрагму з круглим отвором падає нормально паралельний пучок монохроматичного світла ($\lambda = 600 \text{ нм}$). На екрані спостерігається дифракційна картина. За умови якої найбільшої відстані між діафрагмою та екраном у центрі дифракційної картини ще буде спостерігатися мінімум освітленості? Діаметр отвору $1,96 \text{ мм}$.

2. На яку довжину хвилі в спектрі другого порядку накладається фіолетова лінія ($\lambda = 0,4 \text{ мкм}$) спектра третього порядку, якщо на дифракційну решітку падає нормально паралельний пучок білого світла?

3. На дифракційну решітку, що містить 500 штрихів на міліметр, падає нормально біле світло. Визначити довжину спектра першого порядку на екрані, якщо відстань від решітки до екрана 1 м . Границі видимого спектра: $\lambda_{\text{кр}} = 780 \text{ нм}$, $\lambda_{\text{ф}} = 400 \text{ нм}$.

4. На дифракційну решітку, що має 5000 штрихів на 1 см , падає нормально паралельний пучок білого світла. Знайти різницю кутів відхилення кінця першого і початку другого порядків спектра. Довжини червоних і фіолетових хвиль прийняти рівними 760 нм і 400 нм .

5. Дифракційна картина спостерігається на відстані X від точкового джерела монохроматичного світла ($\lambda = 600 \text{ нм}$). На відстані $0,3 \cdot X$ від джерела розміщена кругла непрозора перепона діаметром 1 мм . Чому дорівнює відстань X , якщо перешкода закриває тільки центральну зону Френеля?

6. Знайти найбільший порядок спектра для ліній із довжинами хвиль 400 нм і 600 нм , якщо постійна дифракційної решітки дорівнює 5 мкм . Скільки штрихів на 1 см має така решітка?

7. Між точковим джерелом світла й екраном помістили діафрагму з круглим отвором, радіус r якого можна змінювати. Відстані від діафрагми до джерела й екрана рівні $a = 100 \text{ см}$ і $b = 125 \text{ см}$. Визначити довжину хвилі світла, якщо максимум освітленості в центрі дифракційної картини на екрані спостерігається за умови $r_1 = 1,0 \text{ мм}$ і наступний, якщо $r_2 = 1,29 \text{ мм}$.

8. На круглий отвір діаметром $d = 4 \text{ мм}$ падає нормально паралельний пучок променів ($\lambda = 0,5 \text{ мкм}$). Точка спостереження розташована на осі отвору на відстані $b = 2 \text{ м}$ від нього. Скільки зон Френеля вкладається в отворі? Мінімальна або максимальна освітленість плями вийде в центрі дифракційної картини, якщо в місці спостереження помістити екран?

9. Чому в центрі дифракційної картини, яка одержується під час дифракції Фраунгофера на щілині, завжди спостерігається максимум інтенсивності світла?

10. За якої умови інтерференційні максимуми перетворюються на дифракційні спектри?

7 ІНТЕРФЕРЕНЦІЯ СВІТЛА ТА ІНТЕРФЕРЕНЦІЙНІ ПРИЛАДИ ТА ВИМІРЮВАННЯ

7.1 Інтерференція світла й методи її спостереження

Інтерференція – це перерозподіл світлового потоку, унаслідок якого виникають максимуми і мінімуми інтенсивності.

Необхідними умовами спостереження інтерференції є монохроматичність і когерентність. Монохроматичність виникає тоді, коли дві (або декілька) хвилі мають однакову частоту ν (і, отже, довжину хвилі λ). Когерентність виникає в тому випадку, якщо зсув фаз між двома (або кількома) хвилями не змінюється з часом.

На перший погляд, здається, якщо два джерела монохромні, то і зсув фаз між хвилями від цих джерел не змінюється. Але це не зовсім так. Уявіть, що хвилі поширюються в різних середовищах і, отже, з різними швидкостями. У цьому випадку вони можуть бути монохромними, але не когерентними. Найпростіший спосіб отримати монохроматичну хвилю – розділити одну хвилю на дві, наприклад, за допомогою дзеркала. Тепер дві хвилі підуть різними шляхами L_1 і L_2 і, дійшовши до точки спостереження, набудуть різниці ходу.

Різниця ходу визначається за формулою

$$\Delta = L_2 - L_1. \quad (7.1)$$

Якщо врахувати, що хвилі могли поширюватися в різних середовищах із різними показниками заломлення n_1 і n_2 , то їхня оптична різниця ходу є

$$\Delta = L_2 n_2 - L_1 n_1. \quad (7.2)$$

У разі потрапляння в одну точку когерентні монохроматичні хвилі будуть складатися одна з одною, але результат їхнього складання буде залежати від амплітуди кожної хвилі в цій точці.

Якщо дві хвилі однакової частоти знаходяться в одній фазі (іншими словами, зсув фаз між ними $\Delta\varphi = 0$, або різниця ходу між ними $\Delta = 0$), то

результатом складання буде збільшення амплітуди результуючої хвилі (рис. 7.1, а). Якщо ж такі хвилі знаходяться в протифазі (тобто зсув фаз між ними $\Delta\phi = \pi$), то результатом складання буде зменшення амплітуди результуючої хвилі, можливо навіть до нуля (рис. 7.1, б).

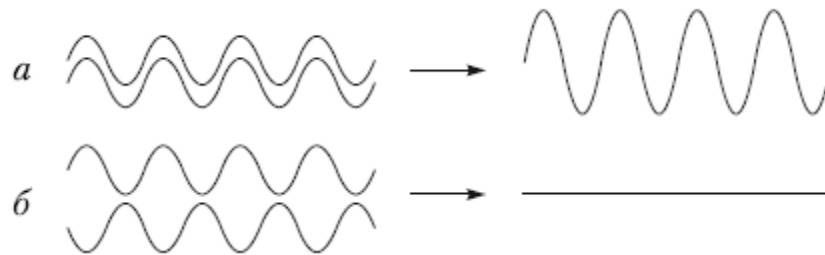


Рисунок 7.1 – Складання двох хвиль: а) в одній фазі; б) у протифазі

Різниця ходу $\Delta = 0$ означає, що дві хвилі не мають зсуву або зсунуті один щодо одного на ціле число довжин хвиль $n\lambda$, де n – будь-яке ціле число. Навпаки, хвилі в протифазі мають бути зсунуті один щодо одного на половину періоду (за часом) або на половину довжини хвилі (за відстанню), тобто на $\lambda/2$, а точніше, на будь-яке непарне число таких половин $((2n + 1)\lambda/2)$. Величину $\lambda/2$ прийнято називати довжиною напівхвилі.

Тепер можна сформулювати дві найважливіші умови хвильової оптики.

Умова максимуму. Максимум інтенсивності спостерігається в тих точках, в яких оптична різниця ходу двох хвиль дорівнює цілому числу довжин хвиль:

$$\Delta = n\lambda, \quad (7.3)$$

де $n = 0, 1, 2, 3 \dots$

Існує й інше формулювання: максимум інтенсивності спостерігається в тих точках, в яких оптична різниця ходу двох хвиль дорівнює парним числам довжин півхвиль:

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

Умова мінімуму. Мінімум інтенсивності спостерігається в тих точках, в яких оптична різниця ходу двох хвиль дорівнює непарному числу довжин півхвиль

$$\Delta = (2n + 1) \frac{\lambda}{2}, \quad (7.4)$$

Максимуми і мінімуми видно на інтерференційних картинах у вигляді чергування світлих і темних смуг різної форми (рис. 7.2).

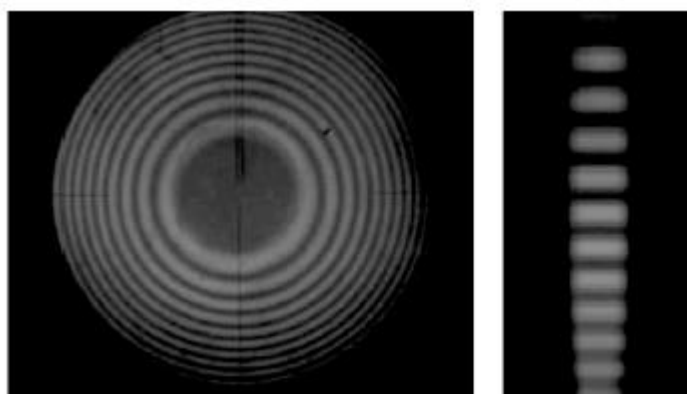


Рисунок 7.2 – Приклади інтерференційних картин

Ширина інтерференційної смуги є відстанню між двома сусідніми максимумами або мінімумами. Якщо є два монохроматичні джерела S_1 і S_2 (рис. 7.3), відстань між якими d , то координата x точки спостереження P на інтерференційній картині пов'язана з різницею ходу променів Δ співвідношенням, яке нескладно отримати геометрично:

$$\Delta = \frac{nx d}{L}, \quad (7.5)$$

де n – показник заломлення середовища;

L – відстань від джерела до екрана.

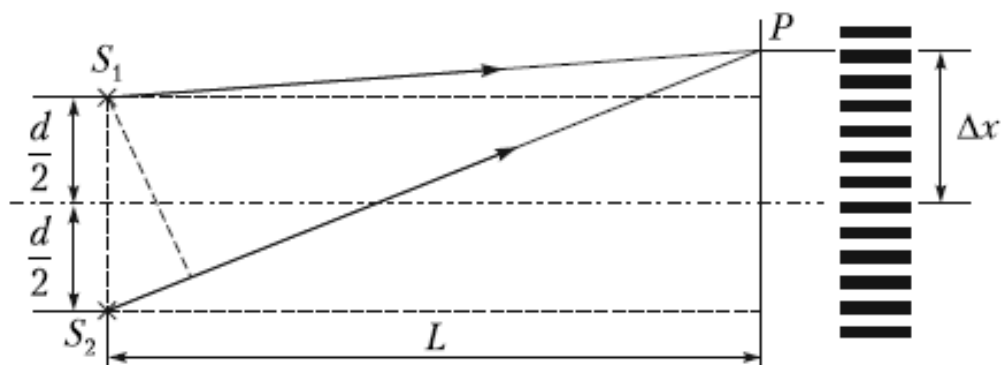


Рисунок 7.3 – Ілюстрація до розрахунку ширини інтерференційної смуги

Підставивши останній вираз в умову максимуму (7.3) або в умову мінімуму (7.4) для двох сусідніх максимумів (або мінімумів) з номерами n і $(n - 1)$, отримаємо, що ширина інтерференційної смуги дорівнює

$$\Delta x = \frac{L\lambda}{nd}, \quad (7.6)$$

Умова чіткої видимості. Якщо d в знаменнику буде занадто великим, то Δx буде занадто малим. Це означає, що в разі великої відстані між джерелами ширина інтерференційної картини зменшується, і сама картина може бути погано видимою. Тому однією з умов чіткої видимості інтерференційної картини є максимально можлива близькість джерел одне до одного.

Крім того, якщо $L \approx d$, то вийде, що $\Delta x \approx \lambda$. Це означає, що якщо точка спостереження знаходиться близько до джерела, то ширина інтерференційної картини стає порівняною з довжиною світлової хвилі (кілька сотень нанометрів) і картина знову стане нерозрізною. Тоді другою умовою чіткої видимості є $d \ll L$, тобто відстань від екрана до джерела має бути набагато більшою, ніж відстань між джерелами.

Дослід Юнга (метод Юнга) став першим експериментальним доказом хвильової природи світла. Юнг взяв монохромне джерело світла S (рис. 7.4), розмістив його за шторкою, в якій був зроблений тонкий проріз (A).

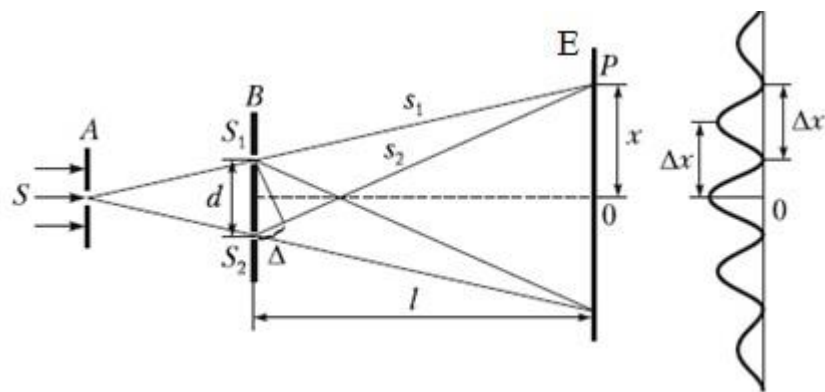


Рисунок 7. 4 – Дослід Юнга

Далі поставив другу шторку (B) з двома прорізами (S_1 і S_2), розділивши потік на два. За шторками розмістився екран (E), на якому спостерігалася інтерференційна картина у вигляді темних і світлих смуг, що чергуються. Дослід Юнга можна повторити не з прорізами, а з малими отворами. В цьому випадку зміниться лише геометрія інтерференційної картини – з'являться концентричні інтерференційні кільця.

Дзеркала Френеля (бідзеркала). О. Френель спостерігав інтерференцію за допомогою двох дзеркал (рис. 7.5). Монохроматичне джерело світла S відбивається в двох плоских дзеркалах Z_1 і Z_2 , розташованих під кутом, близьким до 180° . Насправді, кутом між дзеркалами Френеля називають прилеглий кут φ , який має бути малий. Уявні джерела S_1 і S_2 , що відбиваються в дзеркалах, створюють потоки світла, які накладаються один на одного в ділянці D . Між джерелом S і екраном E поставлена ширма B , щоб світло від джерела не попадало на екран. В ділянці D спостерігається інтерференційна картина.

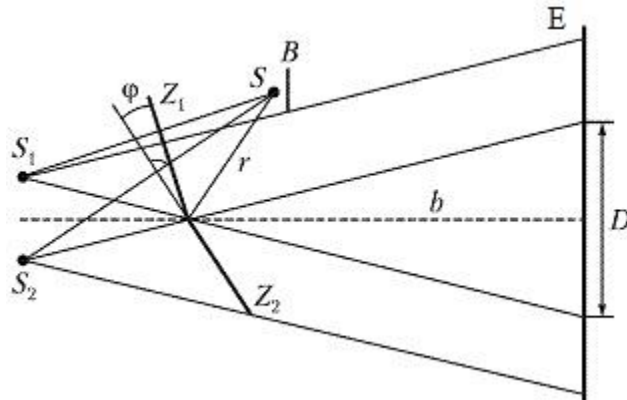


Рисунок 7. 5 – Бідзеркала Френеля

Ширина інтерференційної смуги в цьому випадку може бути визначена за формулою:

$$\Delta x = \frac{L\lambda}{nd} = \frac{r+b}{2r\varphi n} \lambda, \quad (7.7)$$

де n – показник заломлення середовища;

r – відстань від джерела S до лінії перетину дзеркал;

b – відстань від лінії перетину дзеркал до екрану;

$\varphi \approx \sin \varphi$ – кут між дзеркалами.

Цей кут має бути малим для дотримання умови чіткої видимості інтерференційної картини. У разі великого значення кута φ відстань між уявними джерелами S_1 і S_2 збільшується, що і порушує умову чіткої видимості.

Ділянка перекриття D має розмір:

$$D = 2btg\varphi \approx 2\varphi, \quad (7.8)$$

Розділивши довжину ділянки перекриття на ширину інтерференційної смуги, отримаємо вираз для максимального числа інтерференційних смуг:

$$N = \frac{4n b r \varphi^2}{\lambda(r+b)}, \quad (7.9)$$

Біпризма Френеля є виготовленими зі скла призмами, з'єднаними однією гранню (рис. 7.6). Зазвичай біпризма виготовляється з цільного скла. За нею розташоване джерело S. Найчастіше джерелом є щілина, освітлена монохроматичним світлом. Біпризма дає два уявних джерела S_1 і S_2 , світло від яких перетинається на екрані.

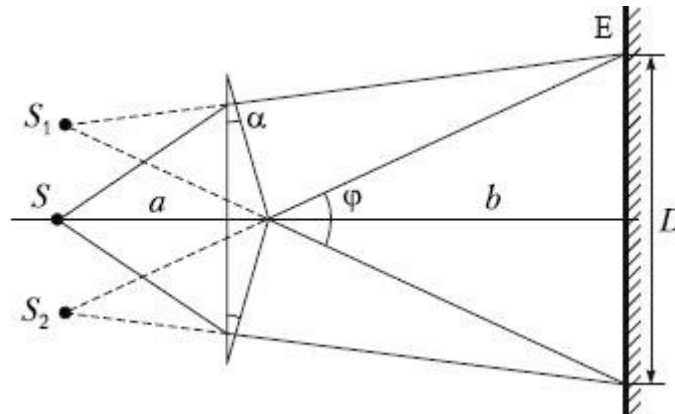


Рисунок 7. 6 – Біпризма Френеля

Ширина інтерференційної смуги в цьому випадку визначається виразом

$$\Delta x = \frac{a+b}{2a(n-1)\alpha} \lambda, \quad (7.10)$$

де a – відстань від джерела до біпризми;

b – відстань від біпризми до екрану;

α – кут призми;

n – показник заломлення матеріалу призми.

У цій формулі для простоти вважаємо, що показник заломлення навколишнього середовища $n = 1$, щоб не заплутатися з однаковими позначками.

Ділянка перекриття має протяжність

$$D = 2b\varphi \approx 2b(n-1)\alpha. \quad (7.11)$$

Максимальне число інтерференційних смуг:

$$N = \frac{4ab(n-1)^2 \alpha^2}{\lambda(a+b)}. \quad (7.12)$$

Приклад рішення задачі. Дано: в досліді Юнга на шляху одного з променів поставили скляну пластину з показником заломлення n . При цьому інтерференційна картина на екрані змістилася на k смуг. Довжина хвилі світла дорівнює λ . Визначити товщину пластини d .

Рішення: з одного боку, оптична різниця ходу двох променів дорівнює

$$\Delta = nd - d = d(n-1).$$

З іншого боку, зміщення на k смуг говорить про те, що $\Delta = k\lambda$.

Прирівнявши обидва вирази, отримаємо

$$d(n-1) = k\lambda \Rightarrow d = \frac{k\lambda}{n-1}.$$

7.2 Інтерференція світла на тонких плівках

Інтерференція може спостерігатися і під час відбиття світла від тонких плівок. Розглянемо приклад (рис. 7.7): світло від монохромного джерела S падає під кутом α до поверхні плівки. У точці A промінь частково заломлюється під кутом β , а частково відбивається від поверхні в напрямку точки D .

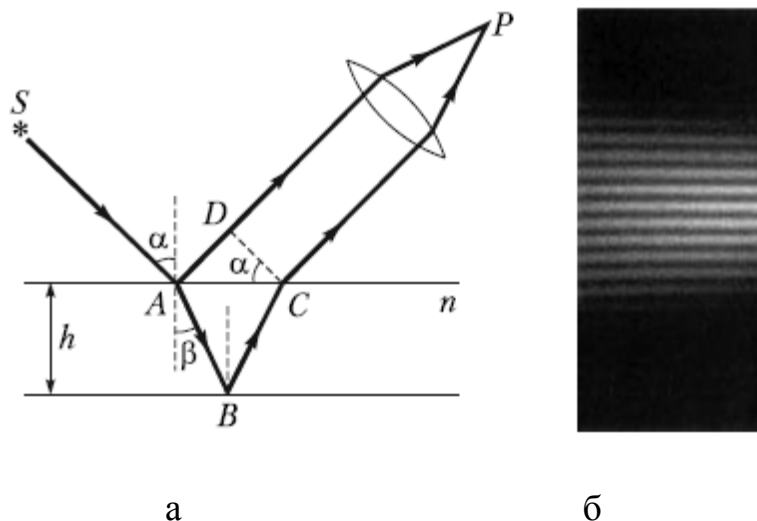


Рисунок 7.7 – Виникнення інтерференційних смуг у процесі проходження світла крізь плоскопаралельну пластинку: а – схема; б – смуги рівного нахилу

Промінь, відбитий від внутрішньої поверхні плівки (точка B), потрапляє на зовнішню поверхню плівки (точка C) і, заломлений, і виходить з плівки в напрямку спостерігача P . Отже, і в точці A , і в точці C складаються одна з одною дві хвилі: що падає від джерела і відбита від внутрішньої поверхні плівки. Це призводить до того, що в точці спостереження

з'являється інтерференційна картина. Її називають *смугами рівного нахилу* (рис. 7.7, б).

По обидва боки від пластинки знаходиться одне і те саме середовище з показником заломлення n_1 ($n_2 > n_1$). Від пластинки відбиваються два паралельних пучка світла. Один утворився за умови відбиття від верхньої поверхні пластинки, другий – від нижньої поверхні. В процесі входу в пластинку і виходу з неї другий пучок зазнає заломлення. Крім цих двох пучків, від пластинки вгору підуть пучки, що виникають унаслідок трьох-, п'яти- і т. д. кратного відбиття від поверхонь пластинки. Однак, з огляду на їхню малу інтенсивність, брати до уваги ці пучки не будемо. Знайдемо оптичну різницю ходу цих двох променів за формулою (7.1):

$$\Delta = L_2 - L_1,$$

де L_1 – оптична довжина шляху променю 1;

L_2 – оптична довжина шляху променю 2.

У процесі відбиття від оптично більш щільного середовища фаза хвилі змінюється на протилежну. Тобто у відбитій хвилі максимум перетворюється в мінімум і навпаки (рис. 7.8).

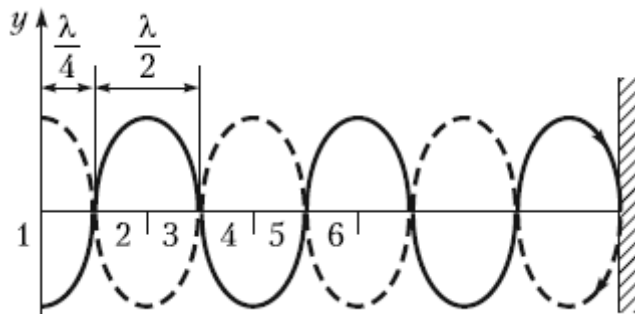


Рисунок 7. 8 – Зміна фази відбитої хвилі

Завдяки тому, що промінь 1 відбивається від оптично більш щільного середовища, то при відбитті відбувається зміна фази коливань на π . Щоб врахувати ці зміни, необхідно ввести додаткову різницю ходу $\lambda/2$ (втрата напівхвилі):

$$L_1 = n_1 \cdot AD - \frac{\lambda}{2}; \quad (7.13)$$

$$L_2 = n_2 \cdot (AB + BC) = 2n_2 \cdot AB; \quad (7.14)$$

$$\Delta = L_2 - L_1 = 2n_2 \cdot AB - n_1 \cdot AD + \frac{\lambda}{2}. \quad (7.15)$$

Аналіз трикутників ANB та BNC дає співвідношення:

$$AB = \frac{h}{\cos\beta}, \quad AD = AC \sin\alpha = 2AN \sin\alpha = 2htg\beta \sin\alpha.$$

У такому випадку оптична різниця ходу визначається за формулою:

$$\Delta = L_2 - L_1 = 2n_2 \frac{h}{\cos\beta} - n_1 \cdot 2htg\beta \sin\alpha + \frac{\lambda}{2} = \frac{2h}{\cos\beta} (n_2 - n_1 \sin\beta \sin\alpha) + \frac{\lambda}{2}. \quad (7.16)$$

Із закону заломлення світла ($n_1 \sin\alpha = n_2 \sin\beta$) витікає рівняння:

$$\sin\alpha = \frac{n_2}{n_1} \sin\beta. \quad (7.17)$$

З урахуванням закону заломлення:

$$\Delta = \frac{2h}{\cos\beta} (n_2 - n_1 \sin^2\beta) + \frac{\lambda}{2} = \frac{2hn_2}{\cos\beta} \cos^2\beta + \frac{\lambda}{2} = 2hn_2 \cos\beta + \frac{\lambda}{2}. \quad (7.18)$$

У разі заміни $\cos\beta$ на синус того самого кута отримуємо:

$$\cos\beta = \sqrt{1 - \sin^2\beta} = \sqrt{1 - \left(\frac{n_1}{n_2} \sin\alpha\right)^2} = \frac{1}{n_2} \sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2\alpha}.$$

Тоді оптична різниця ходу може бути знайдена з рівняння:

$$\Delta = 2hn_2 \cos\beta + \frac{\lambda}{2} = 2h\sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2\alpha} + \frac{\lambda}{2}. \quad (7.19)$$

Якщо $n_1=1$ (наприклад повітря), то оптична різниця ходу буде дорівнювати:

$$\Delta = 2h\sqrt{n_2^2 - \sin^2\alpha} + \frac{\lambda}{2}. \quad (7.20)$$

Якщо пластина плоскопаралельна ($d = \text{const}$), то, згідно з формулою (7.20), оптична різниця ходу променів залежить від їхнього кута падіння α на пластину. Інтерференційні смуги, що виникають унаслідок накладання відбитих променів, які відповідають променям, що падають на

плоскопаралельну пластину під однаковими кутами α , називаються *смугами рівного нахилу*.

Якщо $\Delta = 2m \frac{\lambda}{2}, m = 1, 2, \dots$, то під час відбиття спостерігатиметься посилення інтенсивності світла (умова максимуму). Товщина плівки в цьому разі дорівнюватиме:

$$2m \frac{\lambda}{2} = 2h\sqrt{n_2^2 - \sin^2 \alpha} + \frac{\lambda}{2} \Rightarrow h = \frac{(2m-1)\lambda}{4\sqrt{n_2^2 - \sin^2 \alpha}} \quad (7.21)$$

Якщо $\Delta = (2m - 1) \frac{\lambda}{2}, m = 1, 2, \dots$, то під час відбиття світлі спостерігатиметься послаблення інтенсивності світла (умова мінімуму). Товщина плівки в цьому випадку дорівнюватиме:

$$(2m - 1) \frac{\lambda}{2} = 2h\sqrt{n_2^2 - \sin^2 \alpha} + \frac{\lambda}{2} \Rightarrow h = \frac{m\lambda}{4\sqrt{n_2^2 - \sin^2 \alpha}}. \quad (7.22)$$

У світлі, що проходить, відбиття світла відбуватиметься від оптично менш щільного середовища, тому втрати напівхвилі не буде, і оптична різниця ходу визначатиметься за формулою

$$\Delta = 2h\sqrt{n_2^2 - \sin^2 \alpha}. \quad (7.23)$$

Навіть якщо дотримані всі необхідні умови для спостереження інтерференції, картина може бути не видимою або видимою не чітко, якщо не виконані умови часової та просторової когерентності.

Часова когерентність характеризує збереження взаємної когерентності за умови часового відставання одного з променів щодо іншого. Мірою часової когерентності слугує *час когерентності* τ :

$$\tau \sim \frac{\lambda^2}{c\Delta\lambda}, \quad (7.24)$$

де c – швидкість світла.

Власне, час когерентності – це максимально можливий час відставання одного променя від іншого, коли їхня взаємна когерентність ще зберігається. Часова когерентність визначається ступенем монохроматичності. Отже, умову часової когерентності можна записати як:

$$\Delta \leq \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda} \quad (7.25)$$

де $\Delta\lambda$ – різниця довжин хвиль, викликана порушенням монохроматичності.

Другою умовою виразної видимості інтерференції є *просторова когерентність* – когерентність коливань, які відбуваються в один і той самий момент часу, але в різних точках площини. За умови певної відстані від джерел оптична різниця ходу буде такою, що фази двох хвиль відрізнятимуться. У свою чергу, оптична різниця ходу – це час когерентності, помножений на швидкість хвилі, тобто

$$\Delta < c\tau < \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda}. \quad (7.26)$$

Розглянемо різні інтерференційні картини (рис. 7.9).

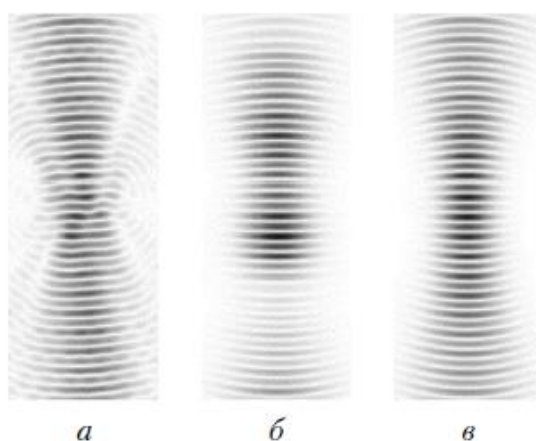


Рисунок 7.9 – Ілюстрація просторової та часової когерентності хвиль

На рис. 7.9, а наведений приклад інтерференційної картини з поганою просторовою когерентністю, але високою часовою когерентністю. Спостерігається значна деформація фронту хвилі.

На рис. 7.9, б показаний випадок поганої тимчасової когерентності, але високої просторової. Видно, що фаза хвилі змінюється вздовж напрямку її поширення. Нарешті, рис. 7.9, в показує високу просторову і високу часову когерентності. Спостерігається чітка інтерференційна картина.

Отже, для дотримання часової когерентності в тонких плівках оптична різниця ходу променів не має перевищувати довжину когерентності, тобто

$$\Delta = 2b \leq \frac{\lambda}{\Delta\lambda}, \quad (7.27)$$

де b – товщина плівки.

Вважаючи, що довжина хвилі видимого спектра лежить у межах $\lambda = (400 \div 700)$ нм, отримуємо, що товщина плівки не може перевищувати $b \leq 0,1$ мм.

Інтерференція на плівці змінної товщини. Хід променів у плівці змінної товщини (клині) аналогічний ходу променів в плоскопаралельній плівці. Різниця лише в тому, що тут інтерферують зовсім інші промені – ті, які впали на пластину під одним кутом. Інтерференційна картина, яка спостерігається у цьому випадку, називається *смугами рівної товщини* (рис. 7.10).

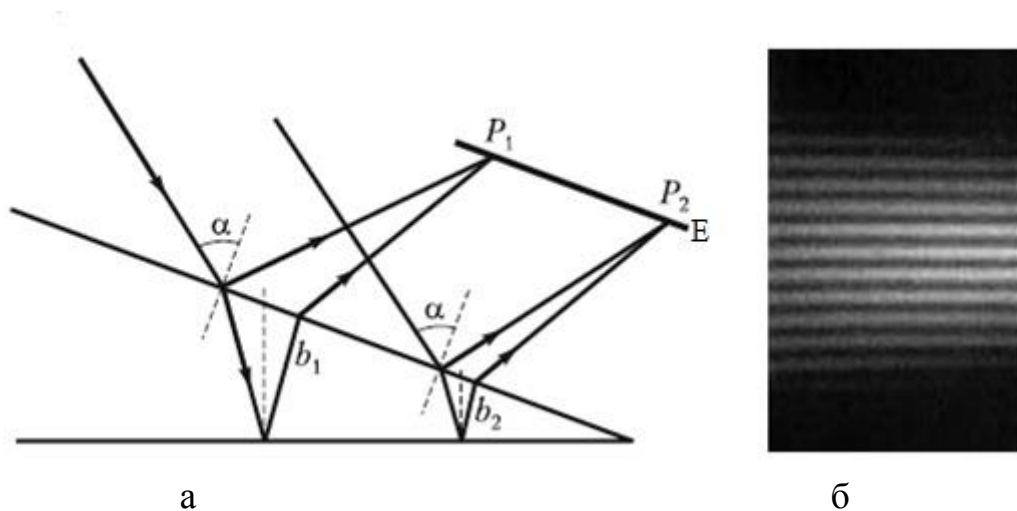


Рисунок 7.10 – Інтерференція на плівці змінної товщини:

а – схема; б – смуги рівної товщини

Термін «смуги рівного нахилу» необхідно розуміти як «смуги рівного нахилу падаючих променів». Тобто інтерферують у цьому випадку ті промені, які впали на плоскопаралельну пластину під одним кутом. Промені ж, що впали під іншим кутом, теж будуть інтерферувати між собою і дадуть наступну смугу інтерференції. Отже, джерело тут має бути точковим, а кути падіння променів – різними.

Також термін «смуги рівної товщини» треба розуміти як «смуги рівної товщини клина». Інтерференційну смугу тут будуть давати ті промені, які вийшли з певних точок, в яких у клині однакова товщина. Тут фронт хвилі має бути плоским, а кути падіння променів на клин – однаковими.

7.3 Просвітлення оптики

Одним із важливих завдань, що виникають у процесі створення різних оптичних і антенних пристроїв НВЧ-діапазону, є зменшення втрат інтенсивності світла, потужності потоку електромагнітної енергії під час відбиття від поверхонь лінз, обтічників антен та інших приладів, які використовуються для перетворень світлових і радіохвиль у різноманітних приладах фотоніки, оптоелектроніки й радіоелектроніки. Це дуже важливо для складних оптичних систем з великим числом заломлювальних поверхонь, де навіть за умови малого коефіцієнта відбиття ($R \approx 0,04$) накопичуються значні втрати світла.

Для *просвітлення оптики*, сутність якого полягає в тому, щоб ліквідувати шкідливе відбиття світла від поверхонь лінз у складних оптичних системах, широко використовується явище інтерференції. Для того щоб збільшити освітленість (яскравість) зображення в оптичному приладі, можна за допомогою інтерференції світла погасити відбиті промені. Для цього на поверхню лінзи наносять тонку плівку, у якій показник заломлення менший, ніж показник заломлення скла лінзи ($n < n_{\text{ск}}$). У цьому випадку поряд з променем 2, відбитим від поверхні лінзи, виникає промінь 1, відбитий від поверхні плівки (рис. 7.11).

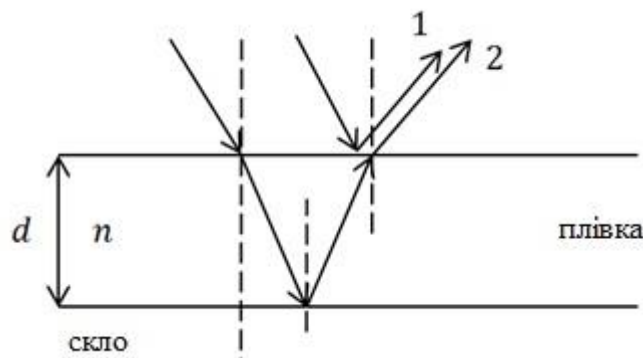


Рисунок 7.11 – Просвітлювальне покриття на оптичній деталі

Для того, щоб відбувалось гасіння відбитої хвилі, амплітуди обох хвиль мають бути рівні, а фази відрізнятись на 180° . Необхідне співвідношення між фазами $\Delta\delta$ відбитих хвиль забезпечують вибором товщини плівки d , кратній непарному числу чвертей довжини хвилі світла, що проходить крізь розглянуту деталь:

$$(2m + 1) \frac{\lambda}{2} = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} \Rightarrow d = \frac{(2m + 1)\lambda}{2 \cdot \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}}. \quad (7.28)$$

У цьому випадку відбувається перерозподіл світлової енергії, і вона вся проходить у лінзу, відбитої хвилі не буде. Як видно з виразу (7.28), товщина плівки визначається довжиною хвилі падаючого випромінювання. Тому вибирають умови повного гасіння під час відбиття найбільш чутливих для ока променів зеленого кольору. У цьому випадку інші хвилі видимого діапазону будуть частково відбиватися, і тому просвітлені лінзи забарвлені у фіолетово-червоні кольори.

Традиційним матеріалом для одношарової плівки, що просвітлює, є фторид магнію, що має відносно низький ($n_{\text{ск}} = 1,38$) показник заломлення і гарні механічні властивості, корозійну стійкість. В разі просвітління фторидом магнію кронового скла з показником заломлення $n_{\text{ск}} = 1,57$, шар фториду магнію може знизити коефіцієнт відбиття з приблизно 4 % до 1,5 % за умови нормального падіння світла. На флінтовому склі з показником заломлення близько 1,9 чвертьхвильова плівка фториду магнію може зменшити відбиття практично до нуля для однієї заданої довжини хвилі світла.

Зараз (2021 р.) одношарове просвітлення (головна його перевага – невисока вартість) використовується тільки в недорогих оптичних системах і в лазерній оптиці, що призначена для роботи у вузькому спектральному діапазоні й принципово не вимагає просвітлення в широкому спектральному діапазоні. Застосування більш складних тришарових покриттів дозволяє отримати порівняно високе пропускання в більш широкій ділянці спектра.

Недолік одношарового просвітлювального покриття можна подолати, застосовуючи багатошарові інтерференційні покриття.

Створення високовідбивних покриттів стало можливим лише на основі *багатопроменевої інтерференції*. На відміну від двопроменевої інтерференції, яку ми розглядали дотепер, багатопроменева інтерференція виникає в разі накладення великого числа когерентних світлових пучків. Розподіл інтенсивності в інтерференційній картині істотно різниться; інтерференційні максимуми значно вужчі та яскравіші, ніж за умови накладення двох когерентних світлових пучків. Так, результуюча амплітуда світлових коливань однакової амплітуди в максимумах інтенсивності, де складання відбувається в однаковій фазі, в N раз більша, а інтенсивність в N^2 разів більша, ніж від одного пучка (N – число пучків, що інтерферують). Відзначимо, що для знаходження результуючої амплітуди зручно користуватися графічним методом, використовуючи метод обертового вектора амплітуди. Багатопроменева інтерференція здійснюється в дифракційній решітці.

Багатопротеневу інтерференцію можна здійснити в багатотаровій системі плівок, що чергуються, з різними показниками заломлення (але однаковою оптичною товщиною, яка дорівнює $\lambda_0/4$), нанесених на поверхню, що відбиває (рис. 7.12).

Якщо оптична товщина всіх шарів однакова і дорівнює $\lambda_0/4$, то відбиті їхніми межами хвилі перебувають в однаковій фазі і внаслідок інтерференції підсилюють один одного. Такі багатотарові діелектричні покриття дають високу відбивну здатність тільки в обмеженій ділянці довжин хвиль поблизу значення λ_0 , для якого оптична товщина шарів дорівнює $\lambda_0/4$.

Такий «листовий пиріг» називають діелектричним дзеркалом, багатотаровим дзеркалом, або ж розподіленим бреггівським відбивачем (англійською distributed Bragg reflector, DBR). «Розподілений» він тому, що відбиття відбувається не на одній поверхні, а відразу на декількох. Коефіцієнт відбиття може досягати 99,99 %, а тому порівняно з металевими дзеркалами втрати знижуються на 2...3 порядки.

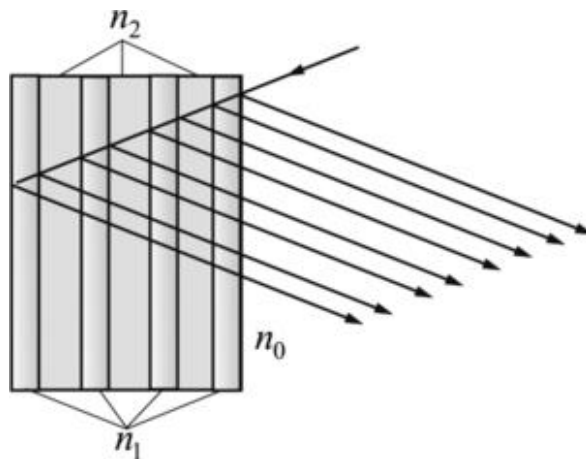


Рисунок 7.12 – Багатотарове покриття

Зазвичай наносять від 5 до 15 шарів сульфїду цинку (ZnS , $n_1=2,3$) і кріолїту (Na_3AlF_6 , $n_2=1,32$). Із сімома шарами легко домогтися $R = 0,9$ (якщо коефіцієнт пропускання $\approx 3,5$ % і коефіцієнт поглинання $< 0,5$ %) у спектральній ділянці завширшки близько 50 нм. Для отримання коефіцієнта відбиття $R = 0,99$ треба нанести 11...13 шарів. Такі дзеркала застосовують у лазерних резонаторах (рис. 7.13), а також для створення інтерференційних світлофільтрів (вузькосмугових оптичних фільтрів).

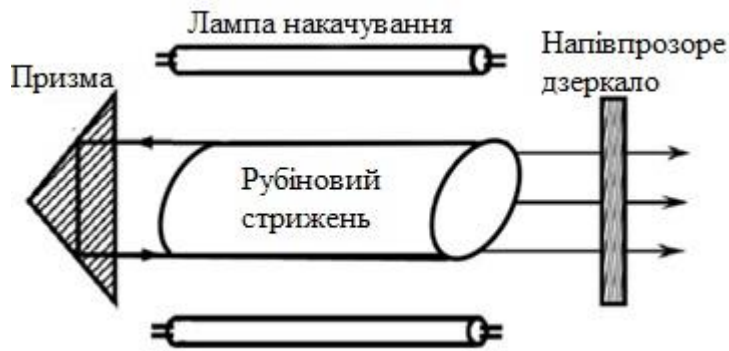


Рисунок 7.13 – Використання багат шарових діелектричних покриттів в лазерних резонаторах

Різниця показників заломлення шарів, якщо можливо, має бути максимальною. Наприклад, крім зазначених вище сульфїду цинку та кріолїту, чергують шари сульфїду цинку (ZnS , $n_1=2,3$) і фториду літію (LiF , $n_2 = 1,3$). Більш міцні покриття виготовляють із рутилу (TiO_2 , $n_1 = 2,3$) і кварцового скла (SiO_2 , $n_2 = 1,46$).

Виробництво діелектричних дзеркал ґрунтується на різних методах нанесення тонких плівок. Найбільш поширеними є методи хімічного парофазного осадження, фізичного парофазного осадження, яке здійснюється у високовакуумних камерах за допомогою щільних високоенергетичних електронних або іонних пучків, іонне осадження. Хімічне осадження здійснюється за допомогою молекулярно-променевої епітаксії

Контрольні запитання та завдання

1. За яких умов спостерігається інтерференція?
2. Яку величину називають часом когерентності? Довжиною когерентності? Який зв'язок між ними?
3. Для чого вводяться поняття часової та просторової когерентності?
4. Яка умова максимумів інтерференції?
5. Яка умова мінімумів інтерференції?
6. Чому в центрі інтерференційної картини іноді спостерігається темна пляма, іноді світла?
7. Як пояснити виникнення інтерференційних кілець?
8. Де щільніше розташовані інтерференційні кільця – в центрі або на периферії і чому?
9. Що таке лінії рівної товщини та лінії рівного нахилу?
10. Що таке інтерференція в тонких плівках?

11. Чи можна отримати інтерференційну картину від двох незалежних лазерів? Від двох електроламп?
12. Охарактеризуйте інтерференцію в тонких плівках.
13. Як зміняться діаметри кілець, якщо лінзу з екраном і пластинку занурити у воду?
14. У тонкій клиноподібній пластині у відбитому світлі за умови нормального падіння променів з довжиною хвилі $4,5 \cdot 10^{-7}$ м спостерігаються темні інтерференційні смуги, відстань між якими 1,5 мм. Знайти кут між гранями пластини, якщо $n = 1,5$.

8. ЗАСТОСУВАННЯ ЯВИЩА ІНТЕРФЕРЕНЦІЇ В ОПТИЧНИХ ВИМІРЮВАННЯХ

8.1 Метод кілець Ньютона

Кільця Ньютона є класичним прикладом смуг рівної товщини. Плоскоопукла лінза кладеться на скляну поверхню опуклістю донизу (рис. 8.1) так, що між поверхнею скла і лінзою утворюється повітряний клин.

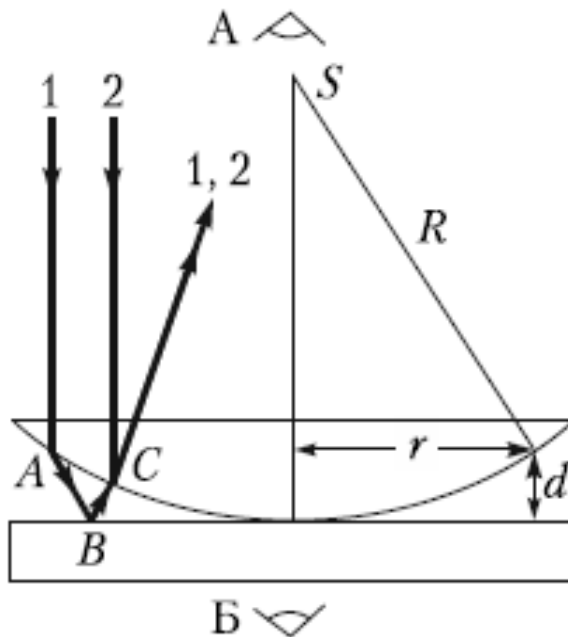


Рисунок 8.1 – Кільця Ньютона

Система освітлюється монохроматичним світлом джерела S. Інтерферувати тут будуть промені «1» і «2», що впали на лінзу під одним кутом. У процесі накладення відбитих променів виникають смуги рівної товщини, які за умови нормального падіння світла мають вигляд концентричних кілець. Центри кілець Ньютона збігаються з точкою зіткнення лінзи з пластинкою. Радіус інтерференційних кілець визначається виразом

$$r_m = \sqrt{\frac{R\lambda(m-1)}{2}}, \quad (8.1)$$

де R – радіус кривизни лінзи;
 m – порядок максимуму (мінімуму).

У процесі використання цієї формули вважають, що мінімумам відповідають непарні номери порядків, тобто $m = 1, 3, 5, 7, \dots$ Максимумам відповідають парні номери порядків, тобто $m = 2, 4, 6, 8, \dots$ Наприклад, потрібно визначити радіус 3-го темного кільця. Тоді в формулу (8.1) необхідно підставляти $m = 7$, якщо центральну темну пляму вважати нульовою.

Для розрахунку ж, наприклад, радіус 2-го світлого кільця вважатимемо $m = 4$. Така невідповідність номерів кілець здається не дуже зручною в розрахунках. Тому є інші вирази для визначення радіуса кілець Ньютона. Радіус світлого кільця визначають виразом

$$r_m = \sqrt{\left(m - \frac{1}{2}\right) R \lambda}, \quad (8.2)$$

де $m = 1, 2, 3, 4, \dots$ – порядковий номер світлого кільця.

Радіус же темного кільця визначається як

$$r_m = \sqrt{R m \lambda}, \quad (8.3)$$

де $m = 0, 1, 2, 3, 4, \dots$ – порядковий номер темного кільця.

Очевидно, що різниця ходу δ між променями, що інтерферують, дорівнює подвоєній величині повітряного шару d між плоскою та сферичною поверхнями (див. рис. 8.1). У цьому разі *радіус сферичної поверхні* визначається за формулою:

$$r = \frac{r_K^2 + d^2}{2d}, \quad (8.4)$$

де r_K – радіус сегмента сфери, дорівнює радіусу інтерференційного кільця, відповідному різниці ходу $2d$ між променями, що інтерферують.

За умови накладення плоскопаралельної пластинки на лінзу в точці контакту відбувається помітна деформація поверхонь, що призводить до несиметричного розподілу освітленості в інтерференційних кільцях, розташованих близько до точки контакту. Тому на практиці вимірювання діаметрів кілець починають з 4–6-го кільця, а для обчислення r використовують еквівалентну формулу

$$r = \frac{D_2^2 - D_1^2}{4\lambda(m_2 - m_1)}, \quad (8.5)$$

де D_2 і D_1 – діаметри кілець відповідно з номерами m_1 і m_2 .

З формули (8.5) випливає, що власні номери кілець m_1 і m_2 можуть залишатися невідомими. Для обчислення радіуса r необхідно знати лише число вимірюваних кілець, тобто різницю $(m_2 - m_1)$.

Цей метод дозволяє виміряти радіус сферичної поверхні з точністю до 0,03 мкм.

8.2 Метод пробних стекол

Метод також застосовується для вимірювання радіусів кривизни сферичних поверхонь. *Пробні стекла* – еталони плоскої та сферичної поверхонь заданого радіуса кривизни. Пробне скло (ГОСТ 2786-82) є скляною або кварцовою пластиною, одна з поверхонь якої, так звана *вимірювальна поверхня*, має заданий радіус кривизни R . Щодо вимірюваних деталей пробні стекла слугують калібрами і мають бути точніші за самі деталі. Вони виготовляються зі скла, що має малий коефіцієнт розширення. Вимірювальна поверхня пробного скла виготовляється з великою точністю і є еталоном. Набори пробних стекол є основним вимірювальним інструментом, використовуваним для виробничого контролю кривизни поверхонь оптичних деталей: лінз, призм, віконць тощо.

Радіуси кривизни вимірювальної поверхні сферичних пробних стекол нормалізовані. Для кожного значення радіуса, зокрема і $R = \infty$, в умовах серійного виробництва виготовляється три пари пробних стекол: РПС – робочі пробні стекла для контролю поверхонь деталей; КПС – контрольні пробні стекла для перевірки поверхонь робочих пробних стекол; ОПС – основні пробні стекла для перевірки контрольних стекол. В умовах дрібносерійного виробництва допускають наявність тільки РПС та ОПС.

Сферичні пробні стекла всіх радіусів кривизни виготовляють парами – опукле і увігнуте. За точністю форми вимірювальної поверхні пробні стекла поділяються на три класи. Допустимі відхилення радіусів кривизни вимірювальних поверхонь сферичних ОПС від номінальних значень R і від площинності плоских ОПС регламентуються стандартами. Уявлення про точності виготовлення пробних стекол дає табл. 8.1.

Таблиця 8.1 – Точність виготовлення пробних стекол

Клас точності	Відношення $\frac{\Delta R}{R} \cdot 100\%$ за допуском			
	R=10... 1000 м	R=1000... 2000 мм	R=2000... 5000 мм	R=5000... 20000 мм
А	±0,03	±0,06	±0,09	±0,15
Б	±0,05	±0,10	±0,15	±0,25
В	±0,10	±0,20	±0,30	±0,50

Для плоских вимірювальних поверхонь ($R = \infty$), виготовлених із ще більшою точністю, відхилення від площини для стекол класів А, Б, і В не перевищує відповідно 0,0025; 0,0030; 0,0040. Радіус кривизни пробних стекол визначається за допомогою контрольних приладів.

У процесі накладення вимірювальної поверхні пробного скла на випробувану поверхню оптичної деталі, що перевіряється, між ними може виникнути повітряний зазор. Форма і величина зазору визначається різницею в кривизні порівнюваних поверхонь.

За умови відповідного освітлення пробного скла виникає інтерференція променів світла, відбитих від верхньої та нижньої меж повітряного зазору. Видима візуально інтерференційна картина відтворює профіль повітряного зазору і дозволяє судити про кривизну випробуваної поверхні оптичної деталі, що перевіряється. Схема спостереження інтерференції в методі пробних стекол наведена на рис. 8.2.

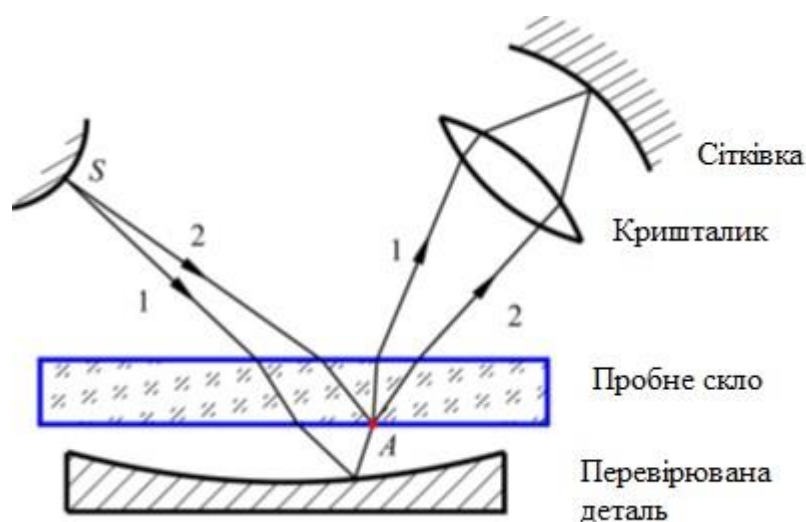


Рисунок 8.2 – Схема спостереження інтерференційних смуг в методі пробних стекол

Око спостерігача фокусується на верхню межу зазору (це неважко зробити, тому що саме в цьому випадку інтерференційні смуги видно чітко). Зображення точки, що спостерігається, утворюється на сітківці ока за допомогою когерентних променів від джерела світла.

У білому світлі інтерференційні смуги кольорові, оскільки умова максимуму для різних довжин хвиль виконується за умови різних різниць ходу. Перехід від будь-якої інтерференційної смуги одного кольору до іншої смуги того самого кольору відповідає зміні різниці ходу на одну довжину хвилі λ .

Форма смуг відтворює профіль повітряного зазору між скляними пластинами. Якщо поверхня є поверхнею обертання, то інтерференційні смуги мають вигляд правильних концентричних кілець. Відхилення від заданої кривизни поверхні називають загальною помилкою N і виражають числом інтерференційних кілець, що виникають завдяки зазору. Допустима величина N вказується звичайно в кресленні оптичної деталі. Відступ кілець або смуг (у випадку плоскої поверхні) від правильної форми визначає наявність місцевих нерівностей поверхні або місцевих помилок. Їхня величина виражається в частках ширини смуг і позначається на кресленнях ΔN .

У процесі накладення випробуваної поверхні на пробне скло можуть мати місце такі типові випадки (рис. 8.3):

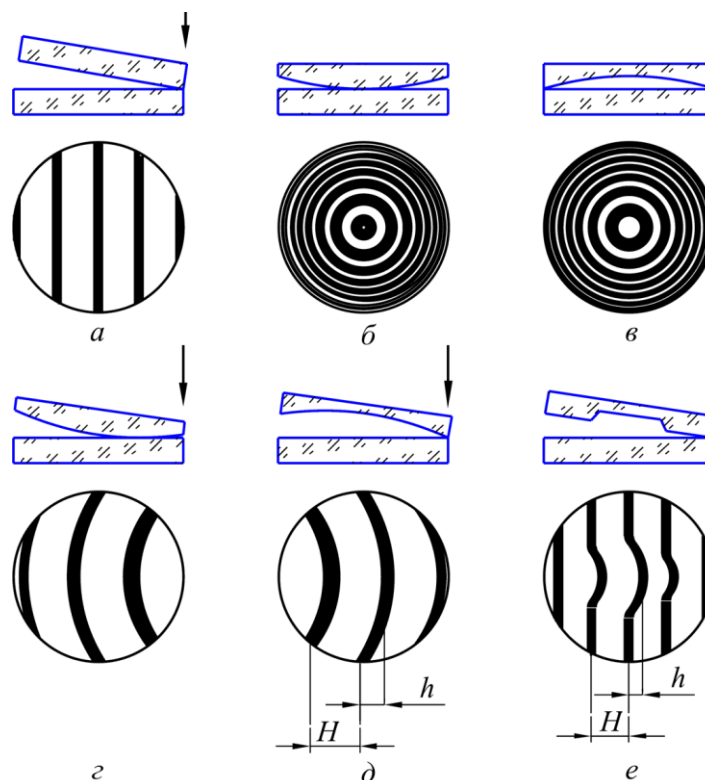


Рисунок 8.3 – Вид інтерференційних картин, які спостерігаються в разі різних форм контрольованої поверхні скляних пластин

1) Випробувана поверхня є плоскою і не має дефектів. Водночас при натисканні на край пробного або випробуваного скла між ними виникає повітряний зазор у вигляді плоского клину. Інтерференційна картина має вигляд рівновіддалених прямих смуг, паралельних ребру клину (рис.8.3, а). у разі зміни точки натискання смуги залишаються прямими. Клиноподібний зазор може виникнути і без спеціального натискання за рахунок нещільного прилягання стекол.

2) Випробувана поверхня є опуклою («бугор») або увігнутою («яма»). У цьому випадку інтерференційна картина складається з концентричних кілець (рис. 8.3, б; 8.3, в). Визначити знак кривизни можна шляхом рівномірного натиску на краю пробного або випробуваного скла: у першому випадку центр картини зміщується до точки натиску (рис. 8.2, г), у другому – в протилежний бік (рис. 8.3, д).

Якщо кільця мають форму кола, то це свідчить про рівність кривизни поверхні деталі в будь-якому перерізі. Неправильна форма кілець свідчить про відмінність кривизни поверхні в різних перетинах

Для оцінки величини зазору – загальної помилки –необхідно підрахувати кількість кілець якого-небудь одного кольору. Кожне кільце відповідає зміні зазору на $\lambda /2$.

3) Якщо величина повітряного зазору відповідає помилці менше ніж одного кільця, то знак кривизни визначається натисканням на край скла в одній точці. Загальна помилка N кривизни поверхні в цьому випадку характеризується кривизною смуг і визначається стрілою їхнього прогину, вираженої в частках ширини смуги H :, де N – загальна помилка, h – стріла прогину, H – ширина смуги. Для оцінки h і N необхідно провести хорду до дуги смуги і дотичні до двох сусідніх смуг (рис. 8.3, д).

4) Випробувана поверхня має місцеві помилки. Це призводить до деформації кілець або смуг на відповідній ділянці поверхні. За умови «ями» місцеві вигини смуг спрямовані опуклістю вбік точки натискання, якщо «горб» в протилежний бік. Величину місцевої помилки ΔN оцінюють у частках ширини смуги так само, як і в попередньому випадку (рис. 8.3, е).

Контроль поверхонь оптичних деталей методом пробних стекол має суттєві недоліки: часто відбувається пошкодження поверхні деталі, а в умовах масового контролю метод малоефективний. Пробне скло придатне для контролю поверхні деталі лише одного радіуса кривизни. Крім того, у разі великої кількості кілець за умови накладення пробного скла на сферичну поверхню важко перевірити місцеві помилки. Тому доцільність

інтерференційного безконтактного методу контролю плоских і сферичних деталей безсумнівна. Особливо велике значення мають безконтактні інтерференційні методи для контролю асферичних поверхонь.

8.3 Вимірювання за допомогою інтерферометрів

Інтерферометрами називають оптичні вимірювальні прилади, основані на інтерференції світла, що призначені для контролю плоских, сферичних і асферичних поверхонь. Вони дозволяють з високим ступенем точності вимірювати лінійні і кутові відстані, малі різниці показників заломлення, дослідити структуру спектральних ліній тощо. Існують прилади для контролю за чистотою обробки металевих поверхонь. Їх називають мікроінтерферометрами. У технічному відношенні мікроінтерферометр складається з інтерферометра і мікроскопа. За допомогою мікроскопа спостерігають інтерференційну картину смуг рівної товщини, викривлення яких відображають мікрорельєф досліджуваної поверхні. Інтерферометри можуть бути двопроменевими і багатопроменевими.

Методи, за допомогою яких в інтерферометрах можуть бути отримані когерентні пучки, дуже різноманітні, і тому існує велика кількість різних конструкцій інтерферометрів, зазвичай пристосованих до вимірювання якої-небудь однієї величини (довжини хвилі, показника заломлення або зміни фази). Промислові інтерферометри мають окулярний, екранний або цифровий відліковий пристрій.

За методом отримання когерентних пучків інтерферометри бувають двох типів. В основі одного з них когерентні пучки виходять в результаті віддзеркалення від двох поверхонь плоскопаралельної або клиноподібної пластинки з утворенням відповідно смуг рівного нахилу або рівної товщини. В інтерферометрах іншого типу відбувається інтерференція променів, що вийшли від джерела під кутом один до одного. До першого типу належать інтерферометри Фізо, Майкельсона і його модифікації, Жамена та ін.; до другого типу – інтерферометр Релея тощо.

Найбільшого поширення набули прилади, де використовується явище інтерференції в пластинах. Найпростішим інтерферометром є *інтерферометр Фізо* (рис. 8.4), застосовуваний головним чином для контролю точності виготовлення плоских поверхонь оптичних деталей.

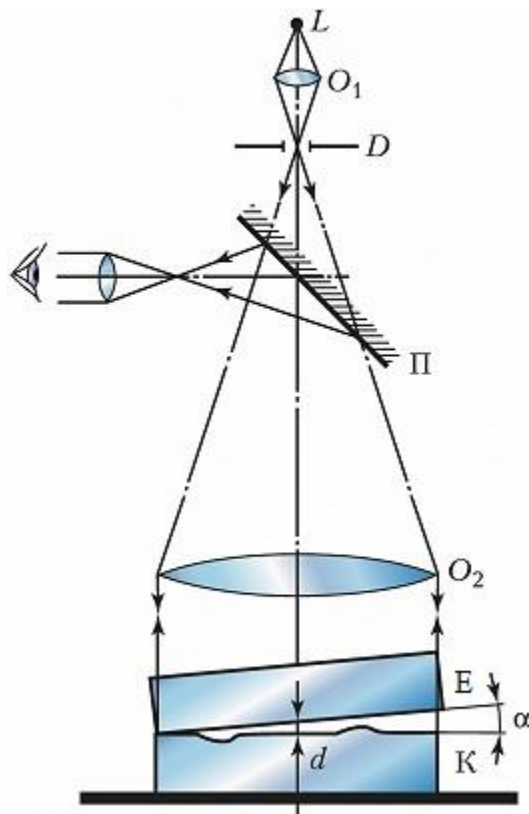


Рисунок 8.4 – Схема інтерферометра Фізо (для наочності кут α і розміри дефектів збільшені)

Світло від монохроматичного джерела L за допомогою конденсора O_1 , діафрагми D і об'єктива O_2 спрямовується паралельним пучком на еталонну E і контрольовану K пластинки (вони покладені одна на іншу і утворюють між собою невеликий кут α) майже перпендикулярно до їхніх поверхонь. За допомогою напівпрозорої пластинки Π у відбитому світлі спостерігаються інтерференційні смуги рівної товщини.

Про відхилення від площинності судять за величиною викривлень інтерференційних смуг (рис. 8.5).

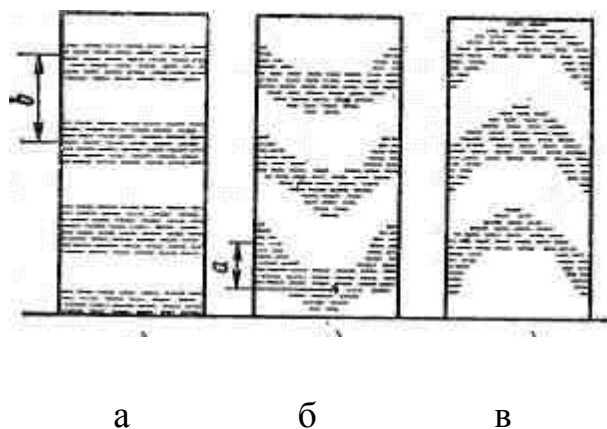


Рисунок 8.5 – Інтерференційні смуги на різних поверхнях

Якщо накласти скляну пластину на вимірювальну поверхню кінцевої міри довжини і притиснути її злегка до короткого ребра, то за ідеальної плоскої поверхні смуги будуть прямими і паралельними короткому ребру (рис. 8.5, а).

Зв умови увігнутої або опуклої поверхні інтерференційні смуги викривляються. Опуклість і увігнутість поверхні визначається за характером викривлення смуг: у разі опуклої поверхні середня частина смуги розташована далі від ребра міри, ніж крайні точки (рис. 8.5, б); у випадку увігнутої – ближче (рис. 8.5, в). Чисельно кривизна поверхні визначається стрілою прогину смуги, вираженої в частках відстані між смугами, або a/v .

В інтерферометрі Фізо поверхні контрольованої та еталонної пластинок через малість кута α (кутові секунди) майже повністю стикаються одна з одною і в процесі юстування можуть бути пошкоджені. Тому для контролю поверхонь часто використовуються безконтактні інтерферометри, побудовані за схемою інтерферометра Майкельсона (рис. 8.6).

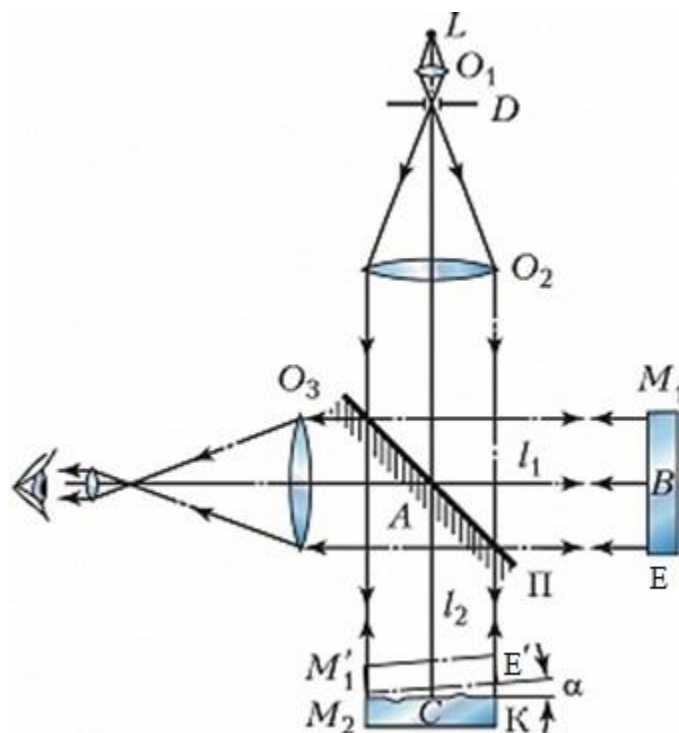


Рисунок 8.6 – Схема інтерферометра Майкельсона для контролю плоских поверхонь безконтактним методом

Тут паралельний пучок світла з об'єктива O_2 вхідного коліматора падає на напівпрозору роздільну пластинку Π і прямує до дзеркал M_1 і M_2 , якими в цьому випадку є еталонна E і контрольована K пластинки. Після відбиття від

дзеркал-пластинок обидва пучки знову з'єднуються роздільною пластинкою П і спрямовуються в об'єктив O_3 вихідного коліматора і інтерферують.

Водночас обидва дзеркала орієнтовані так, щоб контрольована поверхня К і уявне зображення еталонної поверхні Е в роздільній пластинці утворили невеликий повітряний клин завтовшки в його середній частині (на оптичній осі) $d = l_2 - l_1$, де l_1 и l_2 – відстані від роздільної пластинки до дзеркал: $l_1 = AB$, $l_2 = AC$. У процесі інтерференції спостерігаються смуги рівної товщини, локалізовані в площині клину, максимума інтенсивності яких визначаються з умови

$$D = 2(l_2 - l_1) = 2d = ml. \quad (8.6)$$

Аналіз інтерференційної картини (*інтерферограми*) проводиться так само, як і в інтерферометрі Фізо.

Інтерференційним способом проводиться також вимірювання неплоскостності скляних пластин фотошаблонів. Цьому сприяє висока чистота поверхні стекол, що дозволяє отримати чітку інтерференційну картину. Для цього використовують призмовий інтерферометр, зображений на рис. 8.7.

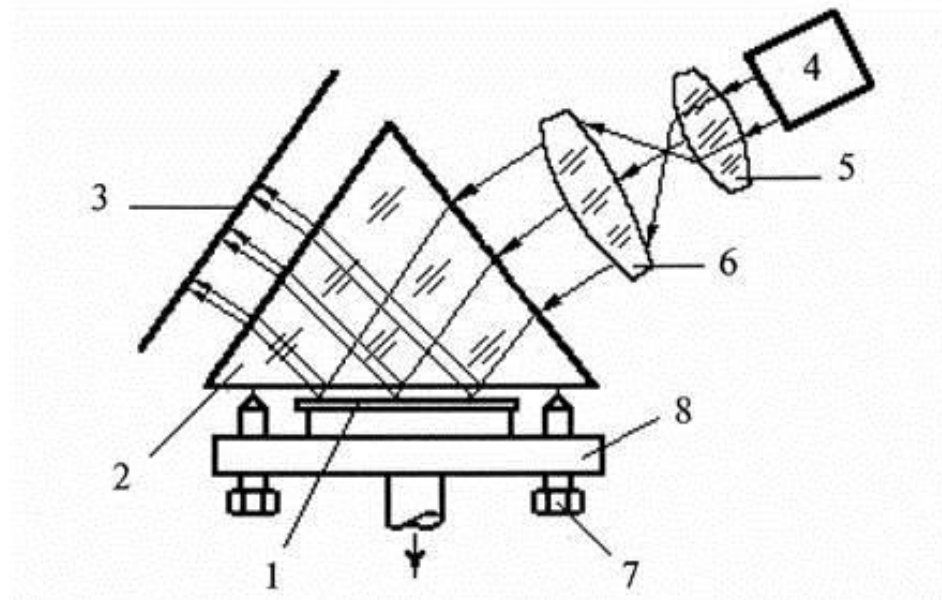


Рисунок 8.7 – Схема призмового інтерферометра:

- 1 – напівпровідникова пластинка; 2 – скляна призма; 3 – екран (матове скло);
- 4 – лазер; 5, 6 – коліматор; 7 – регулювальний гвинт;
- 8 – вакуумний притискний столик

З допомогою призмового інтерферометра може бути виміряна неплоскостність (прогин) пластин і деякі поверхневі дефекти. Цим способом досліджується також поверхня полірованих напівпровідникових пластин.

Інтерференційна картина виводиться на телевізійний екран (рис. 8.8). Відхилення визначається за кількістю інтерференційних смуг (кілець) на екрані телевізійного інтерферометра.

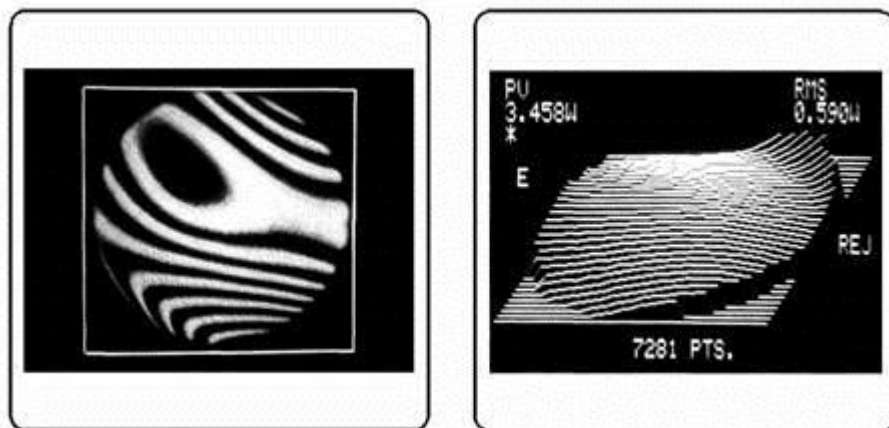


Рисунок 8.8 – Інтерферограма на екрані телевізійного інтерферометра

Випускають телевізійні інтерферометри двох модифікацій – для вертикальних і горизонтальних вимірів.

Модернізований інтерферометр Майкельсона, в якому одне з плоских дзеркал замінено сферичним (інтерферометр Тваймана), дозволяє проводити контроль якості не тільки плоских, а й сферичних (опуклих або увігнутих) дзеркал і якості об'єктивів. Основними характеристиками, що відрізняють його від конфігурації Майкельсона, є використання монохроматичного точкового джерела світла і коліматора (рис. 8.9).

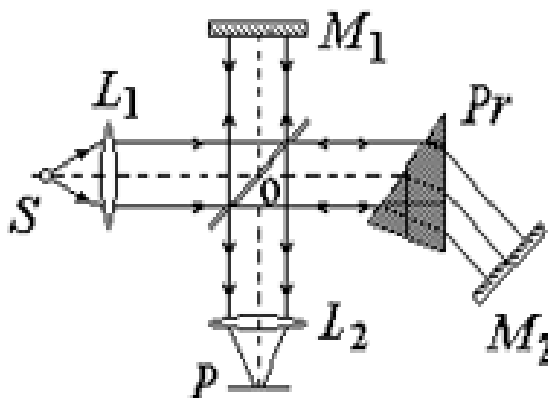


Рисунок 8.9 – Оптична схема інтерферометра Тваймана – Гріна

У вимірному плечі розміщують оптичний елемент, якість виготовлення якого потрібно оцінити. У разі призми друге плече просто розгортають, залишаючи в ньому плоский відбивач. Для контролю лінз або багатолінзових об'єктивів дзеркало M_2 роблять сферичним. На рис. 8.10 наведена схема вимірної установки.

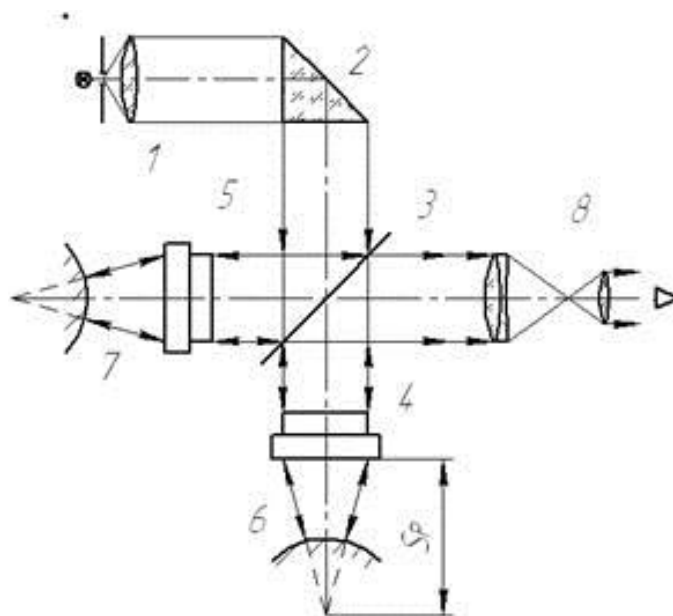


Рисунок 8.10 – Інтерферометр Тваймана – Гріна: 1 – коліматор з освітлювачем; 2 – призма; 3 – плоскопаралельна пластина; 4 – досліджуваний об'єктив; 5 – еталонний об'єктив; 6, 7 – сферичні поверхні; 8 – зорова труба

На сьогодні відомо досить багато методів контролю асферичних поверхонь. Однак класичні методи контролю не забезпечують вимірювання форми асферичних поверхонь з необхідною точністю. До недавнього часу застосовувалися здебільшого контактні методи з використанням пробних стекол відповідної форми. На рис. 8.11 та 8.12 наведено схеми одного із сучасних методів контролю асферичних увігнутих поверхонь за допомогою інтерферометра Тваймана-Гріна. Інтерферометр містить джерело монохроматичного випромінювання 1, афокальну систему 2, яка формує на виході розширений паралельний пучок променів з невеликим коефіцієнтом розширення, світлоділитель 3, що розділяє падаючий на нього пучок світлових променів на дві частини, одна з яких (та, що пройшла світлоділителя 3), надходить в еталонну гілку, а інша (відбита від світлоділителя 3) – в робочу гілку інтерферометра. В еталонній гілці по ходу пучка світлових променів послідовно встановлені плоске дзеркало 4, об'єктив

5, що фокусує, встановлений з можливістю переміщення уздовж оптичної осі, і об'єтив 6 для формування еталонного плоского хвильового фронту.

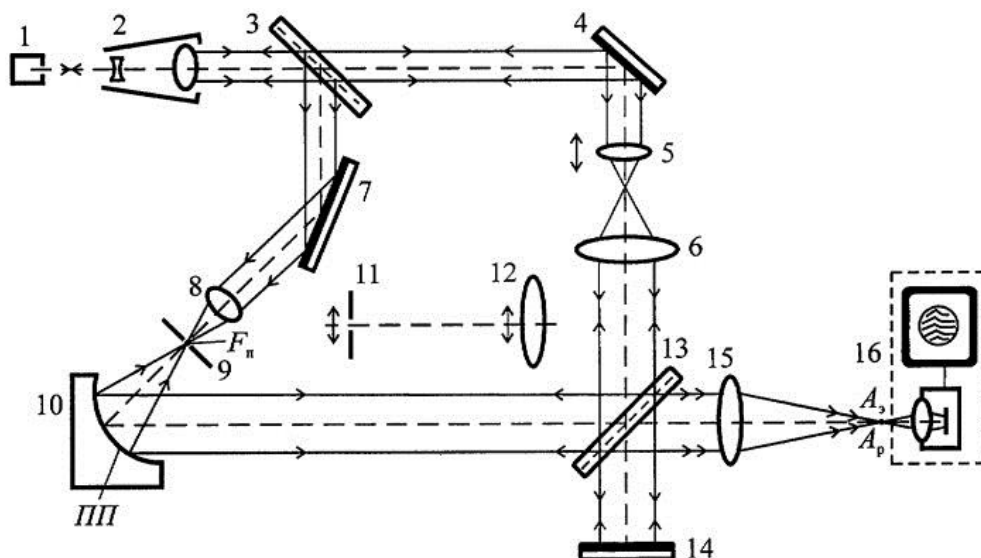


Рисунок 8.11 – Принципова оптична схема інтерферометра для контролю увігнутих параболічних поверхонь оптичних деталей

У робочій гілці по ходу пучка світлових променів послідовно встановлено друге плоске дзеркало 7, другий фокусувальний об'єтив 8, діафрагма 9, встановлена в задньому фокусі другого фокусувального об'єктива 8, і контрольована оптична деталь 10 або з увігнутою параболічною поверхнею ПП (рис. 8.11), або з увігнутою еліптичною поверхнею ЕП (рис. 8.12).

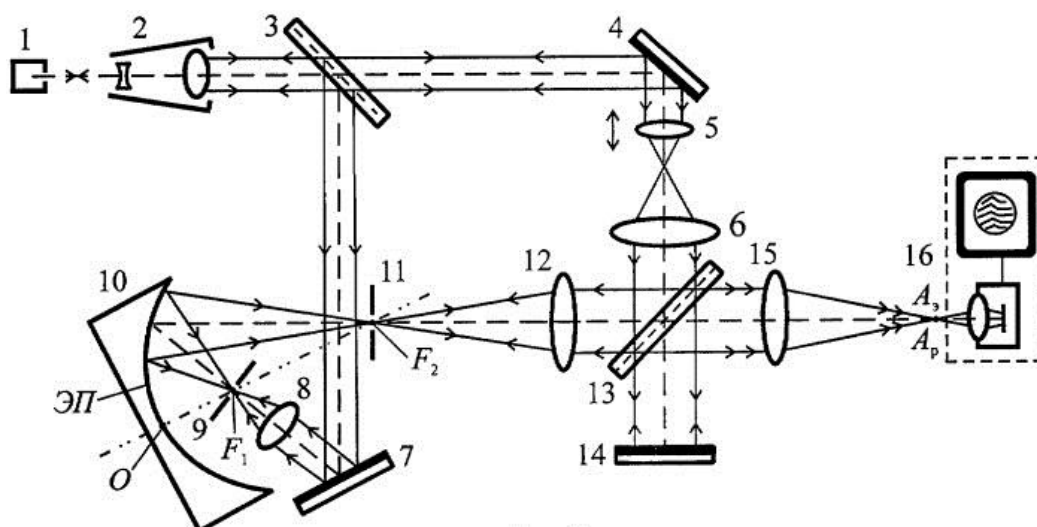


Рисунок 8.12 – Принципова оптична схема інтерферометра для контролю увігнутих еліптичних поверхонь оптичних деталей

Діафрагма 11, встановлена в передньому фокусі об'єктива 12, і сам об'єктив 12 також є елементами робочої гілки, які вводяться в робочу гілку для контролю деталей з увігнутими еліптичними поверхнями ЕП. Світлоділителю 13 слугує для поєднання еталонного і робочого хвильових фронтів; він установлений таким чином, що частина пучка паралельних світлових променів, відповідна відбитій від нього частини еталонного хвильового фронту, спрямована в робочу гілку. Плоске дзеркало 14 встановлено перпендикулярно до падаючого на нього паралельного пучка світлових променів, відповідних частини еталонного хвильового фронту, що пройшла світлоділителю 13. Блок реєстрації інтерференційної картини містить вхідний об'єктив 15 і фотоприймальний пристрій 16, що складається, наприклад, з передавальної камери і монітора. Цей метод є надійним і забезпечує високу точність результатів.

Розвиток оптичного приладобудування пов'язаний із широким застосуванням асферичної оптики. Одна асферична лінза здатна замінити дві-три класичні сферичні, що зменшує аберації оптичної системи і її габарити. Сучасні комп'ютерні технології тривимірної обробки матеріалів дозволяють створювати оптичні компоненти з поверхнями довільної форми. Актуальним є завдання контролю форми асферичних поверхонь з нанометричною точністю. Контроль асферичних елементів з найбільшою точністю, відтворюваністю і простотою забезпечують компенсаційні методи на основі застосування комп'ютерно-синтезованих голограм (СГ). Такі голограми отримали назву коректорів, компенсаторів, а в англійській літературі «Diffraction null lens» або «Null CGH».

Голограма-коректор перетворює вихідний хвильовий фронт W_1 звичайного інтерферометра (плоский або сферичний) у хвильовий фронт W_2 , пов'язаний з формою асферичної поверхні, як показано на рис. 8.13. Якщо форма асферичної поверхні точно відповідає розрахунковій, то в процесі відбиття від неї і вторинного проходу через СГ хвильовий фронт збігається з вихідним. Інтерферометр реєструє інтерферограму (рис. 8.13, б) у вигляді прямих смуг. Найменше відхилення у формі поверхні призведе до зміни форми хвильового фронту і викривлення смуг. Чутливість цього методу визначається виразом:

$$E = \frac{dN}{T} \frac{\lambda}{2}, \quad (8.7)$$

де E – мінімально реєстроване відхилення форми поверхні;
 dN – реєстроване зміщення смуги за умови відношенні сигнал/шум ≥ 1 ;
 T – період смуг;
 λ – довжина хвилі (зазвичай $\lambda = 633\text{нм}$).

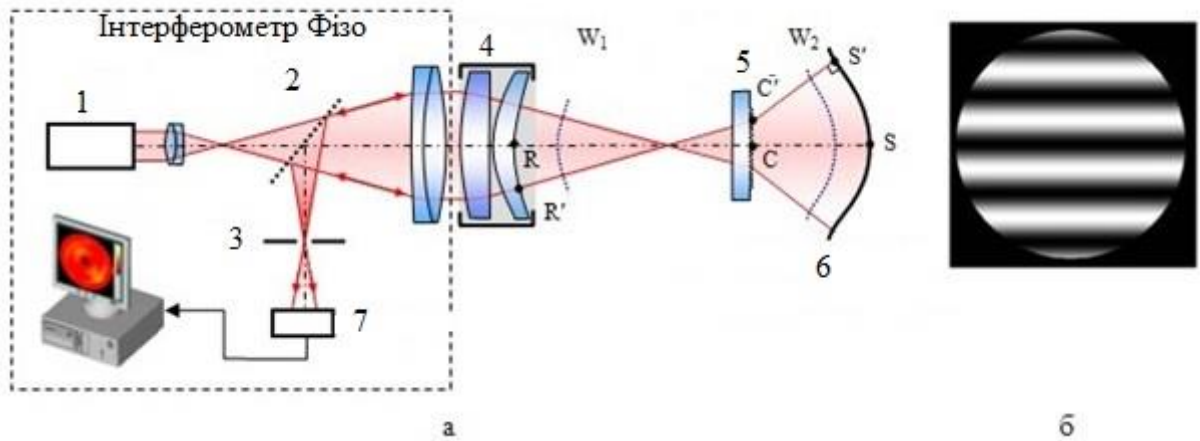


Рисунок 8.13 – Оптична схема контролю асферичних поверхонь за допомогою інтерферометра Фізо і СГ (а) та форма інтерференційних смуг, що реєструються (б), за умови точно виготовленого асферичного елемента:

1 – лазер; 2 – світлоділитель; 3 – діафрагма; 4 – еталонна сфера;
 5 – коректор; 6 – поверхня, яку контролюють; 7 – приймальний пристрій

Якщо інтерферометром реєструється зсув в 0,001 смуги, то чутливість становитиме $E \sim 0,3\text{нм}$. Таким способом реалізується принцип «оптичного компаратора», що дозволяє реєструвати і вимірювати найменші відхилення форми поверхні від заданої. Точність оптичного компаратора визначається здебільшого такими факторами: точністю розрахунку і виготовлення СГ, особливістю дифракційної структури СГ, точністю юстування оптичної вимірювальної системи і точністю інтерферометра.

На сьогодні розроблені і реалізовані на практиці кілька основних варіантів контролю асферичних поверхонь, орієнтованих на використання комерційних лазерних інтерферометрів Фізо в поєднанні з СГ.

Контроль увігнутих асферичних поверхонь (рис. 8.14). Осесиметрична СГ 2 перетворює вихідний хвильовий фронт лазерного інтерферометра в асферичний, який точно відповідає формі контрольованої асферичної поверхні 3, тобто всі промені падають на поверхню 3 по нормалі.

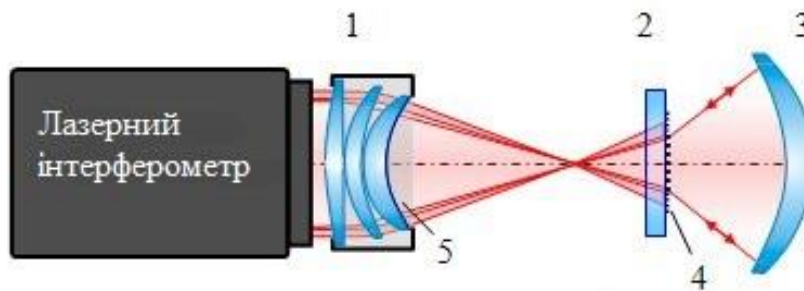


Рисунок 8.14 – Оптична схема контролю увігнутої асферичної поверхні

Відбитий від поверхні 3 хвильовий фронт вдруге проходить СГ і надходить в інтерферометр, який вимірює різницю фаз між цим фронтом і відбитим від еталонної поверхні 5 еталонного об'єктива 1. Для точного юстування СГ щодо інтерферометра і поверхні 3 використовуються додаткові голограми 4, які розташовуються поза зоною основної СГ.

Контроль опуклих поверхонь (рис. 8.15). СГ 2 розраховується таким чином, що під час освітлення сферичним хвильовим фронтом формує асферичний хвильовий фронт, що сходиться.

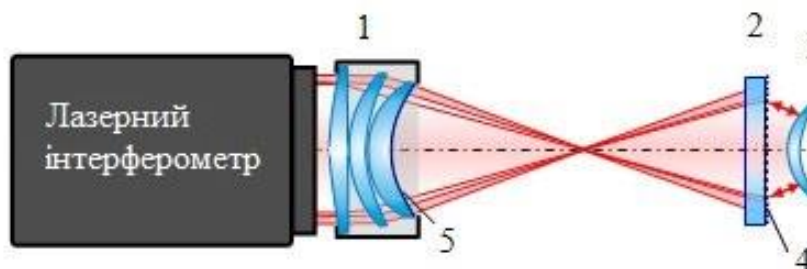


Рисунок 8.15 – Оптична схема контролю опуклої асферичної поверхні

У цьому випадку розмір СГ має обов'язково перевищувати розміри контрольованої поверхні 3. Допоміжні СГ 4 використовуються для точного юстування схеми контролю.

Контроль циліндричних поверхонь (рис. 8.16). Для усунення автоколімаційного відблиску від контрольованої циліндричної поверхні 3, СГ 2 зазвичай установлюється в паралельному пучку світла під невеликим кутом до оптичної осі ($\alpha \sim 1^\circ$). Опорний плоский хвильовий фронт формується в процесі відбиття від зовнішньої поверхні 6 еталонної пластини 7. СГ складається з двох зон 8 і 9, як показано на рис. 8.16, б.

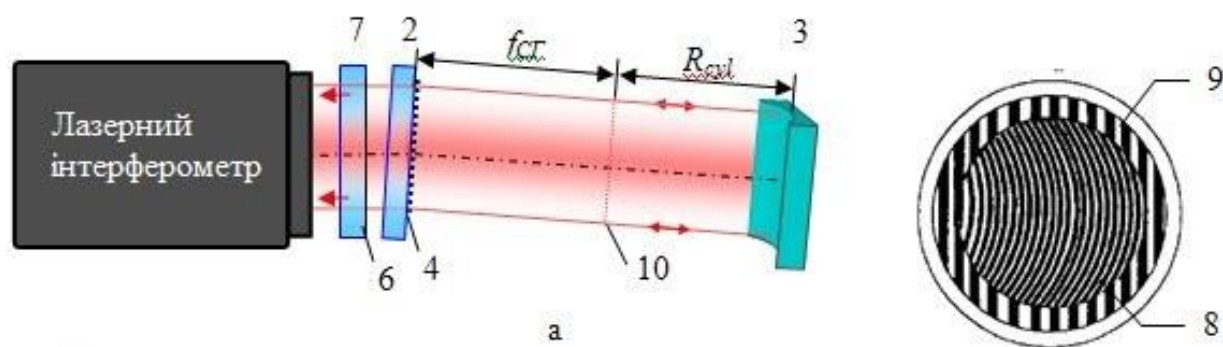


Рисунок 8.16 – Оптична схема контролю циліндричної поверхні (а) та структура голограми (б)

Центральна зона 8, дифракційна структура якої має вигляд фазової зонної пластинки з параболічною формою штрихів, формує циліндричний хвильовий фронт, що сходиться, нахилений до оптичної осі інтерферометра на кут α , що фокусується на фокусній відстані $f_{\text{сг}}$ від СГ, утворюючи лінію 10. Контрольована циліндрична поверхня встановлюється на відстані її радіуса кривизни R_{cyl} від лінії 10 і відбиває світловий потік назад. Для точного юстування СГ у просторі, на підкладку нанесена зона 9 з лінійно відбивною дифракційною решіткою з періодом $T = \lambda / \sin 2\alpha$. Дифрагований світловий потік направляється точно назад і за інтерференційною картиною можна точно встановити СГ під кутом α (кут Літрова).

Контроль лінзових коректорів (рис. 8.17). Головні дзеркала великих телескопів перевіряються інтерферометричним методом із центру кривизни, використовуючи лінзові коректори 11, що складаються з декількох рефракційних лінз, наприклад, 12, 13, 14, як показано на рис. 8.17, а.

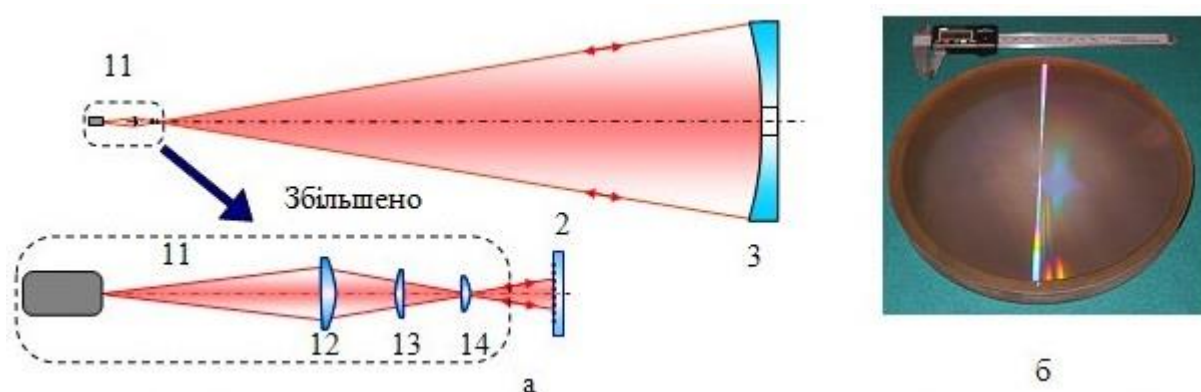


Рисунок 8.17 – Оптична схема контролю лінзового коректора (а) та голограма (б)

Коректор компенсує асферичність хвильового фронту, що відбивається від поверхні дзеркала і дозволяє проводити вимірювання його форми «нульовим методом» у процесі полірування. Однак завжди існує ймовірність, що навіть точно розрахований коректор може дати помилку через неправильне збирання. Для сертифікації коректорів використовуються дифракційні імітатори дзеркала телескопа (відбивна голограма 2 на рис. 8.17, б), які відтворюють хвильовий фронт, що відбивається від головного дзеркала з ідеальною формою.

8.4 Шорсткість поверхні оптичних деталей і методи її вимірювань

Реальні поверхні деталей відрізняються від номінальних, геометрично правильних, наявністю нерівностей різного виду. Зібрані з таких деталей з'єднання, як правило, працюють у більш жорстких умовах порівняно з розрахунковими. Наприклад, під час розрахунку питомого навантаження приймають площу контакту рівної номінальної та рівномірно розподіляють по ній діючі сили. Насправді через нерівності реальних поверхонь навантаження сприймається тільки їхніми окремими ділянками, складниками фактичної площі контакту, і внаслідок цього навантаження значно перевершує розрахункову, що призводить до підвищеної втрати зносостійкості поверхонь. У рухливих з'єднаннях поверхневі нерівності можуть призвести до порушення плавності і точності переміщень, виникнення додаткових джерел теплоти, зміни характеру тертя в зонах контакту. Все це в кінцевому результаті впливає на надійність і довговічність машин і приладів. Тому необхідно вміти правильно оцінити всі види нерівностей на реальних поверхнях деталей і прогнозувати їх можливий вплив на експлуатаційні показники виробів.

Шорсткість утворює мікрорельєф поверхні деталі (рис. 8.18). Це важливий показник у технічній характеристиці виробу, що впливає на експлуатаційні властивості деталей.

Під час визначення числових значень шорсткості поверхні відлік здійснюють від єдиної бази, за яку прийнята середня лінія профілю m . Вимірювання проводять у межах базової довжини l , тобто довжини ділянки поверхні, вибраної для вимірювання шорсткості поверхні без урахування інших видів нерівностей (наприклад, хвилястості). Числові значення базової довжини вибирають з ряду: 0,01; 0,03; 0,08; 0,25; 0,8; 2,5; 8; 25 мм. Кількісно шорсткість поверхні оцінюють основними параметрами (одним або кількома).

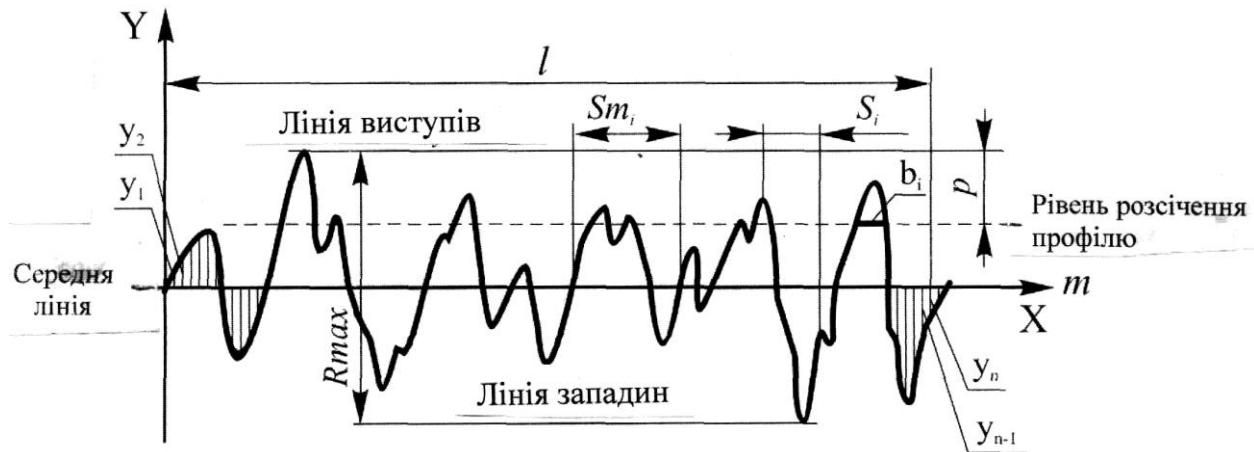


Рисунок 8.18 – Дійсний профіль (профілограма) поверхні та параметри шорсткості.

Основними параметрами шорсткості є: R_a – середнє арифметичне відхилення профілю; R_z – висота нерівностей профілю по 10 точках; R_{max} – найбільша висота поверхонь профілю; S_m – середній крок нерівностей профілю; S – середній крок нерівностей профілю по вершинах; t_r – відносна опорна довжина профілю.

Для вимірювання шорсткості поверхні зазвичай застосовують такі методи: контактний – щуповими приладами (профілометрами і профілографами) і безконтактний – оптичними приладами.

Для вимірювання мікронерівності доведених поверхонь в межах R_z і $R_{max} = 0,1 \dots 0,8$ мкм використовують широко відомий мікроінтерферометр Лінника МП-4 (рис. 8.19). Світло від джерела 1 проходить крізь конденсор 2 і діафрагму 3. Дзеркало 4 ділить його на два когерентних пучка, один з яких фокусується об'єктивом 5 на еталонне дзеркало 6, а інший об'єктивом 5' на контрольовану поверхню 7. Після відбиття від еталону та виробу пучки проходять крізь ті ж елементи схеми і фокусуються лінзою 8 в площині діафрагми 9, в якій за допомогою окуляра 10 спостерігають інтерференційну картину 11 взаємодії еталонного і робочого пучків світла. У цьому випадку спостерігають чергування світлих і темних смуг інтерференції, що викривлені відповідно до профілю досліджуваної поверхні.

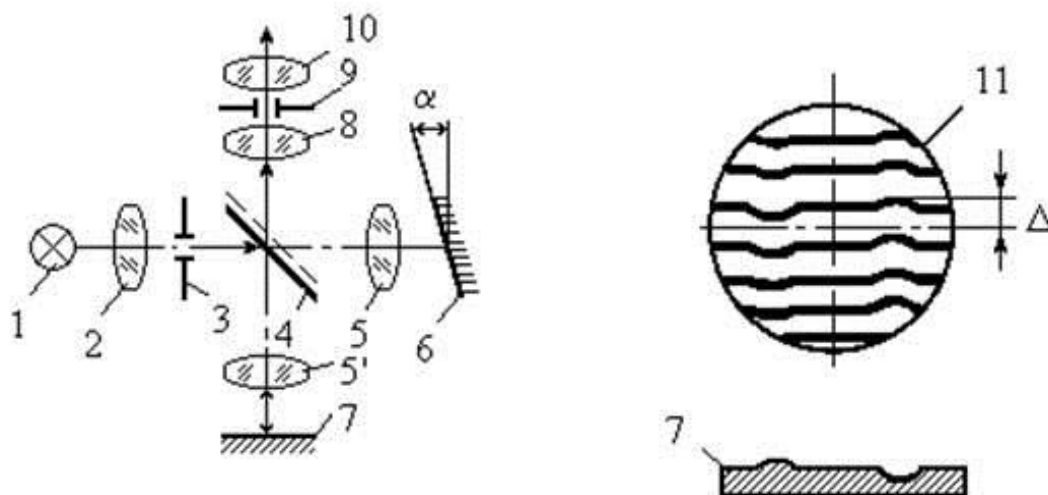


Рисунок 8.19 – Оптична схема мікроінтерферометра Лінника:
 1 – освітлювач; 2 – конденсор; 3,9 – діафрагми; 4 – світлороздільне
 напівпрозоре дзеркало; 5,5' – мікрооб'єктиви; 6 – еталонне дзеркало; 7 –
 досліджувана поверхня; 8...10 – окуляр; 11 – інтерферограма

Мікропрофіль поверхні спостерігається крізь окуляр у вигляді інтерференційних смуг (рис. 8.20), вигін яких вимірюється за допомогою окулярного мікрометра.

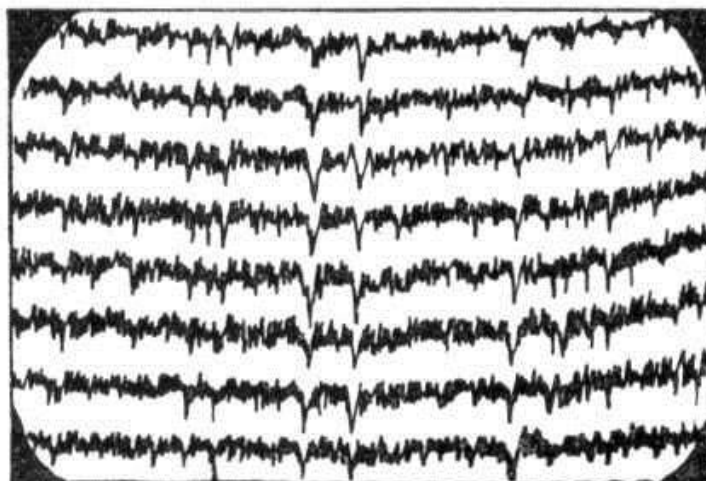


Рисунок 8.20 – Інтерферограма поверхні, сфотографована на мікроскопі МП

Кожна інтерференційна смуга на інтерферограмі (рис. 8.21) є зображенням смуги профілю поверхні.

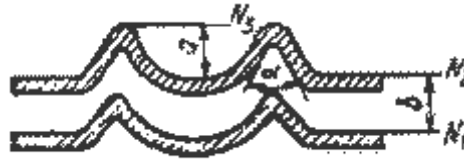


Рисунок 8.21 – Схема викривлення інтерференційних смуг

Висоти мікронерівностей (мкм) визначають шляхом вимірювання викривлення інтерференційної смуги a щодо інтервалу смуг b :

$$R = \frac{a}{b} \cdot \frac{\lambda}{2} = 0,275 \frac{a}{b}, \quad (8.8)$$

λ – довжина світлової хвилі; найбільш часто $\lambda = 0,55$ мкм.

У тих випадках, коли необхідно визначити і крок нерівностей, його підраховують за формулою:

$$S = 2a \cdot \operatorname{tg} \frac{\alpha}{2}, \quad (8.9)$$

де α – кут профілю, вимірюваний за допомогою окулярного мікрогвинта.

Для визначення поверхні з параметрами шорсткості $R_z = 3,2 \dots 80$ мкм застосовують оптичний профілометр Коломійцева, що є поєднанням мікроінтерферометра з подвійним мікроскопом. Його оптична схема показана на рис. 8.22. Світло від джерела 1 за допомогою конденсора 2 висвітлює щілину 3, розташовану в фокусі коліматора 4. Об'єктив 7 за допомогою дзеркала 5 і світлороздільної призми 6 проектує щілину 3 на контрольовану поверхню 9. Об'єктив 8 проектує її на дзеркало 10. Після відбиття пучки потрапляють в об'єктиви 11 і 12, з'єднуються призмою 13 і дзеркалом 14 направляються в об'єктив 15. В полі зору окуляра 17 спостерігаються дві лінії, що є зображенням щілини, одна з яких викривлена відповідно до нерівності контрольованої поверхні. У цьому випадку прилад працює в режимі подвійного мікроскопа. Включивши циліндричну лінзу 16, його можна використовувати як інтерферометр. Водночас в окуляр видно інтерференційні смуги, паралельні зображенням щілини. Про величину нерівностей судять за ступенем вигину цих смуг.

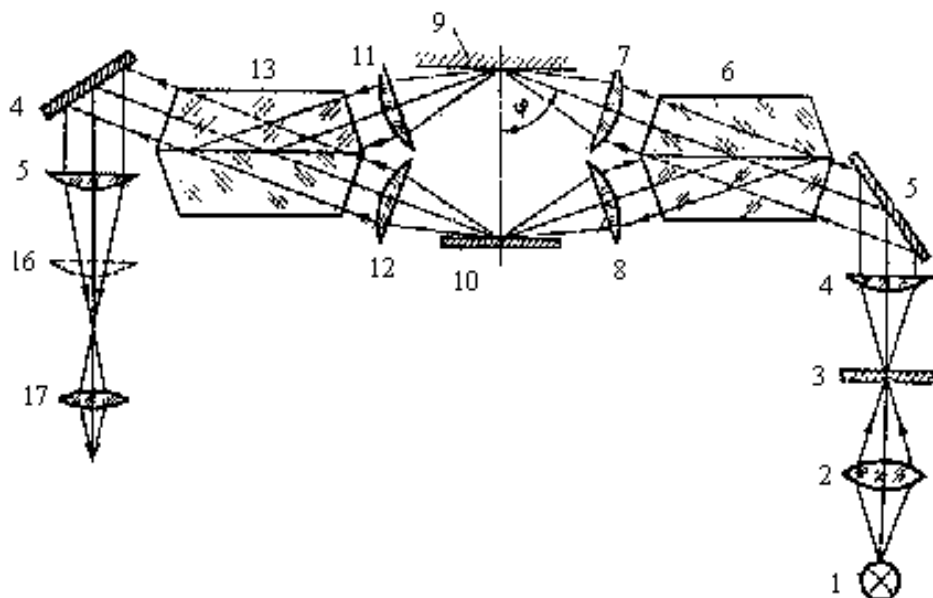


Рисунок 8.22 – Оптична схема профілометра Коломійцева: 1 – джерело світла; 2 – конденсор; 3 – щілина; 4 – об'єктив коліматора; 5 – дзеркало; 6 – світлороздільна призма; 7, 8, 11, 12 – об'єктиви; 9 – контрольована поверхня; 10 – дзеркало; 13 – світлороздільна призма; 14 – дзеркало; 15 – об'єктив труби; 16, 17 – циліндричні лінза й окуляр об'єктива труби; φ – кут падіння променя

Поверхні з малими нерівностями (до 0,002 мкм) контролюють методом багаторазового відбиття променів, званим також методом багатопроменевої інтерферометрії. У процесі багатопроменевої інтерференції розподіл інтенсивності світла в інтерференційній смузі підпорядковується складній закономірності і залежить здебільшого від коефіцієнтів відбиття досліджуваної поверхні (R_n) і інтерференційної пластинки (R_0).

Принципова схема МП-11 основана на класичній схемі Фізо. Оптична схема багатопроменевого мікроінтерферометру показана на рис. 8. 23.

Світло лампи 1 проєкується колектором 2 в отвір діафрагми 3, яка встановлена в фокальній площині об'єктива 4 коліматора. За допомогою дзеркал 5, 6 і призми 7 забезпечується компактність освітлювальної системи. Паралельний пучок променів після відображення від світлороздільного шару призми-куба 8 направляється на досліджувану поверхню 9, в контакт з якою знаходиться змінна інтерференційна пластинка 10. На боці пластинки 10, зверненої до досліджуваної поверхні, нанесене багатшарове світлороздільне покриття.

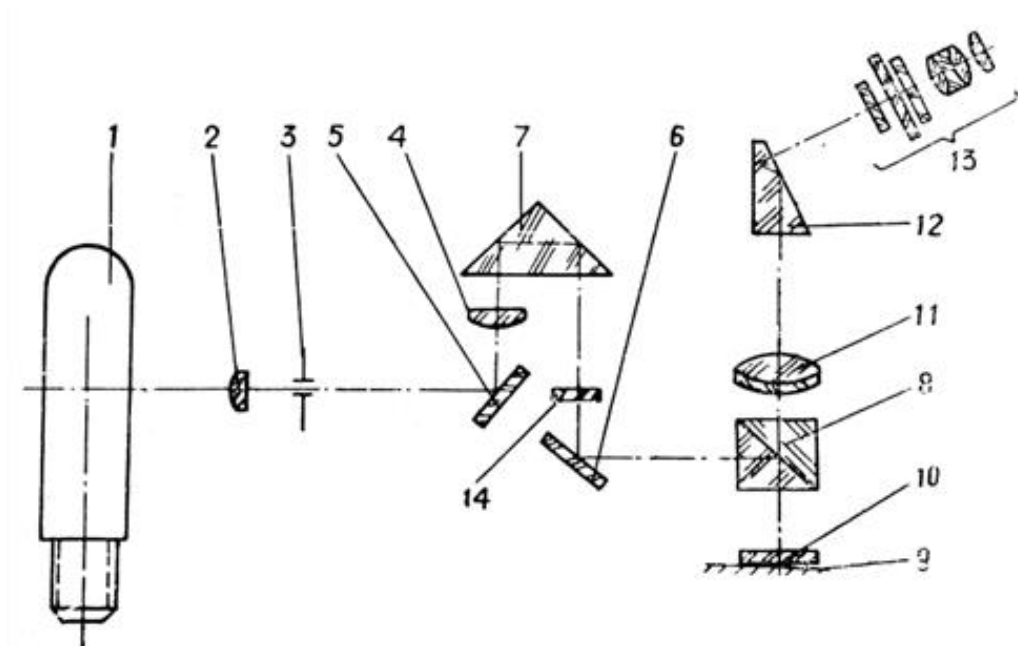


Рисунок 8.23 – Оптична схема мікроінтерферометра МІІ-11

Інтерференційна картина, що виникає внаслідок багаторазових відбиттів у повітряному клині між досліджуваною поверхнею та інтерференційною пластинкою, розглядається в мікроскоп, що складається з об'єктива 11, призми 12 і гвинтового окуляра 13. Інтерференційний світлофільтр 14 включається в хід променів у процесі роботи з лампою ДРС-50. За умови багатопроменевої інтерференції у відбитому світлі із застосуванням лампи ДНас-18 в полі зору видно чорні тонкі смуги на світло-жовтому тлі; під час роботи з лампою ДРС-50 і світлофільтром у полі зору видно чорні смуги на світло-зеленому тлі. У разі такої інтерференційної картині око спостерігача може помітити викривлення або зсув інтерференційних смуг, що дорівнює $1/50$ відстані між смугами, що відповідає зміні досліджуваної величини на $0,005$ мкм (ця величина визначає чутливість мікроінтерферометра).

Величина вигину інтерференційних смуг або їхнє зміщення пропорційна величині відхилення досліджуваної поверхні від ідеальної площини або величині виступу на досліджуваній поверхні. Вимірювання величини вигину або зсуву інтерференційних смуг (H) здійснюється за допомогою гвинтового окулярного мікрометра. Величина H обчислюється за формулою:

$$H = \frac{\lambda}{2} \Delta N, \quad (8.10)$$

де λ – довжина хвилі джерела світла,

ΔN – величина вигину інтерференційних смуг у частках відстані між смугами.

За допомогою майже всіх мікроінтерферометрів можна контролювати виробу не тільки у відбитому світлі, а й в тому, що проходить.

8. 5 Інтерферометричні дослідження спектральних ліній

Інтерференційною спектроскопією (спектроскопією високою роздільною сили) називаються методи спектроскопії, в яких використовуються високі порядки інтерференції.

Дії таких диспергувальних елементів, як призма і дифракційна решітка, також ґрунтовано на явищі інтерференції, однак порядки інтерференції тут невисокі.

Наприклад, у призмі дисперсія світла з'являється завдяки тому, що світло різних довжин хвиль має різні швидкості поширення в матеріалі призми та інтерференція виникає тільки в напрямках, визначених основними законами призми. Це інтерференція нульового порядку. У дифракційних решітках дисперсія світла має місце в таких напрямках, яким відповідають порядки інтерференції, відмінні від нуля. Зазвичай робочі порядки спектра досягають декількох одиниць або, як виняток, кількох десятків у разі ешелонної решітки. Зі збільшенням кількості інтерференційних променів головні максимуми робляться більш вузькими, а вторинні максимуми слабкі. Практично картина інтерференції є рядом вузьких яскравих ліній на темному тлі (рис. 8.24).



а

б

Рисунок 8.24 – Інтерференційна картина у випадку двопроменевої (а) та багатопробевої (б) інтерференції

В *інтерферометрі Фабрі-Перо* порядок інтерференції значно вищий і може досягати декількох десятків тисяч. Такий прилад є *спектральним приладом високої роздільної сили*, призначеним для вивчення надтонкої структури спектральних ліній в процесі ізотопного аналізу, дослідження енергетичних рівнів атомів, для точних метрологічних вимірювань та інших досліджень.

Інтерферометр Фабрі-Перо працює за принципом багатопроменевої інтерференції. Інтерференція відбувається в пристрої, який називається *еталон Фабрі-Перо*. Прилад (еталон) є парою кварцевих або скляних паралельних пластин, покритих напівпрозорим шаром срібла. Зовнішні поверхні пластин злегка скошені, щоб відбите від них світло не заважало спостереженнями. Пластини встановлюються паралельно одна до одної з точністю до 0,01 довжини світлової хвилі. Оскільки в еталоні складається безліч світлових променів, картина інтерференції виглядає як чергування різких темних і світлих концентричних кілець (рис. 8.25).

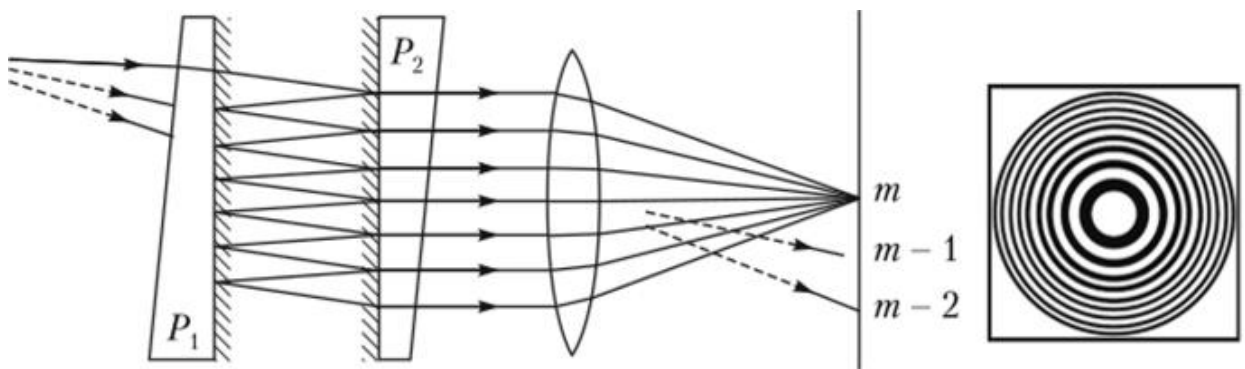


Рисунок 8. 25 – Хід променів в еталоні Фабрі-Перо

Це дозволяє вимірювати довжини хвиль досліджуваного випромінювання з великою точністю.

Промені, що вийшли з еталона, мають різницю ходу Δ , яка залежить від відстані t (товщина еталона) між пластинами і кутом падіння β :

$$\Delta = 2t \cdot \cos\beta, \quad (8.11)$$

Інтерференційні максимуми виникають, якщо різниця ходу дорівнює цілому числу довжин хвиль:

$$\Delta = k\lambda = 2t \cdot \cos\beta, \quad (8.12)$$

де k – порядок інтерференції.

Порядок інтерференції у багато разів перевищує порядки, що досягаються в дифракційній решітці. Умова накладення кілець сусідніх порядків з довжинами хвиль λ і $\Delta'\lambda$ має вигляд:

$$k\lambda = (k+1)(\lambda - \Delta'\lambda). \quad (8.13)$$

Величину $\Delta'\lambda$ називають постійною або ділянкою дисперсії еталона Фабрі-Перо. Вона є спектральним інтервалом, у межах якого ще не настало накладення сусідніх порядків однієї довжини хвилі.

Відносна величина ділянки дисперсії $(\Delta'\lambda)/\lambda$ визначається відношенням довжини хвилі λ до товщини еталона t і є надзвичайно малою величиною ($t \approx 1 \dots 100$ мкм; $\lambda \approx 1$ мкм), тому під час роботи з еталоном Фабрі-Перо застосовується допоміжний спектральний прилад, що слугує для попередньої монохроматизації випромінювання, що надходить в еталон, до величини $\Delta'\lambda$.

За умови великих значень t величина $\Delta'\lambda$ може стати меншою, ніж ширина аналізованої спектральної лінії і тоді аналіз її структури стає неможливим. Роздільна здатність еталона визначається максимальним порядком інтерференції, тобто ефективним числом інтерферентних променів $N_{\text{еф}}$. Ця величина обмежується двома факторами:

1) кінцевою кількістю відбиттів нахилоного пучка від дзеркала заданого діаметра;

2) поступовим ослабленням пучка під час послідовних відбиттів від дзеркала з коефіцієнтом відбиття $\rho < 1$.

Враховуючи діафрагмування пучка, теоретична роздільна сила еталона дорівнює:

$$r_{\text{теор}} = \frac{\lambda}{\delta\lambda} = kN_{\text{еф}} = \frac{D_0 \cdot \cos \beta}{\lambda \cdot \operatorname{tg} \beta}, \quad (8.14)$$

де D_0 – діаметр діафрагми після еталона, якою може бути, наприклад, оправа еталона.

У разі малих кутів інтерференції ($\beta \ll 1$) теоретична роздільна сила зростає. Якщо $\beta \rightarrow 0$, величина $r_{\text{теор}} \rightarrow \infty$, але практично це не досягається, оскільки набагато раніше починає переважати вплив другого ефекту – неідеальне відбиття пластин еталона.

Ефективне число віддзеркалень пучка від поверхні дзеркальних покриттів із коефіцієнтом відбиття ρ наближено дорівнює:

$$N_{\text{эф}} = \frac{3\sqrt{\rho}}{1-\rho}. \quad (8.15)$$

За умови малих β ($\cos\beta \approx 1$) отримуємо вираз для роздільної сили з урахуванням неідеального відображення:

$$r_{\text{теор}} = \frac{6t}{\lambda} \cdot \frac{\sqrt{\rho}}{1-\rho}. \quad (8.16)$$

Роздільна сила реального еталона визначається найменшим із значень (8.14) і (8.16). Практично за умови великих кутів інтерференції β основну роль відіграє діафрагмування інтерференційних пучків, а в разі малих β – поступове ослаблення їх в процесі відбиття.

Для усунення порядків інтерференції, що заважають, спектрометр з еталоном Фабрі-Перо має містити монохроматор для попереднього виділення випромінювання в спектральному діапазоні, дещо меншому, ніж постійна еталона $\Delta\lambda$. Для цього застосовується щілинний монохроматор з призмою або дифракційною решіткою.

Поряд з класичними приладами, в яких входною зіницею є вузька спектральна щілина, а диспергувальним елементом – призма або решітка, існує великий клас приладів, крім еталона Фабрі-Перо, дія яких основана на інтерференційному принципі розкладання. Важливою особливістю інтерференційних приладів є використання в них як зіниці круглої діафрагми, площа якої в багато разів більша за площу вузької входної щілини призмових і дифракційних приладів. Саме це зумовлює високу світлосилу інтерференційних спектральних приладів.

Багатопроменеву інтерференцію можна отримати і за допомогою пластинки Луммера-Герке, виготовленої зі скла або плавленого кварцу завтовшки від 3 до 10 мм і завдовжки 30 см (рис. 8.26). Кут падіння променів для системи скло-повітря близький до граничного кута повного внутрішнього відбиття.

Промені, зазнавши багаторазових відбиттів від поверхонь пластинки, виходять з неї з близькими інтенсивностями. На екрані спостерігаються інтерференційні смуги рівного нахилу.

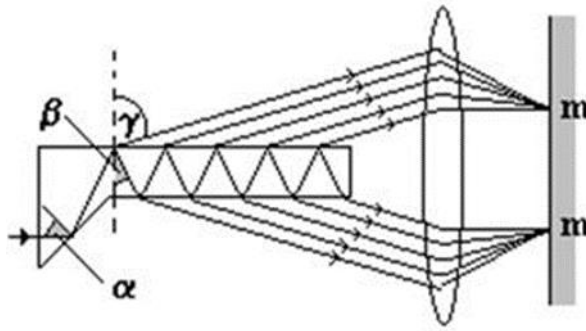


Рисунок 8.26 – Багатопроменева інтерференція в пластинці Луммера-Герке

Фур'є-спектроскопія є одним із методів оптичної спектроскопії та відрізняється від класичного методу відсутністю диспергуючого елемента. Цей метод характеризується високою точністю визначення хвильового числа. Отримання спектра відбувається в два етапи: спочатку реєструється інтерферограма досліджуваного випромінювання, потім шляхом її Фур'є-перетворення обчислюється спектр.

Початком Фур'є-спектроскопії вважається 1880р., коли Майкельсон винайшов свій інтерферометр. Однак відсутність ЕОМ і електронних приймачів випромінювання не дозволила Майкельсону скільки-небудь значно розвинути Фур'є-спектроскопію в той час. Майкельсон намагався дослідити спектральний склад, але він вимірював інтенсивність візуально і тому міг зробити тільки грубі оцінки. Отже, через відсутність експериментальної техніки розвиток Фур'є-спектроскопії затрималося до 1950-х р.р. На сьогодні завдяки значним перевагам Фур'є-спектроскопія є найбільш широко застосовуваним методом у спектроскопії.

Фур'є-спектрометр (ФС) відрізняється від інших спектрометрів можливістю одночасної реєстрації всього досліджуваного спектра. У ФС зміна різниці ходу інтерференційних пучків призводить до модуляції інтенсивності монохроматичних складників випромінювання, до чого ж частота модуляції однозначно визначається довжиною хвилі. Сигнал, що виникає при цьому на приймачі, є Фур'є-перетворенням від функції розподілу енергії за частотами, тобто від спектра досліджуваного випромінювання. Для отримання звичайного спектра необхідно зробити зворотне Фур'є-перетворення, яке виконується на ЕОМ.

Крім високої точності визначення хвильового числа, Фур'є-спектроскопія має й інші переваги перед традиційною дисперсійною спектроскопією. Так звана перевага пропускання (оптичної сили, світлосили) пов'язана з тим, що площа круглої щілини, використовуваної у Фур'є-

спектрометрах, значно більша, ніж у вузької щілини дифракційних спектрометрів; це дозволяє отримати на детекторі світлові потоки більшої потужності. У традиційних спектрометрах спектр $S(\nu)$ вимірюється безпосередньо реєстрацією інтенсивності за умови різних значень ν , які послідовно встановлюються монохроматором. У Фур'є-спектрометрах всі частоти з джерела потрапляють на детектор одночасно (рис. 8.27). Це так звана перевага мультиплексування.

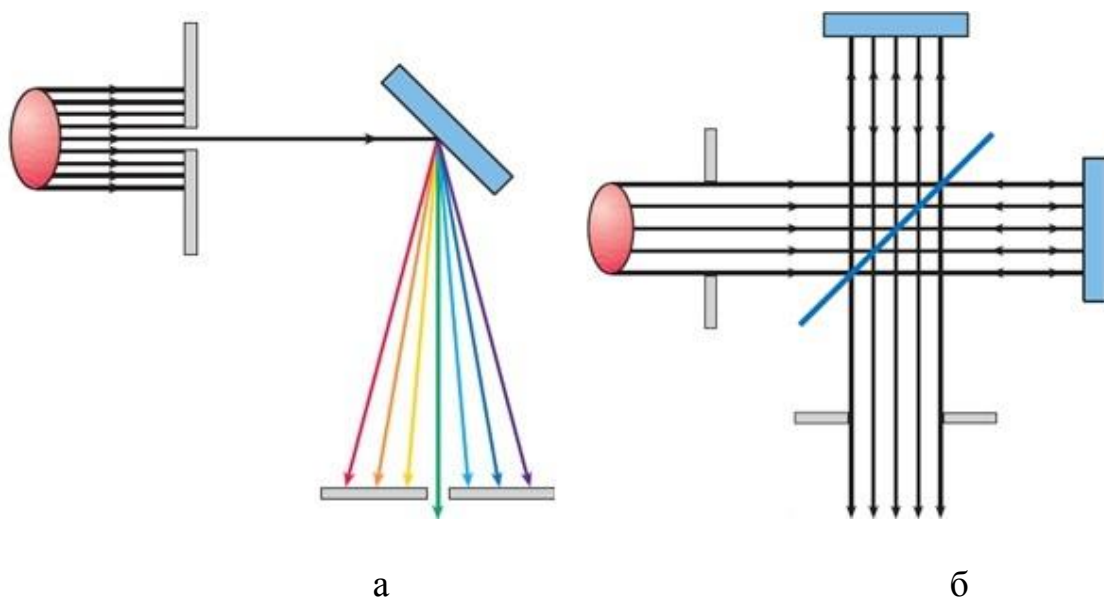


Рисунок 8.27 – Схематичне зображення отримання спектру дисперсійного (а) і Фур'є-спектрометра (б)

Час вимірювання в Фур'є-спектроскопії – це час, необхідний, щоб пересунути рухливе дзеркало на відстань, пропорційну необхідному вирішенню. Оскільки дзеркало може пересуватися з досить високою швидкістю, повний спектр випромінювання може бути отриманий за частки секунди. Ця перевага виявляється принципово важливою в дослідженні динамічних процесів, коли необхідно реєструвати значні ділянки спектра (за умови відносно невисокого розділення) за обмежений час.

На рис. 8.28 представлено загальний принцип дії двопроменевого Фур'є-спектрометра. Він заснований на використанні інтерферометра Майкельсона, що освітлюється досліджуваним випромінюванням.

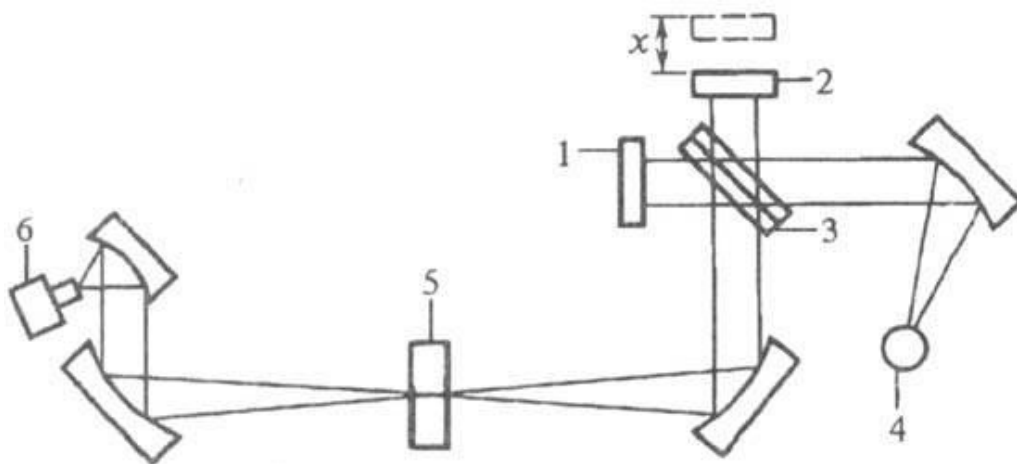


Рисунок 8.28 – Схема Фур'є-спектрометра

Інтерферометр містить два взаємно перпендикулярних дзеркала – нерухоме 1 і рухливе 2 – і напівпрозору світлорозділльну пластину 3, розташовану в місці перетину падаючих пучків випромінювання і пучків, відбитих від обох дзеркал. Пучок випромінювання від джерела 4, потрапляючи на пластину 3, розділяється на два пучки. Один з них спрямовується на нерухоме дзеркало 1, другий – на рухоме дзеркало 2; потім обидва пучка, відбившись від дзеркал, виходять крізь світлоділитель з інтерферометра в одному і тому самому напрямку. Далі випромінювання фокусується на зразку 5 і надходить на детектор випромінювання 6.

Два пучки відрізняються один від одного оптичною різницею ходу, величина якої змінюється залежно від положення рухомого дзеркала. Унаслідок інтерференції пучків інтенсивність результуючого потоку $I(x)$ періодично змінюється (модулюється). Частота модуляції залежить від частоти падаючого випромінювання ν і зміщення рухомого дзеркала x . В результуючій інтерферограмі виділяється так звана точка нульової різниці ходу, або точка білого світла. У цій точці для всіх частот спостерігається максимум; від неї ведуть відлік зміщення рухомого дзеркала. Для градуювання переміщень останнього часто використовують інтерферограму монохроматичного випромінювання від лазера (зазвичай He - Ne), введенного у Фур'є-спектрометр.

Для отримання необхідного спектрального розподілу інтенсивності випромінювання по довжинах хвиль (частотах) використовують перетворення Фур'є, чим, власне, і обумовлюється назва цього методу аналізу. До складу Фур'є-спектрометра зазвичай належать: двопробеневий інтерферометр, освітлювач, приймач випромінювання, система відліку різниці ходу, підсилювач, аналого-цифровий перетворювач і ПК. Ця

методика найчастіше виявляється більш ефективною, ніж прямий аналіз спектра. Найчастіше ФС застосовуються в тих дослідженнях, де інші методи малоефективні або незастосовні. Зокрема, найбільшого поширення набули ІЧ-Фур'є-спектрометри, призначені для швидкого отримання коливальних спектрів у ІЧ-ділянці випромінювання.

Контрольні запитання та завдання

1. Які переваги і недоліки має метод контролю за допомогою пробних стекол?
2. Яка інтерференційна картина відображає плоску бездефектну поверхню?
3. Яка інтерференційна картина відображає поверхню, що має місцеві дефекти?
4. Які методи контролю поверхні є безконтактними?
5. Якими методами вимірюють шорсткість поверхні оптичних деталей?
6. Сферична поверхня плоскоопуклої лінзи ($n_1 = 1,52$) стикається зі скляною пластинкою ($n_2 = 1,7$). Простір між лінзою, радіус кривизни якої $R = 1,0$ м, і платівкою заповнений рідиною. Спостерігаючи кільця Ньютона у відбитому світлі ($\lambda = 0,589$ мкм), виміряли радіус десятого темного кільця $r_{10} = 2,05$ мм. Визначити показник заломлення рідини n_p , якщо $n_p < n_1 < n_2$.
7. Для зменшення втрат світла в процесі відбиття від скла на поверхню об'єктива ($n_2 = 1,7$) нанесена прозора плівка ($n = 1,3$). За умови якої найменшої товщини її станеться максимальне ослаблення відбитого світла, довжина хвилі якого припадає на середню частину видимого спектра ($\lambda = 0,56$ мкм)? Вважати, що промені падають нормально до поверхні об'єктива.
8. Між двома плоскопаралельними скляними пластинками утворено дуже тонкий повітряний клин. На пластинки нормально падає монохроматичне світло ($\lambda = 0,50$ мкм). Визначити кут α між пластинками, якщо у відбитому світлі протягом $l = 1$ см спостерігається $N = 20$ інтерференційних смуг.

9 ПОЛЯРИЗАЦІЯ ТА ПОЛЯРИЗАЦІЙНІ ПРИЛАДИ

9.1 Природне та поляризоване світло

Явище поляризації світла полягає в упорядкуванні орієнтації векторів напруженостей $\vec{E}$ електричного і $\vec{H}$ магнітного полів світлової хвилі в площині, перпендикулярній світловому променю (рис. 9.1).

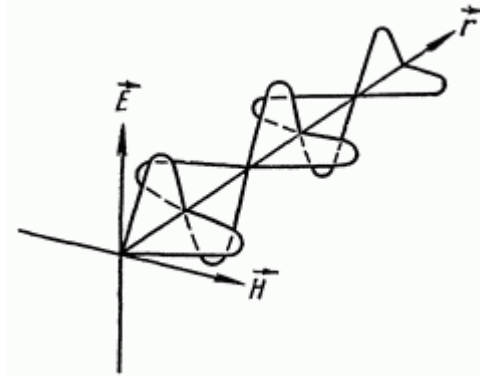


Рисунок 9.1 – Поляризація світлової хвилі

У природному світлі, який випускають звичайні джерела, напрямки коливань векторів $\vec{E}$ і $\vec{H}$ в кожній заданій точці променя залежать від часу, тобто відбуваються в різних напрямках, перпендикулярних променю. Коливання з різними напрямками векторів $\vec{E}$ досить швидко (за час $\sim 10^{-8}$ с) і безладно змінюють один одного. Природне світло не є поляризованим, хоча в кристалах воно може бути таким.

Світло, в якому напрямки коливань векторів $\vec{E}$ і $\vec{H}$ електромагнітної хвилі впорядковані якимось чином, називається *поляризованим*. Поляризоване світло – світло в стані, коли одні напрямки коливань його електричного вектора переважають над іншими в площині, нормальній до напрямку поширення світлової хвилі. У такому світлі є певні фазові співвідношення між взаємно компонентами вектора напруженості електричного (або магнітного) поля і ці компоненти когерентні. Останнє означає, що в цьому світловому потоці всі хвилі поляризовані однаково – така поляризація світла називається *повною*.

Поляризація світла – стан світлової хвилі, в якому визначені напрямки коливань електричного вектора $\vec{E}$ переважають над іншими (рис. 9.2). У найпростішому випадку плоских однорідних електромагнітних хвиль (наприклад, світлових хвиль у прозорому ізотропному середовищі) коливання векторів напруженості електричного і магнітного полів

відбуваються в одній площині, нормальній до напрямку поширення хвилі (хвилі є строго поперечними).

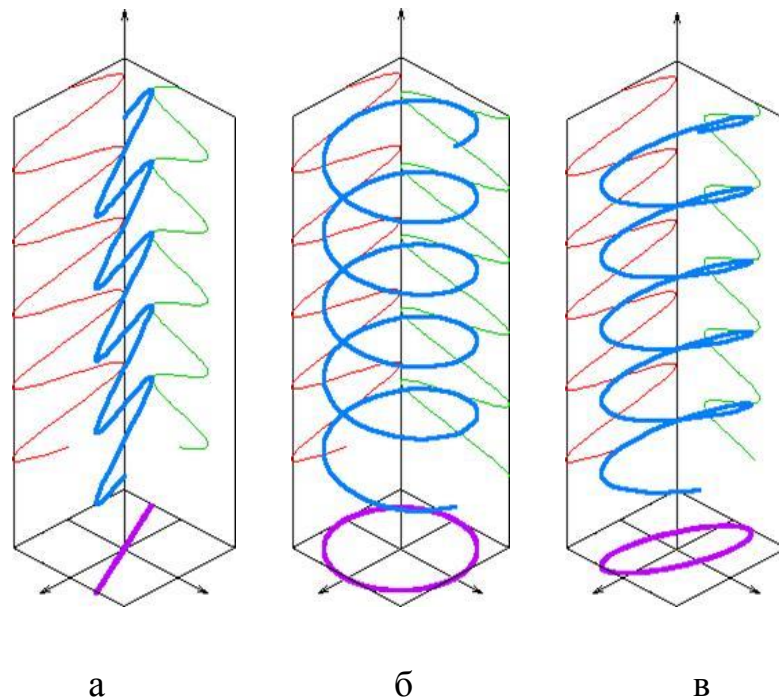


Рисунок 9. 2 – Види поляризації

Якщо коливання вектора $\vec{E}$ відбуваються тільки в одній площині, що проходить крізь промінь, то світло називається *плоско* або *лінійно* поляризованим (рис. 9.2, а).

Якщо кінець вектора $\vec{E}$ описує коло, то світло називається *поляризованим по колу* або *циркулярно* поляризованим (рис. 9.2, б).

Існують і інші види поляризації світла. Наприклад, впорядкованість орієнтації векторів поля хвилі може полягати в тому, що вектор $\vec{E}$ повертається навколо променя (в певному напрямку) і його кінець описує в просторі еліпс. Таке світло називається *поляризованим по еліпсу* або *еліптично* поляризованим (рис. 9.2, в).

Можливі два типи кругової та еліптичної поляризації: права і ліва поляризації. Якщо дивитися на промінь світла то, за умови правої поляризації обертання $\vec{E}$ відбувається за годинниковою стрілкою, в разі лівої – проти годинникової стрілки.

Кругова поляризація застосовується в антенах космічних ліній зв'язку, тому що для прийому сигналу не важливе положення площини поляризації передавальної та приймальної антен. Тобто обертання космічного апарату не вплине на можливість зв'язку з ним. У наземних лініях використовують антени лінійної поляризації: завжди можна вибрати заздалегідь, горизонтально чи вертикально розташовувати площину поляризації антен. Антену кругової поляризації виконати складніше, ніж антену лінійної поляризації.

Взагалі, кругова поляризація – річ теоретична. На практиці говорять про антени еліптичної поляризації – з лівим або правим напрямком обертання.

Оскільки коливання будь-якого вектора можна уявити як суму коливань двох взаємно перпендикулярних векторів однакової частоти ω , але з різною фазою ϕ :

$$\vec{E} = \vec{E}_x + \vec{E}_y. \quad (9.1)$$

$$E_x = A_1 \cos \omega t \quad \text{та} \quad E_y = A_2 \cos(\omega t + \delta). \quad (9.2)$$

Якщо $A_1=A_2$ та $\delta = \frac{\pi}{2} + n\pi$, то напрямок сумарного коливання буде змінюватися по колу, до того ж вектор обертається по ходу годинникової стрілки за умови парного n і проти годинникової стрілки, якщо n непарне. Якщо $\delta = n\pi$, то напрямок сумарного коливання буде лежати в площині. В інших випадках виходить, що напрямок сумарного коливання буде змінюватися за еліпсом. Отже, лінійно і циркулярно поляризоване світло є окремими випадками еліптично поляризованого світла.

Також існує *частково поляризоване світло*, яке випромінює більшість джерел. У ньому присутні різноманітні напрямки коливань вектора, але різної амплітуди. Частково поляризоване світло, як і природне, можна представити у вигляді накладення двох некогерентних плоско поляризованих хвиль з взаємно перпендикулярними площинами поляризації, але різними за інтенсивністю ($I_{\max}$ і $I_{\min}$). Частково поляризоване світло також можна уявити як суму природного і лінійно поляризованого світла. Частково поляризоване світло характеризують ступенем поляризації P , що залежить від інтенсивності поляризованої складової.

Ступенем поляризації (P) називається величина відношення різниці максимальної ($I_{\max}$) і мінімальної ($I_{\min}$) інтенсивностей частково поляризованого світла, який пропускається аналізатором, до їхньої суми:

$$P = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}. \quad (9.3)$$

Для плоско поляризованого світла $I_{\min} = 0$, ступінь поляризації $P = 1$, для природного світла $I_{\max} = I_{\min}$, $P=0$. Для еліптично поляризованого і циркулярно поляризованого світла поняття «ступінь поляризації» не застосовується.

9.2 Поляризатори

Поляризатори – це оптичні прилади, призначені для отримання, перетворення й аналізу поляризованого світла, а також для досліджень та вимірювань, пов'язаних із використанням поляризованого світла. Для перетворення природного світла на поляризоване використовують такі методи: 1) відбивання та заломлення світлових хвиль на межі поділу двох діелектриків; 2) подвійне променезаломлення; 3) дихроїзм. Суттєвими недоліками першого методу є: мала інтенсивність отриманого поляризованого світла; значна залежність ступеня поляризації хвилі від кута падіння й довжини хвилі. Тому більш результативними є другий і третій методи.

Прикладом поляризатора першого типу може бути плоскопаралельна скляна пластинка або стопа Столетова. Найбільш просто поляризаційне світло можна отримати з природного світла в процесі відбиття світлової хвилі від межі розділу двох діелектриків.

Якщо природне світло падає на межу поділу двох діелектриків (наприклад, повітря-скло), то частина його відбивається, а частина заломлюється і поширюється в другому середовищі (рис. 9.3).

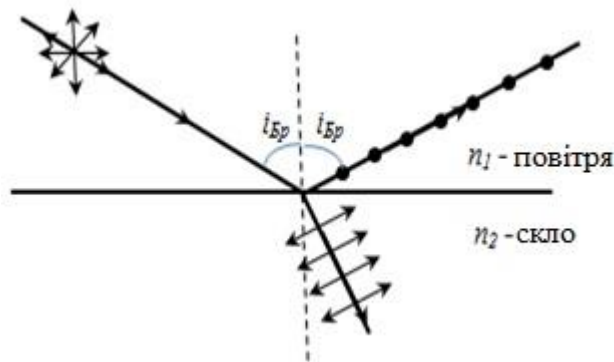


Рисунок 9.3 – Поляризація світла в процесі відбивання та заломлення

Якщо кут падіння дорівнює куту Брюстера $i_{\text{Бр}}$, виконуються такі умови:

1. Відбитий від межі розділу двох діелектриків промінь буде повністю поляризований у площині, перпендикулярній площині падіння.

2. Ступінь поляризації заломленого променя досягає максимального значення, меншого за одиницю, тобто промінь поляризується максимально, але не повністю.

3. Заломлений промінь буде поляризований частково в площині падіння.

4. Кут між відбитим і заломленим променями дорівнює 90° .

4. Тангенс кута Брюстера дорівнює відносному показнику заломлення:

$$\operatorname{tg} i_B = n_{21} = \frac{n_2}{n_1}. \quad (9.4)$$

Вираз (9.3) і називається *законом Брюстера*. Такі особливості відбитого і заломленого випромінювань можна пояснити, якщо врахувати, що атом випромінює як диполь. Під дією падаючої хвилі атоми другого середовища, як диполі, випромінюють відбиту хвилю. Диполь уздовж осі не випромінює, і тому атоми другого середовища, які здійснюють коливання в площині падіння (вони зображені стрілками), внесок у відбиту хвилю не дають. Атоми другого середовища, які здійснюють коливання перпендикулярно площині падіння (вони зображені точками), випромінюють хвилі, вектор яких розташовується в площині, що проходить через вісь диполя, тобто перпендикулярно площині падіння. Отже, відбита хвиля буде лінійно поляризованою з напрямком коливань вектора $\vec{E}$, перпендикулярним до площини падіння. Якщо падаюча хвиля є лінійно поляризованою з напрямком коливань вектора, розташованим у площині падіння, то тоді відбитого променя не буде. При відбитті лінійно поляризованого світла від поверхні металу відбите випромінювання буде в загальному випадку еліптично поляризованим, це пов'язано з особливостями відбиття хвиль в цьому випадку.

Якщо світловий промінь падає на межу розділу під кутом Брюстера, то відбите світло виявляється повністю поляризованим. На цьому основана дія відбивних поляризаторів. Основний недолік відбивних поляризаторів – низькі значення коефіцієнта відбиття – усувається за умови використання багатошарових діелектричних покриттів. Однак водночас зберігаються загальні для всіх відбивних поляризаторів недоліки – сильна залежність ступеня поляризації від кута падіння (мала кутова апертура) і від довжини хвилі світла (хроматизм).

Промінь, заломлений на межі розділу, поляризується лише частково, але якщо кут падіння дорівнює куту Брюстера, компонента променя, поляризована в площині падіння, проходить крізь межу розділу без втрат. Отже, пропускаючи світло послідовно через кілька прозорих плоскопаралельних пластинок, можна досягти значного ступеня поляризації

пучка, що пройшов, практично без ослаблення інтенсивності однієї з поляризаційних компонент.

Стопа Столетова (рис. 9.4) є сукупністю однакових паралельних одна одній пластинок (8...10 штук) з прозорого діелектрика (наприклад, скла), орієнтованих під кутом Брюстера до падаючого променя.

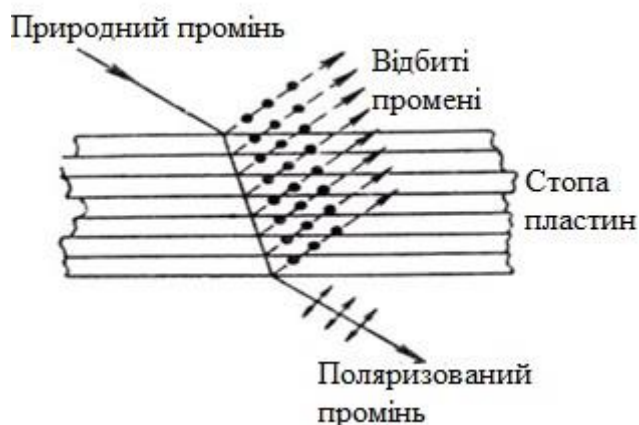


Рисунок 9. 4 – Стопа Столетова

За умови багаторазового відбиття і заломлення на кожній межі пластинки ступінь поляризації світла, що проходить, виростає і на виході зі стопи світло стає практично повністю поляризованим. До того ж поляризованим буде як світло, що проходить, так і відбите світло. За зміною поляризації світла у процесі відбиття від поверхні можна судити про структуру поверхні, оптичні постійні, товщину зразка.

Як поляризатори, в основі роботи яких лежить явище *подвійного променезаломлення*, найбільш часто застосовуються призми (поляризаційні призми: призма Ніколя, призма Волластона, призма Аренса тощо) і поляроїди.

Всі прозорі кристали оптично анізотропні, тобто мають різні оптичні властивості в різних напрямках. Винятком є кристали, які мають кубічну кристалічну решітку (наприклад, сіль NaCl). У процесі проходження світла крізь оптично анізотропні кристали спостерігається явище подвійного променезаломлення, яке полягає в тому, що промінь, який впав на кристал, розділяється всередині кристала на два промені, що поширюються з різними швидкостями і в різних напрямках. Це явище вперше було виявлено датським ученим Е. Бартоліні 1669 р для ісландського шпату.

Якщо на товстий кристал ісландського шпату спрямувати вузький пучок світла, то з кристалу вийдуть два просторово розділених промені, паралельних один одному і падаючому променю (рис. 9.5, а). Навіть в цьому

випадку, коли первинний пучок падає на кристал нормально, заломлений пучок розділяється на два, до того ж один із них є продовженням первинного, а другий відхиляється (рис. 9.5, б). Це явище обумовлено залежністю показника заломлення від вибору напрямку в таких кристалах.

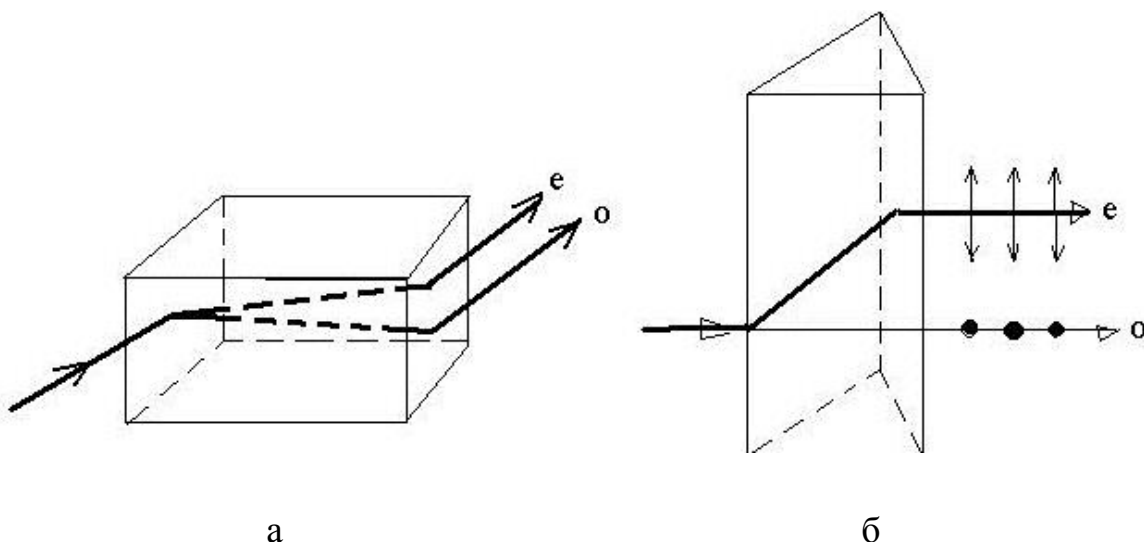


Рисунок 9.5 – Подвійне променезаломлення в кристалах

Оптична вісь кристала – це такий напрямок у кристалі, в якому відсутнє явище подвійного променезаломлення. Це означає, що, хоча два промені й існують, але вони ніяк себе не проявляють – поширюються просторово з однаковою швидкістю та не розділені. У природі існують однісіні й двовісні оптично анізотропні кристали. В однісініх кристалах (ісландський шпат, турмалін, кварц тощо) один із заломлених променів підкорюється законам заломлення світла і називається *звичайним* променем (*о*), для іншого, *незвичайного* променя (*е*), закони заломлення світла не виконуються. У двовісних кристалах (наприклад, гіпс) обидва промені є незвичайними, тобто для них не виконуються закони заломлення.

Явище подвійного променезаломлення дозволяє безпосередньо отримати лінійно поляризоване світло за рахунок вилучення на виході з кристала одного з променів. Цей спосіб застосовується для поляризації вузькоспрямованих пучків малого перетину (наприклад, випромінювання лазера) і вимагає використання матеріалів з високим подвійним променезаломленням (типу ісландського шпату).

Більш досконалими поляризаторами, основаними на явищі подвійного променезаломлення, є поляризаційні призми, проходячи крізь які дві поляризаційні компоненти світлового променя в загальному випадку не зберігають напрямку поширення, відхиляючись на різні кути. Поляризаційні

призми характеризуються широким спектральним діапазоном робочих частот, високою поляризаційною здатністю і променевою міцністю.

В однопроменевих поляризаційних призмах одна з компонент променя зазнає повне внутрішнє відбиття на похилій межі поділу складових частин призми і зазвичай гаситься її оправою. Друга поляризаційна компонента проходить крізь призму без зміни напрямку поширення. Прикладом такого способу отримання лінійно поляризованого світла є використання *призми Ніколя*. Призма Ніколя (ніколь) складається з двох призм, виготовлених з ісландського шпату, і склеєних тонким шаром канадського бальзаму (рис. 9.6).

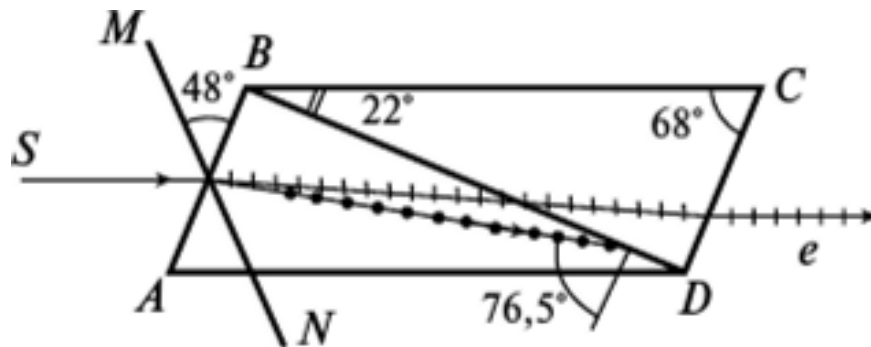


Рисунок 9.6 – Призма Ніколя

Передня і задня грані AB і CD призм нахилені до ребер AD і BC під кутом 68° і утворюють з оптичною віссю MN кристала кут 48° . Діагональна площина BD нахилена до BC і AD під кутом 22° . За цією площиною призми склеюють канадським бальзамом, який прозорий для видимого світла і оптично ізотропний. Абсолютний показник заломлення канадського бальзаму $n_B = 1,550$. На передню грань призми AB падає промінь природного світла S, паралельний ребру AD. У призмі він роздвоюється на два промені – звичайний ($n_o = 1,658$) і незвичайний ($n_e = 1,486$). Завдяки тому, що $n_e < n_B < n_o$, шар канадського бальзаму оптично менш щільний, ніж ісландський шпат, для звичайного променя й оптично більш щільний для незвичайного променя. Звичайний промінь падає на поверхню канадського бальзаму під кутом, більшим за граничний кут повного внутрішнього відбиття, і, зазнавши повне внутрішнє відбиття, виходить із призми і поглинається її оправою. Незвичайний промінь вільно проходить крізь шар канадського бальзаму і після заломлення на задній грані CD виходить з призми паралельно падаючому променю S. Отже, призма Ніколя перетворює падаюче на неї світло в лінійно поляризоване, площина коливань якого збігається з головною площиною призми, що проходить через промінь і

оптичну вісь MN. У процесі повороту призми навколо променя на деякий кут, на такий самий кут повертається і площина коливань світла, що проходить крізь призму.

Внаслідок заломлення на нахилених гранях AB і CD промінь світла, що виходить з ніколя, дещо зміщений щодо падаючого променя. Це явище вдається усунути в поляризаційній призмі з ісландського шпату, грані якої перпендикулярні ребрам.

Двопроменеві поляризаційні призми розщеплюють вихідний світловий пучок на два лінійно поляризованих, що поширюються в різних напрямках. Призма Волластона (рис. 9.7) складається з двох прямокутних призм, виготовлених з ісландського шпату або кальциту.

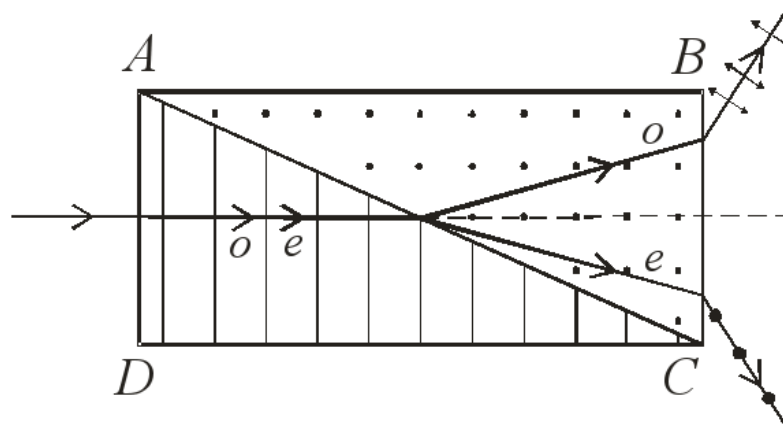


Рисунок 9.7 – Призма Волластона

Призми склеєні по гіпотенузі. У призмі ABC оптична вісь паралельна грані AB; в призмі ADC оптична вісь паралельна ребру, перпендикулярному площині рисунка. Промінь природного світла падає нормально на грань AB; обидва промені, що виникають у призмі ABC, звичайний і незвичайний, йдуть в одному напрямку, перпендикулярно до оптичної осі, відповідно зі швидкостями v_o і v_e . У другій призмі ADC вони також підуть у напрямку, перпендикулярному до оптичної осі, але оскільки оптичні осі в обох призмах взаємно перпендикулярні, то звичайний промінь в першій призмі перетвориться в незвичайний в другій, і навпаки.

Отже, промінь, що був звичайним у першій призмі, заломився на межі обох призм з відносним показником заломлення n_e/n_o , а промінь, який був у першій призмі незвичайним, заломився з відносним показником заломлення n_o/n_e . Оскільки для ісландського шпату $n_e < n_o$, отже, $n_e/n_o < 1$, а $n_o/n_e > 1$. Тому промені заломлюються під різними кутами. Цим буде досягнуто значне розходження променів.

Обидва промені плоско поляризовані: в першому промені світловий вектор коливається паралельно оптичній осі другої призми, у другому промені електричний вектор коливається перпендикулярно оптичній осі другої призми.

Кругові й еліптичні поляризатори істотно відрізняються від лінійних через відсутність середовищ із круговою або еліптичною анізотропією, порівняною за величиною з лінійною. Зазвичай круговий поляризатор є комбінацією послідовно розташованих лінійного поляризатора і чвертьхвильової фазової пластинки, що вносить фазовий зсув $\pi/2$ між двома ортогонально поляризованими компонентами світлової хвилі й перетворює лінійно поляризоване світло в поляризоване по колу.

Подвійнопроменезаломлювальні фазові пластинки виготовляються з матеріалів як з природною, так і з індукованою оптичною анізотропією; відбивні фазові пластинки, наприклад, ромб Френеля, (рис. 9.8) – з оптично ізотропних матеріалів, принцип їхньої дії оснований на зміні поляризаційного стану світла в процесі повного внутрішнього відбиття.

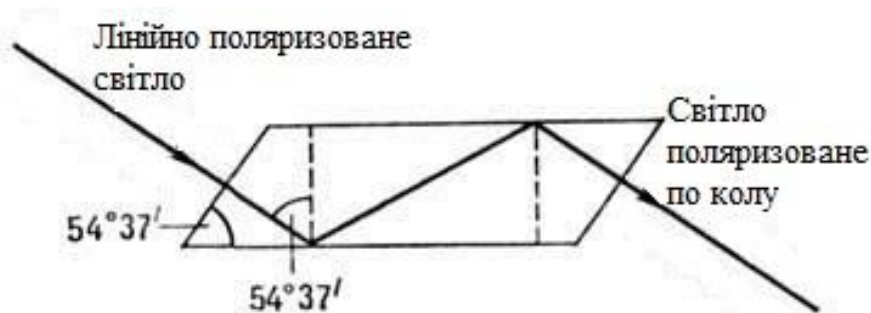


Рисунок 9.8 – Ромб Френеля. Значення кутів указані для відношення показників заломлення двох середовищ, рівного 1,51

Перевагою відбивних фазових пластинок перед подвійнопроменезаломлювальними є слабка залежність фазового зсуву від довжини хвилі (ахроматизм).

Крім зазначених, існують також поляризатори, що складаються з двозаломлювальних кристалів, що мають властивість дихроїзму. *Дихроїзм* – виборче поглинання світла залежно від орієнтації вектора світлової хвилі (поляризації). Такі кристали називаються дихроїчними кристалами. Тобто в таких кристалах коефіцієнт поглинання неоднаковий для звичайного і незвичайного променів і залежить від поширення світла в кристалі.

Прикладом природного сильно дихроїчного кристала є турмалін. У турмаліні через дуже сильне селективне поглинання звичайного променя з

пластинки завтовшки від 1 мм виходить тільки незвичайний промінь. Коефіцієнт поглинання незвичайного променя в турмаліні сильно залежить від частоти світла. Тому в разі освітлення пластинки турмаліну білим світлом кристал за різними напрямками виявляється по-різному забарвленим. У незвичайному промені, що проходить, переважає жовто-зелена ділянка спектра видимого світла. Тому турмалін не тільки поляризатор, а й своєрідний світлофільтр.

Ще більш яскраво виражений дихроїзм в ділянці видимого світла мають кристали герпатиту (сірчанокислого йод-хініну), які за умови товщини 0,1 мм повністю поглинають звичайний промінь. Дихроїчні кристали набули ще більш важливого значення у зв'язку з винаходом поляроїдів. *Поляроїди* майже повністю пропускають хвилю дозволеної поляризації і не пропускають хвилю, поляризовану в перпендикулярному напрямку. Отже, поляроїди можна вважати ідеальними поляризаційними фільтрами.

На сьогодні широко застосовуються штучні дихроїчні плівки з органічної речовини з довгими ланцюжками вуглеводневих молекул, в які вкраплені кристали герпатиту. Плівка необхідна для того, щоб отримати поляризатори з великою площею поверхні, тому що самі кристалики герпатиту дуже маленькі. У разі падіння природного світла на таку плівку на виході з неї отримують лінійно поляризоване світло. Це пояснюється тим, що складник вектора $\vec{E}$, паралельний напрямку, уздовж якого витягнуті молекули, викликає інтенсивний рух електронів у молекулах, і тому повністю поглинається поляроїдом. Складник вектора $\vec{E}$, спрямований перпендикулярно довжині ланцюжків молекул (цей напрямок називається віссю пропускання поляроїда), інтенсивного руху електронів не викликає, і цій складник проходить поляроїд без зміни. На виході поляроїда виходить лінійно поляризоване світло, вектор якого здійснює коливання уздовж осі пропускання.

Порівняно з поляризаційними призмами поляроїди мають значно менші розміри. Однак ступінь поляризації в них сильніше залежить від λ , ніж у призмах. Крім того, їхня менша порівняно з призмами прозорість (приблизно 30 %) у поєднанні з невеликою термостійкістю не дозволяє використовувати поляроїди в потужних світлових потоках. Поляроїди застосовуються, наприклад, для захисту від сліпучої дії світла сонячних променів і фар зустрічного автотранспорту.

Різні кристали створюють різне за значенням і напрямком подвійне променезаломлення. Тому, пропускаючи крізь них поляризоване світло і вимірюючи його зміну після проходження кристалів, можна визначити їх

оптичні характеристики і здійснювати мінералогічний аналіз. Із цією метою використовуються поляризаційні мікроскопи.

Поляризатори так само можна використовувати для аналізу лінійно поляризованого світла. У цьому випадку їх називають аналізаторами.

9.3 Аналіз поляризованого світла

Візьмемо як поляризатор і аналізатор дихроїчний кристал турмаліна (рис. 9.9). Нехай природне світло падає перпендикулярно оптичній осі OO' поляризатора Π . Крізь поляризатор вільно пройдуть коливання світлового вектора, паралельні площині поляризатора. Коливання світлового вектора, перпендикулярні площині поляризації, повністю поглинаються кристалом турмаліну.

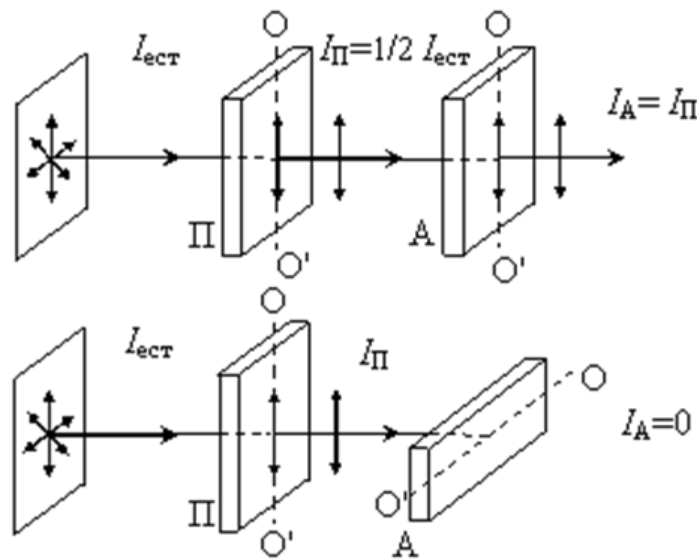


Рисунок 9.9 – Аналіз плоскополяризованого світла

Інтенсивність світла, що пройшло крізь поляризатор, дорівнює половині інтенсивності падаючого природного світла:

$$I_n = \frac{1}{2} I_{np} . \quad (9.5)$$

Якщо плоскополяризоване світло падає на аналізатор A (рис. 9.10), площина поляризації якого становить кут φ з площиною аналізатора, то падаюче електромагнітне коливання можна розкласти на два коливання з амплітудами $E_1 = E_0 \cos \varphi$ і $E_2 = E_0 \sin \varphi$, паралельне і перпендикулярне площині аналізатора.

Крізь аналізатор пройде складник, паралельний площині аналізатора, тобто складник $E_1 = E_0 \cos \varphi$, а перпендикулярний складник буде затриманий аналізатором.

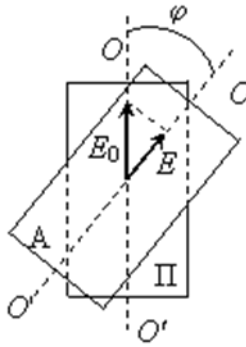


Рисунок 9.10 – Ілюстрація до закону Малюса

Тоді інтенсивність світла, що пройшло крізь аналізатор, дорівнює

$$I_n = k_0 I_0 \cos^2 \varphi, \quad (9.6)$$

де I_0 – інтенсивність падаючого на поляризатор світла;

I_n – інтенсивність світла, що виходить з поляризатора;

k_0 – коефіцієнт пропускання поляризатора.

Вираз (9.6) називають *законом Малюса*: Інтенсивність світла, що пройшло крізь поляризатор, прямо пропорційна добутку інтенсивності падаючого плоскополяризованого світла I_0 і квадрата косинуса кута між площиною падаючого світла і площиною поляризатора.

Таким чином, інтенсивність світла, що пройшло скрізь пластинку, змінюється від мінімуму (повне гасіння світла) за умови $\varphi = \frac{\pi}{2}$ (оптичні осі пластинок перпендикулярні) до максимуму, якщо $\varphi = 0$ (оптичні осі пластинок паралельні).

Якщо природне світло з інтенсивністю $I_{\text{пр}}$ проходить послідовно крізь поляризатор і аналізатор, то світло, що виходить, має інтенсивність

$$I = \frac{1}{2} I_{\text{пр}} \cos^2 \varphi, \quad (9.7)$$

Для аналізу поляризованості світла аналізатор потрібно обертати навколо променя, якщо в цьому разі можна знайти таке положення, коли світло крізь нього не проходить (інтенсивність стає рівною нулю), то таке світло повністю поляризоване; якщо під час обертання аналізатора інтенсивність світла не змінюється, таке світло буде природним.

Приклад. Природне світло проходить крізь поляризатор і аналізатор, встановлені так, що кут між їхніми площинами пропускання дорівнює φ . Як

поляризатор, так і аналізатор поглинають і відбивають 8 % падаючого на них світла. Виявилося, що промінь, що вийшов з аналізатора, має 9 % від інтенсивності природного світла, що падає на поляризатор. Знайти кут φ .

Рішення. Інтенсивність природного світла, що пройшло крізь поляризатор, за законом Малюса дорівнює:

$$I_{\pi} = \frac{1}{2} I_{\text{пр}} (1 - k),$$

де k – коефіцієнт втрат інтенсивності світла в поляризаторі;

коефіцієнт $1/2$ з'являється за умови усереднення по всіх станах поляризації падаючого світла.

Інтенсивність світла, що пройшло крізь аналізатор, визначається також згідно із законом Малюса:

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

де I_0 – інтенсивність світла, що падає на аналізатор;

φ – кут між площинами пропускання поляризатора й аналізатора;

α – коефіцієнт втрат інтенсивності світла в аналізаторі.

Підставимо I_{π} з першої формули і врахуємо, що світло, яке вийшло з аналізатора, становить 9 % від інтенсивності природного світла:

$$0,09 I_{\text{пр}} = \frac{1}{2} (1 - k) (1 - \alpha) I_{\text{пр}} \cos^2 \varphi.$$

За умовою завдання $k = \alpha = 0,08$. Скорочуючи на $I_{\text{пр}}$, отримаємо:

$$\cos^2 \varphi = \frac{0,09 \cdot 2}{(1 - 0,08)^2} = 0,2127.$$

Значення кута $\varphi = 62^{\circ}32'$.

9.4 Штучна оптична анізотропія

Ряд кристалів, які є ізотропним, внаслідок зовнішнього впливу стають оптично анізотропними. Штучну анізотропію можна викликати:

1. Механічним впливом (стисненням або розтягуванням) кристалів кубічної симетрії, стекол до інших аморфних тіл (рис. 9.11).

У всіх випадках зовнішніх впливів речовина набуває властивостей одновісного кристала (тобто стає подвійно променезаломлювальною), оптична вісь якого збігається з напрямком деформацій, електричного й магнітного поля:

$$n_o - n_e = k_1 \sigma, \quad (9.8)$$

де σ – пружна деформація;
 k_1 – постійна, що характеризує речовину.

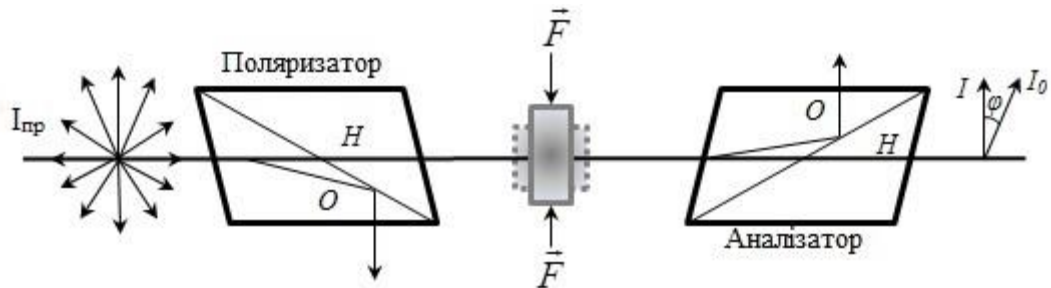


Рисунок 9.11 – Штучна анізотропія, викликана механічним впливом

Методом виявлення такої анізотропії є інтерференція поляризованих променів. За умови $F = 0$ світло на екран не проходить. Якщо $F \neq 0$, на екрані спостерігається інтерференційна картина. Оскільки матеріали (метали), що застосовуються зазвичай у техніці, непрозорі, то дослідження напружень проводять на прозорих моделях, а потім роблять відповідний перерахунок на проектувану конструкцію.

2. Електричним полем (*ефект Керра* – виникнення штучної оптичної анізотропії під дією електричного поля в рідинах, газах, аморфних тілах). Виявлено явище вперше 1875р. шотландським фізиком Дж. Керр (1824 – 1904) під час розміщення рідкого (а також і твердого) ізотропного діелектрика в досить сильне однорідне електричне поле (рис. 9.12).

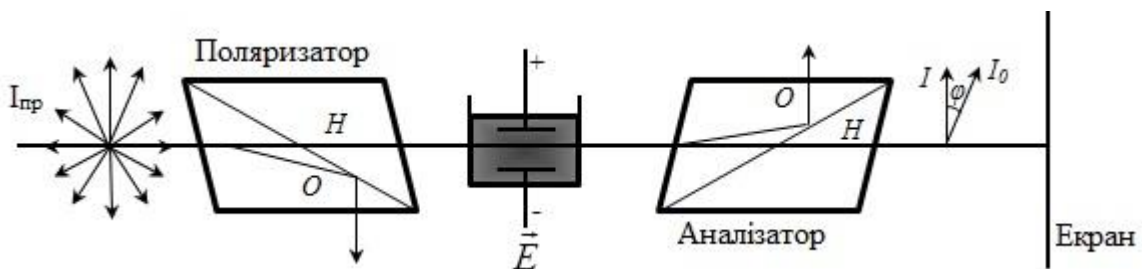


Рисунок 9.12 – Штучна анізотропія, викликана електричним полем

Комірка Керра – кювета з рідиною (наприклад, нітробензолом), в яку введені пластини конденсатора, розміщується між схрещеними поляризатором і аналізатором. За відсутності електричного поля світло крізь систему не проходить. За умови накладення електричного поля рідина стає

анізотропної і світло проходить. Оптична вісь спрямована вздовж вектора електричного поля конденсатора.

Мірою оптичної анізотропії, що виникає, служить різниця показників заломлення звичайного і незвичайного променів у напрямку, перпендикулярному оптичній осі:

$$n_o - n_e = k_2 E^2 = b \lambda_0 E^2, \quad (9.9)$$

де E – напруженість електричного поля;

k_2 – постійна, що характеризує речовину;

b – постійна Керра;

λ – довжина хвилі світла у вакуумі.

Для газів b на декілька порядків менше. Але 1930 р. явище Керра для газів було також виявлено.

Ефект Керра пояснюється різною поляризованістю молекул рідини за різними напрямками. Це явище практично безінерційне, тобто перехід речовини з ізотропного стану в анізотропний у разі включення поля (і назад) становить $10^{-11} \dots 10^{-12}$ с. Тому комірка Керра є ідеальним світловим затвором і застосовується у швидкоплинних процесах (звукозапис, відтворення звуку, швидкісна фото- й кінозйомка, вивчення швидкості поширення світла, затвори лазерів), в оптичній локації, в оптичній телефонії тощо.

3. Магнітним полем (*ефект Коттона–Мутона*) виникнення штучної оптичної анізотропії під дією магнітного поля в рідинах, стеклах, колоїдах (рис. 9.13).

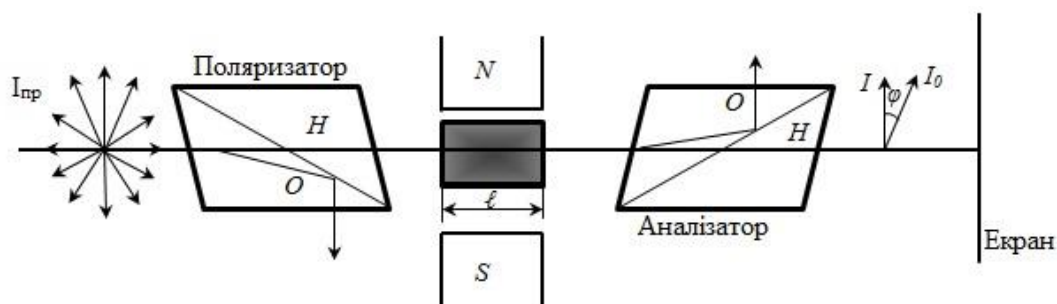


Рисунок 9.13 – Штучна анізотропія, що викликана магнітним полем

Мірою оптичної анізотропії, що виникає, є різниця показників заломлення звичайного і незвичайного променів у напрямку, перпендикулярному оптичній осі:

$$n_0 - n_e = k_2 H^2, \quad (9.10)$$

де H – напруженість магнітного поля;

k_2 – постійна, що характеризує речовину.

Деякі тверді речовини (кварц, цукор, кіновар) і рідини (водний розчин цукру, винна кислота, скипидар) мають здатність обертати площину поляризації світла. Такі речовини називаються оптично активними. Виявилось, що всі речовини, оптично активні в рідкому стані (зокрема й у розчинах), мають цю властивість і в кристалічному стані. Водночас деякі речовини, оптично активні в кристалічному стані, є оптично неактивними в рідкому. Отже, оптична активність визначається як будовою молекул, так і їхнім розташуванням у кристалічній решітці.

Одні речовини обертають площину поляризації за годинниковою стрілкою (для спостерігача, який дивиться назустріч променю), інші – проти годинникової стрілки. У першому випадку проявляється дія правообертальної модифікації речовини, у другому – лівообертальної.

В оптично активних кристалах і чистих рідинах кут повороту площини поляризації пропорційний товщині шару речовини l :

$$\varphi = \alpha l, \quad (9.11)$$

де α – постійна обертання. Постійна обертання α залежить від природи речовини, температури і довжини хвилі світла.

Далеко від смуг поглинання світла речовиною залежність α від l відповідає закону Біо:

$$\alpha \sim \frac{l}{\lambda^2}. \quad (9.12)$$

Для розчинів постійна обертання α пропорційна концентрації c оптично активної речовини:

$$\alpha = kc, \quad (9.13)$$

де k – коефіцієнт (постійна) питомого обертання.

Залежно від напрямку обертання площини поляризації оптично активні речовини поділяються на право- і лівообертальні. Напрямок променя і напрям обертання утворюють у правообертальній речовині лівогвинтову систему, а в лівообертальній речовині – правогвинтову систему. Напрямок обертання (щодо променя) не залежить від напрямку променя в оптично

активному середовищі. Тому, якщо, наприклад, промінь, що пройшов уздовж оптичної осі крізь кристал кварцу, відбити дзеркалом і змусити пройти крізь кристал ще раз у зворотному напрямку, то відновлюється початкове положення площини поляризації.

Явище оптичної активності покладено в основу дуже точного і швидкого методу визначення концентрації оптично активної речовини. Аналізатор А може обертатися навколо осі, що збігається з променем світла. У процесі вимірювань визначають два його положення. Перше положення відповідає куту φ_1 , за умови якого світло не проходить крізь систему, що містить кювету з розчинником. Друге положення відповідає куту φ_2 , коли світло не проходить крізь систему, що містить кювету з розчином оптично активної речовини. Унаслідок визначають кут повороту $\varphi = |\varphi_2 - \varphi_1|$ площини поляризації світла, що пройшло шар досліджуваної речовини завтовшки l . За відомим значенням коефіцієнта питомого обертання k для розчиненої речовини можна визначити концентрацію цієї речовини. Спеціальні прилади, які використовуються для визначення концентрації розчинених оптично активних речовин, називаються *поляриметрами*. Якщо поляриметри призначені для визначення цукру в розчині, то вони називаються *цукрометрами*.

Оптично неактивні речовини здатні обертати площину поляризації світла, якщо розмістити їх у магнітному полі. Це явище було виявлено Майклом Фарадеєм 1845 р. і названо на його честь. *Ефект Фарадея* спостерігається тільки за умови поширення світла вздовж напрямку вектора намагніченості речовини.

9.5 Поляризаційні прилади

Поляризаційні прилади – оптичні прилади для виявлення, аналізу, отримання і перетворення поляризованого оптичного випромінювання, а також для різних досліджень і вимірювань, що використовують явище поляризації світла. До простих пристроїв для отримання і перетворення поляризованого світла належать поляризатори, фазові пластинки, оптичні компенсатори, деполяризатори та ін.

Прилади для поляризаційно-оптичних досліджень, незважаючи на їхнє різноманіття, оснований на перетворенні поляризаційних характеристик випромінювання в амплітудні. Будь-який фотоприймач, зокрема й око, реагує на інтенсивність випромінювання, і кінцевим етапом поляризаційних вимірювань є вимірювання інтенсивності світла. Найпростіше перетворення поляризаційного стану світла (азимута площини поляризації) в інтенсивність

описується законом Малюса і реалізується в процесі пропущення лінійно поляризованого випромінювання крізь лінійний аналізатор.

Серед складних поляризаційних приладів із візуальною реєстрацією найбільш відомий поляризаційний мікроскоп, який широко застосовується для визначення величини і характеру анізотропії кристалічних середовищ і рідких кристалів. Для вивчення механічних напружень у конструкціях використовується поляризаційно-оптичний метод дослідження напружень.

Для прецизійних вимірювань оптичної анізотропії та її залежності від довжини хвилі слугують автоматичні поляризаційні прилади з фотоелектричною реєстрацією. Кількісний аналіз анізотропії зводиться до зіставлення оптичних властивостей середовища у двох ортогональних поляризаціях шляхом поляризаційної модуляції світла. У процесі вимірювань оптичної анізотропії, наведеної в середовищі зовнішнім збуренням, зазвичай модулюють це збурення, і вимірювання зводиться до реєстрації протифазної модуляції інтенсивностей двох поляризаційних компонент пучка на частоті модуляції збурення. Для підвищення чутливості вимірювань часто застосовують балансні схеми фотореєстрації (рис. 9.14).

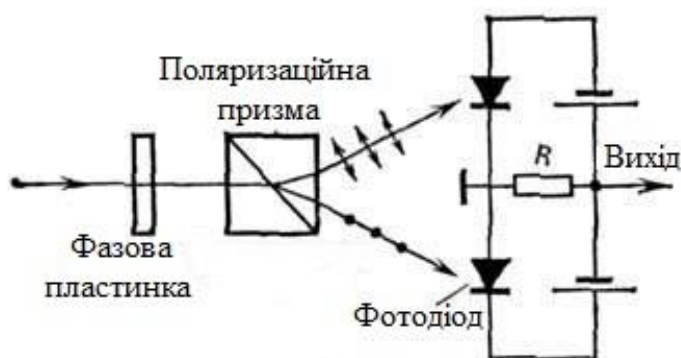


Рисунок 9.14 – Балансна схема реєстрації різниці інтенсивностей двох ортогонально поляризованих компонент світлового променя

Дві поляризаційні компоненти пучка поділяються за допомогою фазової пластинки і двопроменевої поляризаційної призми й надходять на два фотоприймачі, увімкнених так, що їхні фотоструми на виході схеми (навантаженні R) віднімаються. У цьому випадку реєстрований сигнал протифазної модуляції інтенсивностей компонент подвоюється, а сфазовані коливання інтенсивності, пов'язані з флуктуаціями інтенсивності світла, компенсують одне одного, що значно покращує відношення сигнал/шум.

Поляризаційні прилади для вимірювань обертання площини поляризації в середовищах із природною і наведеною магнітним полем

оптичною активністю (поляриметри) і дисперсії цього обертання (спектрополяриметри) відіграють істотну роль у фізичних дослідженнях твердих тіл, а також у хімічних і біологічних дослідженнях. Застосування в поляриметрії лазерних джерел світла дозволило досягти чутливості до кута обертання площини поляризації до $\sim 10^{-7}$ град.

Для виявлення та кількісного визначення поляризації світла використовуються поляриметри. Мінімальна домішка поляризованого світла, що може бути виявлена, залежить від його інтенсивності та практично досягає відносних значень $\sim 10^{-8}$.

Поляризаційні прилади широко застосовуються в наукових дослідженнях електронної структури атомів, молекул і твердих тіл, електричних і магнітних властивостей різних середовищ, поверхневих явищ та оптичних властивостей тонких плівок (еліпсометрія), для реєстрації акустичних і ударних хвиль у прозорих середовищах, для вивчення дифузії макромолекул у розчинах, для визначення змісту оптично активних молекул у розчинах (цукрометрія) тощо. Принципи поляризаційної оптики використовуються у приладах для геодезичних вимірювань, у системах оптичної локації й оптичного зв'язку, у схемах управління лазерним випромінюванням, в швидкісній фото- й кінозйомці тощо.

Контрольні запитання та завдання

1. Кут повної поляризації для деякого речовини дорівнює 56° . Чому дорівнює граничний кут повного відбивання для цієї речовини?

2. Природне світло падає на систему з трьох послідовно розташованих однакових поляроїдів, до того ж площина пропускання середнього поляроїда становить кут $\varphi = 60^\circ$ з площинами пропускання двох інших поляроїдів. Кожен поляроїд має коефіцієнт пропускання $\tau = 0,81$. У скільки разів зменшиться інтенсивність світла після проходження цієї системи?

3. Інтенсивність променя, що вийшов з аналізатора, дорівнює 10 % інтенсивності природного світла, що падає на поляризатор. Знайти кут між площинами пропускання поляризатора й аналізатора, якщо кожен з них поглинає і відбиває 5 % падаючого на них світла.

4. У скільки разів зменшиться інтенсивність природного світла після проходження двох ніколів, кожен з яких поглинає 10% падаючого на нього світла, якщо кут між їхніми площинами пропускання 60° ?

5. На якій кутовій висоті над горизонтом має знаходитися Сонце, щоб сонячне світло, відбите від поверхні води, було повністю поляризованим? Показник заломлення води $n_{\text{вод}} = 1,33$.

ГЛОСАРІЙ ФАХОВИХ ТЕРМІНІВ

А

Аберація (аберация, aberration) – похибка зображень, що дається оптичними системами.

Аберація сферична (сферическая аберация, spherical aberration) – недолік оптичного зображення, що полягає в тому, що світлові промені, які пройшли поблизу оптичної осі, і промені, що пройшли крізь віддалені від осі частини оптичної системи, не збираються в одну точку.

Абразив (абразив, abrasive) – матеріал, що складається з твердих дрібних частинок, що використовуються у зв'язаному або свободному вигляді для механічної обробки виробів.

Автоколіматор (автоколлиматор, autocollimator) – юстувальний прилад, різновид коліматора з приєднаним до нього автоколімаційним окуляром для освітлення сітки і спостереження її відбиття від дзеркала, встановленого на об'єкті.

Автофокус (автофокус, autofocus) – автоматична система переміщення об'єктива або його елементів для отримання різкого зображення об'єкта.

Адгезія (адгезия, adhesion) – зчеплення, злипання різнорідних тіл, що знаходяться у контакті.

Анізотропія (анизотропия, anisotropy) – різниця властивостей залежно від напрямку випробувань.

Апертура (апертура, aperture) – величина, що характеризує дійсний отвір оптичної системи.

Апертурна діафрагма (апертурная диафрагма, aperture diaphragm) – пристрій, що обмежує поперечний переріз або тілесний кут пучка променів, що входить в оптичну систему.

Апаратура об'єктива (апертура объектива, lens aperture) – відношення фокусної відстані об'єктива до діафрагмового числа.

Астигматизм (астигматизм, astigmatism) – один із видів аберації, спотворення зображення оптичною системою, пов'язане з тим, що заломлення (або відбиття) променів у різних перетинах світлового пучка неоднакове.

Б

Бабка (бабка) – назва вузла, використовуваного в багатьох видах металорізальних або деревообробних верстатів. Бабка призначається для

точної підтримки і переміщення оброблюваної на верстаті деталі щодо різального інструмента або обробної поверхні.

В

Відносний отвір, Геометричний відносний отвір (относительное отверстие, relative aperture) – відношення діаметра вхідної зіниці об'єктива до його задньої фокусної відстані.

Д

Діафрагма об'єктива (диафрагма объектива, lens aperture) – пристрій, що змінює розміри діючого отвору об'єктива.

Діафрагмове значення об'єктива (диафрагменное число объектива, lens f-number) – величина, зворотна значенням відносного отвору об'єктива. Дорівнює відношенню фокусної відстані об'єктива до діаметру його вхідної зіниці.

Дійсний отвір об'єктива (действующее отверстие объектива, effective lens aperture) – отвір діючої (апертурної) діафрагми об'єктива, яка своїми розмірами і положенням визначає розміри поперечного перерізу світлового пучка, що проходить крізь об'єктив.

Дзеркало (зеркало, speculum) – елемент оптичного приладу, повністю або частково непрозорий для випромінювання, що лежить у робочому спектральному діапазоні приладу.

Дисторсія (дисторсия, distortion) – вид аберації, неоднаковість лінійного збільшення в межах всього поля зображення, що призводить до порушення геометричної подібності між об'єктом і його зображенням.

Дисоціація (диссоциация, dissociation) – процес розчинення, розпаду, розкладання.

Допуск (допуск, tolerance) – різниця між найбільшим та найменшим значенням граничних значень (розмірів, масової долі, маси). Задається на геометричні розміри деталей, механічні, фізичні та хімічні властивості.

З

Зіниця вхідна (зрачок входной, entrance pupil) – зображення апертурної діафрагми, утворене частиною оптичної системи, розташованої перед нею.

Зіниця вихідна (зрачок выходной, exit pupil) – зображення апертурної діафрагми, утворене частиною оптичної системи, розташованої за нею.

Зорова (підзорна) труба (зрительная труба, viewing tube) – оптичний прилад для спостереження віддалених об'єктів, складається з об'єктива, що

створює дійсне зображення об'єктів, і окуляра для збільшення цього зображення.

I

Інтерференційна картина (интерференционная картина, interference figure) – регулярне чергування ділянок зниженої та підвищеної інтенсивності світла, що виникає внаслідок накладення когерентних світлових пучків, тобто в умовах постійної (або такої, що регулярно змінюється) різниці фаз між ними.

Інтерферометр (інтерферометр, interferometer) – вимірювальний прилад, принцип дії якого оснований на явищі інтерференції.

Інструмент (инструмент, tool) – предмет, пристрій або машина, що використовується для впливу на об'єкт з метою його вимірювання, змінення або дослідження.

K

Калібр (калибр, calipers) – безшкальний вимірювальний інструмент, призначений для контролю розмірів, форм і взаємного розташування частин виробу. В основу конструювання калібрів покладено принцип подібності, згідно з яким калібри мають бути прототипом деталі, що сполучається.

Кома (кома, coma) – недолік оптичного зображення (зображення точки має вигляд довгастої несиметричної плями), що виникає в разі косого проходження світлових променів крізь оптичну систему.

Коліматор (коллиматор, collimator) – пристрій для отримання паралельних пучків променів світла або частинок.

Конденсор (конденсор, condenser) – лінзова, дзеркальна або дзеркально-лінзова оптична система, що збирає промені від джерела світла та спрямовує їх на предмет, що аналізується або проєкується.

L

Лінза (линза, lens) – деталь з оптично прозорого однорідного матеріалу, обмежена двома полірованими заломлювальними поверхнями обертання, наприклад, сферичними або плоскою й сферичною.

Лімб (лимб, limb) – металеве кільце з рівномірно розташованими штрихами (поділами), важлива частина кутомірних інструментів.

Луна (луна, magnifier) – оптична система, що складається з лінзи або декількох лінз, призначена для збільшення й спостереження дрібних предметів, розташованих на кінцевій відстані

M

Міра (мира, line target) – випробувальна пластинка з нанесеним на неї стандартним малюнком у вигляді смуг або секторів. Міра слугує для кількісного визначення роздільної здатності та функції передачі модуляції оптичних приладів (наприклад, об'єктивів) і світлочутливого елемента (світлочутливої матриці або плівки). *Штрихова міра* має рисунок, утворений темними і світлими прямокутними смужками, що чергуються, із закономірно змінюваною частотою.

Міра (мера, measure) – інструмент, за допомогою якого відтворюють одиниці вимірювання або їх кратні значення. До мір належать кінцеві й кутові плити, зразкові штрихові міри, рулетки, масштабні лінійки, метри-компаратори, лімби та ін.

Механічні напруження (механические напряжения, stress, tension) – міра внутрішніх сил, здатних до опору зовнішнім навантаженням.

Н

Ноніус (нониус, vernier, nonius) – допоміжна шкала, що встановлюється на різних вимірювальних приладах та інструментах, слугує для більш точного визначення кількості часток поділок.

О

Об'єктив (объектив, object-glass) – оптична система, що є частиною оптичного приладу, звернена до об'єкта спостереження або зйомки, і формує його дійсне або уявне зображення.

Окуляр (окуляр, ocular) – елемент оптичної системи, звернений до ока спостерігача, частина оптичного приладу (видошукача, далекоміра, бінокля, мікроскопа, телескопа), призначена для розглядання зображення, формованого об'єктивом або головним дзеркалом приладу.

Оптична щільність (оптическая плотность, optical density) – міра непрозорості шару речовини для світлових променів. Виражається десятковим логарифмом відношення потоку випромінювання, що падає на шар, до потоку випромінювання, що пройшов крізь цей шар або відбитого від нього.

Оптичні матеріали (оптические материалы, optical materials) – матеріали, що пропускають електромагнітне випромінювання в ультрафіолетовій, видимій та інфрачервоній ділянках спектра. До оптичних матеріалів належать неорганічне скло, органічне скло та оптичні кристали.

Оптичний проектор (оптический проектор, optical projector) – оптичний прилад, за допомогою якого на екрані одержують збільшене зображення вимірюваної деталі.

Освітленість (освещенность, illumination) – світлова величина, що характеризує розподіл світлового потоку по будь-якій поверхні. Дорівнює відношенню світлового потоку, що падає на освітлювану поверхню, до площі цієї поверхні. У системі СІ вимірюється в люксах.

П

Піноль (пиноль, quill) – рухома в осьовому напрямку гільза в задній бабці металорізального верстата, в якій закріплюють оброблювальний інструмент або центр для підтримки деталі.

Показник заломлення (показатель преломления, refractive index) – відношення швидкості світла у вакуумі до швидкості світла в цьому середовищі.

Поляризація хвиль (поляризация волн, polarization of waves) – явище порушення симетрії розподілу збурень у поперечній хвилі (наприклад, напруженостей електричного і магнітного полів в електромагнітних хвилях) щодо напрямку її поширення. У поздовжньої хвилі поляризація виникнути не може, оскільки збурення в цьому виді хвиль завжди збігаються з напрямком поширення.

Призма (призма, prism) – оптичний елемент із прозорого матеріалу (наприклад, оптичного скла) у формі геометричного тіла – призми, що має плоскі поліровані грані, крізь які входить і виходить світло.

Пробні стекла (пробные стекла, glass test) – еталони плоскої і сферичної поверхонь заданого радіуса кривизни.

Просвітлення (просветление, optical coating) – оптична зміна коефіцієнта відбиття поверхонь оптичних деталей (наприклад, лінз) шляхом нанесення на них непоглинальних плівок товщиною, порівняною з довжиною хвилі оптичного випромінювання.

Р

Растр (растр, raster) – решітка для структурного перетворення спрямованого пучка променів світла. У прозорих растрах чергуються прозорі й непрозорі елементи, відбивні растри складаються із дзеркально відбиваючих і поглинаючих (або розсіюючих) елементів. Растри – основні компоненти растрових оптичних систем.

Рефрактометр – візуальний оптичний прилад для вимірювання показника заломлення рідких і твердих середовищ.

С

Сила світла (сила света, power of light) – це кількісна величина потоку випромінювання, що припадає на одиницю тілесного кута, межі його поширення. Іншими словами, це кількість світла (в люменах), що припадає на 1 стерadian.

Ф

Фокус (фокус, focus) – точка, в якій після проходження паралельним пучком променів оптичної системи перетинаються промені пучка (або їхнє продовження, якщо система перетворює паралельний пучок у розбіжний).

Ш

Шорсткість поверхні (шероховатість поверхності, roughness) – характеристика нерівностей, виражена в числових величинах, що визначають ступінь їхнього відхилення на базовій довжині від теоретично гладких поверхонь заданої геометричної форми.

Щ

Щуп (щуп, probe) – прилад для дослідження у вигляді бура або свердла з метою проникнення всередину твердого матеріалу, пустотілого прута (труби) для захоплення сипких матеріалів, тонкого металевго прута для виявлення порожнин і сипких матеріалів або для виявлення твердих матеріалів усередині м'яких.

Щуп вимірювальний – інструмент для вимірювання дуже малих відстаней контактним способом, що є набором тонких металевих пластинок різної товщини з нанесеним на них розміром (товщина пластинки). У зазор вводять пластинки набору доти, доки наступна за товщиною пластинка не перестає поміщатися у вимірюваний зазор.

Я

Яскравість (яркость, brightness) – величина, що характеризує випромінювання джерела світла або елемента поверхні, що світиться, у певному напрямку. Чисельно дорівнює відношенню сили світла джерела в цьому напрямку до площі проекції світної поверхні на площину, перпендикулярну цьому напрямку. У системі СІ виражається в канделах на квадратний метр.

ЛІТЕРАТУРА

1. Афанасьев В. А. Оптические измерения: учебник для вузов. М.: Высшая школа, 1981. – 229 с.
2. Оптические измерения Андреев А.Н., Гаврилов Е.В., Ишанин Г.Г. и др. М.; Университетская книга; Логос, 2008. – 416 с.
3. Сборник задач по теории оптических систем. учебное пособие для оптических специальностей вузов: Л. Н. Андреев, А. П. Грамматин, С. И. Кирюшин, В. И. Кузичев. М.: Машиностроение, 1987. – 192 с.
4. Окатов М.А., редактор. Справочник технолога-оптика [Текст]:. Том 1. 2- изд. перераб. доп. , СПб.: Политехника , 2004. – 680 с.
5. Поскачей А.А., Чубаров Е. П. Оптико-электронные системы измерения температуры. [Текст]: 2-е изд., перераб. и доп./М.: Энергоатомиздат, 1988. – 249 с.
6. Г.В. Креопалова. Оптические измерения [Текст]: М.: Машиностроение, 1987. – 244 с.
7. Оптические приборы в машиностроении [Текст]. Справочник. М. И. Апенко, И.П. Араев, В. А. Афанасьев, Г. В. Дурейко, Н. П. Заказнов, Д. А. Романов, В.С. Усов. М.: Машиностроение, 1974. – 238 с.
8. Проектирование оптических систем [Текст]: /Под ред. Р. Шеннона, Дж. Вайанта.- М: Мир,1983. – 430 с.
9. Ларионов Н.П. Интерферометр для контроля асферических поверхностей второго порядка <https://findpatent.ru/patent/239/2396513>.
10. ДСТУ 2681-94 Метрологія. Терміни та визначення.
11. ДСТУ ISO/IEC Guide 98-1:2018 Невизначеність вимірювань.
12. Закон України Про метрологію та метрологічну діяльність
13. Новицкий П.В., Зограф И.А. Оценка погрешностей результатов измерений. — 2-е изд., перераб. и доп. Ленинград: Издательство Энергоатомиздат. Ленингр. отделение, 1991. 304 с.
14. РМГ 43-2001. Рекомендации по межгосударственной стандартизации. Государственная система обеспечения единства измерений. применение "Руководства по выражению неопределенности измерений". [Дата введения 2003-07-01]. Москва : МГС. 2001. 33 с. (Інформація та документи).
15. ISO 11554:2017(E) Optics and photonics — Lasers and laser-related equipment — Test methods for laser beam power, energy and temporal characteristics. [Дійсний із 2018-01-01]. Geneva : ISO. 2017. 18 p. (Інформація та документи).

16. ISO 13695:2004 Optics and photonics -- Lasers and laser-related equipment - Test methods for the spectral characteristics of lasers. [Дійсний із 2005-01-01]. Geneva : ISO. 2004. 24 p. (Інформація та документи).

Навчальне видання

НАВЧАЛЬНИЙ ПОСІБНИК
ОПТИЧНІ ВИМІРЮВАННЯ

для студентів денної та заочної форм навчання за спеціальністю 152 –
Метрологія та інформаційно-вимірювальна техніка, освітня програма
«Інженерія оптоінформаційних та лазерних систем».

Автори: АФАНАСЬЄВА Ольга Валентинівна

КУРСЬКИЙ Юрій Сергійович

ОДАРЕНКО Євген Миколайович

Відповідальний випусковий Ю.П. Мачехін

Редактор

Комп'ютерна верстка

План 2015, поз.

Підп. до друку

Формат 60x84_{1/16}.

Спосіб друку – різнографія.

Умов.- друк. арк.

Облік.-вид. арк.

Тираж 50 примірників.

Зам. №

Ціна договірна

ХНУРЕ, Україна, 61166, Харків, просп. Леніна 14

Віддруковано в навчально – науковому

Видавничо – поліграфічному центрі ХНУРЕ

61166, Харків, просп. Науки 14

