

# Хвильова оптика

## МЕТОДИЧНІ ВКАЗІВКИ

до виконання лабораторних робіт з фізики  
для студентів технічних спеціальностей  
денної та заочної форм навчання

Обговорено і рекомендовано на засіданні  
кафедри інформаційно-вимірювальних  
технологій, метрології та фізики.  
Протокол №6 від 26.02.2014 р.

Хвильова оптика. Методичні вказівки до виконання лабораторних робіт з фізики для студентів технічних спеціальностей денної та заочної форм навчання /Укл.: Ушаков В.Г., Панченко Л.Б. – Чернігів: ЧНТУ, 2014. – 38 с.

Укладачі: Ушаков Віктор Григорович, кандидат технічних наук,  
старший викладач  
Панченко Лариса Борисівна, кандидат фізико-математичних  
наук, доцент

Відповідальний за випуск: Приступа А. Л., завідувач кафедри, кандидат  
технічних наук, доцент

Рецензент: Рогоза О.В., кандидат фізико-математичних наук, доцент,  
декан механіко-технологічного факультету Чернігівського  
національного технологічного університету

## ЗМІСТ

Вступ .....	4
Загальні положення теорії інтерференції .....	4
Основні співвідношення теорії інтерференції світла .....	6
1 Лабораторна робота № 26	
Визначення радіуса кривизни лінзи методом інтерференційних кілець Ньютона .....	9
2 Лабораторна робота № 27	
Визначення довжини світлової хвилі за допомогою біпризми Френеля ...	15
3 Лабораторна робота № 28	
Перевірка закону Малюса. Визначення концентрації розчину цукру за допомогою сахариметра .....	22
Рекомендована література .....	36
Додаток А – Обробка результатів вимірювань .....	37
Додаток Б – Розрахунок кутів відхилення параксіальних променів біпризмою Френеля .....	38

## ВСТУП

Оптика (точніше, фізична оптика) – розділ фізики, в якому вивчаються *оптичне випромінювання* (світло), процеси його поширення та явища, які спостерігаються при взаємодії світла та речовини.

Оптичне випромінювання – це *електромагнітні хвилі*, довжини яких лежать у діапазоні від кількох нанометрів до десятих часток міліметрів (діапазон частот  $\sim 3 \cdot 10^{11} - 3 \cdot 10^{17}$  Гц). До оптичного діапазону, крім *видимого* світла ( $\sim 400 - 760$  нм), відносяться *інфрачервоне* випромінювання (760 нм – 1 мм) та *ультрафіолетове* випромінювання (10 – 400 нм). Саме в оптичному діапазоні починають виразно проявлятися як хвильові, так і корпускулярні властивості електромагнітного випромінювання.

Оптичні явища, в яких виявляється хвильова природа світла, вивчаються у великому розділі оптики – *хвильовій оптиці*. Хвильові властивості електромагнітного випромінювання обумовлюють явища *дифракції*, *інтерференції*, *поляризації* світла та багато інших явищ.

Хвильові властивості світла найбільш виразно виявляють себе в явищах *інтерференції* та *дифракції*. Ці явища характерні для хвиль будь-якої природи і порівняно просто спостерігаються на досліді для хвиль на поверхні води або звукових хвиль. Проте спостерігати інтерференцію та дифракцію світлових хвиль можна лише при виконанні певних умов.

Усі розділи хвильової оптики мають численні практичні застосування. Оптичні методи вимірювань та контролю відносяться до найбільш точних і використовуються практично в усіх областях науки і техніки. Інтерференційні явища дозволяють виконувати точні вимірювання лінійних та кутових розмірів, коефіцієнтів заломлення прозорих речовин, контролювати форму та якість обробки поверхонь тощо.

Знайомство з оптичними методами вимірювань є істотною складовою частиною освіти майбутніх інженерно-технічних фахівців незалежно від спеціальності, за якою вони будуть працювати.

## Загальні положення теорії інтерференції

Під *інтерференцією* світла розуміють накладання у просторі двох (або декількох) світлових хвиль, при якому у різних його точках відбувається підсилення або послаблення амплітуди результуючої хвилі.

В основі теорії інтерференції лежить *принцип суперпозиції хвиль*, згідно з яким при накладанні хвиль в області їх перекриття утворюється хвильове поле, у кожній точці якого відбувається додавання коливань, збуджених кожною хвилею окремо, з врахуванням напрямку коливань. Відтак у кожній точці хвильового поля виникає результуюче коливання, яке є *геометричною сумою* коливань, збуджених у цій точці кожною з хвиль. Це твердження справедливе при інтерференції хвиль будь-якої природи і відображає одну з особливостей хвиль, а саме: в області накладання хвиль кожна з них не втрачає свої індивідуальні характеристики – амплітуду, фазу, напрям коливань, і, пройшовши область перекривання, хвилі вийдуть з неї неспотворені. При інтерференції світлових хвиль невеликої інтенсивності принцип суперпозиції виконується з великою точністю <sup>1</sup>.

За певних умов в області перекривання світлових хвиль може спостерігатися *стаціонарна* інтерференційна картина – нерухома з часом система темних та світлих інтерференційних плям, смуг тощо. Нерухомі інтерференційні картини спостерігаються тільки при інтерференції *когерентних* хвиль. Когерентними називають такі хвилі, які мають у кожній точці області перекривання ту або іншу *сталу різницю фаз*. Ця різниця фаз повинна зберігати своє значення принаймні протягом проміжку часу, достатнього для спостереження інтерференційної картини. Очевидно, необхідною умовою когерентності двох хвиль є рівність їхніх частот.

Незалежні природні джерела світла завжди є некогерентні. Проте в оптиці існують методи утворення когерентних пучків світла від звичайних, природних джерел. Найбільш відомими серед них є *метод поділу хвильового фронту* та *метод поділу амплітуди*. У кожному з цих методів використовується одне джерело світла, а когерентні хвилі утворюються шляхом розщеплення світла від джерела на дві або більше частин. Одержані таким чином світлові хвилі будуть когерентні, оскільки походять від однієї, спільної первинної хвилі.

У методі поділу хвильового фронту світловий пучок від джерела пропускають, наприклад, крізь два близько розташовані отвори або дві щілини у непрозорому екрані (як, наприклад, у досліді Юнга). Цей метод реалізується також за допомогою бідзеркала Френеля, біпризми Френеля, дзеркала Ллойда тощо. Метод поділу хвильового фронту придатний лише при достатньо малих лінійних розмірах джерела світла. Суттєвим недоліком цього методу є мала інтенсивність інтерференційної картини.

У методі поділу амплітуди світловий пучок від одного джерела світла ділиться на дві частини внаслідок часткового відбивання і часткового пропускання світла поверхнею поділу двох прозорих середовищ, наприклад, поверхнею лінзи, скляної пластинки. Саме так утворюються когерентні хвилі при спостереженні інтерференції світла у тонких плівках, наприклад, кілець Ньютона. Цей метод може застосовуватись і у тих випадках, коли лінійні розміри джерела сві-

---

<sup>1</sup> При поширенні у речовині досить інтенсивних світлових хвиль, напруженість електричного поля в котрих порівняна з напруженістю внутрішньоатомних електричних полів (наприклад, сфокусоване лазерне випромінювання), принцип суперпозиції порушується, що призводить до різноманітних явищ нелінійної взаємодії хвиль, які розглядає *нелінійна оптика*.

тла не є малі. Він забезпечує більшу інтенсивність інтерференційної картини і лежить в основі дії різноманітних інтерферометрів, які мають важливі практичні застосування у техніці, метрології, спектроскопії.

Однією з необхідних умов одержання чітких і контрастних інтерференційних картин є вимога, аби напрями коливань в обох хвилях співпадали, а амплітуди коливань були рівні або майже рівні між собою. Відомо, що при додаванні двох гармонічних коливань однакового напрямку з амплітудами  $A_1$  і  $A_2$  амплітуда результуючого коливання може змінювати свою величину від  $A_{\min} = |A_1 - A_2|$  до  $A_{\max} = A_1 + A_2$  (дивись Методичні вказівки «Коливання і хвилі», лабораторна робота № 25, розділ 5.2). Отже, за виконання умови  $A_1 = A_2 = A$  одержимо  $A_{\min} = 0$  і  $A_{\max} = 2A$ , тобто інтерференційна картина буде максимально контрастна.

Згідно з теорією електромагнітного поля, *світло – це електромагнітні хвилі*, в яких відбуваються безперервні взаємопов'язані гармонічні коливання електричного та магнітного полів. Електричне поле електромагнітної хвилі характеризується вектором напруженості електричного поля  $\vec{E}$ , а магнітне – вектором індукції магнітного поля  $\vec{B}$ . Обидва вектори коливаються у взаємно перпендикулярних площинах. Швидкість поширення електромагнітних хвиль (світла) перпендикулярна до напрямів обох векторів  $\vec{E}$  та  $\vec{B}$  (дивись лабораторну роботу №28, рисунок 28.1). Оскільки усі ефекти взаємодії світла з речовиною – фотоелектричні, фотохімічні, магнітооптичні, біологічні і т.п. – відбуваються завдяки зміні у часі (коливанням) саме електричного поля у світловій хвилі, достатньо, розглядаючи оптичні явища, зосередити увагу на коливаннях саме вектора  $\vec{E}$ , який часто називають *світловим вектором*.

## Основні співвідношення теорії інтерференції світла

Перед вивченням цього розділу рекомендується повторити тему «Додавання гармонічних коливань однакового напрямку і однакової частоти» (дивись Методичні вказівки «Коливання і хвилі», лабораторна робота № 25, розділ 5.2).

Нехай у деяку точку області перекривання хвиль – *точку спостереження* – надходять дві когерентні світлові хвилі, вектори напруженості електричного поля котрих дорівнюють  $\vec{E}_1 t$  та  $\vec{E}_2 t$ . За принципом суперпозиції, напруженість  $\vec{E} t$  електричного поля результуючої світлової хвилі дорівнює їх векторній сумі:

$$\vec{E}(t) = \vec{E}_1(t) + \vec{E}_2(t).$$

Надалі будемо вважати, що обидва вектори  $\vec{E}_1 t$  та  $\vec{E}_2 t$  у точці спостереження здійснюють коливання в однаковому напрямку, тобто обидві світлові хвилі будуть *поляризовані* в одній площині. В результаті додавання двох таких коливань у точці спостереження утворюється результуюче коливання такої самої частоти, амплітуда якого не змінюється з часом і залежить від різниці фаз

$\Delta\varphi$  коливань, що додаються. У різних точках спостереження ця різниця фаз матиме різні значення, тому і результат інтерференції буде різний: в одних точках спостереження амплітуда коливань збільшиться, в других – зменшиться, що і обумовить загальний вигляд інтерференційної картини.

Позначимо амплітуди коливань світлових векторів  $\vec{E}_1$  та  $\vec{E}_2$  у точці спостереження відповідно  $A_1$  і  $A_2$ . Тоді амплітуда  $A$  результуючого коливання у точці спостереження визначиться з співвідношення:

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos \Delta\varphi; \quad (\text{В.1, а})$$

а середня інтенсивність світла  $I$  (яка, як відомо, пропорційна квадрату амплітуди хвилі) – за формулою:

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1I_2} \cos \Delta\varphi. \quad (\text{В.1, б})$$

Як свідчать формули (В.1, а, б), результат інтерференції хвиль визначається різницею фаз  $\Delta\varphi$  хвиль, які надходять у точку спостереження. Тому теоретичний розрахунок інтерференційної картини зводиться до правильного розрахунку різниці фаз  $\Delta\varphi$  хвиль у різних точках області накладання хвиль. А ця різниця фаз, у свою чергу, залежить від різниці шляхів, пройдених хвилями від джерела випромінювання до обраної точки спостереження.

Різниця шляхів  $l_1$  і  $l_2$ , пройдених кожною з хвиль від точки випромінювання (джерела випромінювання) до обраної точки спостереження називається *геометричною різницею ходу хвиль*:

$$\Delta = l_2 - l_1$$

Зв'язок між різницею ходу хвиль  $\Delta$  і відповідною різницею фаз  $\Delta\varphi$  хвиль знайдемо з наступних міркувань. Так як зміні різниці фаз хвиль на  $2\pi$  відповідає зміна різниці ходу хвиль на  $\lambda_0$ , можемо скласти пропорцію:

$$2\pi \rightarrow \lambda_0;$$

$$\Delta\varphi \rightarrow \Delta,$$

звідки отримаємо:

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda_0} \cdot \Delta \quad \text{і, відповідно,} \quad \Delta = \frac{\lambda_0}{2\pi} \cdot \Delta\varphi, \quad (\text{В.2})$$

де  $\lambda_0$  – довжина світлової хвилі у вакуумі.

Отже, якщо обидві світлові хвилі поширюються у вакуумі, то різниця фаз  $\Delta\varphi$  хвиль у точці спостереження пов'язана з геометричною різницею ходу хвиль  $\Delta$  формулами (В.2).

Але при поширенні світлових хвиль у прозорих середовищах різниця фаз буде залежати не тільки від положення точки спостереження у просторі, а і від оптичних властивостей середовищ, у яких поширюється світло. Це пов'язано з тим, що при переході із вакууму у прозоре середовище частота електромагнітних хвиль залишається незмінною, а швидкість поширення хвилі (швидкість світла) зменшується порівняно зі швидкістю у вакуумі, внаслідок чого довжина

хвилі у середовищі зменшується. Оптичні властивості середовищ легко врахувати, якщо замість *геометричного ходу* (шляху)  $l$  хвилі розглядати *оптичний хід*:  $L_{\text{опт}} = nl$ , де  $n$  – показник заломлення середовища. Як бачимо, у прозорому середовищі оптичний хід хвилі буде більший за її геометричний хід:  $L_{\text{опт}} > l$ , а у вакуумі  $L_{\text{опт}} = l$ . Тому, якщо принаймні одна з хвиль проходила крізь прозоре середовище, при розрахунку інтерференційної картини замість геометричної різниці ходу  $\Delta$  треба користуватися оптичною різницею ходу  $\Delta_{\text{опт}}$ .

*Оптичною різницею ходу* хвиль для обраної точки спостереження називають різницю *оптичних шляхів*  $l_1$  і  $l_2$ , пройдених кожною хвилею від джерела до точки спостереження:

$$\Delta_{\text{опт}} = L_1 - L_2 = n_1 l_1 - n_2 l_2, \quad (\text{В.3})$$

де  $n$  та  $l$  – відповідні значення оптичної густини (показника заломлення) середовищ та геометричних довжин шляхів, пройдених кожною хвилею. Оптична різниця ходу та відповідна різниця фаз хвиль пов'язані між собою співвідношенням, аналогічним формулі (В.2):

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda_0} \cdot \Delta_{\text{опт}} \quad \text{і, відповідно,} \quad \Delta_{\text{опт}} = \frac{\lambda_0}{2\pi} \cdot \Delta\varphi, \quad (\text{В.4})$$

де  $\lambda_0$  – довжина світлової хвилі у вакуумі.

*Максимуми* інтерференції утворюються у тих точках спостереження, для яких виконуються умови:

$$\Delta = 2m \cdot \frac{\lambda_0}{2} \quad \text{– у вакуумі} \quad (\text{В.5, а})$$

або 
$$\Delta_{\text{опт}} = 2m \cdot \frac{\lambda_0}{2} \quad \text{– у середовищі,} \quad (\text{В.5, б})$$

а *мінімуми* інтерференції – при умовах:

$$\Delta = (2m + 1) \cdot \frac{\lambda_0}{2} \quad \text{– у вакуумі} \quad (\text{В.6, а})$$

або 
$$\Delta_{\text{опт}} = (2m + 1) \cdot \frac{\lambda_0}{2} \quad \text{– у середовищі,} \quad (\text{В.6, б})$$

де  $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$

Користуючись умовами (В.5) і (В.6), можна розраховувати координати усіх максимумів та мінімумів (світлих та темних смуг) інтерференційної картини. Отже, розрахунок будь-якої інтерференційної картини завжди слід починати з розрахунку геометричної або оптичної різниці ходу хвиль в обраній точці спостереження.



# 1 ЛАБОРАТОРНА РОБОТА № 26

## ВИЗНАЧЕННЯ РАДІУСА КРИВИЗНИ ЛІНЗИ МЕТОДОМ ІНТЕРФЕРЕНЦІЙНИХ КІЛЕЦЬ НЬЮТОНА

Прилади та приладдя:

- 1) прилад для спостереження кілець Ньютона;
- 2) вимірювальний пристрій;
- 3) світлофільтр;
- 4) освітлювач.

Метою роботи є вивчення на прикладі кілець Ньютона явища інтерференції світла у тонких плівках та методики інтерференційних вимірювань.

### 1.1 Теоретичні відомості

Підготовку до даної лабораторної роботи рекомендується починати з повторення загальних положень та основних співвідношень теорії інтерференції, які викладені у вступній частині методичних вказівок.

#### 1.1.1 Кільця Ньютона

Якщо на прозору плівку (або тонку скляну пластинку) падає паралельний пучок монохроматичного світла (плоска світлова хвиля), то на обох поверхнях плівки – верхній і нижній відбувається часткове відбивання і часткове заломлення світла. Промені, відбиті верхньою та нижньою поверхнями плівки, будуть когерентні, і, перекриваючись, утворюють інтерференційну картину. Різниця ходу хвиль у точках спостереження буде залежати від товщини плівки, кута падіння променів на поверхню плівки, оптичної густини (показників заломлення) плівки та оточуючого середовища.

Кільця Ньютона спостерігаються при освітленні паралельними світловими променями опуклої скляної лінзи великого радіуса кривизни  $R$ , яка стикається з плоскою поверхнею скляної пластинки (рисунки 26.1). При цьому між опуклою поверхнею лінзи та поверхнею скляної пластинки утворюється невеликий повітряний зазор – тонка повітряна плівка змінної товщини.

Розглянемо один з променів паралельного пучка світла, який падає в напрямку нормалі до скляної пластинки на відстані  $AC = r$  від точки стикування  $O_1$  лінзи з пластинкою. Проходячи крізь систему “лінза – пластинка”, цей промінь частково відбивається від верхньої та нижньої границь повітряного проміжку (точки  $A$  і  $B$  на рисунку 26.1). Відбиті промені 1 та 2 когерентні і при накладанні інтерферують між собою. Для розрахунку інтерференційної картини, яка буде спостерігатися у відбитому світлі, знайдемо оптичну різницю ходу цих променів. Промінь 1, утворений в точці  $A$ , не проходить крізь повітряний зазор, а промінь 2, відбитий пластинкою в точці  $B$ , проходить його двічі – у прямому

та зворотному напрямі. Якщо промені падають нормально до поверхні пластинки, то можна вважати, що на невеликих відстанях від осі вони відбиваються від пластинки теж по нормалі. Звідси геометрична різниця ходу променів:

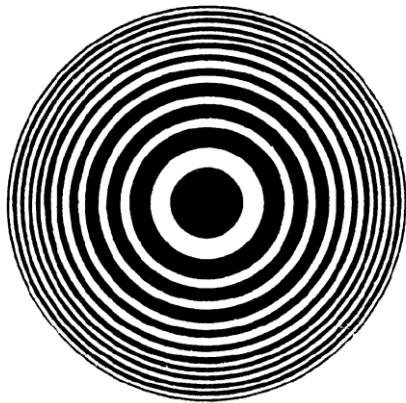
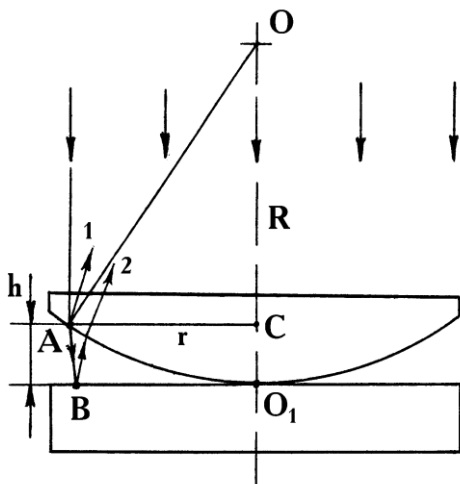


Рисунок 26.1 – Схема установки для спостереження кілець Ньютона та загальний вигляд інтерференційної картини

Для правильного обчислення повної різниці ходу хвиль необхідно врахувати також можливість зміни фази електромагнітної хвилі при її відбиванні від поверхні поділу двох діелектриків. Як відомо, при відбиванні електромагнітної хвилі від діелектрика з *більшим* значенням оптичної густини фаза коливань вектора  $\vec{E}$  у відбитій хвилі змінюється додатково на  $\pi$  *радіан*, тобто в точці відбивання утворюється *вузол* електричного поля хвилі. У разі відбивання світла від діелектрика з *меншим* значенням показника заломлення фаза коливань вектора  $\vec{E}$  у відбитій хвилі не змінюється, що відповідає утворенню *пучності* електричного поля хвилі в точці відбивання<sup>2</sup>. У нашому прикладі бачимо, що при відбиванні світла від межі “лінза – зазор” (точка A) фаза коливань не зміниться, а на межі “зазор – пластинка” (точка B) відбувається зміна фази на  $\pi$ , внаслідок

$$\Delta = 2h,$$

де  $h$  – товщина повітряного прошарку між точками A і B.

З трикутника  $ACO$ , за теоремою Піфагора, враховуючи що  $OA = OO_1 = R$ , знайдемо

$$r^2 = R^2 - (R - h)^2.$$

Оскільки лінза має великий радіус кривизни  $R \gg h$ , при подальших перетвореннях цього рівняння знехтуємо величиною  $h^2$  порівняно з  $2Rh$ . Тоді, розкривши дужки і спростивши отриманий вираз, одержимо:

$$h = \frac{r^2}{2R},$$

а геометрична різниця ходу буде дорівнювати

$$\Delta = 2h = \frac{r^2}{R}.$$

Показник заломлення повітря у зазорі між лінзою і пластинкою  $n=1$ , і тому *оптична* різниця ходу променів у даному випадку співпадає з *геометричною* різницею ходу.

<sup>2</sup> Аналогічне явище спостерігається і при відбиванні механічних хвиль від границі з більш або менш густим середовищем (дивись лабораторну роботу № 24).

док чого різниця фаз коливань у променях 1 і 2 додатково зміниться на  $\pi$ . Зміні різниці фаз на  $\pi$  відповідає зміна різниці ходу хвиль на половину довжини хвилі, формули (2), та (4). Якщо при відбиванні світла виникає така додаткова різниця фаз, її слід врахувати, змінивши одержану раніше розрахункову різницю ходу хвиль на  $\lambda_0/2$ . Отже, у нашому випадку правильно визначена повна різниця ходу хвиль буде мати вигляд:

$$\Delta = \frac{r^2}{R} + \frac{\lambda_0}{2} \quad (26.1)$$

Бачимо, що різниця ходу променів залежить лише від відстані  $r$  між точкою спостереження та віссю системи «лінза – пластинка», оскільки довжина хвилі  $\lambda_0$  та радіус кривизни  $R$  поверхні лінзи вважаються сталими. Це означає, що в усіх точках спостереження, розташованих на однакових відстанях  $r$  від осі системи, результат інтерференції буде також однаковий, тобто інтерференційна картина буде мати вигляд системи концентричних світлих та темних кільцевих смуг (рисунк 26.1).

Для розрахунку радіусів світлих або темних інтерференційних кілець слід підставити у формулу (26.1) відповідно умову (В.5, а) або (В.6, а). Наприклад, радіуси темних кілець знайдемо з рівняння:

$$\frac{r^2}{R} + \frac{\lambda_0}{2} = (2m + 1) \cdot \frac{\lambda_0}{2},$$

звідки отримаємо

$$r_m^2 = \lambda_0 R \cdot m, \quad (26.2)$$

де значення  $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$  – порядок мінімуму – розглядається як номери темних кілець, відраховані від центру інтерференційної картини.

Формула (26.2) дозволяє на основі вимірювань радіусів інтерференційних кілець визначати радіуси кривизни  $R$  сферичних поверхонь, наприклад, лінз, контролювати відхилення поверхні від ідеально сферичної форми, оцінювати якість (чистоту) обробки поверхні тощо.

Однак при практичних вимірюваннях виникають труднощі, пов'язані з неможливістю домогтися ідеально щільного контакту лінзи з пластинкою в точці стикання, що зрештою впливає на точність результатів. Тому для поліпшення точності розрахунку радіус кривизни лінзи  $R$  краще визначати через радіуси одразу двох інтерференційних кілець. Запишемо формулу (26.2) для двох темних кілець з номерами  $m$  та  $k$ :

$$r_m^2 = \lambda R \cdot m; \quad r_k^2 = \lambda R \cdot k$$

і віднімемо друге рівняння від першого. Після перетворень одержимо робочу формулу для експериментального визначення радіуса кривизни  $R$  лінзи:

$$R = \frac{r_m^2 - r_k^2}{(m - k)\lambda_0},$$

або – через діаметри  $d_m$  та  $d_k$  відповідних кілець:

$$R = \frac{(d_m - d_k)(d_m + d_k)}{4(m - k)\lambda_0}. \quad (26.3)$$

## 1.2 Експериментальна частина

### 1.2.1 Опис установки

Будова приладу для вимірювань інтерференційних кілець Ньютона показана на *рисунку 26.2*. Паралельний пучок світла від розташованого збоку освітлювача  $S$  проходить крізь світлофільтр  $СФ$  і падає на напівпрозору скляну пластинку  $НП$ , встановлену під кутом  $45^\circ$  до оптичної осі приладу. Частково відбиваючись від нахиленої пластинки, світло падає на систему “лінза – пластинка” і утворює інтерференційну картину, яка спостерігається через окуляр  $ОК$  мікроскопа. Лінзу з пластинкою, а разом з ними і інтерференційну картину, можна переміщувати у полі зору мікроскопа за допомогою вимірювального пристрою, оздобленого лінійкою зі шкалою ноніуса.

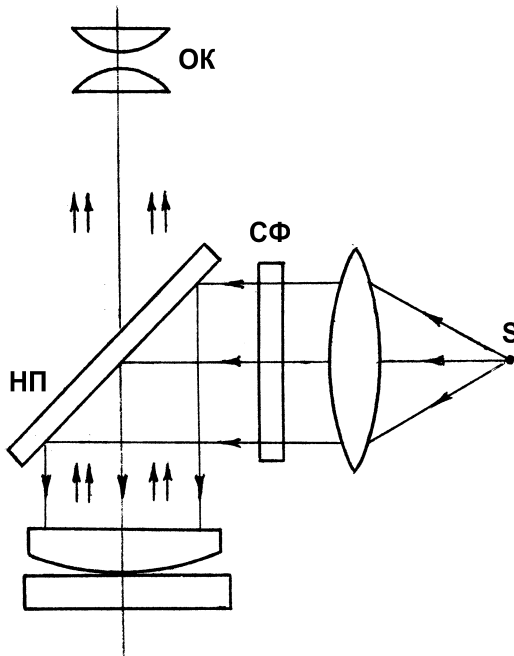


Рисунок 26.2 – Оптична схема приладу для вимірювань кілець Ньютона

можна переміщувати у полі зору мікроскопа за допомогою вимірювального пристрою, оздобленого лінійкою зі шкалою ноніуса.

Спостереження інтерференційної картини у немонахроматичному (білому) світлі ускладнюється тим, що однакові за номерами інтерференційні кільця, які відповідають різним довжинам хвиль, мають неоднакові радіуси, а отже у полі зору різнобарвні кільця різних порядків будуть накладатися одне на одне. Для усунення цього недоліку при вимірюваннях застосовують світлофільтр  $СФ$ , за допомогою якого виділяють світло в певному спектральному інтервалі (монахроматичне світло). В даній лабораторній роботі використовується червоний світлофільтр, який пропускає світло в області довжин хвиль  $\lambda_0 \approx 700$  нм.

### 1.2.2 Порядок виконання роботи

1. Встановити в освітлювач червоний світлофільтр. Ввімкнути освітлювач. Поворотом гвинта вимірювального пристрою перемістити центр інтерференційної картини у поле зору окуляра і при необхідності сфокусувати зображення.

2. Перевірити, що лінія візиру розташована перпендикулярно до напрямку переміщення інтерференційної картини. При необхідності поворотом окуляру встановити візирну лінію в потрібне положення.
3. Перемістити візирну лінію на *шосте* або *сьоме* кільце зліва від центру інтерференційної картини. Записати у таблицю номер кільця і відповідний відлік по лінійці.

Таблиця 26.1 – Зразок таблиці

Номер кільця	Відлік, $X_i$ , мм		Діаметр кільця, $d_i$ , мм
	Лівий	Правий	
1			
...			
6			

Для зменшення похибок вимірювань, що виникають через наявність люфту у мікрометричному гвинті, візирну лінію від початку до кінця вимірювань треба переміщувати в одному напрямку, наприклад, зліва направо.

4. Поступово пересуваючи візирну лінію зліва направо, виміряти і записати у таблицю номери та відповідні відліки для усіх кілець з лівого боку від центра.
5. Продовжуючи переміщення лінії візиру в тому ж напрямку (зліва направо), виміряти і записати в таблицю номери та відліки для тих самих кілець з правого боку від центра.

### 1.3 Обробка результатів вимірювань

1. За вимірюваннями згідно п.п. 4, 5 розділу 1.3.2 розрахувати діаметри інтерференційних кілець як різницю правих і лівих відліків відповідних кілець:  $d_i = X_i^{прав} - X_i^{лів}$ . Записати результати у відповідну колонку таблиці.
2. Обчислити за формулою (26.3) кілька значень радіуса кривизни  $R_{mk}$  лінзи, обираючи кожного разу для розрахунку довільну пару кілець з порядковими номерами відповідно  $m$  і  $k$ . При цьому не рекомендується обирати для розрахунків діаметр першого кільця, як найбільш спотвореного, а також діаметри будь-яких суміжних кілець.
3. Обчислити похибки вимірювань і записати кінцевий результат. Зробити висновки.

## КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Що таке *світло* з точки зору теорії електромагнітного поля? Що таке оптичне випромінювання?
2. Які основні властивості електромагнітних хвиль? Назвіть основні ділянки шкали електромагнітних хвиль.
3. Які хвилі називають монохроматичними? когерентними?
4. Чи є природні джерела світла когерентними?
5. Якими способами можна одержати когерентні світлові хвилі від природних джерел світла? Який з цих способів застосовується у даній роботі?
6. У чому полягає явище інтерференції світла? За яких умов можна спостерігати стійку (стаціонарну) інтерференційну картину?
7. Від чого залежить різниця фаз хвиль у даній точці спостереження? Виведіть формулу, яка пов'язує різницю фаз хвиль у точці спостереження з відповідною різницею ходу.
8. Що називається оптичною довжиною шляху променя? В яких випадках оптична та геометрична довжини шляху будуть однакові?
9. Що називається оптичною різницею ходу світлових хвиль? При яких значеннях оптичної різниці ходу інтенсивність світла в точці спостереження буде максимальною? мінімальною?
10. Як змінюється фаза коливань вектора  $\vec{E}$  (світлового вектора) при відбиванні електромагнітної хвилі від поверхні діелектрика? Як це враховується при визначенні оптичної різниці ходу світлових хвиль, відбитих тонкою прозорою плівкою?
11. Наведіть приклади, коли при відбиванні світла від тонкої плівки виникає або не виникає додаткова зміна різниці фаз.
12. Поясніть, як виникають кільця Ньютона? Як розрахувати радіуси інтерференційних кілець? Чому інтерференційні кільця Ньютона називають смугами рівної товщини?
13. Чи зміниться вигляд формули (26.9) для визначення радіуса кривизни лінзи, якщо замість діаметрів темних інтерференційних кілець взяти діаметри світлих кілець?
14. Чи зміниться вигляд інтерференційної картини кілець Ньютона, якщо простір між лінзою та пластинкою заповнити прозорою рідиною?
15. Для чого в даній роботі застосовується світлофільтр? Який вигляд буде мати картина інтерференційних кілець за відсутності світлофільтра?
16. Чим може бути спричинене викривлення інтерференційних кілець? Який вигляд матиме інтерференційна картина, якщо сферичну лінзу замінити циліндричною?

## 2 Лабораторна робота № 27

### ВИЗНАЧЕННЯ ДОВЖИНИ СВІТЛОВОЇ ХВИЛІ ЗА ДОПОМОГОЮ БПРИЗМИ ФРЕНЕЛЯ

Прилади та приладдя:

- 1) оптична лава з тримачами та масштабною лінійкою;
- 2) біпризма Френеля;
- 3) освітлювач, оснащений світлофільтром та щілинною діафрагмою;
- 4) окулярний мікрометр;
- 5) збирна лінза з фокусною відстанню 10...20 см.

Мета роботи полягає у вивченні явища інтерференції світла та застосуванні інтерференційних вимірювань для визначення довжини світлової хвилі.

#### 2.1 Теоретичні відомості

Підготовку до даної лабораторної роботи рекомендується починати з повторення загальних положень та основних співвідношень теорії інтерференції, які викладені у вступній частині методичних вказівок.

##### 2.1.1 Дослід Юнга

Першим дослідом, яким було доведено можливість інтерференції світлових хвиль, був дослід, здійснений Т. Юнгом у 1802 р. Яскравий пучок світла від Сонця падав на діафрагму  $D_1$  з малим отвором або вузькою прямолінійною щілиною  $S$  (рисунк 27.1, а). При проходженні крізь отвір (щілину) світло внаслідок дифракції розходить на деякий кут і падає на другу діафрагму  $D_2$  з двома отворами  $S_1$  та  $S_2$  (або вузькими щілинами, паралельними  $S$ ), відстань між якими  $d \approx 0,5$  мм. На цих щілинах світло також дифрагує, в результаті чого утворюються два пучки світла, що розходяться від щілин та перекриваються між собою. Внаслідок спільності походження ці пучки *когерентні*. Отже, щілини  $S_1$  та  $S_2$  діють як вторинні *синфазні* джерела, і світлові хвилі від них, перекриваючись, утворюють інтерференційну картину, яку можна спостерігати на екрані  $E$ , розміщеному на деякій відстані  $L \gg 1$  м від діафрагми  $D_2$ . Вимірявши ширину інтерференційних смуг, Юнг вперше визначив довжини світлових хвиль для різних кольорів, хоч ці вимірювання і не були точними.

Як бачимо, у досліді Юнга для одержання когерентних світлових хвиль від природного джерела реалізується *метод поділу хвильового фронту*.

Користуючись схемою до розрахунку дослідів (рисунк 27.1, б), розрахуємо координати світлих і темних смуг інтерференційної картини на екрані. Нехай точка спостереження  $P$  розташована на відстані  $Y$  від центра  $O_1$  екрана і на відстанях  $r_1$  та  $r_2$  від двох паралельних щілин  $S_1$  та  $S_2$  відповідно. Для даної

точки спостереження різниця ходу хвиль  $\Delta = S_2A = r_2 - r_1$ . Знайдемо величину  $\Delta$ .

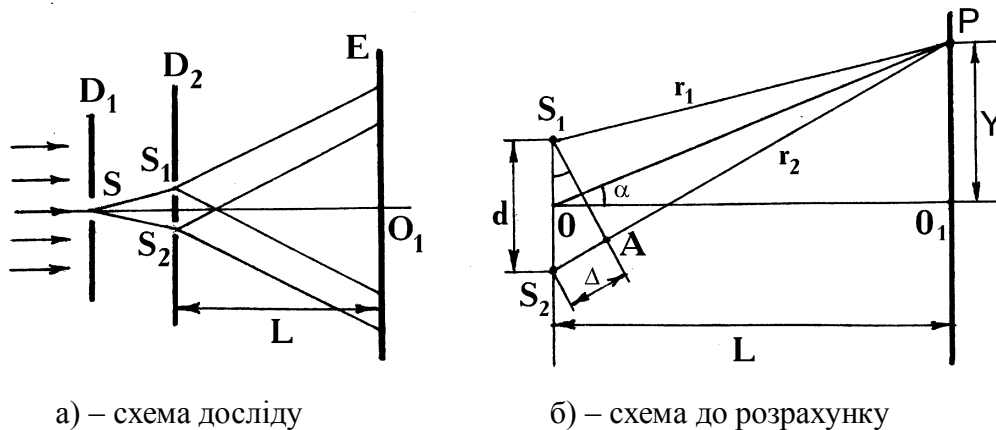


Рисунок 27.1 – Дослід Юнга

Перш за все відмітимо, що інтерференційні смуги будуть спостерігатися лише у невеликій області поблизу центра екрана, тобто для точок спостереження буде виконуватись умова  $Y \ll L$  і кут  $\alpha$  відхилення променів від оптичної осі буде малий  $\alpha \ll 1 \text{ рад}$ . Далі, розглядаючи подібні трикутники  $S_1AS_2$  та  $OO_1P$  і враховуючи, що при малих кутах  $\alpha$  можна вважати  $\sin \alpha \approx \text{tg} \alpha \approx \alpha$ , отримаємо:

$$\Delta = \frac{Yd}{L}. \quad (27.1)$$

Якщо величина різниці ходу хвиль для обраної точки спостереження відповідає умові максимуму інтерференції, тобто

$$\Delta = 2k \frac{\lambda}{2}, \quad (27.2, \text{ а})$$

де  $k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ , то у точці  $P$  буде спостерігатися світла інтерференційна смуга.

При виконанні умови інтерференційного мінімуму, тобто:

$$\Delta = (2k + 1) \frac{\lambda}{2} \quad (27.2, \text{ б})$$

в точці  $P$  спостерігатиметься темна інтерференційна смуга. У формулах (27.2)  $\lambda$  – довжина світлової хвилі. Значення цілого числа  $k$  називається порядком інтерференційного максимуму (мінімуму).

Об'єднуючи, наприклад, співвідношення (27.1) та (27.2, б), легко одержати координати  $Y_k$  усіх темних смуг на екрані:

$$Y_k = \frac{\lambda L}{2d} (2k + 1). \quad (27.3)$$



Шириною інтерференційної смуги  $\Delta Y$  називається відстань між двома суміжними інтерференційними мінімумами (або максимумами). За допомогою співвідношення (27.3) знаходимо:

$$\Delta Y = Y_{k+1} - Y_k = \frac{\lambda L}{d}. \quad (27.4)$$

Як бачимо, ширина інтерференційної смуги не залежить від номера  $k$ . Незалежність  $\Delta Y$  від порядку інтерференційного максимуму (мінімуму) вказує на те, що всі інтерференційні смуги мають однакову ширину.

Вимірявши експериментально ширину інтерференційних смуг, можна визначити довжину світлової хвилі:

$$\lambda = \frac{d}{L} \Delta Y. \quad (27.5)$$

У цьому і полягає мета лабораторної роботи.

### 2.1.2 Біпризма Френеля

Введення в досліді Юнга додаткового малого отвору (або щілини)  $S$ , необхідного для когерентного збудження джерел  $S_1$  та  $S_2$ , різко зменшує світловий потік, який падає на екран. Внаслідок цього інтерференційна картина стає тьмяною, що ускладнює виконання досліді. Збільшення ж розміру отвору (ширини щілини) неминуче веде до втрати контрастності інтерференційної картини.<sup>3</sup>

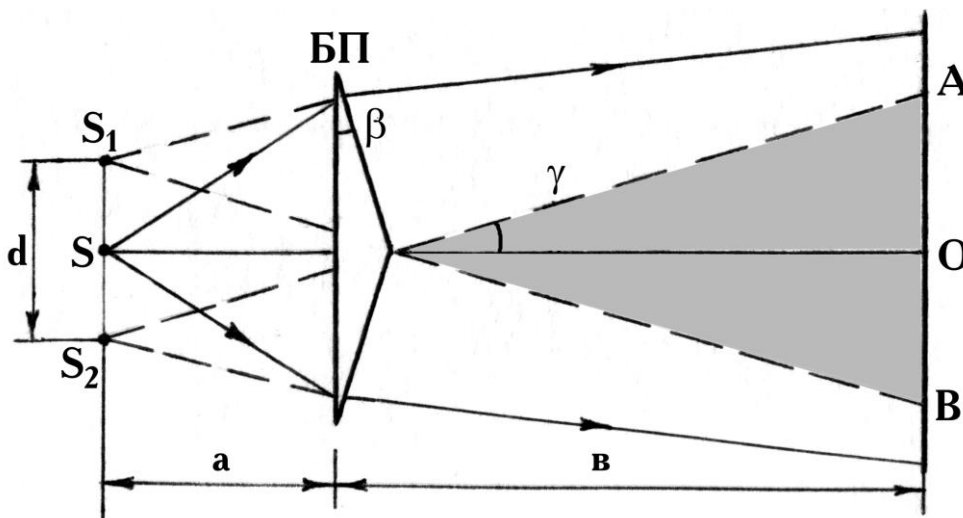


Рисунок 27.2 – Схема установки для одержання інтерференції світла за допомогою біпризми Френеля

Вказаного недоліку частково позбавлені методи одержання інтерференційних картин, запропоновані О. Френелем. Ці методи дозволяють отримати інтерференційні картини, аналогічні досліді Юнга, але більш світлосильні і

<sup>3</sup> У сучасних модифікаціях досліді Юнга при використанні лазера в якості джерела світла необхідності у допоміжному отворі  $S$  немає, оскільки в лазерному випромінюванні світлові коливання будуть когерентні в усіх точках поперечного перерізу пучка світла.

менш ускладнені явищами дифракції. У кожному з цих методів когерентні хвилі утворюються методом поділу хвильового фронту за допомогою подвійної призми – біпризми, подвійного дзеркала – бідзеркала або подвійної лінзи – білінзи.

Розглянемо докладніше інтерференційну картину, одержану за допомогою біпризми Френеля.

Біпризма Френеля *БП* (дивись *рисунок 27.2*) складається з двох однакових скляних трикутних призм, які мають спільну основу, а також дуже малі заломні кути ( $\beta \ll 10 \dots 20$  кутових хвилин). Як правило, біпризма виготовляється із суцільного скла. Джерелом світла є яскраво освітлена, орієнтована паралельно ребру тупого кута біпризми вузька щілина  $S$  у діафрагмі. Світло від щілини, внаслідок заломлення в обох половинах біпризми, ділиться на два когерентні пучки з вершинами в уявних зображеннях  $S_1$  та  $S_2$  щілини  $S$ . В області  $AB$  екрана пучки перекриваються і утворюють інтерференційну картину, подібну картині у досліді Юнга – тобто у вигляді системи світлих і темних смуг, паралельних ребру тупого кута біпризми.

На практиці відстані:  $a$  – від щілини до біпризми та  $b$  – від біпризми до екрана завжди набагато більші розмірів самої біпризми, отже світлові промені будуть падати на біпризму та екран під малими кутами до оптичної осі (*параксіальні* промені). Нехай  $\beta$  – заломний кут кожної з половин біпризми. Кожна половина біпризми відхиляє падаючий на неї промінь на кут  $\gamma = n - 1 \beta$ , де  $n$  – показник заломлення скла, з якого виготовлена біпризма (дивись *Додаток Б*). Оскільки кут  $\beta \ll 1$  рад, то і кут  $\gamma \ll 1$  рад. З *рисунок 27.2* видно, що за таких умов відстань  $d$  між уявними джерелами  $S_1$  та  $S_2$  (тобто уявними зображеннями щілини  $S$ ) складає  $d = 2a\gamma = 2a(n - 1)\beta$ , а відстань від уявних джерел до екрана –  $L = a + b$ . Отже, згідно (27.4), ширина інтерференційної смуги в цьому досліді

$$\Delta Y = \frac{(a + b)\lambda}{2a(n - 1)\beta}. \quad (27.6)$$

Якщо заломний кут  $\beta$  біпризми невідомий, відстань  $d$  між уявними джерелами  $S_1$  та  $S_2$  визначають експериментально, за допомогою додаткових вимірювань (дивись *розділ 2.2*).

## 2.2 Експериментальна частина

### 2.2.1 Опис установки

Установка для вимірювань зібрана на оптичній лаві, де розміщені на підставках-тримачах джерело світла та оптичні елементи. Послідовність розташування елементів на лаві показана на *рисунок 27.3, а*. Світловий промінь від освітлювача  $OC$  проходить крізь світлофільтр  $CF$  і падає на вузьку вертикальну щілину  $S$ , ширину якої можна плавно змінювати за допомогою мікрометричного гвинта. На відстані  $20 \dots 30$  см від щілини знаходиться біпризма *БП*, поло-

ження якої можна відрегулювати так, щоб ребро тупого кута її було паралельне щілині. На протилежному кінці лави знаходиться окулярний мікрометр *ОМ*, за допомогою якого спостерігають інтерференційну картину та виконують необхідні вимірювання на інтерференційній картині. Між біпризмою та окулярним мікрометром при необхідності можна встановити збирну лінзу *Л*.

У полі зору окулярного мікрометра знаходиться перехрестя двох взаємно перпендикулярних візирних ліній, які проходять під кутом  $45^\circ$  до вертикалі (рисунк 27.3, б). При повороті барабана окулярного мікрометра на один оберт, тобто на кут  $360^\circ$ , перехрестя переміщується у горизонтальному напрямку на  $1\text{ мм}$ . На рукоятку барабана нанесено рівномірну шкалу, яка має 100 поділок на один оберт. Тобто, ціна поділки барабана окулярного мікрометра складає  $0,01\text{ мм}$ , що дозволяє виконувати вимірювання з точністю  $\pm 0,01\text{ мм}$ .

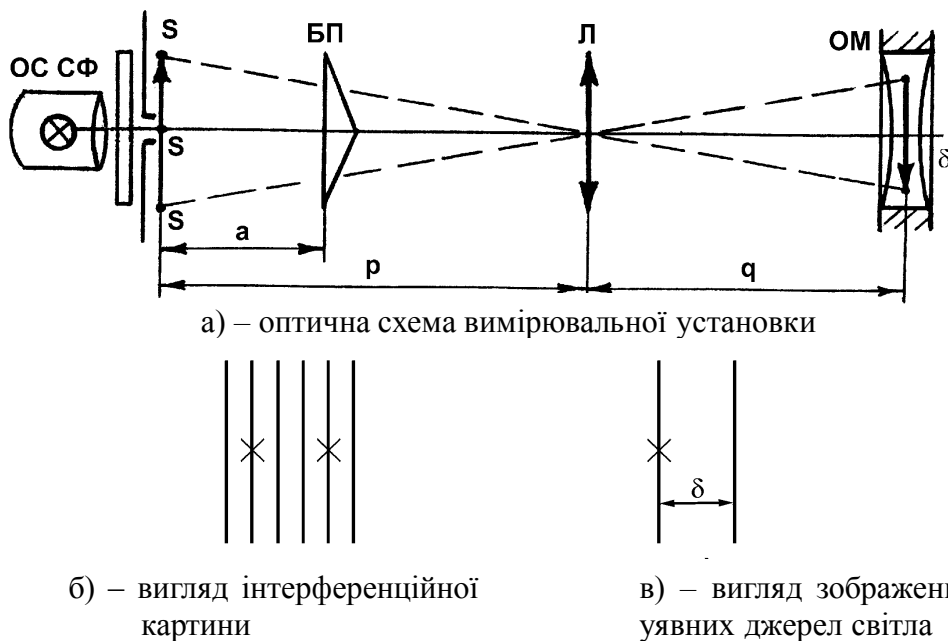


Рисунок 27.3 – Установка для вимірювань за допомогою біпризми Френеля

При виконанні роботи окулярний мікрометр застосовується як для вимірювань ширини інтерференційних смуг  $\Delta Y$ , так і для вимірювання відстані  $d$  між уявними джерелами  $S_1$  і  $S_2$ . Для визначення відстані  $d$  треба встановити на оптичній лаві між біпризмою та окулярним мікрометром збирну лінзу і знайти таке її положення, при якому в полі зору окуляра будуть спостерігатися дві чіткі паралельні вертикальні лінії – зображення уявних джерел (рисунк 27.3, в). Користуючись окуляр-мікрометром, вимірюють відстань  $\delta$  між цими зображеннями, а потім розраховують реальну відстань  $d$ , користуючись відомою формулою збільшення  $\Gamma$  лінзи:

$$\Gamma = \frac{\delta}{d} = \frac{q}{p}, \quad \text{звідки} \quad d = \frac{p\delta}{q},$$

де  $p$  і  $q$  – відповідно відстані від лінзи до щілини та від лінзи до окулярного мікрометра (рисунк 27.3, а). Враховуючи сказане, формула (27.5) для визначення довжини світлової хвилі набуває вигляду:

$$\lambda = \frac{p\delta}{q(p+q)} \Delta Y = \frac{p\delta}{qL} \Delta Y, \quad (27.7)$$

де  $L = p + q$  – відстань від щілини до окуляра<sup>4</sup>.

### 2.2.2 Порядок виконання роботи

1. Впевнитись у правильній послідовності розташування приладів на оптичній лаві згідно з *рисунком 27.3, а*.
2. Зняти з лави збирну лінзу, встановити в освітлювач червоний світлофільтр. З дозволу керівника занять ввімкнути лампу освітлювача і, регулюючи ширину щілини та положення біпризми, домогтися у полі зору окулярного мікрометра чіткої та максимально контрастної інтерференційної картини (*рисунк 27.3, б*). Сфокусувати також окуляр мікрометра на чітке зображення візирного перехрестя. З'ясувати якісно, як впливає на вигляд інтерференційної картини ширина щілини.
3. За допомогою вимірювального окуляра визначити середню ширину інтерференційних смуг  $\Delta Y$ . Для цього сумістити перехрестя у полі зору окулярного мікрометра з однією з темних смуг. Зробити відлік  $Y_k$  по шкалі барабана мікрометричного гвинта. Плавнo обертаючи мікрометричний гвинт, перемістити перехрестя у полі зору на  $N = 4 \dots 8$  смуг та зафіксувати другий відлік  $Y_{k+N}$ . Записати у таблицю одержані відліки, після чого розрахувати і занести до таблиці середню ширину інтерференційної смуги:

$$\Delta Y = \frac{Y_{k+N} - Y_k}{N}.$$

4. Повторити вимірювання ширини смуг 3...4 рази на різних ділянках інтерференційної картини. Записати у таблицю одержані результати. Порівняти між собою значення ширини смуг, одержані на різних ділянках картини.
5. Виміряти відстань  $\delta$  між зображеннями уявних джерел  $S_1$  та  $S_2$ . Для цього, не зрушуючи приладів на лаві, встановити між біпризмою та окуляр-мікрометром збирну лінзу. Пересуваючи лінзу вздовж оптичної лави, домогтися у полі зору чіткого зображення уявних джерел  $S_1$  та  $S_2$  (*рисунк 27.3, в*).
6. Виміряти масштабною лінійкою відстані:  $p$  – між щілиною та лінзою;  $q$  – між лінзою та окуляром;  $a$  – між щілиною і біпризмою.

<sup>4</sup> У нашому випадку  $L$  – відстань між щілиною та окуляром, оскільки можна вважати, що уявні джерела знаходяться у площині діафрагми зі щілиною.

### 2.3 Обробка результатів вимірювань

1. На основі одержаних даних розрахувати за формулою (27.7) довжину світлової хвилі  $\lambda$  у кожному досліді. Результати розрахунків записати у таблицю.
2. Розрахувати заломний кут  $\beta$  біпризми (у радіанах, градусах та кутових хвилинах), користуючись формулою (27.6) та середнім значенням довжини хвилі  $\lambda$ . Показник заломлення скла  $n = 1,5$ .
3. Обчислити похибки вимірювань довжини світлової хвилі  $\lambda$  для даного світлофільтра. Записати кінцевий результат.
4. Зробити висновки.

### КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Що таке *світло* з точки зору теорії електромагнітного поля?
2. Які основні властивості електромагнітних хвиль? Назвіть основні ділянки шкали електромагнітних хвиль.
3. Які хвилі називають монохроматичними? когерентними? Чи є природні незалежні джерела світла когерентні?
4. У чому полягає явище інтерференції світла? Які умови необхідні для утворення стаціонарних і контрастних інтерференційних картин?
5. Якими способами можна одержати когерентні світлові хвилі від природних джерел світла? Який з цих способів застосовується у даній роботі?
6. Від чого залежить різниця фаз хвиль у даній точці спостереження? Виведіть формулу, яка пов'язує різницю фаз хвиль у точці спостереження з відповідною різницею ходу.
7. При виконанні яких умов у точці спостереження виникає максимум (мінімум) інтерференції?
8. Виведіть формули для розрахунку координат світлих (темних) інтерференційних смуг на екрані у досліді Юнга та ширини інтерференційної смуги.
9. Чи зміниться вигляд інтерференційної картини в досліді Юнга, якщо простір між джерелом світла та екраном заповнити прозорою речовиною з показником заломлення  $n$ ?
10. Що таке біпризма Френеля? Як утворюються когерентні світлові хвилі за допомогою біпризми Френеля? Чому уявні джерела  $S_1$  та  $S_2$  будуть когерентні?
11. З якою метою в даній роботі застосовується світлофільтр? Як зміниться вигляд інтерференційної картини, якщо замінити червоний світлофільтр на зелений? Який вигляд буде мати інтерференційна картина в разі відсутності світлофільтра?
12. Як впливає на якість інтерференційної картини ширина  $S$  щілини?

### 3 Лабораторна робота № 28

#### ПЕРЕВІРКА ЗАКОНУ МАЛЮСА. ВИЗНАЧЕННЯ КОНЦЕНТРАЦІЇ РОЗЧИНУ ЦУКРУ ЗА ДОПОМОГОЮ САХАРИМЕТРА

Прилади і матеріали:

- 1) два поляроїди;
- 2) лімб із шкалою 0 – 360°;
- 3) люксметр;
- 4) освітлювач;
- 5) сахариметр універсальний СУ-4;
- 6) кювети з розчинами цукру.

Властивість світла бути поляризованим і особливості взаємодії поляризованого світла з речовиною знайшли виключно широке застосування у наукових дослідженнях структури та оптичних властивостей кристалів, структури біологічних об'єктів, у кристалохімії, органічній та аналітичній хімії, у мікроскопії, а також для одержання інформації про важкодосяжні, віддалені об'єкти (зокрема, в астрофізиці).

Поляризоване світло також широко використовується у багатьох областях техніки, наприклад, в лазерній техніці, в системах оптичного зв'язку, в оптичній локації, у фотометрії для плавного регулювання інтенсивності світлового променя (закон Малюса), для дослідження механічних напружень у конструкціях, у швидкісній фото- та кінозйомці, для створення стереоскопічного ефекту у кіно, підсилення контрасту та усунення світлових відблисків у фотографії тощо.

Поляризаційні методи вимірювань в оптиці відносяться до виключно точних. Наприклад, при визначенні показників заломлення речовин вони у 10 000 разів перевищують за чутливістю інтерференційні методи.

В історії фізики задовго до створення електромагнітної теорії світла (Максвелл, 1866) дослідження поляризації вперше навело на думку, що світло – це *поперечна хвиля* (Гук, 1672). Суттєво проявилася поляризація світла у явищах інтерференції і, зокрема, той факт, що світлові промені із взаємно перпендикулярними площинами поляризації не утворюють інтерференційних картин (Юнг, 1817).

Мета даної роботи полягає у вивченні властивостей плоскополяризованого світла та його застосування.

#### 3.1 Теоретичні відомості

Перед вивченням цього розділу рекомендується повторити тему «Додавання гармонічних коливань однакового напрямку і однакової частоти» (дивись

Методичні вказівки «Коливання і хвилі», лабораторна робота № 25, розділ 5.3).

### 3.1.1 Поляризоване світло

Як відомо, світло – це електромагнітні хвилі з частотою коливань  $\sim 10^{14}$  Гц. Електромагнітні хвилі утворюються внаслідок взаємозв'язаних періодичних коливань електричного та магнітного полів у просторі. Електричне поле світлової хвилі характеризується вектором  $\vec{E}$  напруженості електричного поля, а магнітне – вектором  $\vec{B}$  індукції магнітного поля. Напрямок поширення хвилі у просторі прийнято вказувати за допомогою хвильового вектора  $\vec{k}$ , який за напрямом співпадає з вектором  $\vec{v}$  швидкості поширення хвилі і має величину  $k = \omega/v$ , де  $\omega$  – циклічно частота хвилі. Електричне та магнітне поля в електромагнітній хвилі (вектори  $\vec{E}$  та  $\vec{B}$ ) змінюються у взаємно перпендикулярних напрямках і у той же час обидва перпендикулярні до напрямку поширення світлової хвилі – вектору  $\vec{k}$  (рисунку 28.1). Тобто в електромагнітній хвилі  $\vec{E} \perp \vec{B} \perp \vec{k}$ . Отже, світлова хвиля – це *поперечна* хвиля.

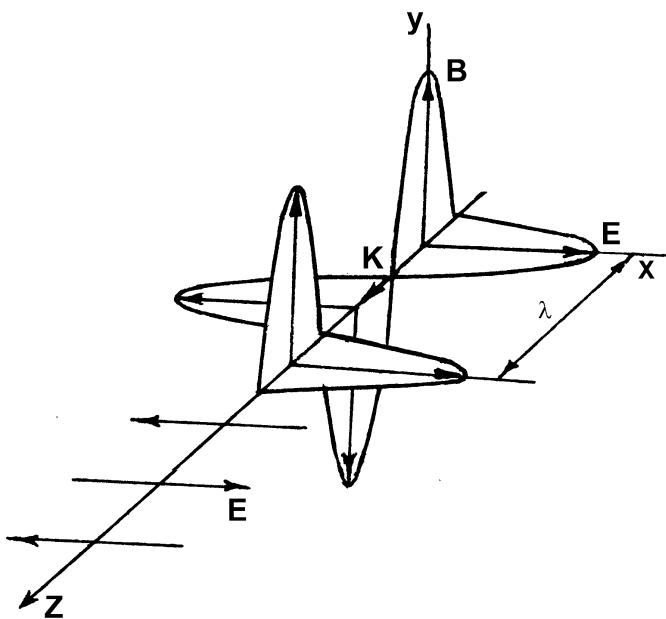


Рисунок 28.1 – Електромагнітна хвиля, яка поширюється у вільному просторі вздовж напрямку осі Z

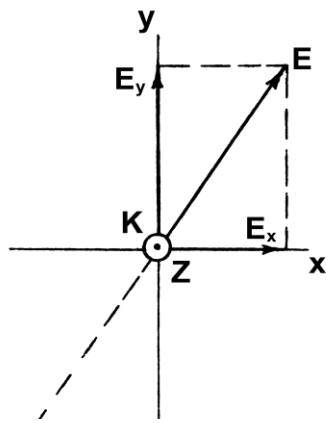
В залежності від поведінки вектора  $\vec{E}$  у часі електромагнітні хвилі розрізняють за *станами поляризації*. Так, наприклад, якщо при поширенні хвилі вектор  $\vec{E}$  електричного поля, змінюючись, лежить весь час в одній площині, світлова хвиля називається *плоскополяризованою* (або *лінійно поляризованою*)<sup>5</sup>. У таких випадках площина, яка проходить через напрямок коливань вектора  $\vec{E}$  та напрямком поширення хвилі – вектору  $\vec{k}$ , називається *площиною поляризації* хвилі. Наприклад, хвиля, зображена на *рисунку 28.1*, поляризована у горизонтальній площині.

Якщо площина коливань вектора  $\vec{E}$  електромагнітної хвилі не співпадає з осями X або Y обраної системи координат, то вектор  $\vec{E}$  можна розкласти на дві взаємно перпендикулярні скла-

<sup>5</sup> Оскільки вектори  $\vec{E}$  та  $\vec{B}$  електромагнітної хвилі взаємно перпендикулярні, для опису стану поляризації світлового пучка досить знати поведінку одного з них. Зазвичай для цього обирають вектор  $\vec{E}$  – світловий вектор.

дові  $\vec{E}_x$  та  $\vec{E}_y$ , як показано на *рисунку 28.2, а*. Якщо складові  $\vec{E}_x$  і  $\vec{E}_y$  змінюються в однакових (або протилежних) фазах, то результуючий вектор  $\vec{E}$  буде коливатися в одній площині, що відповідає хвилі з лінійною поляризацією. Інакше кажучи, коливання вектора  $\vec{E}$  у плоскополяризованій хвилі завжди можна подати як суперпозицію двох взаємно перпендикулярних коливань однакової частоти, фази яких або співпадають,  $\Delta\varphi = 0$ , або протилежні  $\Delta\varphi = \pi$  (дивись *розділ 5.3 лабораторної роботи №25*).

Проте у багатьох випадках різниця фаз коливань складових  $\vec{E}_x$  та  $\vec{E}_y$  може набувати інших значень, і тоді світлова хвиля не буде плоскополяризованою. При інших значеннях різниці фаз результуючий рух кінця вектора  $\vec{E}$  відбувається по *еліпсу* або по *колу* (*рисунок 28.2*). У таких випадках електромагнітна хвиля називається *еліптично поляризованою*. Еліптична поляризація – це найбільш загальний стан поляризації світла, який за певних умов може вироджуватись у *лінійну* поляризацію або поляризацію *по колу*. У свою чергу, серед електромагнітних хвиль з еліптичною поляризацією розрізняють хвилі з *правою* та *лівою* поляризацією. Якщо при спостереженні *назустріч* хвилі обертання вектора  $\vec{E}$  у фіксованій площині  $Z = const$  відбувається проти руху стрілки годинника, то поляризація вважається *лівою*, і навпаки. На *рисунку 28.2, б* показані приклади поляризації електромагнітних хвиль: (1, 5, 9) – лінійної; (2, 4) – правої еліптичної; (6, 8) – лівої еліптичної; (3 та 7) – кругової, правої та лівої відповідно. Зауважимо, що для отримання світла, поляризованого по *колу*, амплітуди коливань складових  $\vec{E}_x$  і  $\vec{E}_y$  мають бути однаковими.



а) – розкладання вектора  $E$  електромагнітної хвилі на складові  $E_x$  та  $E_y$

$\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1$								
0	$\frac{\pi}{4}$	$\frac{\pi}{2}$	$\frac{3\pi}{4}$	$\pi$	$\frac{5\pi}{4}$	$\frac{3\pi}{2}$	$\frac{7\pi}{4}$	$2\pi$
1	2	3	4	5	6	7	8	9

б) – траєкторія руху кінця вектора  $E$  в залежності від різниці фаз між коливаннями складових  $E_x$  та  $E_y$

Рисунок 28.2 – Лінійна, еліптична та кругова поляризація світла

Узагальнюючи сказане, приходимо до висновків:

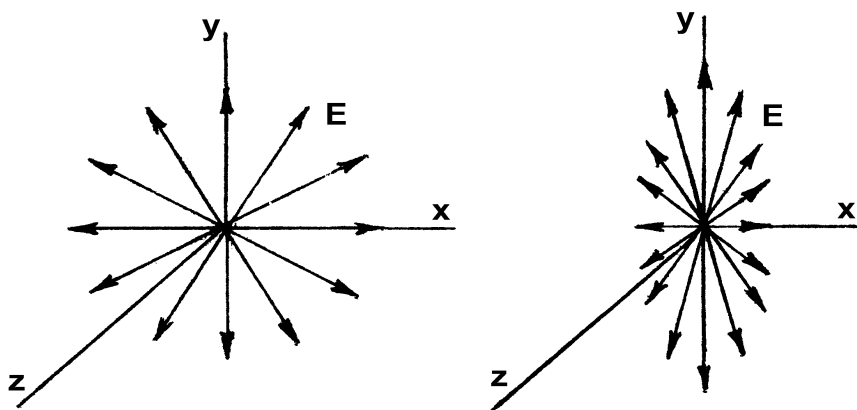


- циркулярно поляризовану хвилю завжди можна представити як суперпозицію двох хвиль, поляризованих у взаємно перпендикулярних напрямках;
- плоскополяризовану хвилю завжди можна представити у вигляді суперпозиції двох циркулярно поляризованих хвиль з правою і лівою поляризацією;
- плоскополяризовану хвилю завжди можна перетворити на циркулярно поляризовану, і навпаки, змінивши певним чином різницю фаз між складовими  $\vec{E}_x$  та  $\vec{E}_y$ .

Залежно від характеру задачі, що розглядається, віддають перевагу тому чи іншому представленню.

### 3.1.2 Природне (неполяризоване) світло

Розглянемо тепер випромінювання *природних* джерел світла. У природних джерелах – Сонце, полум'я, лампи розжарення, електричні розряди, люмінесцентні джерела тощо – світло випромінюється одночасно величезною кількістю *елементарних випромінювачів* – атомів або молекул речовини. Тривалість окремого процесу випромінювання дуже мала:  $\sim 10^{-10} \dots 10^{-8}$  с. Хвиля, яку випромінює будь-який окремо взятий елементарний випромінювач у кожному акті випромінювання, завжди лінійно поляризована у тій або іншій площині. Орієнтації у просторі площин поляризації окремих хвиль, початкові фази та моменти їх випромінювання окремими атомами мають нерегулярний, хаотичний характер. Тому світло від природного джерела являє собою сукупність величезної кількості некогерентних, тобто не пов'язаних між собою електромагнітних хвиль з непередбачуваними змінами амплітуди, фази, площини поляризації. Подібне випромінювання називають *неполяризованим* або *природним* світлом (рисунок 28.3, а).



а) – природне, неполяризоване світло      б) – частково поляризоване світло

Рисунок 28.3 – Природне і поляризоване світло

У випадках, коли в світловому промені можна вказати переважний напрямок коливань вектора  $\vec{E}$ , світло називають *частково поляризованим* (рису-

нок 28.3, б). Частково поляризоване світло можна умовно розглядати як суперпозицію неполяризованого і лінійно поляризованого світла.

### 3.1.3 Поляризатори. Закон Малюса

Лінійно поляризоване світло одержують, пропускаючи природне світло через спеціальні пристрої – *поляризатори*. Існує багато типів таких пристроїв, заснованих на різноманітних фізичних принципах. Зокрема, дуже зручні у використанні поляризаційні світлофільтри – *поляроїди*.

Поляроїд – один з основних типів оптичних лінійних поляризаторів. Він являє собою прозору синтетичну плівку, в яку впресовано величезну кількість мікроскопічних *анізотропних* кристалів, оптичні осі яких орієнтовані однаково (паралельні між собою). Властивість таких кристалів полягає у тому, що вони неоднаково поглинають складові вектора  $\vec{E}$  лінійно поляризованого світла, площини поляризації яких орієнтовані паралельно та перпендикулярно до осі симетрії кристала (*дихроїзм*). Різниця у поглинанні така, що поляроїдна плівка товщиною  $0,05 - 0,10$  мм майже повністю поглинає складові векторів  $\vec{E}$ , напрямлені паралельно оптичним осям кристалів, і практично не поглинає складові, поляризовані у площині, перпендикулярній до осей кристалів. Для захисту від механічних ушкоджень та дії атмосферної вологи поляроїдну плівку розміщують між двома тонкими скляними пластинками.

Отже, у будь-якому поляризаторі існує виділений напрямок, який називається *площиною пропускання* або *головною площиною* поляризатора. Світло, лінійно поляризоване у площині, паралельній площині пропускання поляризатора, проходить крізь поляризатор без поглинання, а світло, поляризоване у площині, перпендикулярній до цього напрямку, поглинається у поляризаторі повністю. В решті випадків поляризоване світло, проходячи крізь поляризатор, буде по-різному змінювати свою інтенсивність залежно від кута  $\varphi$  між площиною поляризації світла та площиною пропускання поляризатора. Залежність інтенсивності світла від кута  $\varphi$  підпорядковується *закону Малюса*.

**Закон Малюса:** якщо плоскополяризоване світло інтенсивністю  $I_0$  падає на поляризатор так, що площина коливань вектора  $\vec{E}$  утворює кут  $\varphi$  з площиною пропускання поляризатора, то інтенсивність світла  $I$  після проходження поляризатора

$$I = I_0 \cos^2 \varphi. \quad (28.1)$$

Дійсно, нехай  $E_0$  – амплітуда коливань електричного поля світлової хвилі, яка падає на поляризатор  $\Pi$ , площина пропускання якого розташована вертикально (*рисунок 28.4*). Складова вектора  $\vec{E}_0$ , паралельна площині пропускання поляризатора, має амплітуду  $E_{\parallel} = E_0 \cos \varphi$  і пройде крізь поляризатор без поглинання, а перпендикулярна складова з амплітудою  $E_{\perp} = E_0 \sin \varphi$  – повністю

поглинається поляризатором. Отже, складова  $E_{\parallel}$  і буде амплітудою світлової хвилі, яка виходить з поляризатора. Звернімо увагу на те, що при проходженні плоскополяризованого світла крізь поляризатор відбувається не тільки зміна амплітуди світлової хвилі за величиною, але і поворот площини поляризації хвилі. Далі, враховуючи, що інтенсивність хвилі пропорційна квадрату амплітуди вектора  $\vec{E}$ , приходимо до закону Малюса (формула 28.1).

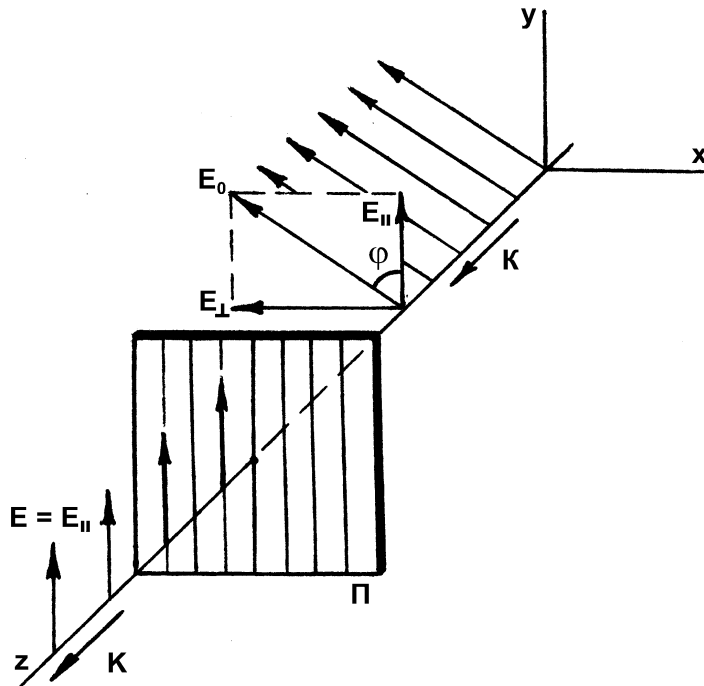


Рисунок 28.4 – Проходження плоскополяризованої хвилі крізь поляризатор

Легко показати, що у разі падіння на поляризатор природного (неполяризованого) світла з інтенсивністю  $I_{np}$ , після проходження поляризатора одержимо світло, поляризоване у площині, паралельній площині пропускання поляризатора, інтенсивність якого

$$I = \frac{I_{np}}{2} . \quad (28.2)$$

Елементом більшості поляризаційних приладів є оптична схема, яка складається з послідовно розташованих на одній осі двох поляризаторів. У таких випадках перший з поляризаторів, по ходу променя, називають *поляризатором*, а другий – *аналізатором*. Якщо направити на таку оптичну схему природне (неполяризоване) світло, то інтенсивність світла після проходження поляризатора зміниться згідно з *формулою 28.2*, а після проходження аналізатора – згідно з *формулою 28.1*. Зміна кута  $\varphi$  між площинами пропускання поляризатора та аналізатора, призводить до плавної зміни інтенсивності світла на виході системи. Якщо кут між площинами пропускання поляризатора і аналізатора стано-

вись  $90^\circ$ , то поляризатори називають *схрещеними* (рисунок 28.5, б), і інтенсивність світла на виході системи у такому випадку дорівнює нулю.

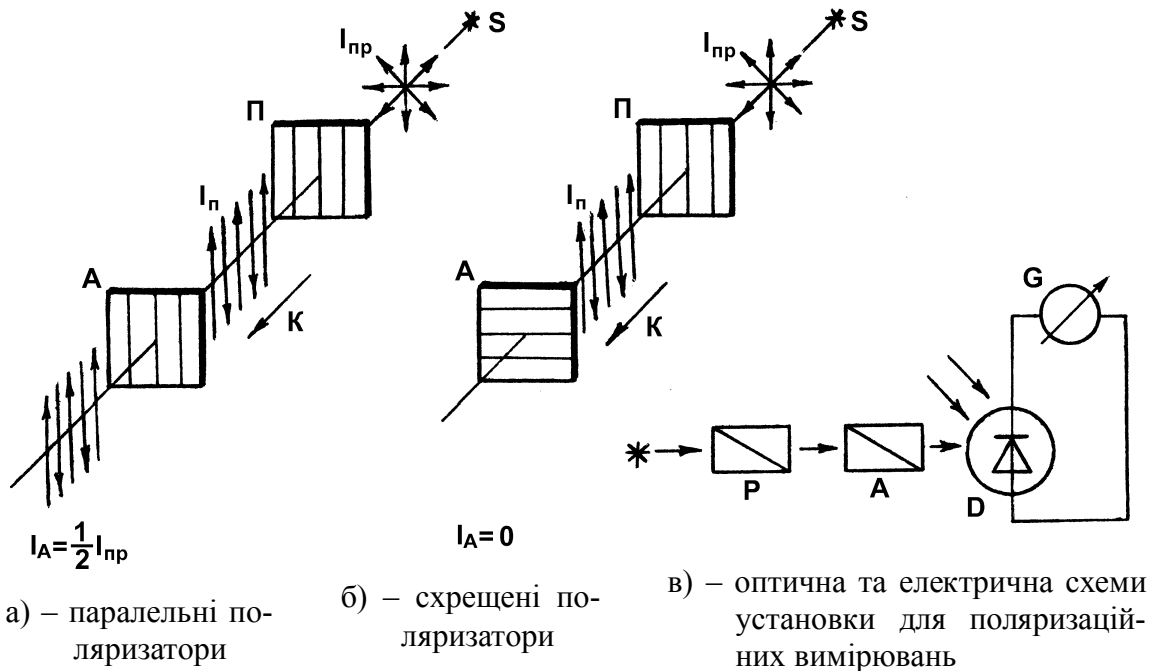


Рисунок 28.5 – Проходження природного світла через поляризатор (П) та аналізатор (А)

### 3.1.4 Оптично активні речовини. Закон Біо

При проходженні *плоскополяризованого* світла крізь деякі речовини (скипидар, камфора, розчин цукру, ментол, кристалічний кварц, виннокам'яна та яблучна кислоти, нікотин тощо) виявляється, що площина коливань вектора  $\vec{E}$  поступово обертається за стрілкою годинника або у протилежному напрямку. Такі речовини одержали назву *оптично активних*. Кожна окремо взята оптично активна речовина завжди існує у двох формах – *правій* та *лівій*, в залежності від напрямку повороту площини поляризації відносно ходу променя <sup>6</sup>.

Оптична активність обумовлена специфічною просторовою будовою молекул або кристалів речовини. При цьому обидві форми оптично активних молекул (кристалів) – права та ліва – *дзеркально симетричні*, тобто ніякими поворотами та переміщеннями вони не можуть бути суміщені у просторі (як ліва та права рукавички, лівий та правий гвинти тощо). Фізичні та хімічні властивості правої та лівої форм однакові.

Молекули цукру мають гвинтову структуру. Усі молекули цукру природного (рослинного) походження, зробленого, наприклад, з цукрового буряку або цукрової тростини, мають однаковий напрям закручування гвинта (однакову

<sup>6</sup> Напрямок повороту площини поляризації визначається для спостерігача, який дивиться назустріч світловому пучку. Якщо площина поляризації обертається за стрілкою годинника, то речовина називається *правоповоротною*, а у протилежному випадку – *лівоповоротною*.

*спіральність*). Спіральність гвинта не залежить від того, з якого боку ми на нього дивимося. Тому розчин, в якому молекули цукру орієнтовані хаотично, матиме у будь-якому напрямку таку саму спіральність, як і окрема молекула<sup>7</sup>. В оптично активних речовинах швидкості поширення світла з правою та лівою циркулярною поляризацією (а отже і показники заломлення для світла з різними станами кругової поляризації) будуть різні. Як відмічалось вище (*розділ 1.1.1*), пучок лінійно поляризованого світла можна розглядати як результат додавання (суперпозицію) двох пучків з правою та лівою циркулярною поляризацією, які поширюються у спільному напрямку. Якщо швидкості поширення двох таких пучків різні, то це призводить до повороту площини поляризації сумарного пучка.

Кут повороту  $\varphi$  площини поляризації світлового пучка у розчинах пропорційно залежить від товщини  $l$  шару розчину та концентрації  $c$  активної речовини і визначається за законом Біо:

$$\varphi = [\alpha] \cdot cl, \quad (28.3)$$

де величина  $\alpha$  називається *питомою оптичною активністю* або *сталюю обертання* речовини. Вона залежить від структури активних молекул і чисельно дорівнює куту повороту (у кутових градусах) площини поляризації світла на шляху довжиною  $l$  дм при концентрації активної речовини у розчині  $l$  г/см<sup>3</sup>. За загальним узгодженням, для позначення питомої активності розчинів активних речовин у неактивних розчинниках використовують квадратні дужки. Для неконцентрованих розчинів сахарози  $C_{12}H_{22}O_{11}$  у воді при кімнатній температурі  $\alpha = 66,5 \text{ град} \cdot \text{см}^3 / (\text{г} \cdot \text{дм})$ .

## 3.2 Експериментальна частина

### 3.2.1 Опис установки для перевірки закону Малюса

Установка для перевірки закону Малюса складається з розміщених на підставках вздовж спільної осі джерела світла, двох поляроїдів – поляризатора  $P$  та аналізатора  $A$ , селенового фотоелемента (фотодіода)  $D$ , закріпленого на спільній з аналізатором підставці. Конструкція підставок дає можливість обертати поляризатор та аналізатор навколо оптичної осі системи. Кут повороту аналізатора (у кутових градусах) вимірюється за допомогою лімба. Інтенсивність світла після аналізатора визначається за показами люксметра, який вимірює освітленість активної площадки фотоелемента (освітленість пропорційна інтенсивності світла). Принцип дії люксметра заснований на явищі *внутрішнього фотоелектричного ефекту*.

<sup>7</sup> Відмітимо обставину, для якої досі не знайдено задовільного пояснення – властивість живої природи будувати білки з оптично активних амінокислот тільки одного типу спіральності. Дев'ятнадцять з двадцяти життєво важливих амінокислот є оптично активні. Усі молекули ДНК мають структуру правої спіралі. Штучно синтезований цукор, молекули якого дзеркально симетричні до тих, що утворюються природним шляхом, не засвоюється живими організмами, а бактерії нездатні перетворювати такий цукор у спирт або оцет. Одна з дзеркальних форм нікотину у кілька разів більш отруйна, ніж інша, і т. ін. Цей дивовижний феномен може мати фундаментальне значення для з'ясування шляхів зародження та еволюції життя на Землі.

При освітленні активної поверхні фотоелемента, яка являє собою область  $p-n$  – *переходу*, у фотоелементі створюється фото-ерс, внаслідок чого в замкненому колі «фотоелемент – гальванометр» виникає електричний струм, який контролюється за відхиленням стрілки гальванометра  $G$ . Шкала гальванометра градуйована у *люксах*. Між величинами освітленості фотоелемента та відповідним фотострумом існує пропорційна залежність. Оптична та електрична схеми вимірювальної установки показана на *рисунку 28.5, в*.

### 3.3 Вимірювання концентрації розчину цукру

Обертання площини поляризації світла можна спостерігати, помістивши кювету з оптично активною речовиною (розчином цукру) між поляризатором та аналізатором. Якщо головні площини поляризатора і аналізатора взаємно перпендикулярні (схрещені поляризатори), то при відсутності між ними оптично активної речовини плоскополяризоване світло, яке виходить з поляризатора, цілком поглинається аналізатором (*рисунок 28.5, б*) і поле зору на виході системи буде темним. Введення оптично активної речовини призводить до того, що площина поляризації світлового пучка в речовині повернеться на деякий кут, завдяки чому поле зору на виході системи просвітліє. Обертаючи аналізатор навколо світлового променя так, щоб поле зору знову стало темним, можна знайти приблизно кут повороту площини поляризації світла в активній речовині.

Проте визначення кута повороту таким способом пов'язане зі значними похибками, оскільки через обмежену чутливість ока важко знайти досить точно положення аналізатора, якому відповідає максимальне затемнення поля зору. В той же час людське око здатне дуже точно помічати навіть незначну різницю в освітленості двох суміжних ділянок у полі зору, якщо ця освітленість не дуже велика. Тому при поляризаційних вимірюваннях зазвичай застосовують більш чутливий *напівтіньовий метод*, в якому під час вимірювань домагаються не максимально темного поля зору, а однакової яскравості двох половин поля зору – *полів порівняння*.

Принцип поляризаційних вимірювань напівтіньовим методом пояснює *рисунок 28.6*. Будемо вважати, що світловий промінь проходить крізь поляризатори у напрямку, перпендикулярному до площини рисунка, тобто у напрямку осі  $Z$ . Нехай поляризатор  $\Pi$  складається з двох поляроїдів (двох половин), головні площини  $P_1$  і  $P_2$  яких утворюють між собою невеликий кут  $2\alpha$  (*рисунок 28.6, а*). Природне світло, проходячи крізь такий поляризатор, розділиться на два однакові за інтенсивністю плоскополяризовані пучки, площини поляризації котрих утворюють між собою такий самий кут  $2\alpha$ . Після проходження через аналізатор інтенсивності обох пучків будуть залежати від орієнтації головної площини аналізатора відносно напрямів коливань світлового вектора у кожному з цих пучків. Амплітуди коливань світлового вектора в пучках, що пройшли аналізатор, дорівнюють проекціям векторів  $\vec{E}_1$  та  $\vec{E}_2$  на напрям  $A$  головної площини аналізатора (*рисунок 28.6, а*). У загальному випадку ці проекції будуть різні за величиною. Тому і інтенсивності обох пучків будуть відрізнятися одна

від одної, а отже будуть різні яскравості полів порівняння, які спостерігають у полі зору аналізатора. Поле зору аналізатора має вигляд двох половин круга, яскравості яких змінюються при обертанні аналізатора навколо оптичної осі системи. Для вирівнювання інтенсивностей пучків (яскравостей полів порівняння) досить встановити аналізатор у таке положення, при якому його головна площина буде орієнтована симетрично відносно напрямів  $P_1$  та  $P_2$  – тобто у положення  $A_1$  або  $A_2$ , як показано на *рисунку 28.6, б*.

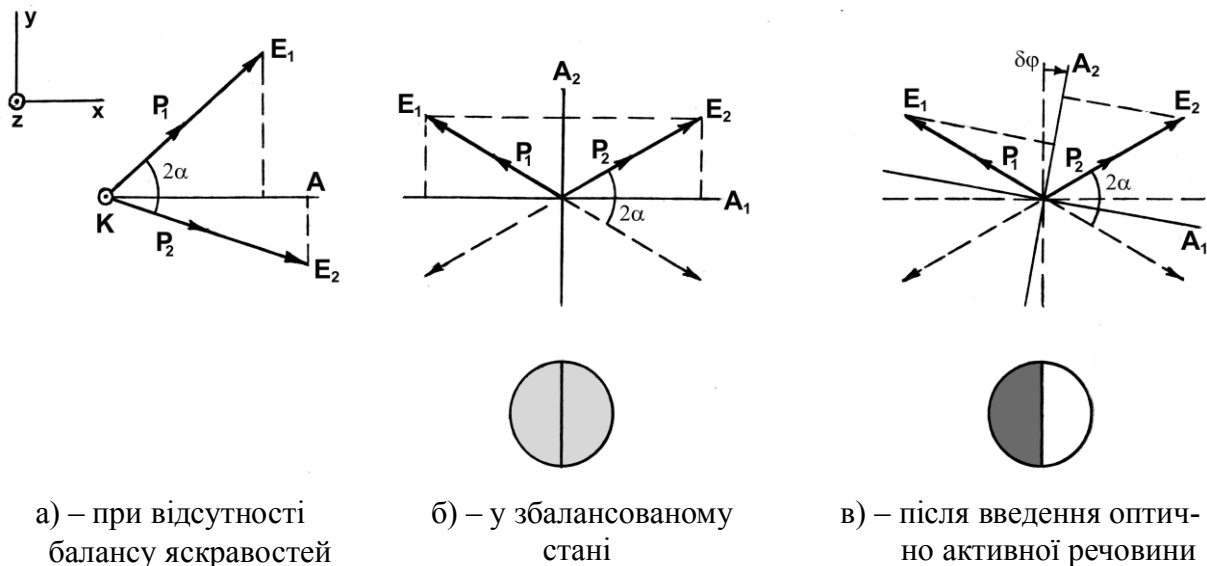


Рисунок 28.6 – Амплітуди і напрями площин поляризації променів після проходження аналізатора

При введенні між поляризатором та аналізатором оптично активної речовини (розчину цукру) площини поляризації обох пучків повернуться на деякий кут  $\varphi$ , і яскравості полів порівняння зміняться – одна збільшиться, друга зменшиться. Кут  $\varphi$  легко визначити – він дорівнює куту, на який слід повернути аналізатор, аби відновити однакові яскравості обох полів.

З *рисунка 28.6, б* видно, що однакові яскравості полів порівняння можна одержати при двох взаємно перпендикулярних орієнтаціях головної площини аналізатора –  $A_1$  або  $A_2$ . У будь-якому з цих положень яскравості обох полів порівняння будуть рівні між собою, але у положенні  $A_1$  вони обидві значно більші, ніж у положенні  $A_2$ . Якщо кут  $2\alpha$  достатньо малий, то похибка встановлення обох полів порівняння на однакову яскравість у положенні  $A_1$  (світле поле) буде значно більша, ніж у положенні  $A_2$  (напівтемне поле). Дійсно, поворот аналізатора з положень  $A_1$  та  $A_2$  на однаковий малий кут  $\delta\varphi$  (*рисунком 28.6, в*) у разі напівтемного поля призводить до значно більшої відносної зміни амплітуд коливань у пучках, ніж у разі світлого поля.

Користуючись законом Малюса (формула 28.1), можна показати, що відносна зміна інтенсивностей  $\Delta I/I$  обох пучків при повороті аналізатора на малий кут  $\delta\varphi$  поблизу положення  $A_2$  дорівнює

$$\frac{\Delta I}{I} = 4 \operatorname{ctg} \alpha \cdot \delta\varphi . \quad (28.4)$$

Звідси видно, що при заданій відносній похибці  $\Delta I/I$ , яка залежить, наприклад, від суб'єктивних властивостей ока людини порівнювати інтенсивності полів, похибка  $\delta\varphi$  в установці аналізатора буде тим менша, чим менший кут  $2\alpha$ . Саме тому кут  $2\alpha$  обирають невеликим (кілька кутових градусів), а вимірювання проводять у напівтемному полі. Звідси і назва методу – напівтіньовий.

Прилади для вимірювань кутів повороту площини поляризації світла називають *поляриметрами*. В окрему групу поляриметрів виділяють *сахариметри*, які призначені для відповідних вимірювань у розчинах цукру.

Принципова схема напівтіньового сахариметра універсального СУ-4, який використовується в лабораторній роботі, подана на *рисунку 28.7*.

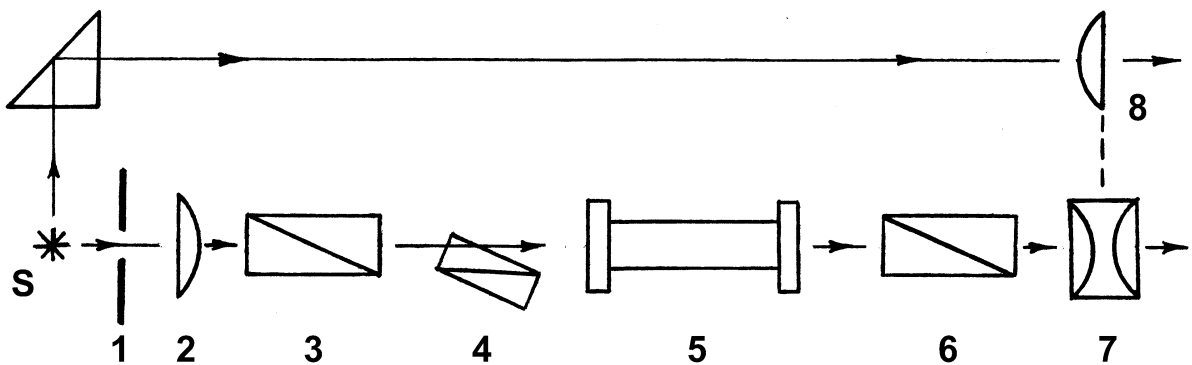


Рисунок 28.7 – Оптична схема універсального сахариметра СУ-4

Світловий потік від джерела  $S$ , утворений діафрагмою  $1$  та конденсорною лінзою  $2$ , падає на напівтіньовий поляризатор  $3, 4$ , який перетворює його у два пучки, лінійно поляризовані під малим кутом  $2\alpha$  один до одного. Обидва пучка, поширюючись вздовж оптичної осі системи, проходять крізь кювету  $5$  з розчином цукру, внаслідок чого їх площини поляризації повертаються в один бік на однаковий кут  $\varphi$ , величина якого, згідно з *формулою 28.3*, залежить від концентрації розчину та довжини кювети. При цьому кут  $2\alpha$  між площинами поляризації пучків зберігається. При плавному повороті аналізатора  $6$ , сполученого з відліковим пристроєм, можна спостерігати через окуляр  $7$  зорової труби зміну яскравостей полів порівняння. Вимірювання кута повороту  $\varphi$  зводиться до вимірювання яскравостей двох половин поля зору аналізатора і фіксації (через окуляр  $8$ ) відповідного показу по кутовій шкалі, оснащених ноніусом.

У сахариметрі СУ-4, як і в інших сахариметрах, вимірювальна шкала, по якій відлічують кути повороту площини поляризації світла, градуйована у *гра-*



дусах міжнародної сахарної шкали, які позначаються  $^{\circ}S$ . У цій шкалі  $100^{\circ}S$  дорівнюють  $34,62^{\circ}$  – звичайних кутових градусів <sup>8)</sup>. Отже, для перерахунку відліку кута по шкалі сахариметра у відлік звичайної кутової шкали слід користуватися співвідношенням:  $1^{\circ}S = 0,3462^{\circ}$ .

### 3.4 Порядок виконання роботи

#### 3.4.1 Перевірка закону Малюса

1. Ознайомитись з експериментальною установкою для поляризаційних вимірювань, схема якої зображена на *рисунок 28.5, в*. Встановити лімб аналізатора на нульовий відлік (позначка « $0^{\circ}$ »).
2. Увімкнути освітлювач в електричну мережу і, плавно обертаючи поляризатор, знайти за показами люксметра таке його положення, при якому інтенсивність світла після аналізатора буде *максимальною*. Очевидно, у такому положенні головні площини поляризатора і аналізатора паралельні між собою. Впевнитись, що при цьому стрілка люксметра не виходить за межі шкали.
3. Повернути аналізатор на кут  $90^{\circ}$  і, обертаючи поляризатор вправо – вліво на невеликі кути, знайти більш точно таке його положення, при якому інтенсивність світла після аналізатора буде *мінімальною*. У цьому випадку головні площини поляризатора та аналізатора взаємно перпендикулярні (схрещені поляризатори).
4. Знов встановити аналізатор у положення « $0^{\circ}$ ». Записати показ  $I_{\max}$  по шкалі люксметра.
5. Обертаючи аналізатор щоразу на кут  $\Delta\varphi = 15^{\circ}$  в інтервалі від  $0^{\circ}$  до  $360^{\circ}$ , зняти експериментальну залежність інтенсивності світла на виході системи від кута повороту аналізатора  $I = I(\varphi)$ . Повторити вимірювання, обертаючи аналізатор у протилежному напрямку. Результати вимірювань записати в таблицю.
6. Розрахувати за *формулою 28.1* для всіх кутів  $\varphi$  теоретичну залежність  $I_{\text{теор}} = I_{\text{теор}}(\varphi)$ , вважаючи  $I_0 = I_{\max}$ . Результати розрахунків записати в таблицю.
7. Побудувати на міліметровому папері криву теоретичної залежності  $I_{\text{теор}} = I_{\text{теор}}(\varphi)$ , після чого нанести на графік також експериментально одержані точки.
8. Проаналізувати результати. Зробити висновки.

<sup>8)</sup> Кут  $100^{\circ}S$  відповідає повороту площини поляризації світла у водному розчині чистої сахарози концентрацією  $260 \text{ г/дм}^3$  при  $t = 20^{\circ}\text{C}$  та довжині кювети  $200 \text{ мм}$ .

### 3.4.2 Визначення концентрації розчину цукру

1. Ознайомитись з будовою сахариметра, схема якого показана на *рисунок 28.7*. Не встановлюючи кювету у прилад, закрити кришку камери для встановлення кювет. Ввімкнути прилад у мережу живлення.
2. Відрегулювати окуляри зорової труби і відлікового пристрою на максимальну різкість зображень лінії поділу полів порівняння та відлікової шкали.
3. Плавним поворотом рукоятки *компенсатора* зрівняти яскравості полів порівняння у полі зору зорової труби. Впевнитись у тому, що існують два таких положення – *світле* поле та *напівтемне* поле.

Подальші вимірювання виконуються у *напівтемному* полі.

4. Обертанням рукоятки компенсатора вирівняти яскравості полів порівняння і визначити по шкалі відлікового пристрою *нульовий відлік*. Повторити вимірювання 2...3 рази. Результати вимірювань записати в протокол роботи.
5. Помістити кювету з розчином цукру *відомої* концентрації  $c_0$  у камеру для кювет і, обертаючи кювету навколо осі, знайти таке її положення, при якому лінія поділу полів порівняння ділитиме поле зору на дві приблизно рівні половини. В разі потреби скоректувати різкість зображення.
6. Обертанням рукоятки компенсатора знов зрівняти яскравості полів порівняння і визначити по шкалі відлікового пристрою кут  $\varphi_0$  повороту площини поляризації (з врахуванням нульового відліку). Повторити вимірювання 2-3 рази. Результати вимірювань записати в протокол роботи.
7. Встановити кювету з розчином цукру *невідомої* концентрації  $c_{x1}$  і визначити відповідний кут  $\varphi_{x1}$ , повторивши вимірювання згідно *п.б*. Аналогічні вимірювання виконують і для другого розчину з невідомою концентрацією  $c_{x2}$ .
8. Розрахувати значення невідомих концентрацій  $c_{x1}$  та  $c_{x2}$ . Для цього, враховуючи, що обидві кювети мають однакову довжину  $l$ , запишемо за законом Біо (*формула 28.3*):  $\varphi_0 = \alpha c_0 l$  та  $\varphi_x = \alpha c_x l$ . Звідки, поділивши одне рівняння на друге, дістанемо формулу для визначення невідомої концентрації:

$$c_x = c_0 \frac{\varphi_x}{\varphi_0}.$$

9. За результатами вимірювань *п.б* розрахувати сталу обертання  $\alpha$  для розчину цукру у воді.
10. Оцінити точність вимірювань. Зробити висновки.

## КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Чим відрізняється поляризоване світло від природного?
2. Яке значення мало відкриття поляризації для з'ясування природи світла?
3. Які існують стани поляризації світла?
4. Як одержати плоскополяризоване світло? Як на досліді можна визначити, чи є світло плоскополяризованим?
5. У чому полягає дія поляризатора на світлову хвилю? Що таке поляроїд? Що означають терміни “поляризатор” та “аналізатор”?
6. Сформулюйте закон Малюса. Доведіть, що у разі проходження через поляризатор природного світла інтенсивність світла на виході зменшується удвічі.
7. Як буде змінюватись інтенсивність світла після аналізатора (дивись *рисунок 28.5*), якщо при падінні на поляризатор природного світла:
  - а) обертати аналізатор навколо осі при нерухомому поляризаторі;
  - б) обертати поляризатор навколо осі при нерухомому аналізаторі;
  - в) обертати поляризатор та аналізатор в один бік з однаковою кутовою швидкістю?
8. Які середовища називають оптично активними? Яка причина оптичної активності деяких речовин?
9. Сформулюйте закон Біо. Що називають питомим обертанням розчину оптично активної речовини?
10. Уявімо, що лінійно поляризоване світло після проходження оптично активної речовини відбивається від дзеркала і проходить через те саме середовище у зворотному напрямку. Як буде орієнтована площина поляризації світла відносно її початкового положення?
11. У чому полягає напівтіньовий метод вимірювання кутів повороту площини поляризації світла? Опишіть принципову будову сахариметра.

### Рекомендована література

1. ДСТУ 3008-95 (Документація. Звіти у сфері науки і техніки. Структура і правила оформлення).
2. Бутиков Е.И. Оптика: Учеб. пособие для вузов / Под ред. Н.И. Калитеевского. – М.: Высш. шк., 1986. – 512 с.: ил.
3. Зачек І.Р., Кравчук І.М., та ін. Курс фізики: навчальний підручник. – Львів: «Бескид Біт», 2002. – 376 с.
4. Коливання і хвилі. Методичні вказівки до виконання лабораторних робіт з фізики для студентів технічних спеціальностей денної і заочної форм навчання /Укл.: Ушаков В.Г. – Чернігів: ЧНТУ, 2014. – 50 с.
5. Кучерук І.М., Горбачук І.Т., Луцик П.П. Загальний курс фізики; Навч. посібник для студентів вищих техн. і пед. закладів освіти /За ред. І.М. Кучерука. – К.: Техніка, 1999. Т.3. Оптика. Квантова фізика. – 520 с.
6. Матвеев А.Н. Оптика: Учеб. пособие для физ. спец вузов. – М.: Высш. шк., 1985. –351 с., ил.
7. Савельев И.В. Курс общей физики. – М.: Наука, 1988. – Т.2. – Электричество и магнетизм. Волны. Оптика. – 496 с.
8. Яворский Б.М., Пинский А.А. Основы физики. В 2-х томах. – М.: Наука, 1974.

## Додаток А – Обробка результатів вимірювань

Середнє арифметичне значення величини, що вимірюється:

$$\bar{x} = \frac{1}{n} \cdot \sum_{i=1}^n x_i;$$

Стандартне відхилення:

$$S_{\bar{x}} = \sqrt{\frac{1}{n \cdot n - 1} \sum_{i=1}^n x_i - \bar{x}^2};$$

Гранична похибка:

$$\Delta x = t_{p,n} \cdot S_{\bar{x}}.$$

### КОЕФІЦІЄНТИ СТЬЮДЕНТА

Таблиця А1 – Значення  $t_{p,n}$  для надійної ймовірності  $p$  при кількості вимірювань  $n$

	$p = 0,80$	$0,90$	$0,95$	$0,98$
$n = 2$	3,08	6,31	12,71	31,82
3	1,89	2,92	4,30	6,96
4	1,64	2,35	3,18	4,54
5	1,53	2,13	2,78	3,75
6	1,48	2,02	2,57	3,36
7	1,44	1,94	2,45	3,14
8	1,41	1,90	2,36	3,00
9	1,40	1,86	2,31	2,90
10	1,38	1,83	2,26	2,82
11	1,37	1,81	2,23	2,76
12	1,36	1,80	2,20	2,72
13	1,36	1,78	2,18	2,68
14	1,35	1,77	2,16	2,65
15	1,34	1,76	2,14	2,62

## Додаток Б – Розрахунок кутів відхилення параксіальних променів біпризмою Френеля

Знайдемо кут відхилення параксіальних променів трикутною прямою скляною призмою з малим кутом  $\beta$  при вершині.

Розглянемо промінь  $S$ , який проходить крізь трикутну скляну призму. Позначимо через  $i_1$  та  $r_1$  відповідно кут падіння та кут заломлення променя на передній грані призми, а через  $i_2$  та  $r_2$  – на задній грані (рисунк Б.1).

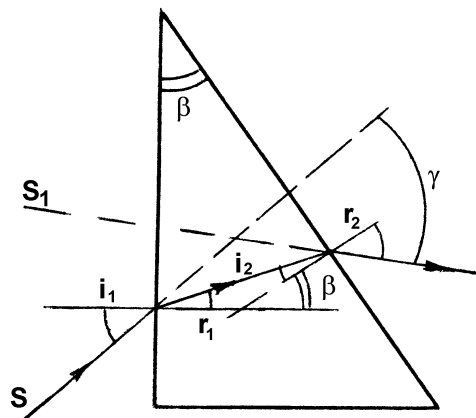


Рисунок Б.1 – Хід променя у трикутній призмі

За законом заломлення світла

$$\frac{\sin i_1}{\sin r_1} = n; \quad \frac{\sin r_2}{\sin i_2} = \frac{1}{n}, \quad (\text{Б.1})$$

де  $n$  – показник заломлення скла. Оскільки параксіальні промені падають на біпризму під малими кутами до оптичної осі, яка на рисунку проходить горизонтально, будемо вважати, що для усіх кутів справедливе співвідношення  $\sin x \approx x$ . Отже, формули (Б.1) спрощуються і співвідношення між кутами набувають вигляду:

$$i_1 = nr_1; \quad ni_2 = r_2. \quad (\text{Б.2})$$

При проходженні крізь призму світловий промінь відхиляється на кут, який дорівнює

$$\gamma = (i_1 - r_1) + (r_2 - i_2). \quad (\text{Б.3})$$

Крім того, як видно з *рисунка Б.1*, заломний кут призми

$$\beta = r_1 + i_2. \quad (\text{Б.4})$$

Підставляючи співвідношення (Б.2) у формулу (Б.3) і враховуючи співвідношення (Б.4), отримаємо:

$$\gamma = (n - 1)\beta.$$