

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
НАЦІОНАЛЬНИЙ ТЕХНІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ УКРАЇНИ
«КИЇВСЬКИЙ ПОЛІТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ ІМЕНІ ІГОРЯ СІКОРСЬКОГО»

Н.М.БРУКВА, І.Ф.СКІЦЬКО

ФІЗИКА

ВИВЧЕННЯ ІНТЕРФЕРЕНЦІЇ СВІТЛА ЗА ДОПОМОГОЮ
БІПРИЗМИ ФРЕНЕЛЯ

Навчальний посібник

*Рекомендовано Методичною радою
КПІ ім. Ігоря Сікорського, як навчальний посібник для здобувачів
ступеня бакалавра, які навчаються за освітньою програмою «Без-
пека державних інформаційних ресурсів, спеціальні телекомуніка-
ційні системи» спеціальності 125 «Кібербезпека», 122
«Комп'ютерні науки», 172 «Телекомунікації та радіотехніка»*

Електронне мережеве навчальне видання

Київ
КПІ ім. Ігоря Сікорського
2023

УДК 535-2

В19

Автори:

Бруква Наталія Миколаївна, старший викладач.
Скіцько Іван Федорович, канд.фіз.-мат. наук, доцент.

Рецензент

Савченко Д.В., в.о. зав. кафедри ЗФ та моделювання фізичних процесів КПІ ім. Ігоря Сікорського, д-р фіз.-мат. наук, доц.

Відповідальний редактор

Лінчевський І.В., професор кафедри загальної фізики КПІ ім. Ігоря Сікорського, д-р фіз.-мат. наук, проф.

*Гриф надано Методичною радою КПІ ім. Ігоря Сікорського
(протокол № 2 від 26.10.2023 р.)*

*за поданням Вченої ради фізико-математичного факультету
(протокол № 10 від 25.10.2023 р.)*

Скіцько І.Ф.

В19

Фізика: Вивчення інтерференції світла за допомогою біпризми Френеля. Інструкція до лабораторної роботи. [Електронний ресурс]: навч. посіб. для здобувачів ступеня бакалавра за освіт. програмою «Безпека державних інформаційних ресурсів, спеціальні телекомунікаційні системи» спеціальності 125 «Кібербезпека», 122 «Комп'ютерні науки», 172 «Телекомунікації та радіотехніка» спец./ Н.М.Бруква, І.Ф.Скіцько; КПІ ім. Ігоря Сікорського.– Електрон. текст. дані (1 файл). – Київ : КПІ ім. Ігоря Сікорського, 2023. – 41 с.

Посібник забезпечує проведення лабораторної роботи: "Вивчення інтерференції світла за допомогою біпризми Френеля" за програмою навчальної дисципліни "Фізика". Детально розглядається теорія лабораторної роботи, методика проведення дослідження і обробки результатів вимірювань. Призначений для здобувачів ступеня бакалавра за спеціальністю 125 "Кібербезпека", 122 "Комп'ютерні науки", 172 "Телекомунікації та радіотехніка". Буде корисним і для студентів інших технічних спеціальностей вищих навчальних закладів.

УДК 535-2

Реєстр. № НП **XX/XX-XXX**. Обсяг 2,57 авт. арк.

Національний технічний університет України
«Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського»
проспект Берестейський, 37, м. Київ, 03056, <https://kpi.ua>

Свідцтво про внесення до Державного реєстру видавців, виготовлювачів і розповсюджувачів видавничої продукції ДК № 5354 від 25.05.2017 р.

© Н.М.Бруква, І.Ф.Скіцько, 2023

© КПІ ім. Ігоря Сікорського, 2023

Вивчення інтерференції світла за допомогою біпризми Френеля

Мета роботи

1. Вивчення явища інтерференції хвиль і розрахунок ширини інтерференційної смуги.

2. Вивчення двопроменевий інтерференції світла за допомогою біпризми Френеля. Отримати інтерференційну картину за допомогою біпризми (експеримент).

3. Визначити характеристик світлофільтрів - довжини хвилі в максимумі пропускання та ширини смуги пропускання.

4. Провести дослідження впливу монохроматичності світла та розмірів джерела світла на інтерференційну картину.

5. Визначити невизначеність довжини хвилі пропускання для одного із світлофільтрів і записати кінцевий результат вимірювання.

6. Зробити висновки по роботі.

Теорія

Інтерференція хвиль

Інтерференція хвиль (від

латинського *inter* – взаємно, між собою і *ferio* – вдаряю, уражаю), *складання в просторі двох (або декількох) хвиль, при якому в різних його точках виникає підсилення або послаблення амплітуди результуючої хвилі.* Інтерференція характерна для хвиль любой природи; хвиль на поверхні рідини, пружних (наприклад, звукових), електромагнітних (наприклад, радіохвиль або світла).

Інтерференційна картина – регулярне чергування областей



Рис.1.

підвищеної і пониженої інтенсивності хвиль. Як приклад наведе-

на інтерференційна картина хвиль на поверхні води, які збуджуються у двох різних точках (рис.1). **В основі явища** інтерференції лежить *принцип суперпозиції хвиль*, справедливості якого підтверджується на дослідах. Суть його в наступному.

Якщо в середовищі розповсюджується одночасно декілька хвиль, то коливання частинок середовища є геометрична сума коливань, які здійснювали б частинки при розповсюдженні кожної хвилі окремо. Значить, хвилі просто накладаються одна на другу, не спотворюючи одна одну.

В місцях зустрічі хвиль коливання середовища, які викликані кожною з хвиль, складаються одне з одним. Результат додавання (результуюча хвиля) залежить від співвідношення фаз, періодів, напрямів і амплітуд

хвиль, що накладаються.

Розглянемо накладання двох косинусоїдальних сферичних хвиль, які збуджуються точковими джерелами S_1 і S_2 (рис.2).

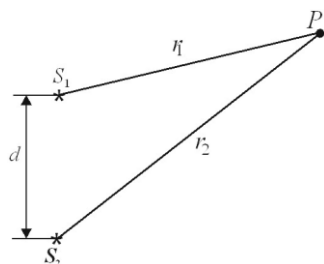


Рис.2.

Ці хвилі в точці накладання P викликають коливання частинок середовища. Ці коливання будуть описуватись рівняннями:

$$S_1 = \frac{A_1}{r_1} \cos(\omega_1 t - k_1 r_1 + \varphi_{01}) = \frac{A_1}{r_1} \cos \varphi_1,$$

$$S_2 = \frac{A_2}{r_2} \cos(\omega_2 t - k_2 r_2 + \varphi_{02}) = \frac{A_2}{r_2} \cos \varphi_2.$$

Результат додавання цих коливань залежить від спрямованості. Будемо вважати, що відстань між джерелами коливань S_1

і S_2 , $d \ll r_1$ і r_2 . Тоді можна вважати, що в точці P додаються коливання однаково спрямовані і, згідно формули (9.20) [1], амплітуда результуючого коливання (хвилі) в точці P дорівнює:

$$A_P^2 = \left(\frac{A_1}{r_1}\right)^2 + \left(\frac{A_2}{r_2}\right)^2 + 2\frac{A_1}{r_1}\frac{A_2}{r_2}\cos\varphi, \quad (1)$$

де

$$\varphi = \varphi_1 - \varphi_2 = (\omega_1 - \omega_2)t + (k_2 r_2 - k_1 r_1) + \varphi_{01} - \varphi_{02} \quad (2)$$

різниця фаз хвиль в точці P .

Якщо частоти хвиль різні, тобто $\omega_1 \neq \omega_2$, $k_1 \neq k_2$ та ще й $\omega_1, \omega_2, k_1, k_2, \varphi_{01}, \varphi_{02}$ хаотично залежать від часу, то φ є функція часу і $\cos\varphi$ може змінюватись хаотично від -1 до $+1$. Тоді середнє значення $\langle \cos\varphi \rangle = 0$ і середнє значення результуючої амплітуди хвилі в точці P буде

$$\langle A_P^2 \rangle = \left\langle \left(\frac{A_1}{r_1}\right)^2 \right\rangle + \left\langle \left(\frac{A_2}{r_2}\right)^2 \right\rangle. \quad (3)$$

Оскільки, квадрат амплітуди хвилі пропорційний її інтенсивності, то в цьому випадку в

точці P будемо мати додавання інтенсивності двох хвиль. Такі хвилі називаються *некогерентними*.

Дамо визначення, що ж таке когерентність.

Когерентність (від латинського *cohaerens* – що знаходиться в зв'язку), узгоджене протікання з часом і в просторі декількох коливальних або хвильових процесів, яке проявляється при їхньому додаванні. Коливання (хвилі) називаються когерентними, якщо різниця фаз залишається сталою або закономірно змінюється з часом і при додаванні коливань (хвиль) визначає амплітуду сумарного коливання.

Таким чином, хвилі, а значить і коливання в точці P будуть когерентними, якщо різниця фаз φ (формула 2) не буде залежати від часу. Це буде у випадку, якщо $\omega_1 = \omega_2$ (монохроматичні хвилі) і

$\varphi_{01} - \varphi_{02} = \text{const.}$ За умови, що швидкості розповсюдження хвиль однакові ($v_1 = v_2$) $k_1 = k_2 = \frac{\omega_1}{v_1} = \frac{\omega_2}{v_2} = k$. Хвильове число не залежатиме від часу, якщо частота ω і швидкість v не залежатимуть від часу. При цих умовах

$\varphi = k(r_2 - r_1) + \varphi_{01} - \varphi_{02}$ (4) не буде залежати від часу і коливання в точці P , а значить і хвилі, які збудили ці коливання, будуть когерентними.

Тоді результат інтерференції двох хвиль, що визначається формулою (1), в різних точках залежить від величини $\Delta = r_2 - r_1$, яка називається геометричною різницею ходу хвиль.

В точках, для яких $\cos \varphi = +1$, буде максимум інтерференції. Амплітуда результуючого коливання в таких точках буде згідно (1)

$$A_P = \frac{A_1}{r_1} + \frac{A_2}{r_2}. \quad (5)$$

Умова максимуму згідно (4) може бути записана так:

$$k(r_2 - r_1) + \varphi_{01} - \varphi_{02} = \pm 2m\pi, \quad (6)$$

де $m=0,1,2,3,\dots$.

В точках, для яких $\cos \varphi = -1$, буде мінімум інтерференції: амплітуда результуючого коливання в таких точках згідно (1) буде:

$$A_P = \left| \frac{A_1}{r_1} - \frac{A_2}{r_2} \right|. \quad (7)$$

Умову мінімуму отримаємо із (4):

$$\begin{aligned} k(r_2 - r_1) + \varphi_{01} - \varphi_{02} &= \\ &= \pm(2m+1)\pi, \end{aligned} \quad (8)$$

де $m=0,1,2,3,\dots$.

Дуже часто реалізується випадок коли $\varphi_{01} - \varphi_{02} = 0$. Тоді умова (6) набирає такого вигляду із врахування, що $k = 2\pi/\lambda$, де λ – довжина хвилі в даному середовищі:

$$\Delta = r_2 - r_1 = \pm 2m \frac{\lambda}{2}. \quad (9)$$

Умови мінімуму (8) тоді

набуде вигляду:

$$\Delta = (r_2 - r_1) = \pm(2m + 1) \frac{\lambda}{2} \cdot (10)$$

При інтерференції хвиль їхня інтенсивність (енергія) механічно не підсумовується. Інтерференція хвиль призводить до перерозподілу інтенсивності (енергії) коливань між сусідніми областями середовища.

На рис.1 показані дві хвилі, які інтерферують; гребені хвиль – світлі лінії, западини – темні місця.

У місцях перетину двох гребенів або двох западин розміщені максимуми коливань (світлі плями), в місцях перетину гребенів і западин розміщені мінімуми (темні місця).

Основні відомості про хвилі оптичного діапазону. Інтенсивність електромагнітних хвиль

Світло, у вузькому розумінні – теж, що і видиме випромінювання, тобто електромагнітні

хвилі в інтервалі частот, які сприймаються людським оком ($7,5 \cdot 10^{14} \div 4,0 \cdot 10^{14}$ Гц), що відповідає довжинам хвиль у вакуумі від $\sim 0,4$ до $\sim 0,75$ мкм. Світло високої інтенсивності око сприймає в дещо більш широкому діапазоні. Світлові хвилі різних частот сприймаються людиною як різні кольори.

Світло в *широкому розумінні* – синонім оптичного випромінювання, що включає, крім видимого випромінювання, ультрафіолетову (УФ) та інфрачервону (ІЧ) області спектру.

Світло – це складне явище: в одних випадках воно поводить себе як електромагнітна хвиля, в інших – як потік особливих частинок (фотонів). В даному розділі розглядається хвильова оптика, тобто коло явищ, в основі яких лежить хвильова природа світла.

В електромагнітній хвилі коливаються вектори $\vec{E}$ і $\vec{H}$. Як показують дослідження фізіологічну, фотохімічну, фотоелектричну та інші дії світла обумовлені коливаннями електричного вектора $\vec{E}$. У відповідності до цього будемо в подальшому говорити про світловий вектор, розуміючи під ним вектор напруженості електричного поля $\vec{E}$. Про магнітний вектор світлової хвилі ми згадувати майже не будемо. Модуль амплітуди світлового вектора будемо позначати, як правило, буквою E_m . Відповідно зміни з часом і в просторі проекції світлового вектора на напрямок, вздовж якого він коливається, описується рівнянням (11.20):

$$\vec{E} = \vec{E}_m \cos(\omega t - kr + \alpha). \quad (11)$$

Тут $k = 2\pi/\lambda$ — *хвильове* число, r — відстань, яка відраховується вздовж напрямку розповсюджен-

ня світлової хвилі. Для плоскої хвилі, яка розповсюджується в середовищі, яке не поглинає світло, $E_m = \text{const}$, для сферичної хвилі E_m зменшується з відстанню пропорційно $1/r$.

Згідно теорії Максвела відношення швидкості світлової хвилі у вакуумі до фазової швидкості v в деякому середовищі називається абсолютним показником заломлення цього середовища. Таким чином

$$n = \frac{c}{v}. \quad (12)$$

Відомо, що $n = \sqrt{\epsilon\mu}$, де ϵ — відносна діелектрична проникність, а μ — відносна магнітна проникність. Для більшості прозорих речовин μ практично не відрізняється від одиниці. Тому можна вважати, що

$$n = \sqrt{\epsilon}. \quad (13)$$

Формула (13) зв'язує оптичні властивості речовин з його

електричними властивостями. На перший погляд може здатись, що ця формула неправильна. Наприклад, для води $\epsilon = 81$, а $n = 1,33$. Однак треба мати на увазі, що значення $\epsilon = 81$ отримано із електростатичних вимірювань. У швидкозмінних електричних полях значення ϵ отримується іншим, причому воно залежить від частоти коливань поля. Цим пояснюється дисперсія світла, тобто залежність показника заломлення (або швидкості світла) від частоти (або довжини хвилі). Підстановка у формулу (13) значення ϵ , яке отримане для відповідної частоти, дає правильне значення n .

Значення показника заломлення характеризує *оптичну густину* середовища. Середовище з більшим n називається оптично більш густим, ніж середовище з меншим n . Відповідно середовище з меншим n назива-

ється оптично менш густим, ніж середовище з більшим n .

Довжини хвиль видимого світла $\lambda_0 = 0,40 \div 0,76$ мкм відносяться до світлових хвиль у вакуумі. В речовині довжини світлових хвиль будуть іншими. У випадку коливань з частотою ν довжина хвилі у вакуумі буде $\lambda_0 = \frac{c}{\nu}$. В середовищі, в якому фазова швидкість світлової хвилі $v = \frac{c}{n}$, довжина хвилі буде $\lambda = \frac{v}{\nu} = \frac{c}{\nu n} = \lambda_0/n$. Таким чином, довжина світлової хвилі в середовищі з показником заломлення n зв'язана з довжиною хвилі у вакуумі співвідношенням

$$\lambda = \lambda_0/n . \quad (14)$$

Інтенсивність світла I згідно формули (11.35) [1] в данній точці простору буде:

$$I = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} n E_m^2 , \quad (15)$$

тобто інтенсивність світла пропорційна показнику заломлення середовища і квадрату амплітуди світлової хвилі.

Зауважимо, що при проходженні світла в однорідному середовищі можна вважати, що інтенсивність пропорційна квадрату амплітуди світлової хвилі

$$I \sim E_m^2. \quad (16)$$

Однак у випадку проходження світла через границю розділу середовищ вираз для інтенсивності, який не враховує множник n , приводить до незбереження світлового потоку.

Лінії, вздовж яких розповсюджується світлова енергія, називаються променями. Усереднений вектор Пойтинга $\langle \vec{P} \rangle$ направлений в кожній точці по дотичній до променя. В ізотропних середовищах (властивості в усіх напрямках однакові) напрямок $\langle \vec{P} \rangle$ співпадає з нормаллю до

хвильової поверхні, тобто з напрямом хвильового вектора $\vec{k}$. Значить промені перпендикулярні до хвильових поверхонь. В анізотропних середовищах (властивості в різних напрямках є різними) нормаль до хвильової поверхні в загальному випадку не співпадає з напрямком вектора Пойтинга, тобто промені не перпендикулярні хвильовим поверхням.

Інтерференція світла

Хвильові властивості світла найбільш виразно проявляють себе в інтерференції. Ці явища характерні для хвиль будь-якої природи і порівняно просто спостерігаються в досліді для хвиль на поверхні води (рис.1) або для звукових хвиль. Спостерігати ж інтерференцію світлових хвиль можна тільки при певних умовах.

Визначення інтерференції хвиль дано раніше. Під *інтерфе-*

ренцією світла, як правило, розуміють широке коло явищ, в яких при накладанні пучків світла результуюча інтенсивність не дорівнює сумі інтенсивностей окремих пучків: в одних місцях вона більша, в інших менша, тобто виникають світлі і темні ділянки — інтерференційні смуги, які чергуються.

Умови, при яких має місце інтерференція, розглядались раніше. Перш за все хвилі повинні бути монохроматичними ($\omega_1 = \omega_2$). Світло, яке випромінюється звичайними (не лазерними) джерелами, не буває строго монохроматичним. Тому для спостереження інтерференції світло від одного джерела необхідно розділити на два пучки, а потім накласти їх один на одного. Існуючі експериментальні методи отримання когерентних пучків із одного світлового пучка можна по-

ділити на два класи. В методі ділення хвильового фронту пучок пропускається, наприклад, через два близько розташованих отвори в непрозорому екрані. Такий метод годиться тільки при досить малих розмірах джерела. В іншому методі пучок ділиться однією або декількома поверхнями, які частково відбивають і пропускають світло. Цей метод поділу амплітуди може застосовуватись і для протяжних джерел. Він забезпечує більшу інтенсивність і лежить в основі дії різних інтерферометрів. В залежності від числа пучків, які інтерферують, розрізняють двопроменеві і багатопроменеві інтерферометри, які мають важливе практичне застосування в техніці, метрології і спектроскопії.

Розглянемо інтерференцію монохроматичного світла. Світлові коливання в деякій точці,

через яку проходить строго монохроматична хвиля, повинні відбуватись нескінченно довго і мати незмінну частоту і амплітуду. Звичайне світло, яке випромінюється будь-яким реальним джерелом, не має цієї властивості. Тим не менше монохроматична ідеалізація є достатньою для розв'язання багатьох задач. Зокрема при вивченні явищ інтерференції вона годиться для визначення положення максимумів і мінімумів інтерференційної картини.

Нехай розділення на дві когерентні хвилі відбувається в точці O (рис.3). До точки P , в

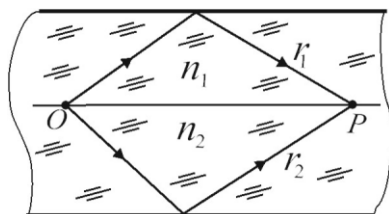


Рис.3.

якій спостерігається інтерференційна картина, одна хвиля в середовищі з показником n_1 , проходить шлях r_1 , а друга — в середовищі з показником заломлення n_2 — шлях r_2 . Перша хвиля викличе в точці P коливання

$$\vec{E}_1 = \vec{E}_{m1} \cos(\omega t - k_1 r_1 + \varphi_{01}), \quad (17)$$

а друга

$$\vec{E}_2 = \vec{E}_{m2} \cos(\omega t - k_2 r_2 + \varphi_{02}), \quad (18)$$

де

$$\begin{aligned} k_1 &= \omega/v_1 = \omega n_1/c = 2\pi n_1/\lambda_0, \\ k_2 &= \omega/v_2 = \omega n_2/c = 2\pi n_2/\lambda_0 \end{aligned} \quad (19)$$

хвильові числа першої і другої хвиль, c — швидкість світла у вакуумі, $\lambda_0 = c/v$ — довжина хвилі у вакуумі, φ_{01} і φ_{02} — початкові фази.

Згідно принципу суперпозиції, напруженість результуючого поля в точці P дорівнює їх векторній сумі:

$$\vec{E}_P = \vec{E}_1 + \vec{E}_2. \quad (20)$$

В результаті додавання двох гармонічних коливань однакової частоти отримується коливання тієї ж частоти, а незмінна з часом його амплітуда залежить від співвідношення фаз коливань, які додаються (§9.4) [1], і тому в різних точках спостереження амплітуда має, взагалі кажучи, різні значення.

Зважаючи на дуже велику частоту оптичних коливань ($\nu \sim 10^{14}$ Гц) напруженість $\vec{E}_p$ неможливо виміряти безпосередньо. Всі приймачі випромінювання вимірюють енергетичні величини (інтенсивність світла або освітленість поверхні) усереднені за проміжок часу, який набагато більший за період оптичних коливань. Тому величини, які експериментально вимірюють, пропорційні середньому значенню квадрату напруженості електричного поля $I_p \sim \langle E_p^2 \rangle$ за час,

який визначається інерційністю приймача випромінювання:

$$\langle E_p^2 \rangle = \langle (\vec{E}_1 + \vec{E}_2)^2 \rangle = \langle E_1^2 \rangle + \langle E_2^2 \rangle + 2\langle \vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2 \rangle. \quad (21)$$

Вираз для результуючої інтенсивності крім суми інтенсивностей $I_1 \sim \langle E_1^2 \rangle$ і $I_2 \sim \langle E_2^2 \rangle$ кожної із хвиль містить ще один доданок, який пропорційний $2\langle \vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2 \rangle$, що носить назву інтерференційного члена. В тих випадках, коли він дорівнює нулю, результуюча інтенсивність $I_p = I_1 + I_2$ і інтерференція відсутня.

Скалярний добуток $\vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2$ дорівнює нулю, коли $\vec{E}_1 \perp \vec{E}_2$, тобто хвилі, що додаються, поляризовані у взаємно перпендикулярних напрямках (поляризація електромагнітних хвиль розглядається в подальшому). Відсутність інтерференції променів, які поляризовані у взаємно перпендикулярних напрямках, була виявле-

на Френелем і Араго в 1816р. і інтерпретована в 1817р. Юнгом як доказ поперечності світлових хвиль. Електромагнітна теорія світла це підтвердила.

Будемо вважати, що вектори $\vec{E}_1$ і $\vec{E}_2$ в точці спостереження P здійснюють коливання вздовж однієї прямої. Тоді інтерференційний член можна записати так: $2\langle \vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2 \rangle = 2\langle E_1 E_2 \rangle$. Додавання однаконо спрямованих з однаковими частотами коливань розглянуто у §9.4 [1]. Згідно формули (9.20) [1] амплітуда результуючого коливання E_{mP} в точці P із врахуванням (17) і (18) буде:

$$E_{mP}^2 = E_{m1}^2 + E_{m2}^2 + 2E_{m1}E_{m2}\cos(k_2r_2 - k_1r_1 + \varphi_{01} - \varphi_{02}). \quad (22)$$

Цей же результат можна отримати із співвідношення (21), якщо врахувати, що

$$\langle E_P^2 \rangle = \frac{1}{2}E_{mP}^2; \quad \langle E_1^2 \rangle = \frac{1}{2}E_{m1}^2;$$

$$\langle E_2^2 \rangle = \frac{1}{2}E_{m2}^2;$$

$$\langle \vec{E}_1 \vec{E}_2 \rangle = \frac{1}{2}E_{m1}E_{m2} \cdot$$

$$\cdot \cos(k_2r_2 - k_1r_1 + \varphi_{01} - \varphi_{02}).$$

Враховуючи, що інтенсивності хвиль пропорційні квадратам їхніх амплітуд, для інтенсивності результуючого коливання в точці P отримаємо:

$$I_P = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \varphi, \quad (23)$$

де

$$\varphi = k_2r_2 - k_1r_1 + \varphi_{01} - \varphi_{02} \quad (24)$$

різниця фаз двох когерентних хвиль від одного джерела. Із урахуванням (19) запишемо (24) у наступному вигляді:

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda_0}(r_2n_2 - r_1n_1) + \varphi_{01} - \varphi_{02}. \quad (25)$$

Добуток геометричної довжини шляху світлової хвилі на показник заломлення цього середовища називається *оптичною довжиною шляху*, а різниця оптичних довжин шляхів, що

пройшли хвилі, $\Delta = r_2 n_2 - r_1 n_1$ – оптичною різницею ходу.

У випадку когерентних хвиль $\varphi_{01} - \varphi_{02} = \text{const}$, тому для зручності будемо вважати, що $\varphi_{01} = \varphi_{02}$. В результаті (23) перепишеться так:

$$I_P = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta. \quad (26)$$

Якщо оптична різниця ходу дорівнює парному числу півхвиль у вакуумі:

$$\Delta = 2m \frac{\lambda_0}{2} \cdot (m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots), \quad (27)$$

то $\varphi = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta = 2m\pi$, і коливання, що збуджуються в точці P обома хвилями, відбуваються в однакових фазах. Число m називається порядком інтерференції. Тоді $\cos \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta = 1$ і результуюча інтенсивність – максимальна:

$$\begin{aligned} I_{Pmax} &= I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \quad (E_{m1} \neq E_{m2}); \\ I_{Pmax} &= 4I_1 \quad (E_{m1} = E_{m2}). \end{aligned} \quad (28)$$

Таким чином, максимум інтенсивності при накладанні

двох когерентних хвиль буде у точках, для яких виконується умова (27), тобто на оптичній різниці ходу укладається парне число півхвиль ($\lambda_0/2$). Сукупність таких точок утворює інтерференційні лінії (смуги), порядок яких визначається числом m .

Якщо оптична різниця ходу:

$$\Delta = (2m + 1) \frac{\lambda_0}{2} \quad (m=0, \pm 1, \pm 2, \dots), \quad (29)$$

то $\varphi = (2m + 1)\pi$ і коливання, що збуджуються в точці P обома хвилями, знаходяться у протифазі. Це означає, що $\cos \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta = -1$ і результуюча інтенсивність в цій точці згідно (26) буде мінімальна:

$$\begin{aligned} I_{Pmin} &= I_1 + I_2 - 2\sqrt{I_1 I_2} \quad (E_{m1} \neq E_{m2}); \\ I_{Pmin} &= 0 \quad (E_{m1} = E_{m2}). \end{aligned} \quad (30)$$

Мінімум інтенсивності отримаємо в точках, для яких оптична різниця ходу променів вміщує непарне число півхвиль ($\lambda_0/2$). Таким чином (27) – умова

інтерференційного максимуму, а (29) – умова інтерференційного мінімуму.

Розрахунок інтерференційної картини від двох когерентних джерел

Розглянемо випадок інтерференції хвиль від двох однакових синфазних ($\varphi_{01} = \varphi_{02}$) монохроматичних точкових джерел S_1 і S_2 (рис.4), які знаходяться на відстані d одне від одного в середовищі з показником заломлення $n=1$. Якщо відстань l до екрана, де спостерігаються інтерференційні смуги, набагато більша

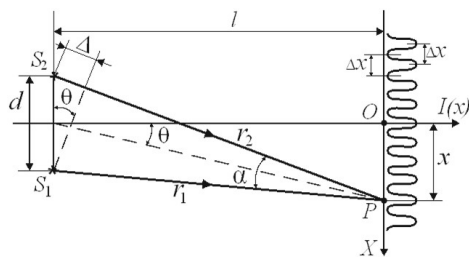


Рис.4.

відстані між джерелами ($l \gg d$), то коливання в точці P , що збуджуються хвилями від S_1 і S_2 мають однаковий напрямок.

Вважаємо, що однакові амплітуди хвиль ($I_1 = I_2 = I_0$). Інтенсивність результуючого коливання в точці P згідно (26) буде:

$$I_P = 2I_0 \left(1 + \cos \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta \right) = 4I_0 \cos^2 \left(\frac{\pi}{\lambda_0} \Delta \right), \quad (31)$$

де I_0 – інтенсивність коливань від одного джерела, $\Delta = (r_2 - r_1)$ – різниця ходу хвиль, що інтерферують. Освітленість екрана в мінімумах дорівнює нулю, а в максимумах – $4I_0$. Положення максимумів визначається умовою (27).

В тому випадку, якщо хвилі від джерел розповсюджуються не у вакуумі, а в середовищі з показником заломлення n , формула (31) залишається справедливою, але в ній під Δ необхідно розуміти не геометричну, а оптичну різницю ходу хвиль, що інтерферують: $\Delta = n(r_2 - r_1)$.

Щоб знайти залежність освітленості екрана від коорди-

нати x (рис.4), необхідно різницю ходу Δ виразити через координату x точки спостереження P . Для зручності введемо кут θ , що утворюється напрямком на точку P з перпендикуляром до лінії, яка з'єднує джерела (тобто з оптичною віссю схеми, яка розглядається). Для практично важливого випадку малих значень θ ($\theta \ll 1$), для різниці ходу можна записати $\Delta \approx d \sin \theta \approx d \cdot \theta$. Так як $\operatorname{tg} \theta \approx \theta \approx x/l$, то $\Delta \approx xd/l$. Підставляючи цей вираз для Δ в (31), отримаємо

$$I_P(x) = 2I_0(1 + \cos \frac{2\pi dx}{\lambda_0 l}). \quad (32)$$

В точці, для якої $x = 0$, розташований максимум, який відповідає нульовій різниці ходу. Для цього максимуму порядок інтерференції $m = 0$. Це центр інтерференційної картини. Відстань між сусідніми максимумами або мінімумами (просторовий період ін-

терференційної картини) визначається із умови:

$$\frac{2\pi d \cdot \Delta x}{\lambda_0 l} = 2\pi.$$

Звідки

$$\Delta x = \frac{\lambda_0 l}{d}. \quad (33)$$

Формула (33) визначає так звану *ширину інтерференційної смуги*.

Якщо ввести кут сходження променів $\alpha \approx d/l$, тобто кут, під яким видні джерела S_1 і S_2 із точки спостереження, то вираз для Δx можна записати так:

$$\Delta x = \lambda_0 / \alpha. \quad (34)$$

Ця формула використовується для випадку інтерференції плоских хвиль (паралельних променів), які розповсюджуються під кутом α . Дійсно, для великих відстаней від джерел, сферичні хвилі на невеликих ділянках наближено можна вважати як плоскі, кут між напрямками яких при $\theta \ll 1$ приблизно дорівнює d/l .

Відзначимо, що середнє значення освітленості по екрану в інтерференційній картині, згідно формули (32) буде:

$$\langle I(x) \rangle = \langle 2I_0 \rangle + \langle 2I_0 \cos \frac{2\pi dx}{\lambda_0 l} \rangle = 2I_0,$$

що дорівнює подвоєній освітленості від одного джерела. Це значить, що при інтерференції відбувається тільки перерозподіл енергії в просторі, а повний потік енергії залишається незмінним.

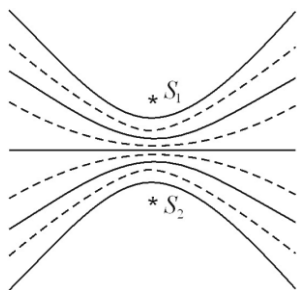


Рис.5.

До цього часу розглядалися тільки точки екрану, які лежать в площині рис.4. В просторі поверхнями максимальної і мінімальної інтенсивності є гіперболоїди обертання з фокусами в точках S_1 і S_2 , так як відповіда-

ють множині точок, для яких різниця відстаней від двох заданих точок S_1 і S_2 має одне і теж значення, тобто $r_2 - r_1 = \text{const}$. Для максимальної інтенсивності $r_2 - r_1 = 2m \frac{\lambda_0}{2}$, для мінімальної $r_2 - r_1 = (2m + 1) \frac{\lambda_0}{2}$. Переріз таких гіперболічних поверхонь наведено на рис.5, де суцільними лініями показано розміщення максимумів інтенсивності, штрихованими — мінімуми інтенсивності.

Контрастність інтерференційної картини характеризують за допомогою параметра

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}, \quad (35)$$

де $I_{\max}$ і $I_{\min}$ — інтенсивність світлих і темних смуг. Параметр V вперше ввів Майкельсон і його називають *функцією видності* (або просто *видністю*). Якщо інтенсивність темної смуги дорівнює нулю ($I_{\min} = 0$), то $V = 1$,

тобто когерентність променів максимальна. Для рівномірно освітленого екрана ($I_{max} = I_{min}$) і видність $V = 0$ (промені не когеренті).

Інтерференція квазімонохроматичного світла. Часова когерентність

У всіх описаних вище інтерференційних дослідах при їхній інтерпретації вважалось, що джерело випромінює монохроматичне світло (світло однієї частоти ν ($\Delta\nu = 0$), або однієї довжини хвилі λ ($\Delta\lambda = 0$)). Природно, що результати отримані для монохроматичного світла, мають обмежене застосування. В цьому параграфі ми з'ясуємо, до яких змін в інтерференційних явищах призводить врахування спектрального складу ($\Delta\lambda \neq 0$) реальних джерел світла.

Розглянемо найпростіший випадок, коли джерело випромінює дві дуже вузькі, близькі одна

до одної спектральні лінії з частотами ω_1 і ω_2 . Якби випромінювання на кожній із частот представляло собою нескінченну синусоїдальну хвилю, то результуюче випромінювання було б хвилею середньої частоти з амплітудою, що періодично змінювалась би. Але в дійсності випромінювання кожної із спектральних компонентів є хаотична послідовність більш— менш довгих хвильових цугів. Як правило, за час спостереження проходить багато цугів, коливання в яких ніяк не зв'язані за фазою. Тому можна вважати, *що замість одного є два розташованих в одному місці джерела і незалежно одне від одного випромінюють хвилі з частотами ω_1 і ω_2* . При виконанні інтерференційних дослідів з такими джерелами кожна із хвиль створює свою інтерферен-

ційну картину і ці картини просто накладаються одна на одну.

Якщо частоти ω_1 і ω_2 (λ_1 і λ_2) мало відрізняються (таке світло називають квазімонохроматичним, тобто майже монохроматичним), то інтерференційні смуги в кожній картині мають майже однакову ширину (формула (33)). В тих випадках, де світлі смуги однієї картини накладаються на світлі смуги іншої, чіткість смуг в сумарній картині найбільша. Навпаки, там, де світлі смуги однієї картини співпадають з темними смугами іншої картини, чіткість смуг зменшується майже до повного їх зникнення. Дослідимо це питання кількісно. Інтенсивність результуючого коливання в точці P (рис.3) екрану визначається формулою (23), де різниця фаз двох коливань формула (2)) буде:

$$\varphi = (\omega_1 - \omega_2)t + (k_2 r_2 - k_1 r_1) + \varphi_{01} - \varphi_{02}, \quad (36)$$

або

$$\varphi = \Delta\omega t + \varphi_p, \quad (37)$$

де $\varphi_p = (k_2 r_2 - k_1 r_1) + \varphi_{01} - \varphi_{02}$ — різниця фаз двох коливань в точці P , що визначається формулою (24). Якщо інтенсивності хвиль з частотами ω_1 і ω_2 однакові ($I_1 = I_2 = I_0$), то формула (23) перепишеться так:

$$I_P = 2I_0(1 + \cos(\Delta\omega t + \varphi_p)),$$

або

$$I_P = 4I_0 \cos^2\left(\frac{\Delta\omega}{2}t + \frac{\varphi_p}{2}\right). \quad (38)$$

Приблизний вид залежності інтенсивності світла в точці P

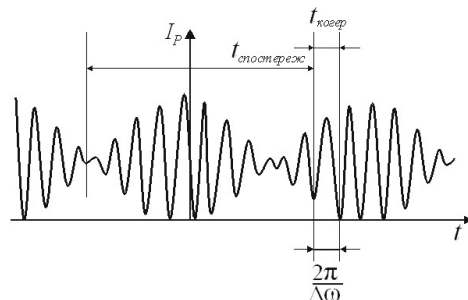


Рис.6.

від часу показаний на рис.6 згідно формули (38). Якщо час спостереження в точці значний, то ні

максимуму, ні мінімуму не зафіксуємо (рис.6). Для часу $t_{\text{спостереж}} > t_{\text{когер}} = \frac{2\pi}{\Delta\omega}$ в точці P будуть пульсації інтенсивності. Якщо час спостереження дорівнює $t_{\text{когер}} = 2\pi/\Delta\omega$, то в точці P буде або максимум, або мінімум інтерференційної картини. Час $t_{\text{когер}}$ називається *часом когерентності*. Це такий проміжок часу, протягом якого випадкова зміна фази хвилі досягає значення π . Тоді

$$\frac{\Delta\omega}{2}(t+t_{\text{когер}}) + \frac{\varphi_p}{2} - \left(\frac{\Delta\omega}{2}t + \frac{\varphi_p}{2}\right) = \pi.$$

Звідси знаходимо, що

$$t_{\text{когер}} = 2\pi/\Delta\omega = 1/\Delta\nu. \quad (39)$$

Якщо врахувати, що $v =$

c/λ , то

$$|\Delta\nu| = c\Delta\lambda/\lambda^2$$

і

$$t_{\text{когер}} = \lambda^2/(c\Delta\lambda). \quad (40)$$

Відстань $l_{\text{когер}} = ct_{\text{когер}}$, на яку розповсюджується хвиля за час $t_{\text{когер}}$ називається *довжиною когерентності* (або довжиною

цуга). Довжина когерентності є та відстань, на якій випадкова зміна фази хвилі досягає значення приблизно π . Для отримання інтерференційної картини методом поділу природної хвилі на дві частини необхідно, щоб оптична різниця ходу Δ була менша, ніж довжина когерентності $l_{\text{когер}}$. Ця вимога обмежує число видимих інтерференційних смуг, що спостерігаються за схемою, яка показана на рис.6. Із збільшенням номера смуги m різниця ходу зростає, внаслідок чого чіткість смуг (їх видність) стає меншою і меншою.

Довжині когерентності відповідає максимально можливий порядок інтерференції:

$$m_{\text{max}}\lambda \approx l_{\text{когер}} = \lambda^2/\Delta\lambda.$$

Звідки

$$m_{\text{max}} = \lambda/\Delta\lambda. \quad (41)$$

Для білого світла (сонце, лампа розжарювання, дуга з вугі-

льними електродами) ефективним діапазоном довжин хвиль для візуального спостереження є приблизно довжини хвиль від 0,4 до 0,7 мкм, тобто $\Delta\lambda \sim \lambda$. В цьому випадку $m_{max} \sim 1$ і інтерференційні смуги, здавалось би, спостерігатись не повинні. Дійсно, приймач випромінювання, який має однакову чутливість на різних ділянках спектру, наприклад термоелемент, покаже при переміщенні в полі зору поперек смуг майже рівномірний розподіл освітленості. Але око є селективний приймач із сильно змінною чутливістю в залежності від довжини хвилі, що дає деяким хвилям перевагу перед іншими. Візуальне спостереження смуг в білому світлі полегшується, дякуючи здатності нашого зору розрізняти кольори, а не тільки інтенсивність світла. Тому в білому світлі око розрізняє біля

десятка забарвлень інтерференційних смуг. Коли різниця ходу дорівнює нулю для деяких місць, куди обидві інтерферуючі хвилі приходять в однаковій фазі, умова максимуму виконується для всіх довжин хвиль. В цьому місці виникає ахроматична (тобто незабарвлена) світла смуга. По обидва боки від неї знаходяться забарвлені максимумами і мінімумами, а за ними поле зору здається оку рівномірно освітленим білим світлом. Таке походження чудових інтерференційних кольорів в тонких плівках мастила або бензину на поверхні води. Легко оцінити максимальну товщину плівки, при якій можливе візуальне спостереження інтерференції в білому світлі. Приймаючи $m_{max} \approx 10$ для максимальної можливої різниці ходу отримуємо $\Delta_{max} \sim 10\langle\lambda\rangle$, (де $\langle\lambda\rangle = 0,5$ мкм). При цьому товщина

плівки вдвічі менша (промінь два рази проходить плівку): $h_{max} \sim 5\langle\lambda\rangle \sim 2,5\text{мкм}$.

Роль кінцевих розмірів джерела світла на інтерференційну картину.

Просторова когерентність

При аналізі інтерференційних дослідів первинне джерело хвиль вважалось точковим. Однак всі реальні джерела світла мають кінцеві розміри. Збільшення розмірів джерела, як і розширення спектру світла, яке випромінюється, приводить до погіршення контрастності (відносності) інтерференційних смуг і навіть до їх повного зникнення. Щоб вияснити роль розмірів джерела будемо вважати тут випромінювання монохроматичним ($\Delta\lambda = 0$).

Протяжне джерело, яке світиться, складається із великого числа точкових взаємно некогерентних елементів. Тому інтен-

сивність в будь-якому місці дорівнює сумі інтенсивностей в інтерференційних картинах, що створюються окремими точковими елементами джерела.

В інтерференційних дослідах за методом поділу хвильового фронту (§12.4, [1]) смуги на екрані перпендикулярні площині, в якій знаходяться первинне точкове джерело S і вторинні джерела S_1 і S_2 . Використання замість S лінійного джерела (достатньо вузької щілини, яка витягнута перпендикулярно до цієї площини рис.4), збільшує інтенсивність і не приводить до погіршення чіткості інтерференційних смуг. Однак збільшення ширини щілини приводить до того, що смуги стають менш чіткими або пропадають зовсім.

Якщо розміри джерела (тобто ширина щілини S) набагато менша довжини світлової хви-

лі, то інтерференційна картина буде різкою, оскільки різниця ходу променів, що інтерферують, від будь якої точки джерела (по його ширині) до деякої точки спостереження P буде практично одна і та ж. Але, як правило, розміри джерела (ширина щілини) значно більша довжини хвилі, тому однакові інтерференційні картини від різних його елементів зсунуті одна відносно одної. В результаті накладання цих картин інтерференційні смуги стають більш менш розмитими. Їх можна спостерігати тільки при використанні певних умов, які накладаються на геометрію експерименту. Ці умови розглянемо далі.

Розглянемо протяжне джерело світла, розміри якого D (це ширина щілини, яка освітлюється). Це відстань S_1S_2) (рис.7,а). Щілина розміщена перпендику-

лярно площині рисунка. Кожна точка (щілина) такого джерела (широку щілину розбиваємо на ряд паралельних вузьких щілин, які і є джерелами світла) є точковим джерелом світла. Розглянемо дві такі крайні точки S_1 і S_2 (рис.7,а), які є некогерентними світними точками. В інтерференційних дослідах світло від кожного джерела попадає в деяку точку спостереження на екрані

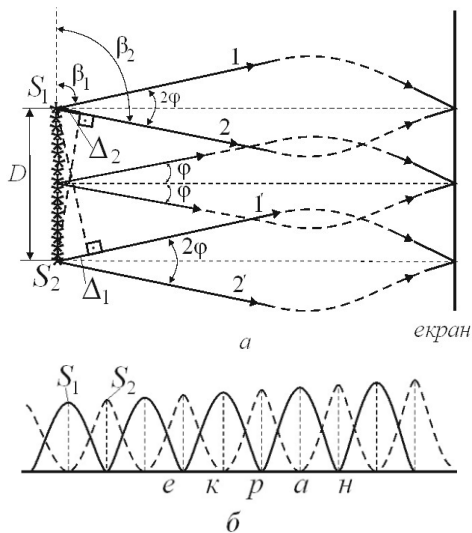


Рис.7.

двома різними шляхами (див. рис.3). Розглянемо випадок, коли

промені, що інтерферують, виходять із кожної точки джерела симетрично відносно нормалі до лінії $S_1 S_2$. Нехай промінь, який іде від S_1 по одному із цих шляхів, утворює кут β_1 (промінь 1) із лінією $S_1 S_2$, а іншим шляхом – кут β_2 (промінь 2). Для джерела S_2 відповідні промені $1'$ і $2'$. Зсув двох інтерференційних картин на екрані, що створюються джерелами S_1 і S_2 визначається сумою різниць ходу Δ_1 променів 1 і $1'$ і Δ_2 променів 2 і $2'$.

$$\Delta_1 = D \sin \left(\frac{\pi}{2} - \beta_1 \right) = D \cos \beta_1,$$

$$\Delta_2 = D \sin \left(\beta_2 - \frac{\pi}{2} \right) = -D \cos \beta_2.$$

Тоді

$$\Delta_1 + \Delta_2 = D(\cos \beta_1 - \cos \beta_2).$$

Для симетричного випадку (рис.7,а) кут $\beta_1 = \frac{\pi}{2} - \varphi$, кут $\beta_2 = \frac{\pi}{2} + \varphi$. Тоді $\Delta_1 + \Delta_2 = 2D \sin \varphi$. Якщо $\Delta_1 + \Delta_2 = 0$, то максимуми однієї картини співпадають з ма-

ксимумами іншої. При $\Delta_1 + \Delta_2 = \frac{\lambda}{2}$ світлі смуги інтерференційної картини від джерела S_1 суміщаються із темними смугами інтерференційної картини від джерела S_2 (рис.7,б). Тому умовою отримання хорошої інтерференційної картини від протяжного джерела можна прийняти нерівність

$$\Delta_1 + \Delta_2 = 2D \sin \varphi \leq \frac{\lambda}{2}. \quad (42)$$

Для випадку малого кута $\sin \varphi \approx \varphi$ і (42) можна переписати так:

$$D \leq \lambda / (2 \cdot 2\varphi), \quad (43)$$

де 2φ – кут між інтерферуючими променями, що виходять із джерела, називається *апертурою інтерференції*.

При великих апертурах спостерігати інтерференцію можна тільки від джерел, розміри яких менші довжини світлової хвилі. Якщо $\varphi \cong \pi/2$, тобто промені, що інтерферують, виходять із джерела майже в протилежних

напрямках, то із (43) отримуємо, що його протяжність D повинна бути менша $\lambda/4$. Для спостереження інтерференції з використанням джерела, розміри якого набагато більші довжини хвилі світла, геометрія експерименту повинна бути такою, щоб промені, які інтерферують, виходили із джерела під малим кутом один до одного.

В досліді з біпризмою Френеля (рис.8.) апертура інтерференції також практично однакова по всьому полю і дорівнює

$$2\varphi = \frac{\alpha(n-1)b}{r+b} \approx 2\alpha(n-1)$$

(останнє справедливе при $r \ll b$). Підставляючи 2φ у (43), знаходимо, що $D \leq \lambda/(4\alpha(n-1))$. Наприклад, для $\lambda = 0,6\text{мкм}$, $\alpha = 30'$, $n = 1,5$ розмір джерела S (ширина щілини) повинен бути $D \leq 0,034\text{мм}$.

Інтерференційні схеми. Біпризма Френеля

Описана вище інтерференційна картина (рис.3) утворюється при інтерференції двох ідеальних монохроматичних хвиль однієї частоти. Але дослід показує, що отримати такі строго когерентні хвилі і спостерігати інтерференцію світла від двох незалежних реальних джерел (за винятком лазерів) неможливо. Це зумовлено наявністю у реальних джерел лінійних розмірів і самим механізмом випромінювання тілами світла. Відомо, що тіла випромінюють світло не у вигляді неперервної хвилі, а як послідовність коротких імпульсів або обірваних «шматків» хвиль, які називають цугами. Ці цуги ніяк не пов'язані між собою і мають випадкові початкові фази. Тому початкова фаза в реальному світловому пучку дуже швидко й безладно змінюється. Так само

змінюється і різниця фаз у пучках від незалежних джерел, тобто вони є некогерентними. Тому у формулі (23) $\cos \varphi = 0$ і інтерференція відсутня. Але нестабільність початкових фаз можна подолати і спостерігати інтерференцію світла, скориставшись одним точковим монохроматичним джерелом (вузькою щілиною). Якщо поділити його випромінювання на два пучки й спрямувати їх так, щоби промені проходили до точок спостереження різні шляхи, то початкові фази в обох променях кожної миті будуть однаковими, і різниця фаз (формула (2)) не буде залежати від часу. Тому поділені промені будуть когерентними і можна буде спостерігати інтерференцію. На практиці для отримання когерентних променів використовують різні способи по-

ділу пучків, або інтерференційні схеми.

Френель у 1816 році одним із перших здійснив інтерференційний дослід. Як джерело використовувалась вузька щілина S , що опромінюється монохроматичним світлом із довжиною хвилі λ і розташована на

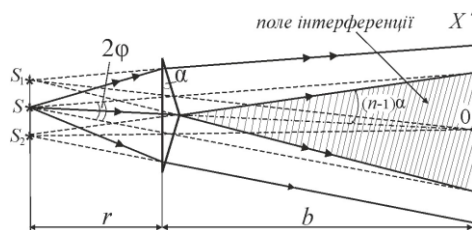


Рис.8.Інтерференційна схема з біпризмою Френеля.

деякій відстані r від біпризми паралельно до ребра, як показано на рис.8. Дві когерентні світлові хвилі отримувались в результаті розділення початкової світлової хвилі на дві використовуючи біпризму з кутом при вершині α , який дуже малий (біпризма Френеля). Біпризма Френеля має ви-

гляд двох однакових призм із показником заломлення n і дуже малим заломлюючим кутом α , які з'єднані малими основами (рис.8). Можна вважати, що тут утворюються два уявних зображення S_1 і S_2 джерела S , які близько розташовуються, так як кожна половинка біпризми відхиляє промені на невеликий кут $(n - 1)\alpha$. Світло, що падає на біпризму, після заломлення в її половинках утворює два розбіжні пучки (позначені стрілочками на рис.8), які перекриваються (заштрихована площа на рис.8 - зона інтерференції). Тому в секторі перекривання пучків відбувається двопробенева інтерференція, яку можна спостерігати у вигляді світлих і темних смуг на екрані розміщеному на деякій відстані b від біпризми. Ширина смуги визначається формулою (33), в якій $l = r + b$, а відстань між когерент-

ними джерелами d визначається із закону заломлення і при малому заломлюючому куті біпризми α дорівнює: $d = 2r\alpha(n - 1)$. Отже, в досліді з біпризмою Френеля ширина інтерференційної смуги на екрані дорівнює

$$\Delta x = \frac{\lambda l}{d} = \frac{\lambda(r + b)}{2r\alpha(n - 1)}.$$

Звідки

$$\lambda = \frac{\Delta x \cdot d}{r + b}.$$

Тому у даній роботі, вимірюючи ширину інтерференційної смуги Δx та визначаючи відстань між уявними джерелами d при заданій відстані від біпризми до екрана, можна визначити довжину хвилі в максимумі пропускання світлофільтра, який використовується в експерименті.

Опис установки для спостережень і вимірів та методика вимірювань

Експериментальна установка це оптична лава – масивна

рейка з напрямними, на якій на спеціальних підставках (рейтерах) встановлені всі елементи оптичної схеми (рис.9). Пучок світла від освітлювача проходить через змінний світлофільтр і потрапляє на розсувну щілину



Рис.9.

(рис.10,а), яка виконує роль лінійного джерела, а потім на біпризму Френеля (рис.10,б). Інтерференційна картина, що виникає при накладенні когерентних пучків від біпризми, спостерігається через окуляр мікрометра.

У полі зору окуляра око бачить збільшене зображення інтерференційних смуг (рис.11), а також вертикальну візирну



а

б

Рис.10.

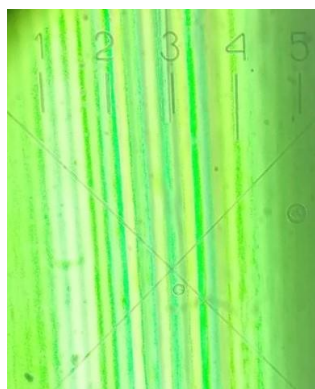
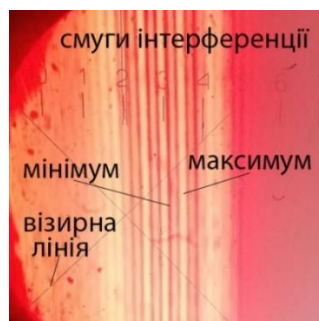


Рис.11. Інтерференційна картина в окулярі мікрометра для різних світлофільтрів.

нитку та горизонтальну шкалу для визначення координат і ширини інтерференційних смуг. Для визначення відстані між уявними когерентними джерелами, утвореними біпризмою, між нею та окуляром установлюється допоміжний об'єктив (збиральна лінза) з відомою фокусною відстанню F .

Налаштування установки

Для спостереження чітких інтерференційних смуг і проведення якісних вимірів установка має бути відповідно налаштована або, як говорять – від'юстована. Для цього передбачена можливість переміщення всіх елементів як уздовж, так і впоперек осі системи. Для налаштування необхідно: – при ширині щілини ≈ 1 мм установити елементи системи так, щоби щілина й ребро біпризми були паралельними, а світло-

вий пучок від щілини порівну освітлював половинки біпризми і після неї потрапляв до окуляра; – поступово зменшувати ширину щілини до появи в полі зору окуляра світлих і темних смуг. Зменшувати ширину щілини далі до величини, при якій ще забезпечується необхідна для спостережень яскравість картини; – акуратно повертаючи біпризму на малий кут навколо осі системи, підібрати таке положення, при якому інтерференційна картина в окулярі буде максимально чіткою; – при всіх наступних діях положення елементів системи має залишатися незмінним.

Виміри

Щоб визначити довжину хвилі за формулою (33), потрібно виміряти ширину смуги Δx , відстань l , та відстань між двома уявними джерелами S_1 та S_2 d .

Визначення ширини інтерференційної смуги і їх кількості

1. Переміщуючи окуляр за допомогою мікрометричного гвинта (рис.11 і 12), виставити візирну лінію на якусь темну смугу з лівого краю інтерференційної картини (рис.13) і приписати їй номер 0. Зафіксувати координату цієї смуги x_0 по лімбу мікрометра (рис.12).



Рис.12.

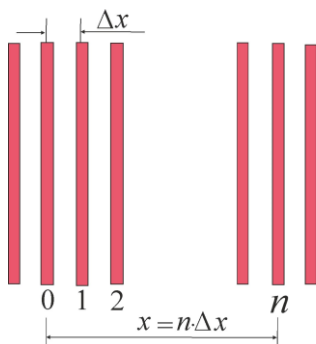


Рис.13. Схема інтерференційних смуг.

2. Перемістити візирну лінію на якусь темну смугу, наприклад з номером $n = 10$, у правій частині інтерференційної картини і зафіксувати її координату x_n (рис.13).

3. Вирахувати різницю координат $x = x_n - x_0$ і занести її до таблиці 1. Виміри п.п. 1-3 повторити 3 рази.

4. Підрахувати загальну кількість смуг N , які можна розрізнити в полі зору окуляра, та занести її до таблиці табл. 2.

Визначення відстані між уявними джерелами та довжини хвилі

Вимірювання відстані d між джерелами S_1 та S_2 прямо неможливо, оскільки джерела у даному випадку уявні. Тому d необхідно виразити через інші величини, які можна виміряти експериментально. Ця задача розв'язується за допомогою лінзи

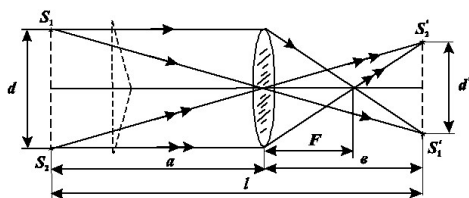


Рис.14.

(рис.14). Установити на рейці між біпризмою та окуляром допоміжний об'єктив (збиральну лінзу).

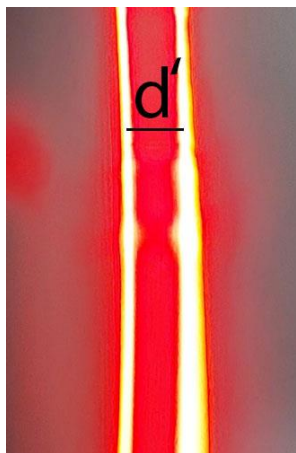


Рис.15.

Пересуваючи її по рейці, отримати в полі зору окулярмікрометра дві яскраві та максимально різкі лінії (рис.15), що є дійсними зображеннями S'_1 та S'_2 уявних когерентних джерел створених

рених біпризмою S_1 та S_2 . Хід променів через лінзу показаний на рис.3. Відстань d' між зображеннями S'_1 і S'_2 (рис.14 і 15) можемо вже визначити за допомогою окуляра мікрометра. За формулою тонкої лінзи можемо записати, що

$$\frac{1}{F} = \frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{a+b}{a \cdot b} = \frac{l}{a \cdot b}. \quad (44)$$

Збільшення лінзи

$$\Gamma = \frac{S'_1 S'_2}{S_1 S_2} = \frac{d'}{d} = \frac{b}{a}. \quad (45)$$

Перемножуючи рівняння (44) і (45), одержимо вираз для d :

$$d = \frac{l \cdot F}{b^2} d'. \quad (46)$$

Якщо підставимо (46) у (33), одержимо формулу для розрахунку λ , в якій всі величини легко вимірюються на досліді:

$$\lambda = \frac{d'}{b^2} \cdot F \Delta x, \quad (47)$$

або врахувавши, що $b = \frac{aF}{a-F}$ формулу (47) можна переписати так:

$$\lambda = \frac{\Delta x \cdot d'(a - F)^2}{a^2 F} = \frac{(x_n - x_0) \cdot d'(a - F)^2}{na^2 F} \cdot (48)$$

Додаткове завдання (виконується за вказівкою викладача)

1. Переконатись про вплив монохроматичності світла на інтерференційну картину і справедливості формули (41). Для інтерференційної картини з фільтром підрахувати максимальну кількість інтерференційних смуг, які спостерігаються в окулярі мікрометра N . Потім прибрати світлофільтр і спостерігати інтерференційну картину в білому світлі $\lambda \approx (0,4 \div 0,7) \mu\text{м}$. Знову підрахувати та занести до табл. 2 максимальну кількість смуг N' , що спостерігаються. Порівняти N' із N кількістю інтерференційних смуг при спостереженні картини із світлофільтром.

2. Переконатись про вплив розмірів джерела світла на інтерференційну картину. Для цього спостерігати інтерференційну картину із світлофільтром. За допомогою гвинта (рис.10,а) дуже незначно збільшити ширину щілини і переконатись, що інтерференція зникає. При зменшенні ширини щілини інтерференція появляється знову.

Обробка результатів для кожного із змінних світлофільтрів

1. За даними таблиці обчислити середнє значення відстані для n смуг інтерференції, як

$$\langle x \rangle = \frac{1}{3} \cdot \sum_{i=1}^3 (x_{ni} - x_{0i}),$$

та ширину інтерференційної смуги $\Delta x = \frac{\langle x \rangle}{n}$ (n може бути 1, 2, ..., 10 і т.д. див.рис.13). Величину Δx занести до таблиці.

2. За даними таблиці обчислити та занести до таблиці сере-

дне значення відстані між дійсними S'_1 і S'_2 зображеннями уявних джерел S_1 та S_2 в об'єктиві окуляра мікрометра

$$\langle d' \rangle = \frac{1}{3} \cdot \sum_{i=1}^3 d'_i.$$

3. За даними таблиці та формулою (48) розрахувати та занести до таблиці довжину хвилі λ в максимумі пропускання світлофільтра.

4. Використовуючи отримане значення λ та максимальну кількість смуг N із таблиці, за формулою (41) оцінити ширину смуги пропускання $\Delta\lambda$ і занести її до таблиці.

5. Розрахувати невизначеність визначення довжини хвилі для одного із фільтрів. Записати кінцевий результат вимірювання.

Додаток 1. Приклад обробки даних

Розглянемо обробку результатів по визначенню довжини хвилі світла видимого діапазону спектру та її невизначеності. Для отримання інтерференційної картини використовується біпризма Френеля, джерело світла (вузька щілина), червоний світлофільтр, збиральна лінза, окулярний мікрометр, метрова лінійка. Фокусна відстань лінзи $F = 145 \text{ мм}$, ціна поділки гвинта окуляр мікрометра (рис.12) - $0,01 \text{ мм}$, ціна поділки лінійки - 1 мм .

Робоча формула лабораторної роботи:

$$\lambda = \frac{\langle x \rangle \langle d' \rangle (a - F)^2}{n a^2 F}, \quad (49)$$

де λ — довжина хвилі певного кольору світла, $\langle x \rangle$ — середня арифметична відстань, яка містить n інтерференційних смуг

цього кольору світла, $\langle d' \rangle$ – середня арифметична відстань між дійсними зображеннями двох уявних когерентних джерел (щілин) у фокальній площині окуляра мікроскопа, отриманих за допомогою лінзи, a – відстань між щілиною (джерелом світла) і лінзою.

Результати вимірів наступні: $n = 10$, $a = 624\text{мм}$,

$x, \text{мм}$	2,69	2,67	2,73
$d', \text{мм}$	0,61	0,63	0,60

Обробка результатів вимірювання

1. Визначаємо сумарну стандартну невизначеність типу А вхідних величин x і d' . Для цього за формулою (1.3.1) [3] знаходимо: $\langle x \rangle = 2,6967\text{мм}$, $\langle d' \rangle = 0,6133\text{мм}$, а за формулою (1.3.5 [3]) знаходимо:

$$\sigma_{\langle x \rangle} = u_A(\langle x \rangle) = 0,01764\text{мм},$$

$$\sigma_{\langle d' \rangle} = u_A(\langle d' \rangle) = 0,00882\text{мм}.$$

За формулою (2.3.2 [3]) з використанням формули (2.4.12) [3]) отримуємо вираз для сумарної стандартної невизначеності типу А:

$$U_{CA}(\lambda) = \frac{(a - F)^2}{na^2F} \cdot \sqrt{(\langle d' \rangle \cdot u_A(\langle x \rangle))^2 + (\langle x \rangle \cdot u_A(\langle d' \rangle))^2}. \quad (50)$$

Підставимо числові значення у формулу (50). Тоді

$$U_{CA}(\lambda) = \frac{(624 - 145)^2}{10 \cdot 624^2 \cdot 145} \cdot \sqrt{(0,613 \cdot 0,01764)^2 + (2,697 \cdot 0,00882)^2} = 1,062 \cdot 10^{-5}\text{мм} = 1,062 \cdot 10^{-2}\text{мкм}. \quad (51)$$

2. Сумарну стандартну невизначеність типу В знаходимо за формулою (2.3.3 [3]), викорис-

товуючи формулу (2.4.12 [3]).
Тоді отримаємо:

$$U_{CB}(\lambda) = \sqrt{\left(\frac{\partial \lambda}{\partial a} U_B(a)\right)^2 + \left(\frac{\partial \lambda}{\partial F} U_B(F)\right)^2}, \quad (52)$$

де

$$\frac{\partial \lambda}{\partial a} = \frac{2b(a-F)}{a^3}, \quad \frac{\partial \lambda}{\partial F} = \frac{b(a-F)(3F-a)}{a^2 F^2},$$

$$b = \frac{\langle x \rangle \langle d' \rangle}{n}.$$

Після підстановки цих виразів у (52) отримаємо формулу для визначення сумарної невизначеності типу В:

$$U_{CB}(\lambda) = \frac{\langle x \rangle \langle d' \rangle (a - F)}{n} \frac{1}{a^2} \cdot \sqrt{\left(\frac{2U_B(a)}{a}\right)^2 + \left(\frac{(3F-a)}{F^2} U_B(F)\right)^2}. \quad (53)$$

В цих формулах $u_B(F)$, $u_B(a)$ – стандартні невизначеності типу В величин F і a . Аналіз показує, що для даної лабораторної установки стандартні не-

значеності типу В величин F і a можна прийняти такими: $u_B(F) = 2 \text{ мм}$, $u_B(a) = 3 \text{ мм}$.

Тоді за формулою (53) розрахуємо величину $U_{CB}(\lambda)$:

$$U_{CB}(\lambda) = \frac{2,7 \cdot 0,6133 (624 - 145)}{10} \frac{1}{624^2} \cdot \sqrt{\left(\frac{2 \cdot 3}{624}\right)^2 + \left(\frac{(3 \cdot 145 - 624)}{145^2} 2\right)^2} = 4,15 \cdot 10^{-6} \text{ мм} \approx 4,15 \cdot 10^{-3} \text{ мкм}.$$

3. Сумарна стандартна невизначеність визначається за формулою (2.3.4 [3]):

$$U_C(\lambda) = \sqrt{U_{CA}^2(\lambda) + U_{CB}^2(\lambda)} = \sqrt{(1,062 \cdot 10^{-2})^2 + (4,15 \cdot 10^{-3})^2} \cong 0,0114 \text{ мкм}.$$

4. Розширену невизначеність визначимо за формулою (2.3.5 [3]), прийнявши нормальний закон розподілу можливих значень величин, які вимірюються. Коефіцієнт охоплення $k = 2$ при ймовірності довіри $P =$

0,95 = 95%. Тоді розширена невизначеність довжини хвилі в даному експерименті буде:

$$U = kU_C(\lambda) = 2 \cdot 0,0114 \text{ мкм} \cong \cong 0,023 \text{ мкм}.$$

5. За формулою (49) розраховуємо довжину хвилі червоного світла:

$$\lambda = \frac{2,697 \cdot 0,613 \cdot (624 - 145)^2}{10 \cdot 624^2 \cdot 145} = = 6,719 \cdot 10^{-4} \text{ мм} = 0,6719 \text{ мкм}.$$

6. Кінцевий результат записуємо так:

- довжина хвилі червоного світла $\lambda = 0,672 \text{ мкм}$;

-сумарна невизначеність визначення довжини хвилі

$$U_C(\lambda) = 0,0114 \text{ мкм};$$

-розширена невизначеність визначення довжини хвилі

$$U(\lambda) = 0,023 \text{ мкм};$$

-кінцевий запис результату визначення довжини хвилі:

$$\lambda = (0,672 \pm 0,023) \text{ мкм};$$

-ймовірність довіри

$$P = 0,95 = 95\%;$$

-відносна невизначеність визначення довжини хвилі

$$\delta = \frac{0,023}{0,672} \cdot 100\% \cong 3\%;$$

-ефективне число ступенів вільності ν_{eff} не розраховується.

Контрольні запитання

1. У чому суть явища інтерференції?

2. При яких умовах має місце явище інтерференції?

3. Який зв'язок між явищем інтерференції і додаванням коливань однакового напрямку з однаковими частотами?

4. Дати визначення когерентності хвиль. Які властивості когерентних хвиль? Чому світлові хвилі, що випускаються звичайними джерелами, не когерентні?

5. Які джерела світла називаються монохроматичними?

Чи завжди монохроматичні джерела світла є когерентними?

6. Які відомі способи отримання когерентних хвиль оптичного діапазону? Привести приклади. Пояснити їх суть.

7. Чому відстань між когерентними джерелами коливань S_1 і S_2 повинна бути значно меншою відстані від цих джерел до екрану, на якому спостерігається інтерференція?

8. Що представляє собою світло у вузькому і широкому розумінні?

9. Дати визначення оптичної довжини шляху. Що називається оптичною і геометричною різницею ходу променів (хвиль)?

10. Як визначається інтенсивність світла?

11. Як змінюється довжина світлової хвилі при переході із одного середовища в інше з різними показниками заломлення. Відповідь пояснити і аргументувати.

12. Записати та пояснити умову максимального підсилення

та послаблення електромагнітних хвиль внаслідок інтерференції.

13. На що вказувала відсутність інтерференції променів, які поляризовані у взаємно перпендикулярних напрямках?

14. Дати визначення ширини інтерференційної смуги. Від яких величин залежить ширина інтерференційної смуги?

15. Дати визначення часу когерентності та довжини когерентності. Чому максимальна різниця ходу двох когерентних променів не повинна перевищувати довжину когерентності при спостереження інтерференції?

16. Як визначається максимально можливий порядок інтерференції? Від чого він залежить?

17. Пояснити, чому для видимого світла, для якого $\Delta\lambda \sim \lambda$, ми бачимо цілий ряд різнокольорових інтерференційних смуг?

18. Як впливають розміри джерела світла на якість інтерференційної картини? Що таке

апертура інтерференції і що вона визначає?

19. Побудувати хід променів від лінійного джерела світла через біпризму Френеля та показати зону інтерференції.

20 Чому заломлюючі кути біпризми повинні бути дуже малими? Відповідь аргументувати.

21. Розкажіть про призначення приладів, які використовуються у лабораторній роботі.

22. Розкажіть порядок виконання роботи та обробки результатів вимірювань.

23. Наведіть приклади інтерференції електромагнітних хвиль у природі та техніці. Розкажіть про застосування явища інтерференції.

24. Пояснити явище «втрати півхвилі» при відбиванні хвиль від перешкоди.

Таблиця

світлофільтр:	червоний	зелений
N	16	
n	10	
$x_i, \text{мм}$	2,69	
	2,67	
	2,73	
$x = \langle x_i \rangle, \text{мм}$	2,697	
$d', \text{мм}$	0,61	
	0,63	
	0,60	
$d' = \langle d' \rangle, \text{мм}$	0,613	
$F, \text{мм}$	145	
$a, \text{мм}$	624	
$\lambda, \text{мкм}$	0,6718	
$\Delta\lambda, \text{мкм}$	0,084	
$U(\lambda), \text{мкм}$	0,023	
запис кінцевого результату визначення довжини хвилі, мкм	$0,672 \pm 0,023$	

Література

- 1.Скіцько І.Ф., Скіцько О.І. Фізика (Фізика для інженерів): Підручник /: — Київ: КПІ ім. Ігоря Сікорського, 2017.—513с. - Доступ: <http://ela.kpi.ua/handle/123456789/19035>.
- 2.Кучерук І.М., Горбачук І.І. Загальний курс фізики. Оптика. Квантова фізика.Том 3, §§3.1 – 3.4. - К: Техніка, 1999р.
- 3.Скіцько І.Ф., Скіцько О.І. Обробка результатів фізичних вимірювань. [Електронний ресурс]: навч. посіб./ КПІ ім .Ігоря Сікорського/: —Київ: КПІ ім. Ігоря Сікорського, 2018.—88 с. - Доступ: <http://ela.kpi.ua/handle/123456789/25320>.
- 4.Бурдаков А.В., Жабітенко М.К., Оліх О.Я., Подолян А.О. Лабораторний практикум з курсу «Оптика» для студентів природничих факультетів. — К.: Видавничо - поліграфічний центр «Київський університет», 2006.—74с.