

Лабораторна робота №1

ВИВЧЕННЯ ХВИЛЬОВОЇ ПРИРОДИ СВІТЛА

Мета роботи: ознайомитися з явищами інтерференції та дифракції світла; визначити довжину хвилі світла з досліджень інтерференції за допомогою щілин Юнга; визначити ширину вузької щілини з даних вивчення дифракції на ній; визначити період дифракційної ґратки; визначити довжину хвилі з даних дослідження дифракції світла на ґратці.

Обладнання: лазер, лінзи, діафрагми, набори елементів для вивчення інтерференції і дифракційних елементів (щілин і ґраток), екрани, лінійка, штангенциркуль.

Явища інтерференції та дифракції світла – це фундаментальні оптичні явища, знання про які необхідні для розуміння принципів роботи і характеристик багатьох оптоелектронних приладів і систем. Виходячи з цих міркувань, нижче стисло викладено основні поняття, які допоможуть збагнути явища інтерференції та дифракції.

1. Інтерференція

Згідно з *принципом суперпозиції*, результат складання будь-яких хвиль відповідає векторному додаванню їхніх зміщень, які для світлових хвиль описуються напруженістю електричних полів. Тому в просторовій області, де поширюються дві або більше хвилі, інтенсивність результуючої хвилі загалом не дорівнює сумі їхніх інтенсивностей. Вона періодично змінюється від точки до точки. Таке явище взаємодії світлових хвиль називають *інтерференцією світла*.

Розглянемо результат взаємодії двох світлових хвиль із електричними векторами \vec{E}_1 і \vec{E}_2 . Нехай у деякій точці простору результуючий вектор \vec{E}_i дорівнює

$$\vec{E}_i = \vec{E}_1 + \vec{E}_2. \quad (1)$$

Оскільки око людини і всі фотоприймачі реагують на інтенсивність світла I , яка пропорційна до квадрату вектора \vec{E}_i ($I \sim E_i^2$), то нам слід знайти величину

$$I \sim E_i^2 = (\vec{E}_1 + \vec{E}_2)^2 = E_1^2 + E_2^2 + 2(\vec{E}_1 \vec{E}_2). \quad (2)$$

Тут $E_1^2 \sim I_1$ і $E_2^2 \sim I_2$ фактично визначають інтенсивності першої та другої хвиль, а скалярний добуток $(\vec{E}_1 \vec{E}_2)$ – це т. зв. *інтерференційний доданок*.

Розглянемо два випадки. Якщо $(\vec{E}_1 \vec{E}_2) = 0$, то маємо $E_i^2 = E_1^2 + E_2^2$. Це випадок відсутності інтерференції, коли результуюча інтенсивність дорівнює сумі інтенсивностей двох хвиль: $I = I_1 + I_2$. Якщо ж $(\vec{E}_1 \vec{E}_2) \neq 0$, то маємо $E_i^2 \neq E_1^2 + E_2^2$ і $I \neq I_1 + I_2$. Тоді результуюча інтенсивність загалом залежить від величини інтерференційного доданка. Зокрема, можливі випадки $I > I_1 + I_2$ або $I < I_1 + I_2$ (і навіть $I = 0$!).

На практиці неможливо зареєструвати швидкоплинні процеси, що відбуваються, наприклад, протягом одного періоду електромагнітної хвилі $T \sim 10^{-15} - 10^{-14}$ с. Іноді важко зареєструвати навіть процеси на часових масштабах $\sim 10^{-9}$ с – адже багато фотоприймачів, а особливо наше око, інерційні. Тому для спостереження інтерференції світлових хвиль потрібно, щоби інтерференційний доданок не змінювався протягом тривалих часів спостереження (наприклад, протягом часів $10^{-9} - 10^2$ с).

З'ясуємо умови, необхідні для цього, конкретизуючи вираз для інтерференційного доданка. Для цього запишемо вирази для коливань електричних векторів двох світлових хвиль:

$$\begin{aligned} E_1 &= A_1 \sin(\omega_1 t + \varphi_1), \\ E_2 &= A_2 \sin(\omega_2 t + \varphi_2), \end{aligned} \quad (3)$$

де A_1, A_2 – амплітуди, ω_1, ω_2 – частоти і φ_1, φ_2 – фази коливань першої та другої хвилі, відповідно. Їхня результуюча інтенсивність дорівнює

$$I \sim E_i^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos[(\omega_1 - \omega_2)t + (\varphi_1 - \varphi_2)], \quad (4)$$

де $\omega_1 - \omega_2$ – різниця частот і $\varphi_1 - \varphi_2$ – різниця фаз.

Перші два доданки справа у формулі (4), очевидно, постійні. Тому для спостереження інтерференції світла необхідно, щоби останній інтерференційний доданок справа в формулі (4) теж не залежав від часу t на проміжках, достатніх для спостереження. Якщо це не так (тобто якщо множник $\cos[(\omega_1 - \omega_2)t + (\varphi_1 - \varphi_2)] = f(t)$ є функцією часу), то середнє значення \bar{f} цього множника за часи, набагато більші за період функції косинуса в (4), дорівнюватиме нулеві ($\bar{f} = 0$) – адже гармонічна функція коливається симетрично навколо нуля.

Для того, аби згаданий множник був постійним у часі, найперше потрібно, аби частоти коливань обох хвиль були однаковими ($\omega_1 = \omega_2$ і $(\omega_1 - \omega_2)t = 0 \neq f(t)$). Другою умовою спостереження інтерференції є незмінність різниці фаз $\varphi_1 - \varphi_2$ за час спостереження. Тоді величина $\varphi_1 - \varphi_2 \neq f(t)$ також не є функцією часу.

Світлові хвилі, які мають в своєму спектрі єдину частоту коливання, називають *монохроматичними*. Якщо взаємодіючі світлові хвилі монохроматичні і їхні частоти однакові ($\omega_1 = \omega_2$), то першу умову спостереження інтерференції виконано. Якщо, крім того, різниця фаз $\varphi_1 - \varphi_2$ двох монохроматичних хвиль незмінна в часі, то такі хвилі називають *когерентними*. Отже, для когерентних хвиль виконано і другу умову, а тому інтерференцію можна спостерігати в разі взаємодії когерентних хвиль. Результуюча інтенсивність (4) тоді незмінна в будь-який момент часу.

Спостереження інтерференції від звичайних джерел світла утруднено тим, що вони випромінюють, як правило, немонохроматичне світло. Випромінювання окремих атомів відбувається хаотично – у формі окремих *цугів хвиль*, а тривалість цих цугів не перевищує $\tau \sim 10^{-8}$ сек. Тому при використанні двох звичайних джерел співвідношення їхніх фаз у будь-якій точці простору будуть незмінними хіба протягом дуже малих часів τ . А на набагато триваліших часових проміжках фази обох хвиль хаотично змінюються – спостерігати інтерференційну картину практично неможливо. Отже, звичайні джерела фактично дають некогерентне світло. Вимогу когерентності задовольняє світло лазерів, яке зазвичай використовують для спостереження та вивчення інтерференції.

Пояснимо поняття інтерференційної картини та її періоду. В деякій точці простору M різниця фаз когерентних хвиль від джерел світла S_1 і S_2 дорівнює (рис. 1):

$$\varphi_1 - \varphi_2 = 2\pi(r_1 - r_2) / \lambda, \quad (5)$$

де r_1, r_2 – відстані від точки M відповідно до джерел S_1 і S_2 , а λ – довжина хвилі.

Якщо d – це відстань між точковими джерелами S_1 і S_2 , а інтерференційну картину спостерігаємо на значній відстані L від джерел ($L \gg d$), то амплітуди хвиль у центрі екрану будуть майже однаковими ($A_1 \approx A_2$). Тоді вираз для результуючої інтенсивності в будь-якій точці екрану можна спростити:

$$I \sim E_i^2 \approx 2A^2 \{1 + \cos[2\pi(r_1 - r_2)/\lambda]\}. \quad (6)$$

Зокрема, в тих точках екрану, де $\varphi_1 - \varphi_2 = 2m\pi$, будемо спостерігати *максимуми* інтенсивності світла, величина яких дорівнює $E_i^2 = 4A^2$. При $\varphi_1 - \varphi_2 = (2m \pm 1)\pi$ інтенсивність буде нульовою – маємо *мінімуми*. Оскільки величина $\varphi_1 - \varphi_2$ змінюється неперервно вздовж екрану, на екрані ми побачимо періодичну картину змін інтенсивності від нуля до деякого максимального значення. Цей періодичний розподіл інтенсивності називають *інтерференційною картиною*. Нарешті, номер максимуму (або мінімуму), тобто ціле число m ($m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$), називають *порядком інтерференції*.

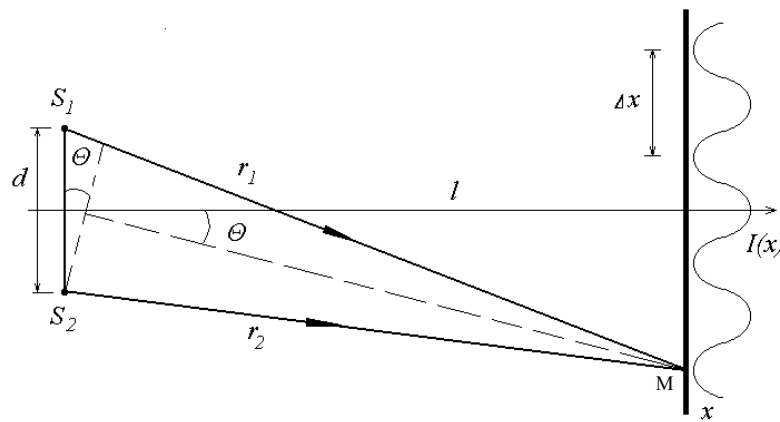


Рис. 1. Інтерференція хвиль від двох когерентних точкових джерел S_1 і S_2 , спостережувана в деякій точці M на екрані справа. Інтерференційна картина – це періодична послідовність максимумів і мінімумів інтенсивності світла $I(x)$ залежно від вертикальної координати x уздовж екрану (Δx – період інтерференційної картини).

Віддаль між двома сусідніми максимумами (або мінімумами) інтерференції називають *періодом інтерференційної картини*. З (5) і (6) випливає, що для двох сусідніх максимумів різниця фаз дорівнює $2\pi(r_1 - r_2) = 2m\lambda$ і $2\pi(r_1 - r_2) = (2m+1)\lambda$. Виразивши $r_1 - r_2$ через відстань між джерелами d і кут θ (див. рис. 1), для періоду інтерференційної картини Δx одержимо

$$\Delta x = l\lambda / d, \quad (7)$$

де l – віддаль від джерела світла до екрану. Оскільки для довжини хвилі видимого світла в формулі (7) маємо $\lambda \sim 0.6\text{мкм}$, то для зручного візуального спостереження інтерференції (Δx не менше ніж, скажімо, 1 мм) має виконуватися вже згадана вище вимога $l \gg d$ (скажімо, $l \approx 1000d$).

Важливо, що при інтерференції світла відбувається лише перерозподіл енергії світлових хвиль у просторі, а їхня повна енергія залишається незмінною.

Перейдемо до розгляду практичних схем вивчення інтерференції. Найперше зазначимо, що ще в давнину використання низки витончених методів дало змогу одержати частково когерентні хвилі навіть від звичайних (нелазерних) джерел світ-

ла. На сьогодні відомі десятки, як не сотні *інтерференційних схем*. Серед типових згадаймо *схему Юнга*, схеми з біпризмами або бідзеркалами Френеля, схеми з паралельними скляними пластинками, а також багато типів *інтерферометрів* – приладів для вивчення та практичного застосування явища інтерференції.

Теорію і практику інтерференції розвивали Ф. М. Грімальді, І. Ньютон, Р. Бойль, Дж. Тейлор, О. Захар'євський та ін. Уперше явище інтерференції продемонстрував англійський фізик Т. Юнг. У досліді Юнга пучок сонячного світла падав на перший екран з малим отвором S (див. рис. 2). Унаслідок дифракції пучок після цього отвору ставав розбіжним і падав на другий екран з двома малими отворами S_1 і S_2 . Світлові пучки, що виходили з отворів S_1 і S_2 , були частково когерентними.

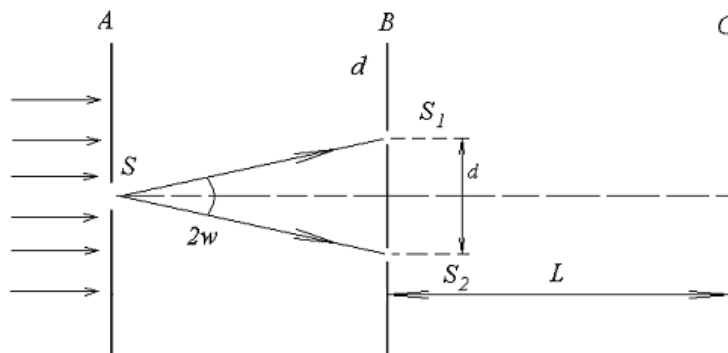


Рис. 2. Схема досліді Юнга: A – екран із щілиною S ; B – екран з двома щілинами Юнга S_1 і S_2 , які є точковими джерелами (відстань між ними дорівнює d); C – екран для спостереження інтерференції: L – відстань від джерел S_1 і S_2 до екрана C .

2. Дифракція

2.1. Опис дифракції

Дифракція – це явище, яке випливає з хвильової природи світла та полягає у відхиленні поширення світла від передбачень геометричної оптики. Під *дифракцією* світла розуміють явище відхилення напрямку поширення світла від прямолінійного внаслідок перекривання або обмеження частини світлового променя. Найчастіше явище дифракції спостерігають тоді, коли на шляху поширення світлової хвилі поміщена непрозора перешкода. Через відхилення напрямку поширення світлової хвилі від прямої лінії світло проникає в область *геометричної тіні*, утвореної перешкодою, а в просторовому розподілі інтенсивності світла після перешкоди з'являються періодичні світлі та темні смуги. Отже, в інших термінах, *дифракція* – це явище огинання хвилею перешкод, які трапляються на шляху її поширення (щілин в екрані, періодичних структур тощо).

Вивчення явища дифракції світла засвідчило, що (принаймні в деякому наближенні) розподіл інтенсивності світла за перешкодою не залежить від матеріалу перешкоди, але залежить від її розмірів і довжини хвилі світла, яке дифрагує.

Загальна теорія дифракції світла складна, тому знайти точний розв'язок дифракційної задачі часто неможливо. Особливо це стосується випадків, коли розміри перешкоди дуже малі (близькі чи менші за довжину хвилі) або коли перешкода просторово модулює оптичні властивості середовища за складним законом. Тому практичний інтерес становлять наближені методи опису дифракції, які дають якісну картину дифракції та дані, близькі до тих, що спостерігають в експериментах. Зазначи-

мо, що значний внесок теоретичне та практичне вивчення дифракції зробили Т. Юнг, О. Ж. Френель, Ф. М. Грімальді, Х. Гюйгенс, Д. Араго, Й. Фраунгофер, Ж. Бабіне, Г. Р. Кірхгоф, У. К. Аббе, М. Лауе, Г. Ровленд, А. Зоммерфельд, Ф. Церніке, Г. В. Вульф, В. Г. Брегг, В. Л. Брегг, К. Девісон, Л. Джермер та ін.

Такий наближений метод – це принцип Гюйгенса. Згідно з *принципом Гюйгенса*, кожна точку, до якої дійшов хвильовий фронт падаючого світла, слід розглядати як вторинне точкове джерело хвиль. Усі такі елементарні джерела незалежні та випромінюють *вторинні хвилі* зі сферичним хвильовим фронтом – *сферичні хвилі*. Положення світлового фронту в будь-який наступний момент часу визначатиметься обвідною цих сферичних хвиль. Такі міркування дають змогу пояснити закон прямолінійного поширення світла в оптично однорідному середовищі, а також відбивання та заломлення світла на межі двох середовищ.

Якщо на шляху поширення світлової хвилі є перешкода, принцип Гюйгенса теж дає якісно правильну картину явища відхилення поширення світла від прямолінійного напрямку на краях перешкоди. Для прикладу розглянемо падіння плоскої світлової хвилі W на отвір DD' з погляду принципу Гюйгенса (рис. 3). Тут колами умовно представлено сферичні вторинні хвилі. Обвідна вторинних хвиль посередині отвору дає плоский хвильовий фронт (товста горизонтальна лінія внизу на рис. 3), а на краях отвору маємо сферичні ділянки фронту (див. заокруглення на згаданій лінії внизу). Тому світло від ділянок фронту 1 і 3 скероване в бік геометричної тіні.

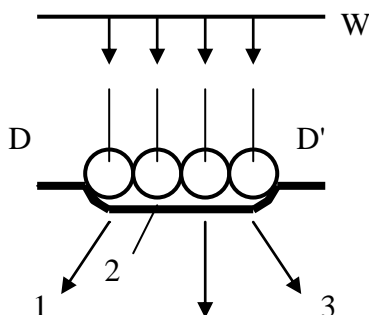


Рис. 3. Схематичне пояснення принципу Гюйгенса.

Принцип Гюйгенса дає інформацію про напрямки, в яких дифрагує світло, проте не дає змоги знайти інтенсивність дифрагованого світла за перешкодою. Френель доповнив принцип Гюйгенса, додатково врахувавши когерентність вторинних хвиль, а тому можливість їхньої інтерференції. *Принцип Гюйгенса–Френеля* для опису дифракційних явищ можна коротко сформулювати так: кожний елемент хвильового фронту можна розглядати як центр вторинного збурення, яке породжує вторинні сферичні хвилі, а результуюче світлове поле в кожній точці простору в наступні моменти часу визначається інтерференцією цих вторинних хвиль.

На основі принципу Гюйгенса–Френеля легко проаналізувати дифракцію світла на круглому або прямокутному отворах в непрозорому екрані або на довгій вузькій щілині в такому екрані. Наприклад, у розгляді *дифракції на круглому отворі* його поверхню розбивають на спеціальні концентричні сферичні сегменти, які називають *зонами Френеля*, а електромагнітне поле дифрагованої хвилі розглядають як суму полів від усіх зон. У результаті вираз для напруженості E_p електричного поля

хвилі в деякій точці спостереження P значно спрощується: поля від більшості зон Френеля скорочуються, а E_P дорівнює півсумі (або піврізниці) поля $E_{(1)}$ від першої зони Френеля, яка відповідає центру отвору, та поля $E_{(n)}$ від останньої, периферійної зони Френеля з номером n :

$$E_P = \frac{1}{2}[E_{(1)} \pm E_{(n)}]. \quad (8)$$

У граничному випадку, коли діаметр d круглого отвору зростає до безмежності, напруженість поля від останньої зони Френеля прямує до нуля ($E_{(n)} \rightarrow 0$ при $d \rightarrow \infty$ і $n \rightarrow \infty$). Тоді з формули (8) випливає, що напруженість поля в точці P для світла, яке під час поширення не натрапляє на перешкоди, дорівнює

$$E_P = \frac{1}{2}E_{(1)}. \quad (9)$$

Формула (9) елегантно пояснює граничний перехід від випадку дифракції до випадку поширення світла за відсутності перешкод на його шляху. Зауважмо, що останній випадок пояснюється спрощеним підходом *геометричної оптики*, за яким світло поширюється прямолінійно. Висновок, що випливає із загальнішого принципу Гюйгенса–Френеля і формули (9), фактично такий же: у точці спостереження P ми бачимо, що світло від джерела поширюється не в різні боки (як у разі дифракції), а лише з малесенької світлої плямки, яка відповідає першій зоні Френеля. Проте ця зона Френеля лежить на прямій лінії, яка з'єднує джерело світла і точку спостереження. Тому ми робимо висновок, що світло поширюється прямолінійно від джерела.

З метою спрощення розрахунків зазвичай розглядають два граничні випадки дифракції – дифракцію Френеля та дифракцію Фраунгофера. Якщо джерело світла точкове, а відстані від джерела до перешкоди та до точки спостереження порівняно малі, то маємо справу з *дифракцією Френеля*. Цей тип дифракції відповідає дифракції розбіжних пучків світла або *дифракції сферичних хвиль*, бо саме ці хвилі випромінюють точкові джерела. Альтернативним випадком є *дифракція Фраунгофера* – тобто дифракція світла від джерел, істотно віддалених від перешкоди та точки спостереження. Це дифракція паралельних променів або *дифракція плоских хвиль*.

Проведений вище аналіз дифракції на круглому отворі та згадка зон Френеля фактично стосувалися дифракції Френеля для розбіжних променів, а рис. 3 стосувався дифракції Фраунгофера для паралельних променів.

Розглянемо тепер випадок дифракції Фраунгофера, проілюстрований на рис. 4. Тут для практичної зручності «віддалене джерело» замінюють точковим джерелом і лінзою, які й забезпечують потрібні нам паралельні промені, а дифракційну картину спостерігають не на безмежності, а в фокусній площині додаткової другої лінзи.

Розподіл інтенсивності світла в дифракційній картині Фраунгофера знаходять за принципом Гюйгенса–Френеля. Зокрема, положення *дифракційних мінімумів* визначається умовою

$$\sin \theta_{\min}^{(m)} = m\lambda / d, \quad (10)$$

де $\theta_{\min}^{(m)}$ – кут, під яким спостерігають дифракційний мінімум, d – ширина щілини, λ – довжина хвилі, а m – *порядок дифракції* (цілі числа $0, \pm 1, \pm 2, \dots$). Кути дифракції $\theta_{\min}^{(m)}$ в формулі (10) малі, а для таких кутів маємо $\sin \theta_{\min}^{(m)} \approx \theta_{\min}^{(m)}$ (тут $\theta_{\min}^{(m)}$ вимірюють в радіанах, а не градусах!). Тому від (10) можна перейти до простішого виразу

$$\theta_{\min}^{(m)} \approx m\lambda / d . \quad (11)$$

Зауважте, що на просторових ділянках між мінімумами спостерігаємо *дифракційні максимуми* інтенсивності.

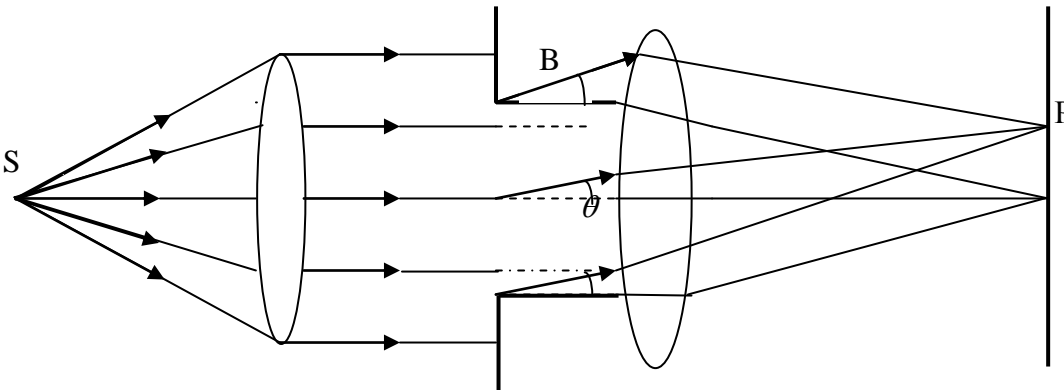


Рис. 4. Схема спостереження дифракції Фраунгофера на щілині: S – точкове джерело; B – щілина; P – точка спостереження на екрані; θ – кут дифракції.

Розрахунки засвідчують, що дифракційні максимуми порядків $m = \pm 1, \pm 2, \dots$ слабкі, а основна частка дифрагованого світла розповсюджується в напрямках поблизу нульового дифракційного максимуму ($m = 0$), тобто в межах кутів θ , визначених нерівностями $-\theta_{\min}^{(1)} < \theta < \theta_{\min}^{(1)}$ для перших дифракційних мінімумів ($m = \pm 1$). Іншими словами, дифраговане світло в основному потрапляє на екран поблизу його середини (див. рис. 4). Якщо ширина щілини d зростає, то інтенсивність I_0 у нульовому (центральному) максимумі теж зростає пропорційно до квадрату ширини щілини ($I_0 \sim d^2$), а кутові розміри $2\theta_{\min}^{(1)}$ максимуму зменшуються. Навпаки, зі звуженням щілини центральний максимум розширюється, а його інтенсивність зменшується.

Одержані результати для дифракції Фраунгофера можна використати для оцінювання т. зв. *дифракційної розбіжності* світлового пучка, – розбіжності початково паралельного пучка світла, яка завжди з'являється, якщо переріз пучка обмежують деякою діафрагмою. Тоді основна частка світла розповсюджується в межах центрального максимуму, тобто в межах кута $\Delta\theta$, який визначають за формулою

$$\Delta\theta = 2\theta_{\min}^{(1)} \approx 2\lambda / d . \quad (12)$$

Дифракційна розбіжність спочатку «паралельного» пучка зумовлена самою хвильовою природою світла, а тому її неможливо позбутися. Розбіжність світлових пучків, менша за $\Delta\theta$, неможлива фізично. Тому на практиці не існує ідеально паралельних світлових пучків. Зауважмо, що саме дифракційна розбіжність внаслідок дифракції світла на оправі фотооб'єктива (а не кількість пікселів у світлочутливій матриці) обмежує на практиці *роздільну здатність фотокамери*.

2.2. Дифракційні ґратки

Дифракційна ґратка – це сукупність великої кількості однакових вузьких щілин, рівновіддалених одна від одної. Відстань d між серединами (або краями) сусідніх щілин називають *періодом ґратки*.

Дифракційні ґратки поділяють на *прозорі* (або *пропускні*) та *відбивні*. Перші з них пропускають світло, а другі – відбивають. Найпростіші пропускні дифракційні ґратки вперше виготовив Фраунгофер в 1821 р. На два паралельно розташованих гвинти він намотав тонкі дротини, проміжки між якими формували систему щілин (понад 100 щілин на проміжку 1 см). Пізніше він виготовив досконаліші ґратки, наносячи штрихи безпосередньо на скло. Роль щілин на цих ґратках відігравали прозорі ділянки скла між штрихами. Найкраща ґратка Фраунгофера мала 320 штрихів на одиницю довжини (на 1 мм). Зауважмо, що для кількісної оцінки ґраток на практиці частіше використовують не період ґратки d , а саме кількість N штрихів на 1 мм:

$$N = 1/d \quad [\text{мм}^{-1}]. \quad (13)$$

Важливих успіхів досяг Г. Ровленд у 80-х роках ХІХ століття. Він створив спеціальні подільні машини для виготовлення досконаліших (аж до $N = 800 \text{ мм}^{-1}$) ґраток, загальна довжина яких теж значно зросла (до 10 см). Подільні машини Ровленда надалі вдосконалювали багато вчених, найперше Дж. Андерсон і Р. Вуд. Сьогодні виготовляють дифракційні ґратки, кількість штрихів N у яких змінюється від 0.25 до 3000 мм^{-1} , залежно від конкретних потреб використання.

Виготовляючи пропускні ґратки, штрихи наносять на поверхню прозорої пластини (зазвичай зі скла) або вирізають їх у формі вузьких щілин у непрозорій металевій пластині, а спостереження проводять у пройденому світлі. Штрихи відбивних ґраток наносять на дзеркальну (часто металічну) поверхню, а спостерігають за відбитим світлом. У сучасних оптоелектронних приладах застосовують переважно відбивні дифракційні ґратки – плоскі та ввігнуті.

Звичайні ґратки складаються з почергових прозорих і непрозорих ділянок, а тому вони впливають на амплітуду світла, що падає на них. Їх називають *амплітудними ґратками*. Як уже згадувалося, під час дифракції на такій ґратці основна частка світлової енергії зосереджена в нульовому дифракційному порядку, а кількість дифрагованого світла дуже швидко зменшується зі зростанням порядку дифракції m . Тому амплітудні дифракційні ґратки переважно мають низьку *світлосилу*.

Для усунення цього недоліку слід змінити розподіл світлової енергії між різними дифракційними порядками. Це досягають уведенням додаткової оптичної різниці ходу в межах кожного штриха ґратки, наносячи борозни певної форми (т. зв. профільовані штрихи). Іноді такі ґратки називають ще *профільованими*. Під час проходження або відбивання світла між краями борозен виникає деяка різниця фаз. Ґратки, принцип дії яких базується на зміні не амплітуди, а фази світлової хвилі, називають *фазовими ґратками*. Вони можуть бути навіть зовсім прозорими, а їхні штрихи – непомітними. Належний підбір профілю борозни приводить до концентрації енергії в потрібному нам порядку дифракції (аж до $1/3$ всієї світлової енергії) та послаблення решти дифракційних порядків (зокрема яскравого нульового порядку дифракції). Це дає змогу істотно підвищити світлосилу дифракційної ґратки.

Фазові ґратки також можуть бути відбивними або пропускними. Ідеальні відбивні ґратки викликають лише періодичну зміну фази та не приводять до жодних змін амплітуди. Нарешті, можна створити і ґратки, здатні одночасно змінювати і амплітуду, і фазу світла. Такі ґратки називають *амплітудно-фазовими*. На практиці ґратки, виготовлені нанесенням штрихів на скло, фактично є амплітудно-фазовими.

Коротко опишемо *дифракційну картину*, одержану на екрані, якщо плоска монохроматична світлова хвиля падає по нормалі на ґратку. Це випадок дифракції Фраунгофера (див. рис. 5). За принципом Гюйгенса–Френеля, вторинні хвилі поширюються від усіх k щілин ґратки під різними кутами. Оберімо для розгляду лише ті промені, що виходять з лівого краю різних щілин ґратки під деяким кутом φ . Їхня оптична різниця ходу становить $\Delta = (a + b)\sin \varphi$. Якщо величина Δ дорівнює парній кількості півхвиль, то амплітуда A_φ хвилі в точці M на екрані, де лінза L збирає промені, дорівнюватиме сумі амплітуд хвиль від усіх щілин: $A_\varphi = kA$, де k – загальна кількість щілин ґратки і A – амплітуда хвилі, що поширюється від однієї щілини. Відповідно, для інтенсивності сумарної світлової хвилі маємо

$$I_\varphi \sim k^2 I,$$

де I – це інтенсивність, створена в напрямку φ однією щілиною. Відповідно, дифраговане на ґратці світло має в k^2 вищу інтенсивність, порівняно зі світлом, дифрагованим на одній щілині!

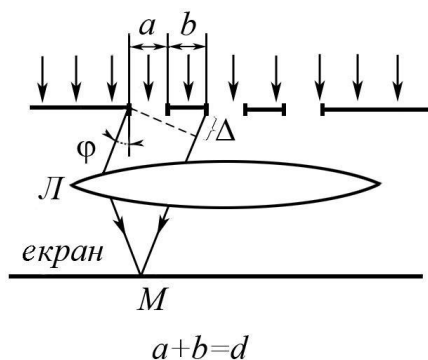


Рис. 5. Дифракція світла у разі нормального падіння плоскої світлової хвилі на дифракційну ґратку: L – лінза, M – деяка точка на екрані, $a + b = d$ – період ґратки, φ – кут дифракції, Δ – оптична різниця ходу між променями, що виходять від лівого краю сусідніх щілин.

З наведеного вище аналізу одержуємо умову дифракційного максимуму, яку запишемо як $(a + b)\sin \varphi = 2m(\lambda/2)$ або

$$d \sin \varphi = m\lambda. \quad (14)$$

Тут $d = a + b$ – це період ґратки, а число m визначає порядок дифракційного максимуму. Умова (14) визначає положення головних максимумів інтенсивності. Формулу (14) ще називають *формулою ґратки*.

Інтенсивність світла I_φ , яке поширюється після дифракції на ґратці під кутом φ до нормалі, визначається виразом

$$I_\varphi = I_0 \left(\frac{\sin u}{u} \right)^2 \left(\frac{\sin(k\delta)}{\sin \delta} \right)^2, \quad (15)$$

де I_0 – інтенсивність світла, що падає на ґратку, $u = (\pi b/\lambda)\sin \varphi$ і $\delta = (\pi d/\lambda)\sin \varphi$. Отже, картину дифракції на ґратці можна умовно розглядати результатом двох процесів: дифракції світла на кожній окремій щілині та інтерференції світлових хвиль, дифрагованих на всіх щілинах.

3. ПОРЯДОК ВИКОНАННЯ РОБОТИ

I. Визначити довжину хвилі лазерного світла із даних вивчення інтерференції на щілинах Юнга

1. Складіть оптичну схему досліду Юнга (рис. 2). Оскільки в цій роботі як джерело світла використовують лазер, то перший екран *A* не потрібен. Встановіть екран *C* вкінці столу перпендикулярно до лазерного променя. Одержіть на екрані інтерференційну картину від щілин Юнга.

2. Штангенциркулем виміряйте відстань x між кількома інтерференційними смугами в центрі інтерференційної картини. Знайдіть період інтерференційної картини Δx за формулою

$$\Delta x = x / N,$$

де N – кількість інтерференційних смуг, відстань між якими ми вимірюємо.

3. Виміряйте відстань l між щілинами Юнга *B* і екраном *C*.

4. Знайдіть довжину хвилі λ світла з виразу, який випливає з формули (7):

$$\lambda = d\Delta x / l,$$

де d – відстань між щілинами Юнга. Згідно з паспортними даними щілин Юнга, ця відстань дорівнює $d = 0.1$ мм.

5. Порівняйте одержане значення довжини хвилі λ із паспортними даними гелій-неонового лазера ($\lambda = 633$ нм).

II. Визначити ширину вузької щілини з даних дослідження дифракції світла на ній

1. Складіть оптичну схему, зображену на рис. 6.

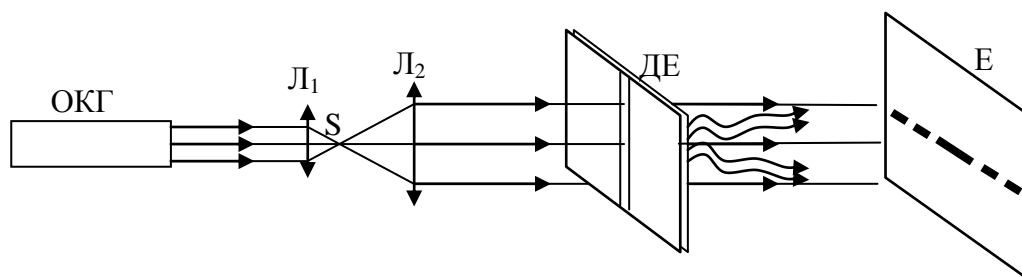


Рис. 6. Схема вивчення дифракції Фраунгофера на щілині: ОКГ – лазер; L_1 і L_2 – лінзи, ДЕ – дифракційний елемент (вузька щілина); Е – екран.

2. У напрямку поширення світла встановіть лінзи L_1 і L_2 і екран Е. Переміщуючи лінзу L_2 , одержіть широкий паралельний світловий пучок.

3. Уведіть у світловий пучок дифракційний елемент ДЕ. Це вузька щілина з паралельними краями – елемент 2.2 зі стандартного лабораторного набору.

4. Пересуваючи в невеликих межах екран Е, одержіть чітку дифракційну картину на ньому.

5. Лінійкою виміряйте відстань L від вузької щілини ДЕ до екрана Е.

6. Штангенциркулем виміряйте відстань $x^{(1)}$ між першими мінімумами інтенсивності в дифракційній картині на екрані, які відповідають порядкам дифракції $m = +1$ і $m = -1$.

7. Виконайте такі самі вимірювання для п'яти різних відстаней L . Занесіть всі дані вимірювань у таблицю:

№	L , мм	$x^{(1)}$, мм	a , мм
1			
2			
3			
4			
5			
Середнє			

8. Із геометричних міркувань легко одержати два кути дифракції світла $\theta_{\min}^{(1)}$, для яких виконуються умови дифракційних мінімумів (11) при $m = \pm 1$. Враховуючи, що ці кути $\theta_{\min}^{(1)}$ малі, маємо

$$\theta_{\min}^{(1)} \approx x^{(1)}/(2L) = \lambda/a, \quad (16)$$

де λ – довжина світлової хвилі, L – знайдена експериментально відстань і a – шукана ширина щілини.

За даними вимірювань для кожної з обраних п'яти відстаней L обчисліть ширину щілини a за формулою, що випливає з формули (16):

$$a = 2\lambda L/x^{(1)}. \quad (17)$$

Для довжини хвилі лазерного випромінювання візьміть значення $\lambda = 633$ нм.

9. Знайдіть середнє значення ширини щілини \bar{a} для п'яти відстаней L .

10. Порівняйте обчислену величину \bar{a} із даними, наведеними в технічному описі стандартного набору дифракційних елементів.

III. Визначити період дифракційної ґратки

1. Установіть лазер так, щоб лазерний пучок був скерований у бік від спостерігачів.

2. Безпосередньо за лазером поставте обмежувальну діафрагму діаметром 1.2–1.5 мм для того, щоб «очистити» лазерний пучок від розсіяного світла.

3. Установіть екран перпендикулярно до напрямку поширення пучка.

4. Уведіть дифракційну ґратку в лазерний пучок на деякій відстані L від екрана. Виставте площину ґратки перпендикулярно до лазерного променя.

5. Виміряйте відстань L від дифракційної ґратки до екрана, а також відстань X_m на екрані між будь-якими двома дифракційними максимумами з однаковими номерами m (наприклад ± 1 або ± 2).

6. Із геометричних міркувань випливає формула $\text{tg } \varphi_m = X_m/(2L)$. Звідси за результатами вимірювань L і X_m обчисліть кут дифракції φ_m :

$$\varphi_m = \text{arctg}[X_m/(2L)]. \quad (18)$$

7. Маючи кут дифракції φ_m , довжину хвилі лазерного випромінювання ($\lambda = 633$ нм) і порядок дифракції m , розрахуйте період дифракційної ґратки d із формули ґратки (14):

$$d = m\lambda/\sin \varphi_m. \quad (19)$$

8. Виконайте пункти 5–7 цього завдання для п'яти різних відстаней L від дифракційної ґратки до екрана. Усі дані вимірювань занесіть у таблицю:

№	L , мм	X_m , мм	φ_m , град	d , мм	N , мм ⁻¹
1					–
2					–
3					–
4					–
5					–
Середнє					

9. Знайдіть середнє значення періоду ґратки \bar{d} для цих п'яти відстаней L . Згідно з формулою (13) на основі одержаної величини \bar{d} розрахуйте кількість щілин N ґратки, які припадають на 1 мм:

$$N = 1/\bar{d} \text{ [мм]}. \quad (20)$$

10. Порівняйте величину N із паспортними даними дифракційної ґратки.

IV. Визначити довжину хвилі лазерного світла за допомогою дифракційної ґратки

1. Установіть іншу дифракційну ґратку, період d якої повідомить викладач. Виконайте пункти 1–6 із попереднього завдання III. Занесіть дані вимірювань у таблицю:

№	L , мм	X_m , мм	φ_m , град	λ , нм
1				
2				
3				
4				
5				
Середнє				

2. На основі формули

$$\lambda = d \sin \varphi_m / m \quad (20)$$

розрахуйте довжину хвилі λ лазерного світла. Для цього в формулу (20) підставте обраний Вами порядок дифракції m , одержаний експериментально кут φ_m і вказаний викладачем період ґратки d .

3. Порівняйте одержане значення довжини хвилі λ із технічними характеристиками лазера ($\lambda = 633$ нм).