Розрахунок інтерференції хвиль когерентних джерел

Розглянемо результат інтерференції хвиль двох джерел S_1 та S_2 , віддалених на відстань d один від одного, в точці A, яка розташована на відстані l від центра проекційного екрану, віддаленого на L від середини відрізка d (див. мал.). Когерентними джерелами можуть бути, як дійсні (лазерні), так і уявні (отримані попередньо розглянутими методами).

Нехай кут φ визначає напрямок, під яким спостерігається точка A, Δr – різниця ходу хвиль до точки сходження. Для малих кутів

$$\Delta r \approx d \sin\varphi \approx d\, \mathrm{tg}\varphi \text{ (}\textit{наближення Фраунгофера}\text{)},$$

$$\mathrm{tg}\varphi = l / L,$$

$$\Delta r \approx l d / L.$$

Умова інтерференційного мінімаксу визначається числом довжин хвилі m, яке вкладається на різниці ходу

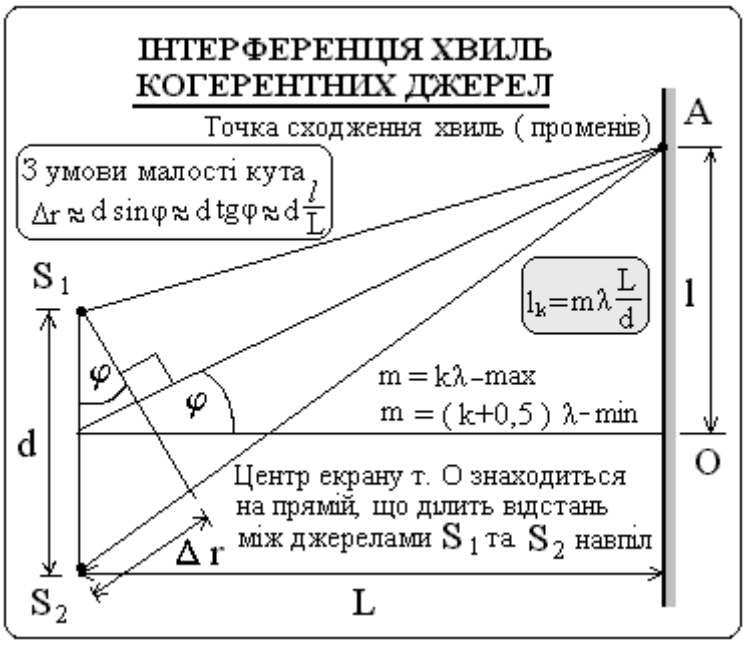
$$\Delta r = m \lambda,$$

де m = k – для випадку інтерференційного максимуму, m = k+0,5 – для випадку інтерференційного мінімуму. Після підстановки різниці ходу отримаємо для k – того мінімаксу (мінімуму, або максимуму)

$$L_k\, d / L = m \lambda$$

Можна знайти, на якій відстані від центра екрану спостерігається k-та точка minimax'у інтерференції

$$l_k = m L \lambda / d.$$



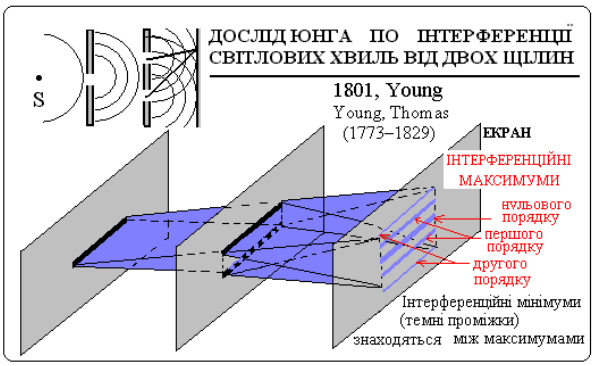
При k = 0 матимемо максимум нульового порядку, який спостерігатиметься по центру екрана. Симетрично, по бокам від нього спостерігатимуться максимуми та мінімуми першого та вищих порядків, які відповідають k = 1, 2, ... і т.д..

Здійснення інтерференції внаслідок поділу фронту та амплітуди

Інтерференція внаслідок поділу фронту здійснюється завдяки зведенню та інтерференції вторинних хвиль від дільниць одного і того ж фронту.

1. Дослід Юнга

Розглянемо сферичний фронт хвилі від точкового джерела , що падає на екран, в якому зроблені два отвори. Через отвори проходять вторинні хвилі, які є когерентними і можуть інтерферувати.



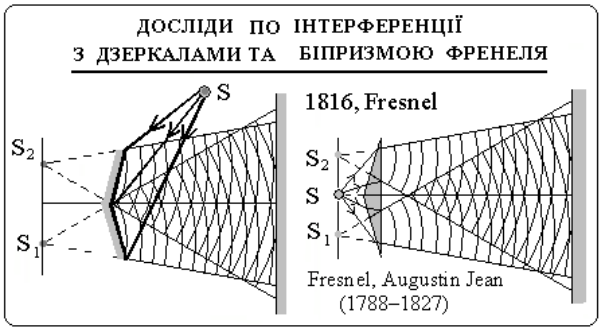
Саме таким методом, здійснюється інтерференція в досліді вперше здійсненому в 1801 р. Юнгом (Young) Дослід з щілинами Юнга можна здійснити утворивши достатньо малі отвори та забезпечивши достатньо малу відстань між ними у другому тіньовому екрані.

Якщо лезом бритви прорізати дві вузькі щілини на відстані півміліметра одна від одної і, тримаючи листок поблизу ока , подивитись через щілини на джерело світла, то можна побачити веселкові смуги. Таке спостереження відтворює умови класичного досліду Томаса Юнга по спостереженню явища інтерференції.

2. Бідзеркало та біпризма Френеля

Поділ фронту можна здійснити на основі явища відбивання світла за допомогою дзеркал Френеля. Якщо взяти два суміщені плоскі дзеркала, площини яких утворюють кут φ близький до 0, і освітити їх точковим джерелом, то відбиті світлові хвилі утворять інтерференційну картину. Зображення джерела в дзеркалах відіграватимуть роль близьких уявних когерентних джерел світла.

Біпризма Френеля дає можливість здійснити поділ фронту на основі явища заломлення світла. При падінні світлової хвилі падає на дві тонкі призми, з'єднані основами, відбувається розділення фронту на дві частини, які сходяться та інтерферують. В обох зазначених випадках розрахунок проводиться за формулами для уявних джерел.



Інтерференція внаслідок поділу амплітуди спостерігається зокрема на тонких прозорих плівках.

При розрахунку такої інтерференції виникає необхідність врахування довжини хвилі при поширенні в середовищах з різним показником заломлення. Враховуючи, що швидкості хвилі в попередньому та наступному середовищі пов'язані з відносним показником заломлення співвідношенням

$$\frac{v_1}{v_2} = n_{2,1},$$

та збереження частоти хвилі при переході в інше середовище, зв'язок довжин хвилі в попередньому та наступному середовищі λ та λ' запишеться

$$\lambda^1 = \frac{\lambda}{n_{2,1}}.$$

Тому умова minimax'у в середовищі запишеться

$$\Delta r = m \lambda^{|}$$

або

$$n_{2,1} \Delta r = m \lambda$$

З останнього випливає зручність розгляду так званої оптичної різниці ходу

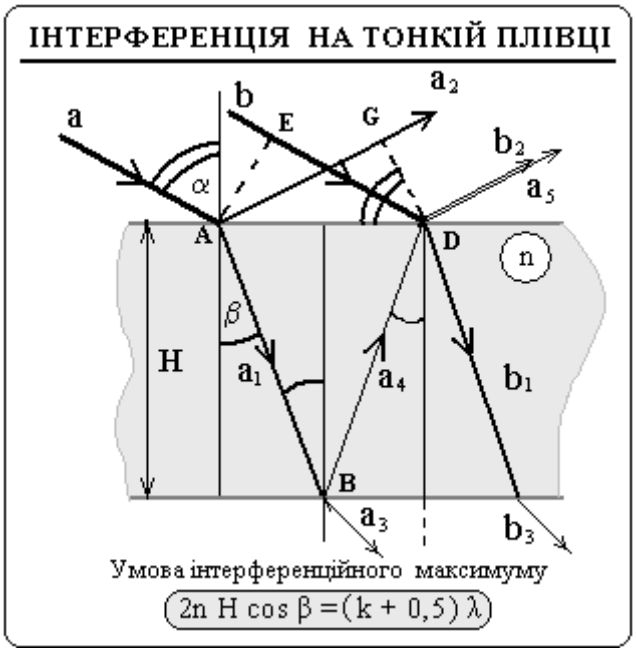
$$\delta r = n \Delta r,$$

де оптичним ходом δr названо добуток геометричного ходу хвилі r на показник заломлення середовища, в якому поширюється хвиля n.

З цим умова мінімаксу набуде вигляду

$$\delta r = m \lambda.$$

3. Інтерференція на тонких плівках



Світлова хвиля, яка падає на прозору плівку товщиною в декілька довжин хвилі, частково відбивається від верхньої та нижньої грані. В результаті цього з боку джерела утворюються дві когерентні хвилі, енергія яких є частиною енергії первинної хвилі, і які здатні інтерферувати.

Результат такої інтерференції можна спостерігати у відбитому світлі на тонких плівках прозорої речовини у вигляді веселкових смуг. Такими плівками можуть бути плями масла або бензину на поверхні води, чи асфальту, стінки мильної чи скляної бульбашки. Подібний ефект дає і тонкий шар повітря чи рідини, наприклад, між скляними пластинками. Веселкові смуги можна побачити і в місці склейки скляних поверхонь.

Інтеференційна картина може спостерігатися як у відбитому, так і в прохідному світлі.

Оскільки енергія хвилі пропорційна квадрату амплітуди, то *така інтерференція відбувається внаслідок поділу амплітуди.*

Ефект спостереження цієї інтерференції залежить від акомодації ока.

а) *Око акомодовано на безмежність*. В такому випадку спостерігається інтерференція частково відбитих променів a_2 та a_5 (див. мал.).

б) Око акомодовано на відстань до поверхні плівки. В такому випадку спостерігається інтерференція променів a_5 та b

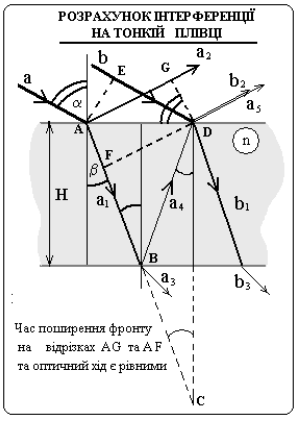
Результат інтерференції визначається оптичною різницею ходу цих променів, з врахуванням того, що при першому відбиванні променя а втрачається половина довжини хвилі.

$$\delta r = n_2 (AB + BD) - n_1 AG \pm 0{,}5\lambda,$$

де n_1,n_2 – показники заломлення середовищ, а G – основа перпендикуляра опущеного з D на AG.

Знак (–) відповідає випадку $n_2 > n_1$. При цьому втрата півхвилі відбудеться в точці А початкового падіння променя. Знак (+) відповідає випадку $n_2 < n_1$.. Втрата половини хвилі відбудеться в точці В.

Виразимо різницю ходу через кут заломлення



$$AB = BC = \frac{H}{\cos\beta},$$

$$AG = AD \sin\alpha = 2H \operatorname{tg}\beta \sin\alpha = 2H \operatorname{tg}\beta\, n_1 \sin\beta,$$

$$AG = \frac{2n_1 H}{\cos\beta}\sin^2\beta,$$

$$\delta r = \frac{2nH}{\cos\beta}(1-\sin^2\beta) \pm \frac{\lambda}{2} = 2nH\cos\beta \pm \frac{\lambda}{2}.$$

Умовою максимуму є

$$\delta r = k\lambda \ (k = 0; \pm 1; \pm 2; ...)$$

Ця умова для даного випадку запишеться

$$2n H \cos\beta = (k + 0{,}5)\lambda$$

В результаті даної інтерференції утворюються інтерференційні смуги мінімуму та максимуму, спостережувані під певним кутом, які локалізуються в безмежності. Смуги змінюються при зміні кута спостереження. Такі смуги називають *смугами рівного нахилу*.

Якщо інтерференція здійснюється на клині, то зміна смуг може бути викликана зміною місця спостереження, тобто товщини спостережуваної дільниці. Такі смуги називаються *смугами рівної товщини.*

Зауваження

Отриману в попередньому розгляді різницю ходу можна знайти виконавши додаткову побудову. Продовживши заломлений промінь до точки C – точки перетину цього променя з перпендикуляром опущеним з точки D, отримаємо прямокутний трикутник DFC. Час поширення фронту на відрізках AG та AF, отже, і оптичний хід буде рівним. Тому з трикутника DFC матимемо геометричний хід

$$\Delta r == 2H\cos\beta,$$

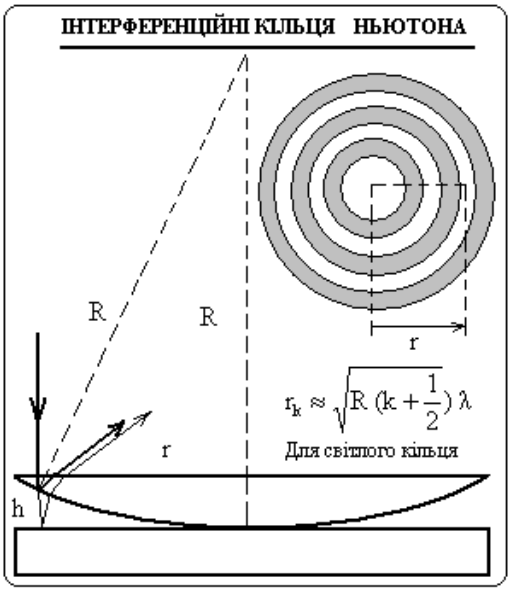
і для оптичного ходу, з врахуванням втрати половини хвилі при відбиванні, матимемо

$$\delta r == 2nH\cos\beta \pm \frac{\lambda}{2}.$$

4. Кільця Ньютона

Смуги рівної товщини утворюються при освітленні двох сферичних поверхонь неоднакової кривизни приведених в дотик. Смуги, що утворюються, являють собою кільця, які називаються *кільцями Ньютона.* Такі кільця утворюються зокрема при накладанні лінзи на плоскопаралельну пластинку.

В названому випадку інтерферують хвилі (промені) часткового відбиті від верхньої та нижньої границь повітряного проміжку. Геометрична різниця ходу становить подвійну товщину повітряного клина в місці інтерференційного екстремуму. Оптична різниця більша на півхвилі в зв'язку з відбиванням відстаючого променя від пластинки.



Умовою мінімаксу буде

$$2h + 0{,}5\lambda = m\lambda$$

Ціле число m = k визначає місцезнаходження максимуму (світлого кільця), що відповідає

$$2h = (k + 0{,}5)\,\lambda$$

Товщину повітряного проміжку h легко пов'язати з радіусом кривизни лінзи R та радіусом інтерференційного світлого кільця r

За теоремою Піфагора

$$r^2 = R^2 - (R - h)^2 = 2Rh + h^2$$

Нехтуючи h^2, отримаємо

$$r \approx \sqrt{2Rh}$$

Для k – того світлого кільця

$$r_k \approx \sqrt{R\,(k+\frac{1}{2})\,\lambda}$$