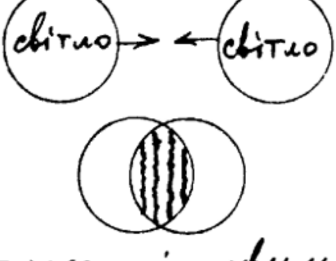
Інтерференція світла.

Основні поняття та дослідні данні

Інтерференція – хвильове явище. Ньютон: світло – потік корпускул (частинок).

І-ція досить тонке фіз. явище, яке в побутовому житті зустрічається не часто. В побуті відомі більше явища, які підпадають під закон складання (додавання) інтенсивностей (принцип суперпозиції): приклад з двома лампочками.

Принцип спостереження І-ції: два однорідних світлових пучка, які зводяться на екрані, утворюють систему темних і світлих смуг – інтерф. картину

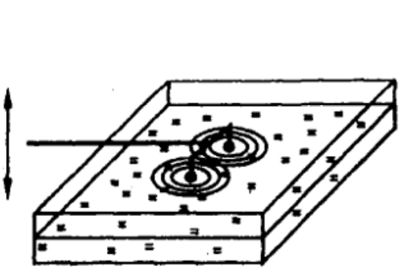


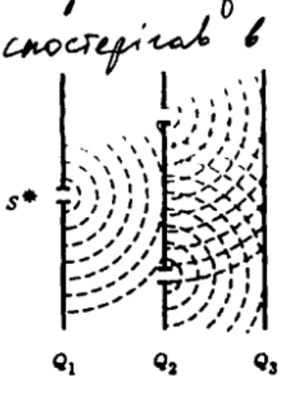
Світло + світло = темнота

В цьому випадку – джерела залежні, пов'язані між собою – когерентні

Інтерференцію хвиль на воді спостерігали завжди

Ін-цію світла вперше спостерігав в 1801 р Юнг





Інтерференція світла

І. – додавання хвиль, при якому порушується закон незалежності світлових променів (закон суперпозиції): $I \neq I_1 + I_2$. В одних випадках $I > I_1 + I_2$, в інших – $I < I_1 + I_2$.

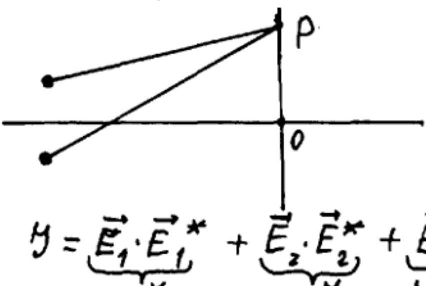
Умови, що необхідні для спостереження интерференції в оптичному діапазоні:

1) однакова поляризація, але щоб кут між векторами $\vec{E}_1$ та $\vec{E}_2$ хвиль, що складаються, $-\alpha \neq \frac{\pi}{2}$;

2) промені повинні бути когерентними, тобто різниця фаз $\Delta\varphi = const$ на протязі всього часу спостереження інтерф. картини;

3) амплітуди хвиль, що інтерферують, бажано, були б однаковими.

Інтерференція двох хвиль: $\vec{E}_1 = \vec{E}_{01}(r) \cdot e^{i(\omega t - \vec{k}_1 \vec{r})}$ та
(хвилі сферичні: $E_0(r)$) $\quad \vec{E}_2 = \vec{E}_{02}(r) e^{i(\omega t - \vec{k}_2 \vec{r})}$



$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2$ – принцип суперпозиції

$I = E \cdot E^*$, де E^* – комплексно спряжена до E величина:

$$z = \rho e^{i\varphi}, \quad z^* = \rho e^{-i\varphi}$$

$$I = \underbrace{\vec{E}_1 \cdot \vec{E}_1^*}_{I_1} + \underbrace{\vec{E}_2 \cdot \vec{E}_2^*}_{I_2} + \underbrace{\vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2^* + \vec{E}_2 \vec{E}_1^*}_{\text{інтерференц. член}} \quad (1)$$

$\vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2 = E_1 \cdot E_2 \cos \widehat{\vec{E}_1 \vec{E}_2}$. Якщо кут $\alpha = \frac{\pi}{2}$, то $I = 0$. Тому взаємно перпендикулярно поляризовані хвилі не інтерферують.

Інтерфер. член $\vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2^* + \vec{E}_2 \cdot \vec{E}_1^* = \vec{E}_{01} \cdot \vec{E}_{02} e^{i(\vec{k}_2 \vec{r}_2 - \vec{k}_1 \vec{r}_1)} + \vec{E}_{01} \cdot \vec{E}_{02} e^{i(\vec{k}_1 \vec{r}_1 - \vec{k}_2 \vec{r}_2)} = 2\vec{E}_{01} \cdot \vec{E}_{02} \cos(\vec{k}_1 \vec{r}_1 - \vec{k}_2 \vec{r}_2)$

$\frac{e^{i\varphi} + e^{-i\varphi}}{2} = \cos\varphi$ – формула Ейлера

$\vec{k} \cdot \vec{r} = \varphi$ – фаза

$\vec{k}_2 \vec{r}_2 - \vec{k}_1 \vec{r}_1 = \varphi_2 - \varphi_1$ – різниця фаз

Око і фотоприймачі – інерційні: 0.1с та 10^{-10}с, відпов.
Опт. частота $f \cong 10^{14}$ Гц $\Rightarrow$ Вираз (1) треба усереднювати:

$$\langle J \rangle = \langle J_1 \rangle + \langle J_2 \rangle + 2\sqrt{\langle J_1 \rangle \langle J_2 \rangle} \cdot \cos(k_2 r_2 - k_1 r_1)$$

Якщо різниця фаз $(\varphi_2 - \varphi_1)$ змінюється у часі, то $\langle \cos(\varphi_2 - \varphi_1) \rangle = 0$ і інтерференція не спостерігається.

Тобто необхідна умова для інтерфер.: $\varphi_2 - \varphi_1 = const$

$$k_2 r_2 - k_1 r_1 = const \Rightarrow \frac{2\pi}{\lambda_0}(n_2 r_2 - n_1 r_1) = \Delta\varphi$$

$(n_2 r_2 - n_1 r_1)$ – опт. різниця ходу

Якщо $n_1 = n_2$, то $\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda_0} \cdot n(r_2 - r_1)$. Зміна $(r_2 - r_1)$ в результаті нагріву, вібрації тощо дають залежність $\Delta\varphi$ від часу, роблять інтерф. неможливою.

Позначимо: $\frac{r_2 \cdot n_2 - r_1 n_1}{\lambda} = m$ – порядок інтерференції $\quad m = \frac{\Delta}{\lambda}$

Величина m показує, скільки довжин хвиль (λ) вміщується в опт. різницю ходу.

Якщо $\Delta = m \cdot \lambda = 2m\frac{\lambda}{2}$ або $\Delta\varphi = 2\pi \cdot m \Big\}$ умова max

(де $m = 0, 1, 2, \ldots$), то $J = J_1 + J_2 + 2J_1^{1/2} \cdot J_2^{1/2} = J_{max}$

Якщо $\Delta = (2m+1)\frac{\lambda}{2}$ або $\Delta\varphi = (2m+1)\pi, \Big\}$ умова min

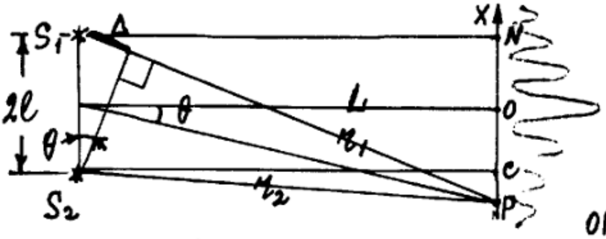
то $J = J_1 + J_2 - 2\sqrt{J_1 \cdot J_2} = J_{min}$

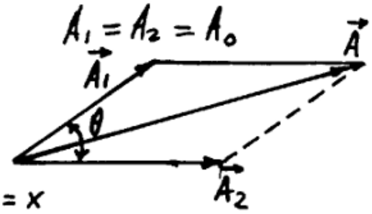
Коли $n_1 \cdot r_1 = n_2 r_2$ (або $\Delta\varphi = 0$), то шляхи називають таутохронними: світло по шляхам, які не рівні геометрично, розповсюджуються за рівні проміжки часу.

Контрастність інтерфер. картини х-ється функцією видності

$$\boxed{V = \frac{J_{max} - J_{min}}{J_{max} + J_{min}} = \frac{4\sqrt{J_1 \cdot J_2}}{2(J_1 + J_2)} = \frac{2\sqrt{J_1 \cdot J_2}}{J_1 + J_2}}$$

Розподіл інтенсивності світла в інтерфер. картині





$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1\cdot A_2\cos\delta \qquad \delta = \varphi_2 - \varphi_1 = k_2 r_2 - k_1 r_1$$

1) Якщо $\langle\cos\delta\rangle = 0$ – фаза неперервно змінюється, то коливання некогерентні і $J = J_1 + J_2$

2) Якщо $J = J_1 + J_2 + 2\sqrt{J_1\cdot J_2}\cdot\cos\varphi$ коливання когерентні і інтерфер. картина спостерігається.

$$J = A^2 = 2A_0^2 + 2A_0^2\cdot\cos\varphi = 2A_0^2(1+\cos\varphi) =$$

$$= 4A_0^2\cdot\cos^2\frac{\varphi}{2}, \text{ де } \varphi = k\cdot\Delta = \frac{2\pi}{\lambda}\cdot\Delta$$

Із рис. видно, що $\sin\theta = \Delta/2l$, або $\theta \approx \Delta/2l$

$$\Delta = 2l\cdot\theta = 2l\frac{x}{L} \qquad \left(\frac{x}{L} = tg\,\theta\right)$$

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda}\cdot\Delta = \frac{2\pi}{\lambda}\cdot\frac{2l\cdot x}{L} \qquad \eta = \frac{\pi\cdot 2l}{L\cdot\lambda}$$

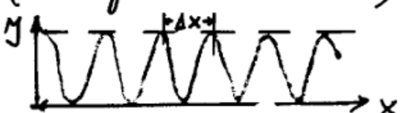
Тоді $A^2 = 4A_0^2\cos^2\frac{\varphi}{2} = 4A_0^2\cos^2\frac{2l\cdot x\cdot 2\pi}{2\cdot L\cdot\lambda} = 4A_0^2\cos^2\eta x$

Через те, що $J \sim A^2$ $\qquad \boxed{J = J_0\cos^2\eta\cdot x}$

J_0 – інтенс. в max

Інтенсивність в min $J_{min} = 0$.

Отримано ідеалізований (теоретичний) розподіл інтенсивності $J(x)$, який відрізняється від реального (експериментального).



$\Delta PS_2C:\ r_2^2 = L^2 + (x-l)^2$

$\Delta PS_1N:\ r_1^2 = L^2 + (x+l)^2$

$r_1^2 - r_2^2 = 4l\cdot x = \Delta\cdot 2L \qquad r_1^2 - r_2^2 = \underbrace{(r_1 - r_2)}_{\Delta}\cdot\underbrace{(r_2 + r_1)}_{\approx 2L}$

$$\boxed{x = \Delta\cdot L/2l}$$

$$\boxed{\Delta = \frac{2l\cdot x}{L}}$$

Ширина інтерференційної смуги

В точці з координатою x на екрані буде max, коли $\Delta = m \cdot \lambda$. Відстань від центра інтерф. картини до максимуму m-го порядку $x_m = \frac{m \cdot \lambda \cdot L}{2\ell}$

Відстань між максимумами:

$$\boxed{\Delta x = \frac{x_m}{m} = \frac{L \cdot \lambda}{2\ell}}$$ „Правило трьох „Л""

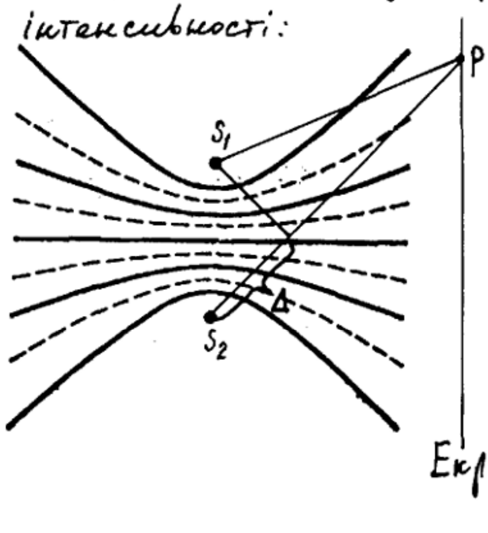
Δx – ширина інтерф. смуги ≡ відстань між сусідніми max (або min).

ℓ – мале, L – велике $\Rightarrow \frac{\ell}{L} \approx \theta$ $\boxed{\Delta x = \frac{\lambda}{\theta}}$

Якщо $L = 1$ м; $\lambda = 500$ нм, $2\ell = 1$ мм, то $\Delta x = 1$ мм

Зауваження 1: Центральний max ($m = 0$) буде ахроматичним (незабарвленим): хвилі з різними λ приходять в т. P в однакових фазах ($\Delta = 0$).

Зауваження 2: Визначимо геом. місце точок, де $r_2 - r_1 = \Delta = const$ (поверхні максимальної (мінім.) інтенсивності:



Це – гіперболи (в просторі – гіперболоїди) з фокусами в т. S_1 та S_2

Суцільні лінії – геом. місце розміщення max, штрихові – min.

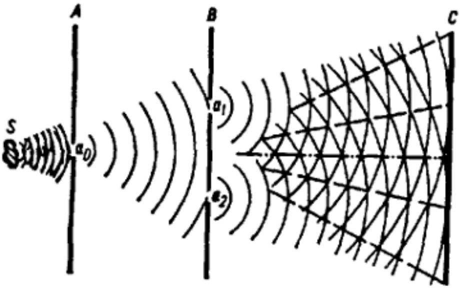
Двопроменева інтерференція

1. Класичні схеми спостереження інтерференції методом поділу фронту хвилі. (Інтерференція Френеля)

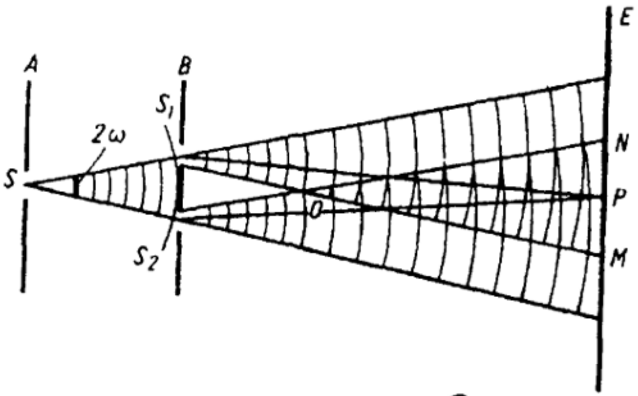
Точкове джерело дає хвилю із сферичним фронтом, якій поділяється на 2, щоб потім об'єднатись для інтерференції.

Придатний тільки для достатньо малих джерел світла, які наближено можна вважати точковими.

Дослід Юнга

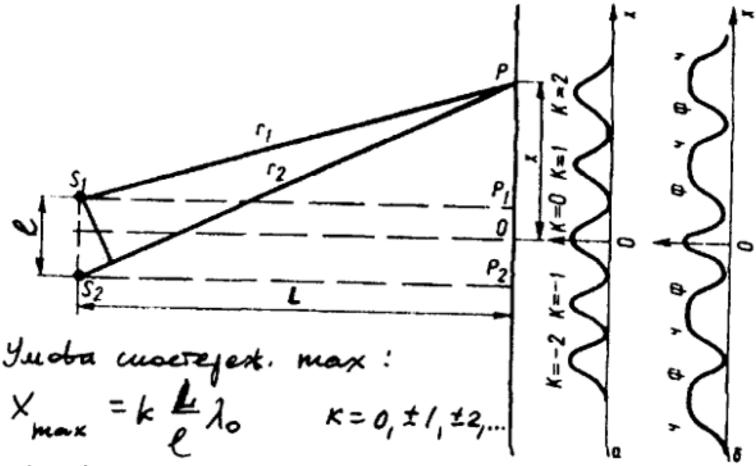


Додаткових лінз для спостереження інтерференц. картини не потрібно



Ділянка перекриття когерентних променів від S_1 та S_2 називають полем інтерференції

1) Інтерфер. картина спостерігається в будь-якій точці поля інтерфер.
2) Монохр. світло збільшує чіткість (контраст) інтерференційних смуг.
3) При збільшенні щілини S збільшується освітленість але зменшується контраст інтерф. картини.



$\Delta = r_2 - r_1 = $
$= \frac{x \cdot l}{L}$

Умова спостереж. max:

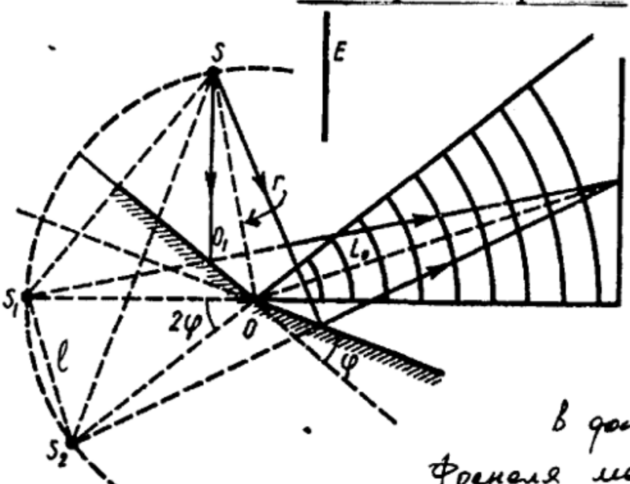
$X_{max} = k \frac{L}{l} \lambda_0 \qquad k = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots$

Умова спостереж. min:

$X_{min} = (2k+1) \frac{L}{l} \cdot \frac{\lambda_0}{2}$

Ширина інтерф. смуги $\Delta X = X_{min}(k+1) - X_{min}(k) = \frac{L}{l} \cdot \lambda_0$

Бідзеркало Френеля



S_1, S_2 – уявні (віртуальні) джерела

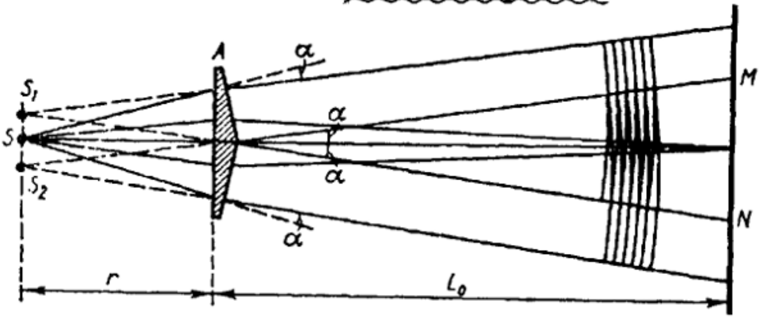
Ширина інтерф. смуги

$\Delta y = \frac{L}{l} \cdot \lambda = \frac{L_0 + r}{l} \cdot \lambda \approx \frac{L_0 + r}{2\varphi \cdot r} \cdot \lambda$

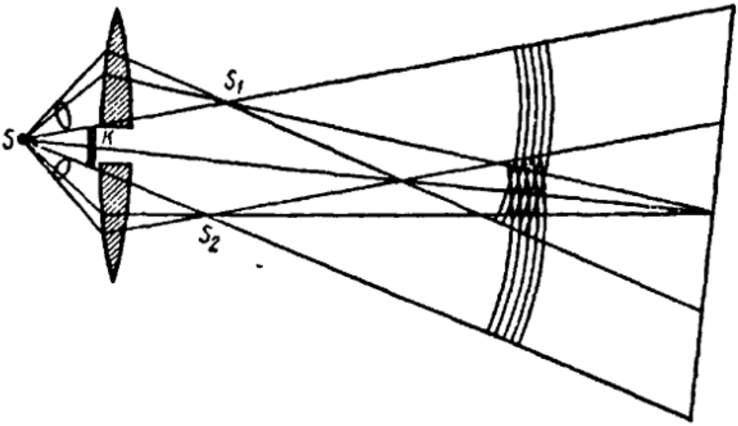
В дослідах з бідзеркалом Френеля можна визначити λ:

$$\lambda = \frac{2\varphi \cdot r \cdot \Delta y}{L_0 + r}$$

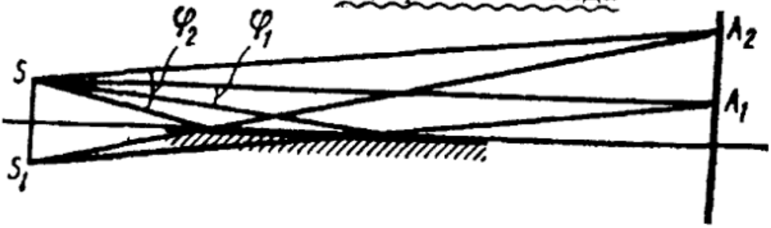
Призма Френеля



Білінза Бійе

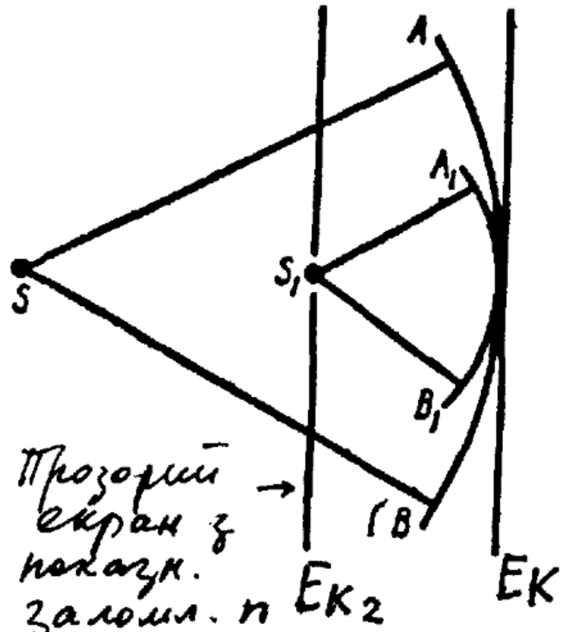


Дзеркало Ллойда



Кут падіння обирається дуже близьким до 90°, щоб відстань між когерентними джерелами була невеликою.
S – дійсне джерело;
S_1 – віртуальне джерело.

Метод Вінника



Різниця ходу для променів, які проходять через прозорий екран, та променів, які проходять через отвір, $\Delta = d(n-1)$

де d - товщина екрану Ек1

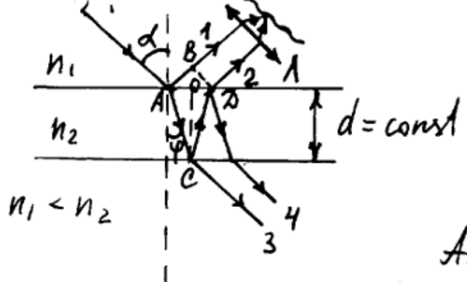
Перекриття відбувається в усій області між вторинним джерелом S_1 та екраном Ек2.

Інтерф. картина спостерігається весь час при переміщенні екрана Ек2 паралельно самому собі: інтерфер. картина - нелокалізована.

2. Методи одержання когерентних променів поділом амплітуди. (Інтерф. Ньютона)

Ці методи полягають у поділі світлового пучка напівпрозорими поверхнями, які частково відбивають і частково пропускають світло.
Вони придатні як для точкових джерел, так і для джерел скінченних розмірів.

1) Криві рівного нахилу (інтерфер. від плоскопаралельної пластини)



Лінза Λ – таутохронна (не вносить додаткової різниці ходу)

Промені 1 та 2 – когерентні (як і 3 та 4)
Але промені 3 та 4 сильно відрізняються за інтенсивністю

$$\Delta_{21} = \Delta = n_2(AC + CD) - n_1 \cdot AB - \frac{\lambda}{2}$$

$$AC = CD = \frac{d}{\cos\varphi}; \qquad AB = AD \cdot \sin\alpha = 2AO \cdot \sin\alpha = 2d \cdot tg\,\varphi \cdot \sin\alpha$$

$$\Delta_{21} = \frac{2n_2 \cdot d}{\cos\varphi} - \frac{2dn_1 \cdot \sin\varphi \cdot \sin\alpha}{\cos\varphi} - \frac{\lambda}{2} = \qquad (1)$$

$$= \frac{2n_2 d(1-\sin^2\varphi)}{\cos\varphi} - \frac{\lambda}{2} = \boxed{2n_2 d\cos\varphi - \frac{\lambda}{2} = \Delta}$$

$\sin\alpha = \frac{n_2}{n_1}\sin\varphi$

Для монохр. світла. Умова спостер. max в інтерф. картині:

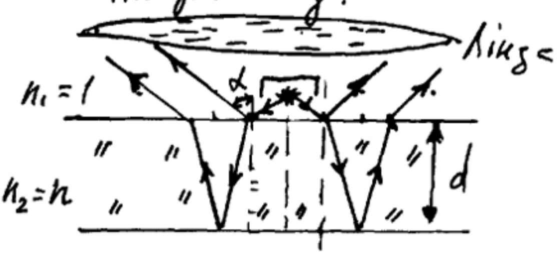
$$\Delta = 2m\frac{\lambda}{2} = m\lambda \quad \text{де } m = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots$$

Умова спостереж інтерф. min: $\Delta = (2m+1)\frac{\lambda}{2}$ (темна смуга)

(Необх. умова спостереж. інтерф. залишається тією ж: $\Delta < L_k = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda}$).
про це → пізніше

Із (1) видно, що Δ залежить від кута падіння світла на пластину („кута нахилу"). Тому при падінні на пластину світлового променя, що розходиться, утворюється інтерф. картина, яка називається „смугами рівного нахилу". (СРН)

Наприклад:



Зауваження:

$d = const$

1) Інтерф. картина у вигляді кілець. Кожному кільцю відповідає свій кут α.

2) СРН локалізовані в ∞: промені, що повинні інтерферувати — паралельні. Для спостереження СРН обов'язково потрібна лінза або око, акомодоване в ∞.

3) Формулу (1) можна записати не через кут заломл. φ, а через кут падіння α:

$$\Delta = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2\alpha} \pm \frac{\lambda}{2} \qquad (2)$$

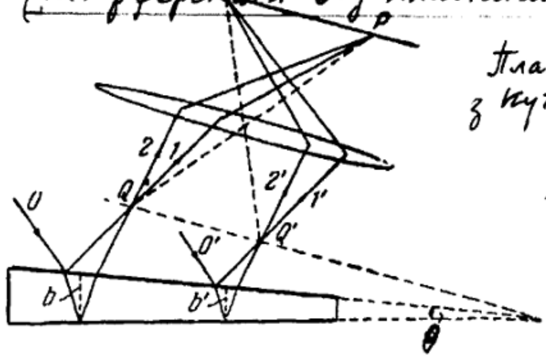
Якщо дослід проводиться не у повітрі, а у середовищі з показником заломлення n_0, то

$$\Delta = 2d\sqrt{n^2 - n_0^2\sin^2\alpha} \pm \frac{\lambda}{2} \qquad (3)$$

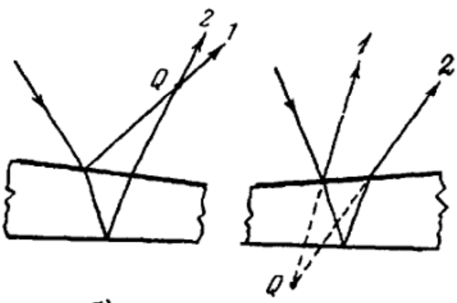
4) Знак „−" обирається, коли $n > n_0$

Знак „+" обирається, коли $n < n_0$

г) Криві (смуги, кільця тощо) рівної товщини.
(інтерференція від пластини змінної товщини)



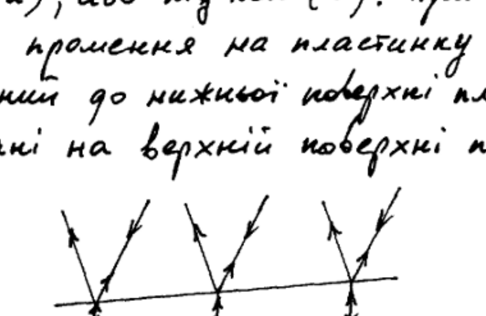
Пластина у вигляді клина з кутом при вершині θ. Промені 1, 2 та 1', 2', відповідно, інтерферують. При невеликих значеннях θ величину Δ можна знаходити за формулою (1), беручи за d товщину клину в місці падіння на нього променя.



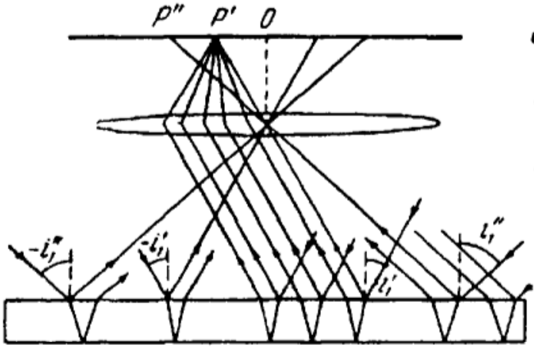
а) б)

Екран з точками спостереження інтерфер. картини P та P' розташований так, щоб він був спряженим з поверхнею, яка проходить через Q та Q'. Кожна із інтерфер. смуг утворюється за рахунок відбиття від місць пластинки, які мають однакову товщину. Тому – смуги рівної товщини (СРТ).

СРТ локалізовані поблизу пластинки: над нею (а), або під нею (б). При нормальному падінні променя на пластинку (промінь 2 перпендикулярний до нижньої поверхні пластинки) СРТ локалізовані на верхній поверхні пластинки.



Природа зафарбованості плівок нафти на поверхні води, мильних бульбашок, кольорів побіжалості. Порівняльний аналіз СРН та СРТ



СРН спостерігаються при освітленні плівок постійної товщини ($d = const$) розсіяним світлом, в якому містяться промені різних напрямків (кути падіння i змінюються в деяк. діап.).

СРН локалізовані в ∞.

СРТ спостерігаються при освітленні плівок несталої товщини паралельними променями світла ($i = const$). СРТ локалізовані поблизу поверхні плівки, а при норм. падінні світла – на поверхні плівки.

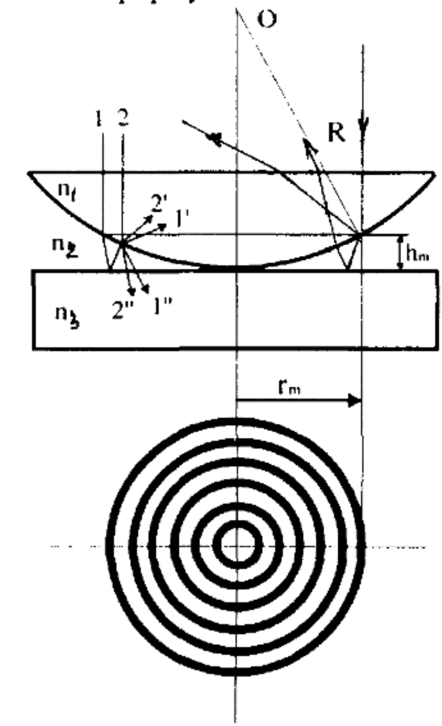
В реальних умовах змінюються як товщина так і кути i. В цих випадках спостерігаються криві (або смуги) змішаного типу.

Зауважимо, що інтерф. на плівках можна спостерігати не тільки у відбитому, але і в проходящому світлі.

Кільця Ньютона

Двопроменева інтерфернційна картина у вигляді концентричних кільцевих смуг (*кільця Ньютона*) може бути утворена за допомогою установки, схема якої представлена на рис.

Радіуси світлих і темних кілець Ньютона визначаються за такими формулами:



- В світлі, що відбивається:

$$r_m^l = \sqrt{\frac{R}{n_2}(2m-1)\frac{\lambda}{2}}\,; \qquad (1)$$

$$r_m^d = \sqrt{\frac{R}{n_2}m\lambda}\,; \qquad (2)$$

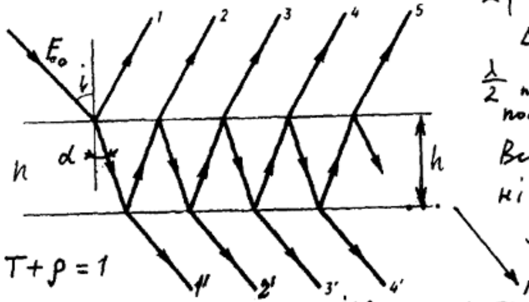
- В світлі, що проходить:

$$r_m^l = \sqrt{\frac{R}{n_2}m\lambda}\,; \qquad (3)$$

$$r_m^d = \sqrt{\frac{R}{n_2}(2m-1)\frac{\lambda}{2}}\,, \qquad (4)$$

де R – радіус кривизни поверхні лінзи; n_2 – показник заломлення середовища у зазорі між лінзою і пластиною; m = 1,2, . . . – порядковий номер кільця; λ – довжина хвилі монохроматичного світла.

Кільця Ньютона - частковий випадок кривих рівної товщини.



$$\Delta\varphi = k\cdot\Delta$$

$$\Delta = 2h\cdot\cos\alpha\cdot n$$

$\frac{\lambda}{2}$ „зникає" через подвійне відбиття

Всі отримані промені – когерентні (отримані із одного променя)

$T+\rho=1$

$\underline{E_0T}$ $\quad \underline{E_0T\rho e^{-i\Delta\varphi}}$ $\quad \underline{E_0T\rho^{N-1}e^{-i(N-1)\cdot\Delta\varphi}}$

$$E_{пр} = E_0T\left(1+\rho e^{-i\Delta\varphi}+\rho^2e^{-2i\cdot\Delta\varphi}+\ldots+\rho^{N-1}e^{-i(N-1)\Delta\varphi}\right) =$$

$$= \frac{E_0T}{1-\rho e^{-i\Delta\varphi}}$$ Сума членів збіжної геом. прогресії з коеф. прогресії $q=\rho e^{-i\Delta\varphi}$

$J = E\cdot E^*$

$$J_{пр} = \frac{E_0^2T^2}{(1-\rho e^{-i\Delta\varphi})(1-\rho e^{i\cdot\Delta\varphi})} = \frac{E_0^2T^2}{1+\rho^2\underbrace{-\rho e^{i\Delta\varphi}-\rho e^{-i\Delta\varphi}}+2\rho-2\rho} =$$

$$-\rho\left(e^{i\Delta\varphi}+e^{-i\cdot\Delta\varphi}\right) = -2\rho\cos\Delta\varphi$$

$$= \frac{E_0^2T^2}{(1-\rho)^2+2\rho(1-\cos\Delta\varphi)} =$$

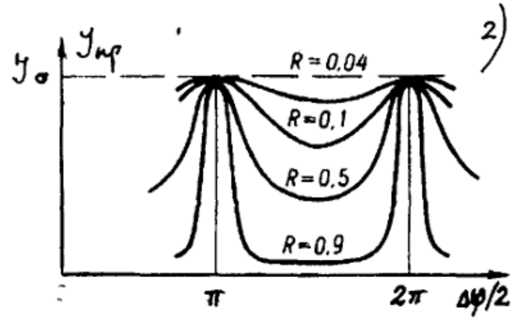
$$\boxed{= \frac{E_0^2T^2}{(1-\rho)^2+4\rho\sin^2\frac{\Delta\varphi}{2}} = J_{пр}}$$ (A) Формула Ейрі

<u>Аналіз (A)</u>: 1) $J_{пр.max}$, якщо $\sin\frac{\Delta\varphi}{2}=0 \Rightarrow \frac{\Delta\varphi}{2}=m\cdot\pi \Rightarrow$

$$\Delta\varphi = 2m\cdot\pi \Rightarrow \quad J_{пр.max} = \frac{E_0^2T^2}{(1-\rho)^2} = \frac{E_0^2T^2}{T^2} = E_0^2 \neq f(\rho)$$

$J_{пр.min}$, якщо $\frac{\Delta\varphi}{2} = (2m+1)\cdot\frac{\pi}{2} \Rightarrow \Delta\varphi = (2m+1)\pi$

$$J_{пр.min} = \frac{E_0^2T^2}{(1+\rho)^2} \Rightarrow J_{пр.min} \neq 0;$$

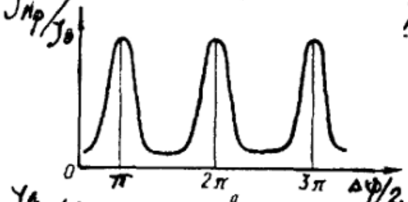


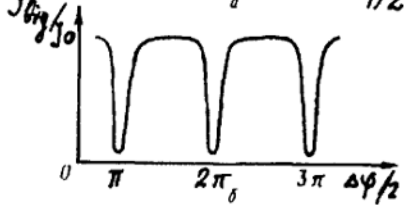
2) Контрастність інтерфер. картини: $\dfrac{J_{max}}{J_{min}} = \left(\dfrac{1+\rho}{1-\rho}\right)^2$

3) Контрастність залежить від ρ!

4) Залежність інтенсивності $J_{пр}$ від $\Delta\varphi$ має систему max-ів, форма яких істотно відрізняється від вигляду кривих $\sim \cos^2\Delta\varphi$, що характеризували картину двопроменевої інтерференції пучків.

5) Інтерф. картина у світлі, що проходить, має вигляд світлих смуг на темному фоні.





Для відбитого світла формула Ейрі:

$$\boxed{J_{відб} = \frac{4E_0^2\,\rho\,\sin^2\frac{\Delta\varphi}{2}}{(1-\rho)^2 + 4\rho\sin^2\frac{\Delta\varphi}{2}}} \quad (Б)$$

1) У відбитому світлі інтерф. картина має вигляд темних смуг на широкому світлому фоні.

2) „Смуги" являють собою кільця рівного нахилу. Спостерігати їх треба у фокальній площині лінзи, бо СРН локалізовані на ∞.

3) Важливо, щоб пластинка, на якій спостерігається багатопроменева інтерф., мала мін поглинання!