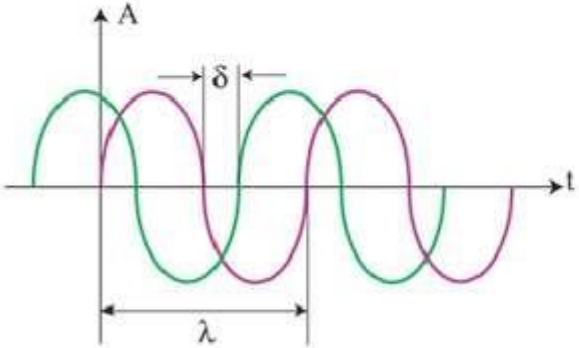
КОГЕРЕНТНІСТЬ

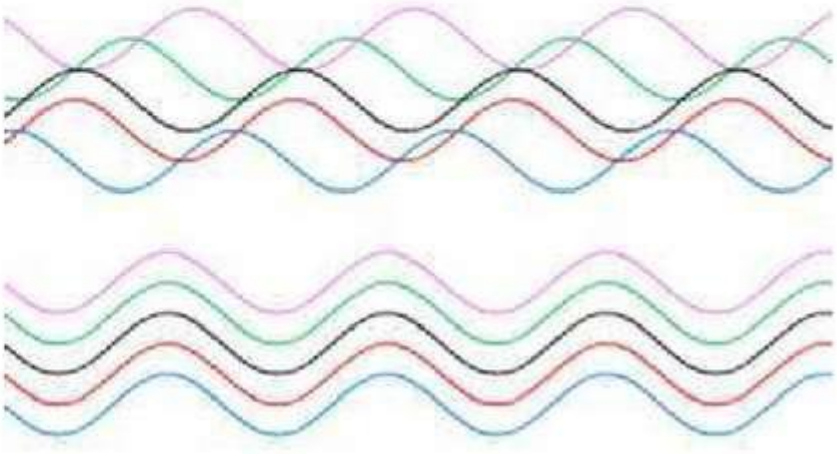
к.ф.-м.н., ст. викл. Пилипенко О.В.

Когерентність

Незмінна в часі інтерференційна картина можлива лише для когерентних хвиль.

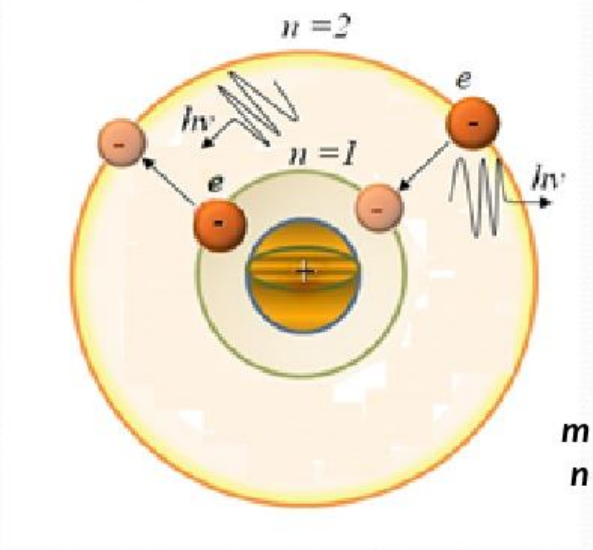
Когерентні хвилі – це хвилі **однакової частоти** та постійної різниці фаз.





II постулат Бора

(Постулат частот): *При переході атома з одного стаціонарного стану в інший атом* ***випромінює*** *чи* ***поглинає*** ***квант енергії***



$$h\nu = E_m - E_n$$

$$\nu = \frac{E_m - E_n}{h}$$

m – номер орбіти, з якої переходить електрон
n – номер орбіти, на яку переходить електрон

- природне світло, яке створюється як різними цугами одного і того ж атома, так і різними цугами різних атомів, є некогерентним

Когерентність

Час, за який випадкова зміна фази досягає значення π, називають **часом когерентності**.

$$t_{ког} = 1/\Delta\nu$$

$\Delta\nu$ інтервал частот світлової хвилі. Для сонячного світла час когерентності дорівнює ~ 10^{-12} с

Відстань $l_{ког} = ct_{ког}$, на яку переміщується хвиля за час когерентності, називається **довжиною когерентності.** Зрозуміло, що довжина когерентності дорівнює відстані між двома точками вздовж напрямку поширення світла, у яких випадкова зміна фази досягає значення π. Для сонячного світла довжина когерентності дорівнює ~0,3 мм.

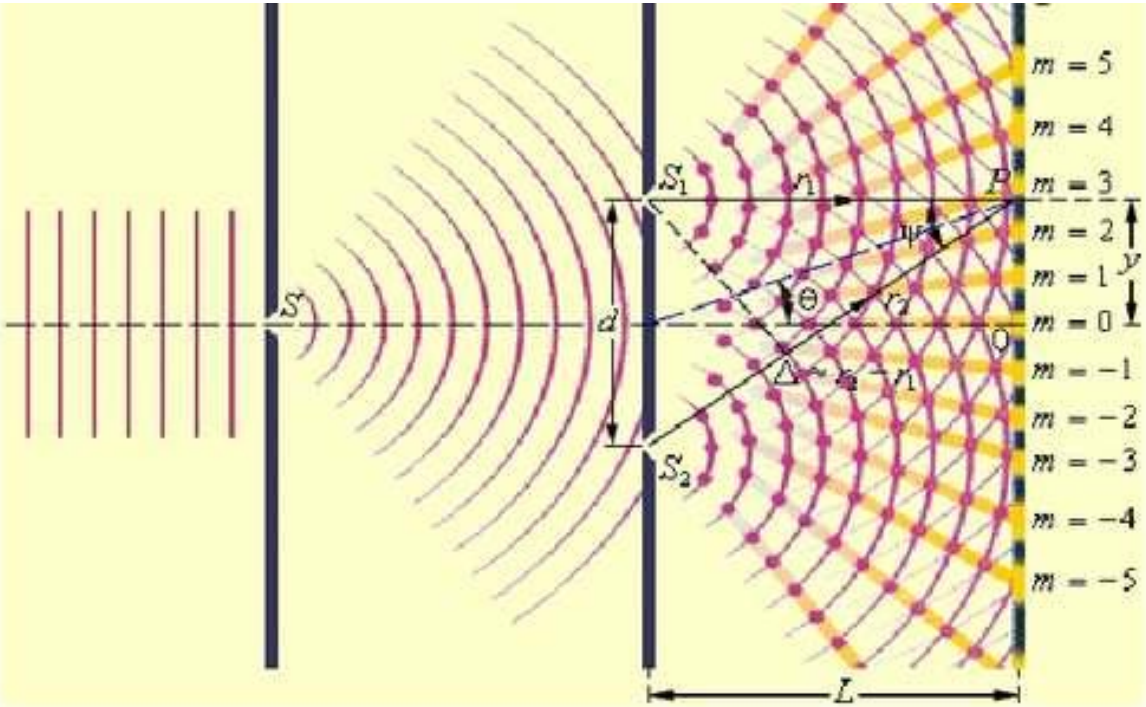
Когерентність

Критерієм оптимальності і виконання умови *просторової когерентності* джерела світла є його радіус когерентності.

Відстань між двома точками, що лежать у площині, яка є перпендикулярною до напрямку поширення світла, у яких різниця фаз досягає значення порядку , називається *радіусом когерентності*.

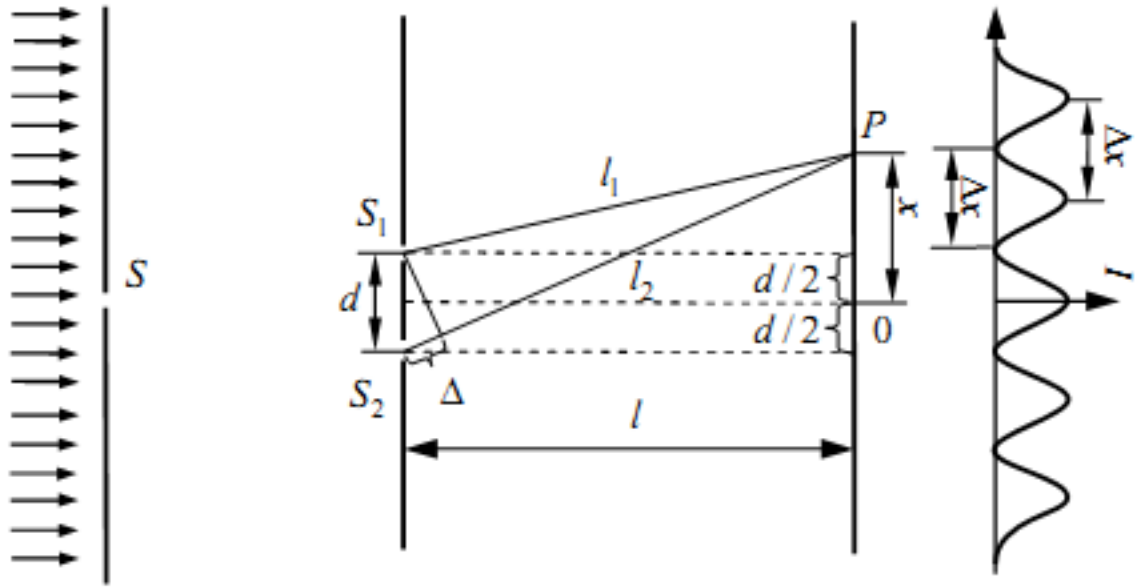
$$\rho_{ког} \sim \lambda / \varphi,$$

Дослід Юнга



У **досліді Юнга** світло від джерела, як яке служила вузька щілина S, падав на екран з двома близько розташованими щілинами S1 і S2

Дослід Юнга



Знайдемо різницю ходу світла Δ у точці спостереження P від цих джерел $\Delta = nl_2 - nl_1$

Застосовуючи теорему Піфагора, можемо записати

$$l_1^2 = l^2 + (x - d/2)^2, \quad l_2^2 = l^2 + (x + d/2)^2$$

$$l_2^2 - l_1^2 = (l_2 + l_1)(l_2 - l_1) = 2xd\ .$$

Для отримання помітної інтерференційної картини відстань між джерелами повинна бути значно меншою за відстань l до екрана. Відстань x , у межах якої утворюються інтерференційні смуги, також повинна бути значно меншою за l . За таких умов можна припустити, що $l_2 + l_1 \approx 2l$ тоді:

$l_2 - l_1 = xd/l$

Помноживши l_2-l_1 на показник заломлення середовища n , отримаємо оптичну різницю ходу

$$\Delta = n\frac{xd}{l}$$

Умова інтерференційного максимуму: $\Delta = \pm m\lambda_0 \quad (m = 0, 1, 2, \ldots)$

Максимуми інтенсивності будуть спостерігатися при значеннях:

$$x_{\max} = \pm m\frac{l}{d}\lambda \quad (m = 0, 1, 2, \ldots)$$

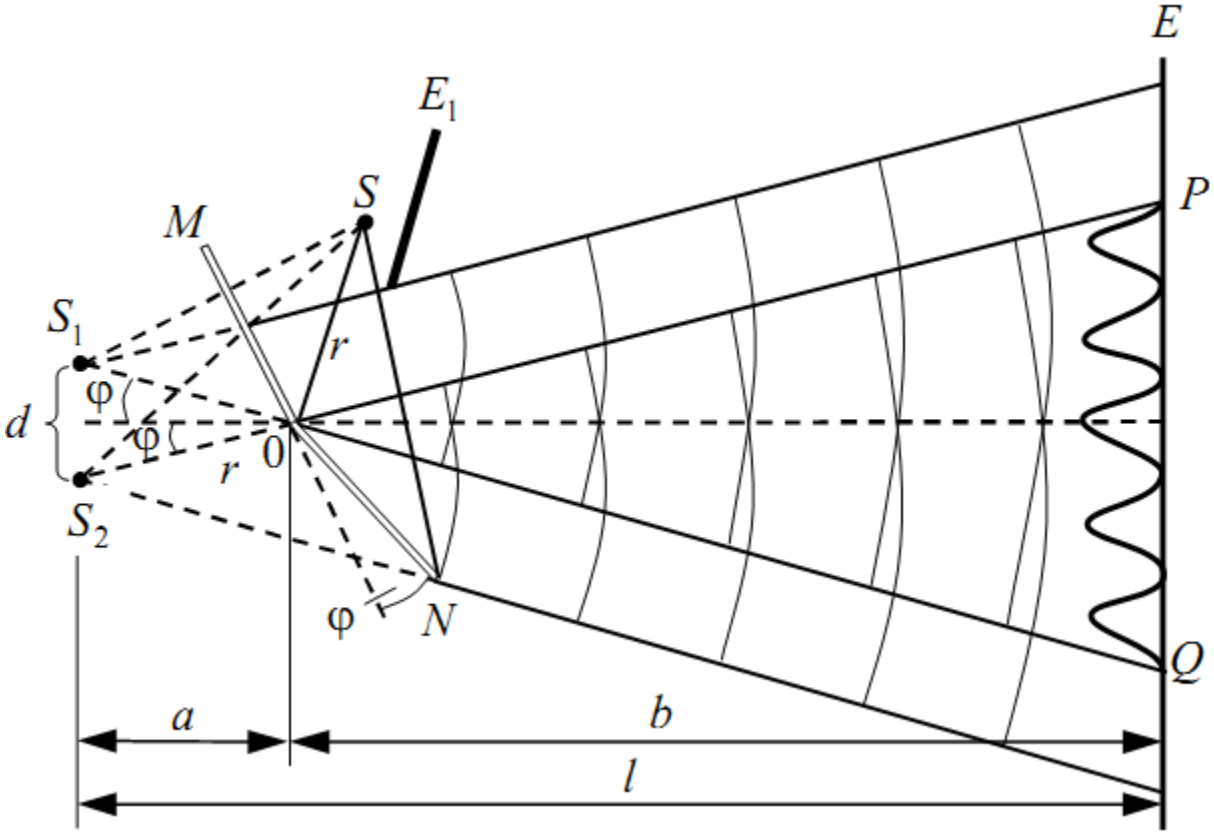
$\lambda = \lambda_0 / n$ довжина хвилі у середовищі, що заповнює простір між джерелами світла й екраном

Відстань між двома сусідніми максимумами інтенсивності називають відстанню між інтерференційними смугами, а відстань між сусідніми мінімумами інтенсивності – **шириною інтерференційної смуги.**

$$\boxed{\Delta x = m\frac{l}{d}\lambda - (m-1)\frac{l}{d}\lambda = \frac{l}{d}\lambda}$$

Дзеркала Френеля

Два плоских дотичні дзеркала OM та ON розміщуються так, що їх поверхні, які відбивають, утворюють кут, близький до π. Відповідно кут φ дуже малий. Паралельно лінії перетинання дзеркал O на відстані r від неї розміщене прямолінійне джерело світла S.



Ширина інтерференційної смуги у випадку дзеркал Френеля

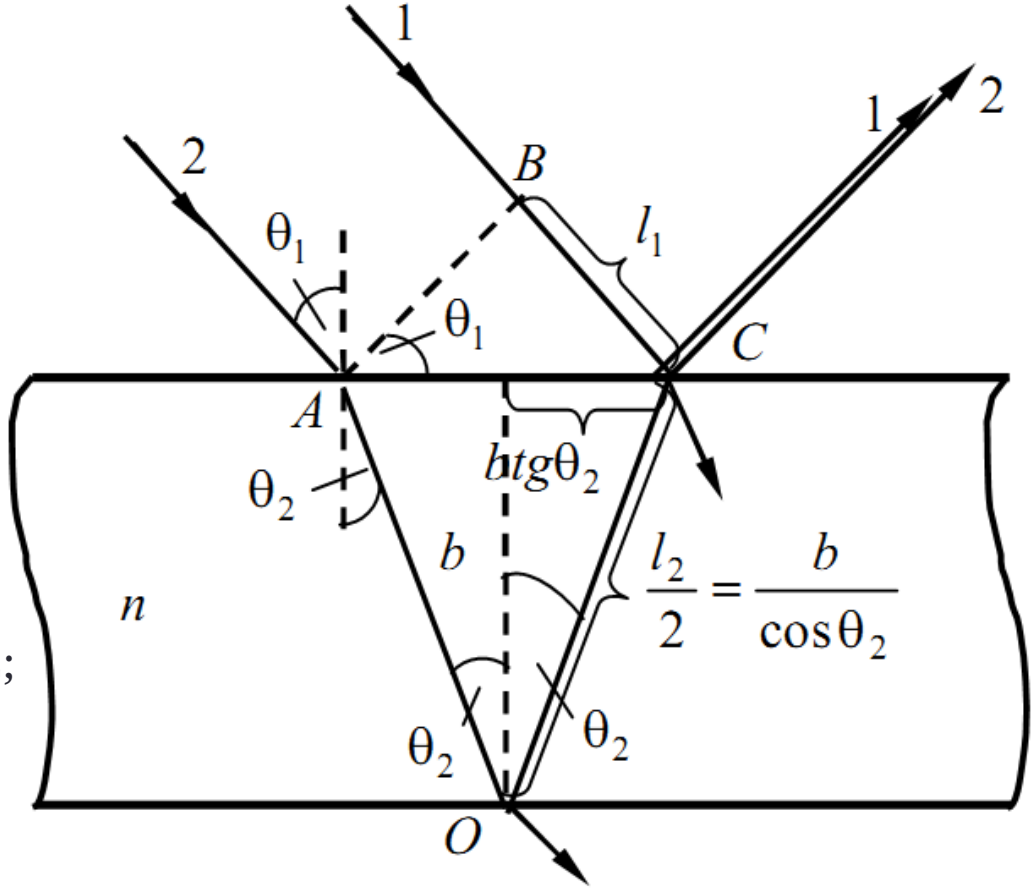
$$\Delta x = \frac{l}{d}\lambda = \frac{r+b}{2r\varphi}\lambda$$

Інтерференція світла при відбитті від тонких плівок

Різниця ходу, що отримується променями 1 і 2 до того, як вони зійдуться в точці C , дорівнює:

$$\Delta = nl_2 - l_1$$

де l_1 – довжина відрізка BC ;
l_2 – сумарна довжина відрізків AO та OC;
n – показник заломлення пластинки.
Показник заломлення середовища, що оточує пластинку, беремо таким, що дорівнює одиниці.
З рис. видно, що
$l_1 = 2b\,\mathrm{tg}\theta_2 \sin\theta_1$,
$l_2 = 2b/\cos\theta_2$ (b – товщина пластинки).



$$\Delta = \frac{2bn}{\cos\theta_2} - 2b \cdot tg\theta_2 \sin\theta_1 = 2b\frac{n^2 - n\sin\theta_2 \sin\theta_1}{n\cos\theta_2}$$

$$n\sin\theta_2 = \sin\theta_1 \qquad n\cos\theta_2 = \sqrt{n^2 - n^2\sin^2\theta_2} = \sqrt{n^2 - \sin^2\theta_1}$$

$$\boxed{\Delta = 2b\sqrt{n^2 - \sin^2\theta_1}}$$

$$\boxed{\Delta = 2b\sqrt{n^2 - \sin^2\theta_1} - \lambda_0/2}$$

При $\Delta = m\lambda_0$ отримуємо інтерференційні максимуми,
при $\Delta = (m + 1/2)\lambda_0$ інтерференційні мінімуми
(m – ціле число)

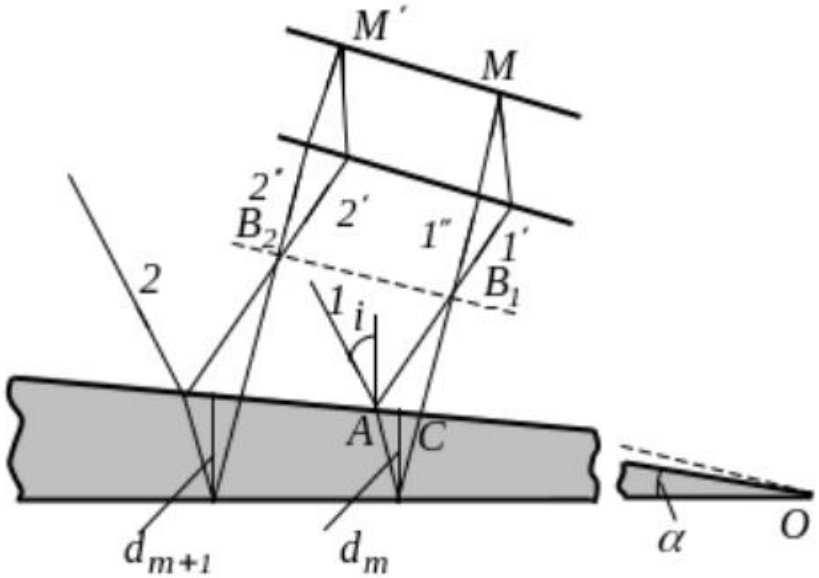
Коли кут падіння θ_1 скрізь однаковий, а товщина пластинки різна, тоді максимум інтерференції світла довжини хвилі λ_1 буде в точках, що відповідають товщині пластинки d_1, а максимум для хвилі λ_2 – у точках, що відповідають товщині d_2 і т. д. У результаті інтерференції на пластинці утворяться кольорові смуги, які позначатимуть місця однакової товщини пластинки або плівки, їх називають **смугами однакової товщини**.

Різниця ходу променів і визначається формулою:

$$\Delta = 2d_m\sqrt{n^2 - \sin^2 i} \pm \frac{\lambda_0}{2},$$

де – d_m середня товщина клина на ділянці *AC*. Нехай умова часової когерентності виконується для всього клина.

Оскільки значення *i*, *n* та сталі, то однаковим значенням *d* відповідають однакові оптичні різниці ходу.

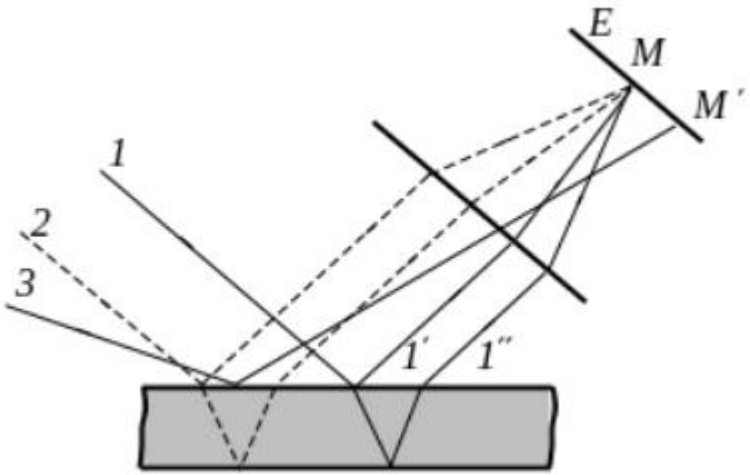


Інтерференційні смуги, що виникають внаслідок відбивання від ділянок клина з однаковою товщиною, називаються ***смугами однакової товщини***.

M'

Може бути, що кут падіння θ_1 в різних точках набуває різних значень (наприклад, при освітленні пластинки точковим джерелом світла), а товщина пластинки d при цьому залишається незмінною. Тоді максимум для хвиль λ_1 виникатиме в точках, де кут падіння θ_1 , а для хвиль λ_2 – де кут падіння θ_2 і т.д. У результаті інтерференції на пластинці утворяться кольорові смуги, які позначатимуть місця однакового нахилу світлових променів; їх називають **смугами однакового нахилу.**

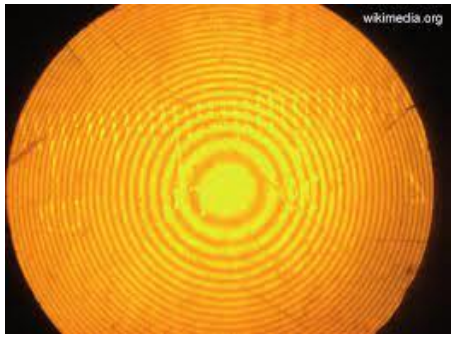
Промені 1’ і 1’’ , відбившись від верхньої та нижньої граней пластинки, паралельні один до одного, оскільки пластина плоскопаралельна. Отже, інтерферуючі промені і перетинаються лише в нескінченності, тому кажуть, що **смуги однакового нахилу локалізовані в нескінченності.**

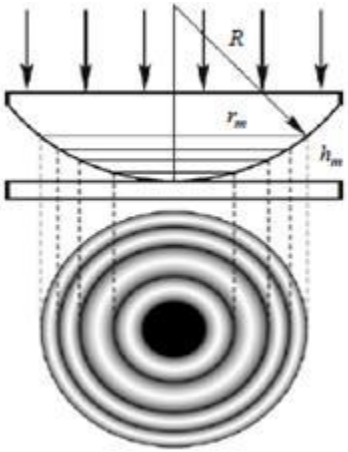


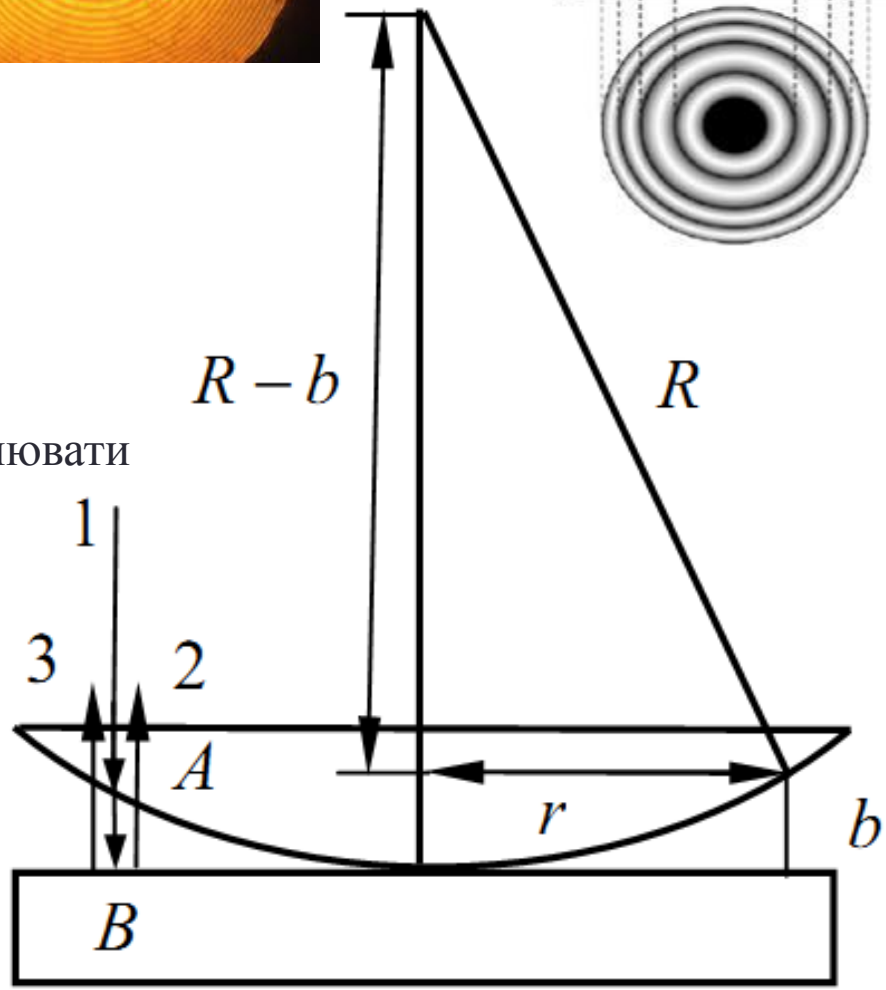
Для їх спостереження використовують збірну лінзу й екран, розміщений у фокальній площині лінзи. Паралельні промені і зберуться у фокусі лінзи. В ту саму точку прийдуть й інші промені, паралельні до променя *1*, (на рис. – промінь *2*) внаслідок чого збільшиться загальна інтенсивність. Хвилі *3*, які падають на пластину під іншим кутом, зберуться в іншій точці M’ фокальної площини лінзи.

Кільця Ньютона. Радіуси темних і світлих кілець

Розглянемо промінь 1 який падає на межу плоскоопукла лінза – повітря (точка А). Тут частина променя відбивається (промінь 2), а частина проходить далі й відбивається (промінь 3) від межі повітря – плоскоопукла пластинка (точка В). Промені 2 і 3 є когерентними, тому що створені з одного і того самого променя 1, інтерферують між собою й формують частину інтерференційної картини, яку називають кільцями Ньютона.







оптична різниця ходу променів 2 і 3 буде дорівнювати

$$\Delta = 2 \cdot b \cdot 1 + \lambda_0 / 2$$

Якщо ця різниця ходу буде задовольняти умову максимуму $\Delta = m\lambda_0$ то промені 2 і 3 будуть формувати світлу частину кільця Ньютона.

Якщо ця різниця ходу буде задовольняти умову мінімуму $\Delta = m\lambda_0 + \lambda_0 / 2$ то промені 2 і 3 будуть формувати темну частину кільця Ньютона.