ВОЛНОВАЯ И КВАНТОВАЯ ОПТИКА

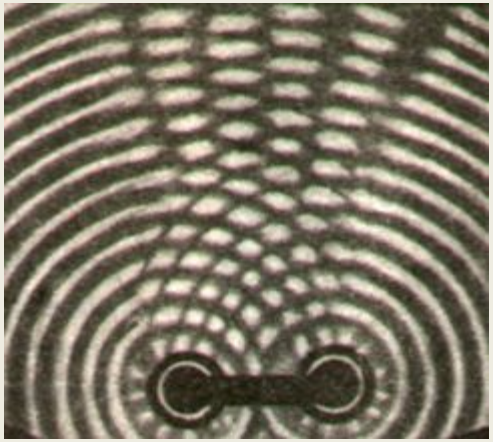
Оптическое излучение (ИК, видимое, УФ):
10^{-9}м $< \lambda <$ 10^{-5}м ; при этом видимое излучение :
$(0{,}4 – 0{,}8)\cdot 10^{-6}$м
- Рентгеновское, гамма-излучение $\lambda < 10^{-9}$м

Волновая оптика объясняет явления **интерференции, дифракции, поляризации;**
квантовая оптика объясняет закономерности **равновесного теплового излучения, фотоэффекта, эффекта Комптона.**

1. ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ

Интерференцией называется явление наложения волн, при котором происходит устойчивое во времени перераспределение интенсивности: усиление интенсивности в одних точках пространства и ослабление в других в зависимости от соотношения между фазами этих волн.

Возможна интерференция волн любой природы. Интерференцию **механических волн** проще всего наблюдать на поверхности воды. Можно одновременно возбудить две круговые волны в ванне с помощью двух шариков, укрепленных на стержне, который совершает гармонические колебания.

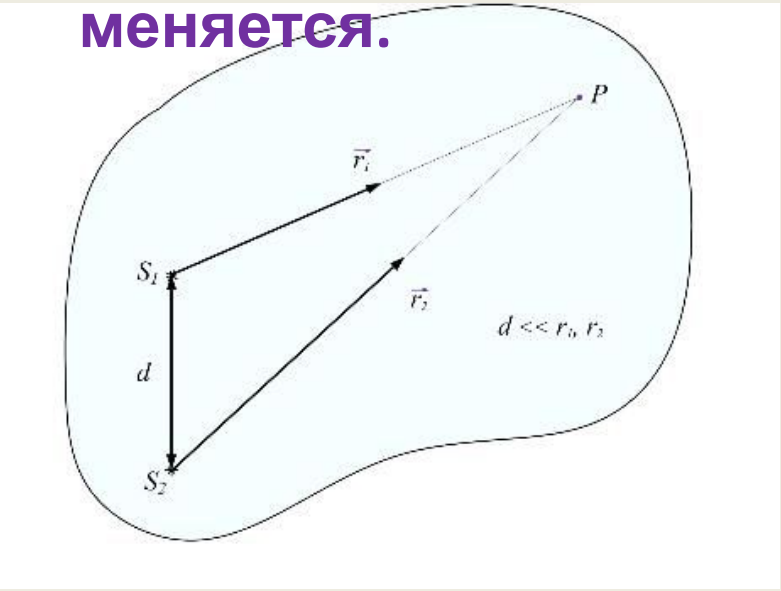


ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ СВЕТА

1.1 Условия интерференционных *min* и *max* интенсивности света.

Интерферировать могут только *когерентные* волны, распространяющиеся вдоль одного и того же или близких направлений.

***Когерентные* волны – волны, разность фаз которых с течением времени в данной точке пространства не меняется.**



Пусть две световые монохроматические плоские волны приходят от источников S_1, S_2 в точку наблюдения P. В этой точке

$$\vec{E}_1 = \vec{E}_{01}\cos(\omega_1 t - \vec{k}_1\vec{r}_1 + \alpha_1)$$

$$\vec{E}_2 = \vec{E}_{02}\cos(\omega_2 t - \vec{k}_2\vec{r}_2 + \alpha_2)$$

$$\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1 = \{(\omega_2 - \omega_1)t - \vec{k}_2\vec{r}_2 + \vec{k}_1\vec{r}_1 + (\alpha_2 - \alpha_1)\} \quad (1.1)$$

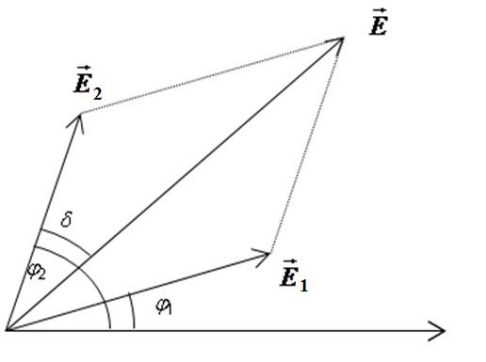
Согласно (1.1) разность фаз остается постоянной, если $\omega_1 = \omega_2$, а $\vec{k}_2, \vec{k}_1$ и $(\alpha_2 - \alpha_1)$ не меняются со временем.

Иначе говоря, когерентными являются волны с одинаковыми частотами и неизменной во времени разностью начальных фаз, распространяющиеся в стационарных средах.

Согласно принципу суперпозиции волн, световой вектор результирующей волны в точке P имеет вид $\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2$

При этом интенсивность света в этой точке $I = E_0^2$, где E_0 - амплитуда колебаний вектора E результирующей волны.

Т.к. $d \gg r_1, r_2$, результат наложения рассматриваемых волн можно рассматривать как сложение двух колебаний, происходящих в одном направлении. Тогда амплитуда результирующего колебания находится как



$$E_0^2 = E_{01}^2 + E_{02}^2 + 2E_{01}E_{02}\cos\Delta\varphi. \quad (1.2)$$

Если волны некогерентны

$$<\cos\Delta\varphi>\Big|_{t>>T} = 0.$$

Тогда из (1.2) следует $E_0^2 = E_{01}^2 + E_{02}^2$, или $I = I_1 + I_2$

Для некогерентных световых волн интенсивность результирующей волны в точке наблюдения равна сумме интенсивностей волн, приходящих в эту точку.

Если волны когерентны, то есть $\Delta\varphi$ ---

остается постоянной во времени в данной точке пространства, то

$$\left.\begin{aligned} I_{\max} &= (E_{01}+E_{02})^2 \ при\ \underline{\Delta\varphi = \pm 2\pi k}, \qquad k = 0,1,2... \\ I_{\min} &= (E_{01}-E_{02})^2 \ при\ \underline{\Delta\varphi = \pm \pi\,(2k+1)}, \ k = 0,1,2... \end{aligned}\right\}$$

Если $E_{01} = E_{02}$, $I_{max} = (2E_{01})^2 = 4I_1,$ $I_{min} = 0.$ то

Т.о. при интерференции **максимальная освещенность** наблюдается в точках, куда когерентные волны приходят **в фазе,** а **минимальная** – в точках, куда они приходят **в противофазе**.

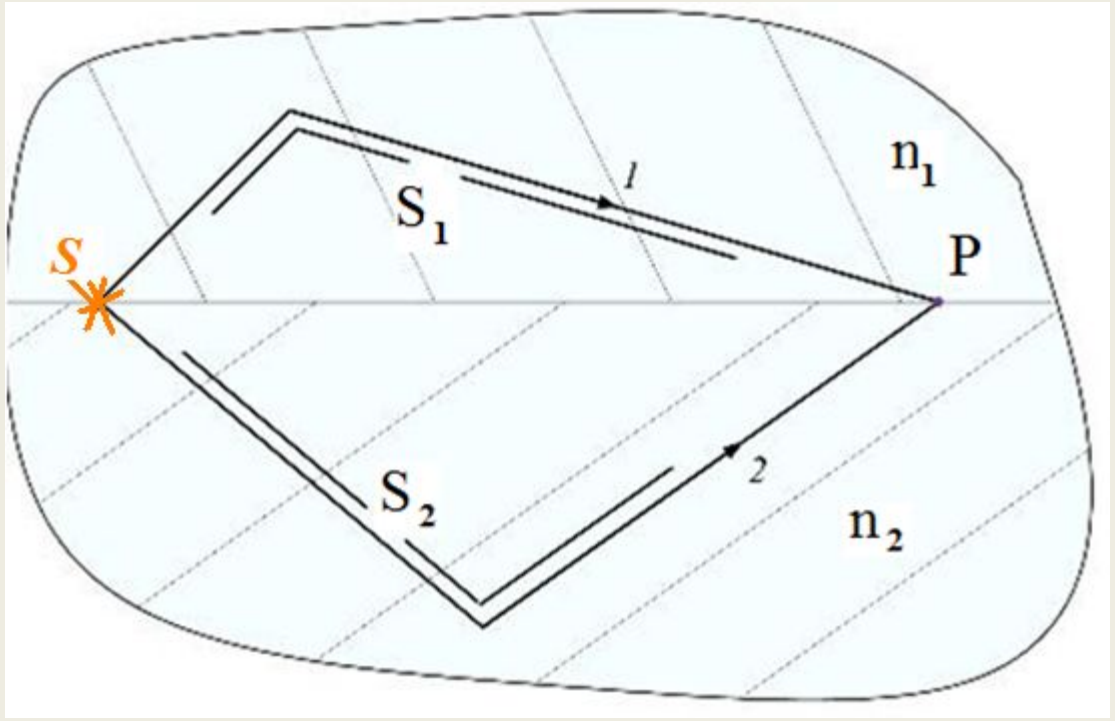
При интерференции закон сохранения энергии не нарушается, - просто происходит пространственное перераспределение энергии. Часть энергии из областей минимумов интерференции перемещается в области максимумов.

Оптическая длина пути L равна произведению геометрической длины пути S световой волны на показатель преломления среды

$$L = nS$$

$$L = nS = \frac{c}{\upsilon} S = ct$$

(Оптическая длина пути L – расстояние, которое прошел бы свет в вакууме за то же время, которое он распространяется в данной среде.)



Рассмотрим **оптическую разность хода** ΔL в точке P лучей 1 и 2 , распространяющихся от источника S в различных средах (рис.).

$$L = n_1 S_1 \qquad L = n_2 S_2$$

$$\Delta L = L_2 - L_1$$

Разность фаз этих волн

$$\Delta\varphi = (\omega t - \frac{2\pi}{\lambda_2} S_2) - (\omega t - \frac{2\pi}{\lambda_1} S_1) =$$

$$= 2\pi\left(\frac{S_1}{\lambda_1} - \frac{S_2}{\lambda_2}\right) = \frac{2\pi}{\lambda_0}(n_1 S_1 - n_2 S_2) = \frac{2\pi}{\lambda_0}|\Delta L|$$

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda_0}|\Delta L|$$ - Связь разности фаз с разностью хода волн.

$$\left.\begin{array}{ll} I_{\max} & при\ \Delta\varphi = \pm 2\pi k = \frac{2\pi}{\lambda_o}|\Delta L|,\ \underline{\Delta L = \pm k\lambda_o} \\ I_{\min} & при\ \Delta\varphi = \pm\pi(2k+1) = \frac{2\pi}{\lambda_o}|\Delta L|,\ \underline{\Delta L = \pm(k+\frac{1}{2})\lambda_o} \end{array}\right\} k = 0,1,2...$$

Т.о. в т. Р интенсивность **максимальна**, если разность хода равна **целому числу длин волн**, и **минимальна**, если она равна **полуцелому числу длин волн .**

1.2 ПРОБЛЕМА КОГЕРЕНТНОСТИ

Излучение, приходящее от независимых источников (исключая лазеры), некогерентно.
Различают временную и пространственную когерентности.

ВРЕМЕННАЯ КОГЕРЕНТНОСТЬ не соблюдается из-за немонохроматичности излучения.

Немонохроматичность естественных источников света обусловлена тем, что излучение светящегося тела слагается из волн, испускаемых многими атомами. Каждый из атомов излучает кратковременно (10 нс) и независимо друг от друга. Реальная волна имеет конечную ширину спектра циклических частот в интервале

$$\left[\omega - \frac{\Delta\omega}{2},\ \omega + \frac{\Delta\omega}{2}\right]$$

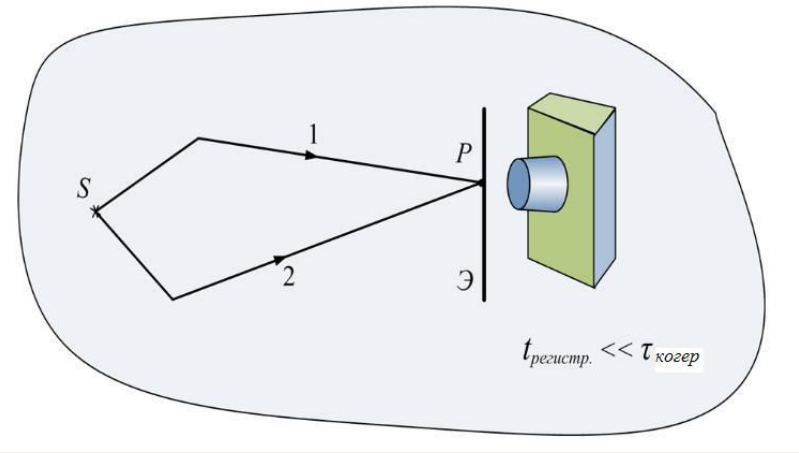
При этом фаза волны меняется случайным образом:

$$\Delta\varphi = \Delta\omega \cdot t$$

Кратчайшее время, за которое фаза волны случайным образом может измениться на π , называется **временем когерентности** излучения:

$$\Delta\omega \cdot \tau_{ког} = \pi \quad \Rightarrow \quad \tau_{ког} = \frac{\pi}{\Delta\omega}$$

В течение $t \langle\langle \tau_{ког}$ такую волну можно считать когерентной с циклической частотой ω.



Прибор, у которого время регистрации $t_p \langle\langle \tau_{ког}$, зафиксирует интерференционную картину.

Глаз: $t_p = 0{,}05c$,
фотоаппарат: $t_p = 0{,}1 - 0{,}01c.$

Вывод 1. **Время регистрации интерференционной картины должно быть намного меньше времени когерентности**.

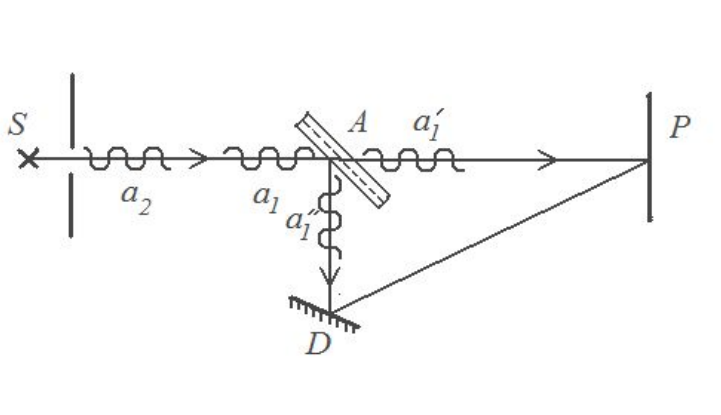
Длина когерентности – минимальное расстояние, на котором фаза волны случайным образом может измениться на противоположную:

$$\square_{ког} = \upsilon \cdot \tau_{ког}$$

Когерентные световые волны можно получить, разделив (с помощью отражений или преломлений) волну, излучаемую одним источником, на две части.

Если заставить эти две волны пройти разные оптические пути (рис.), а потом

наложить их одна на другую, может наблюдаться интерференция, если **олн не превышает длины когерентности**.



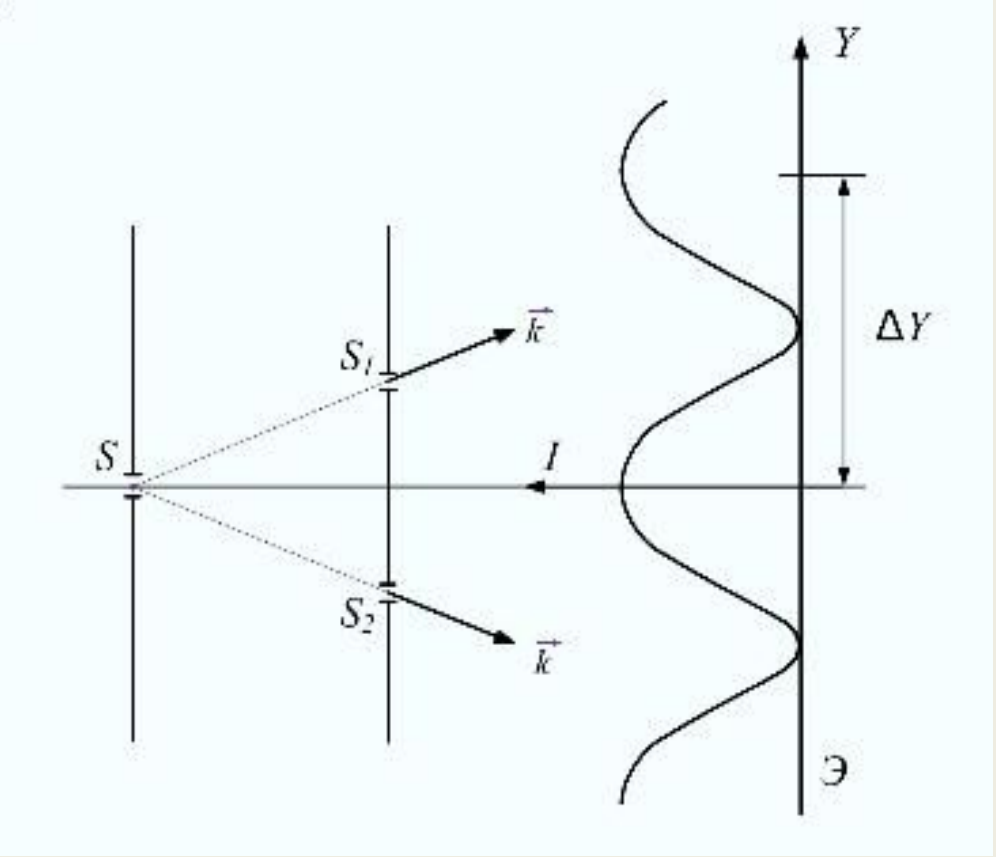
$$\Delta L = ADP - AP << \square_{ког} = \upsilon \cdot \tau_{ког}$$

У лазера $\square_{ког} \approx 1\ км$

У солнечного света $\square_{ког} \approx 1\ мкм$

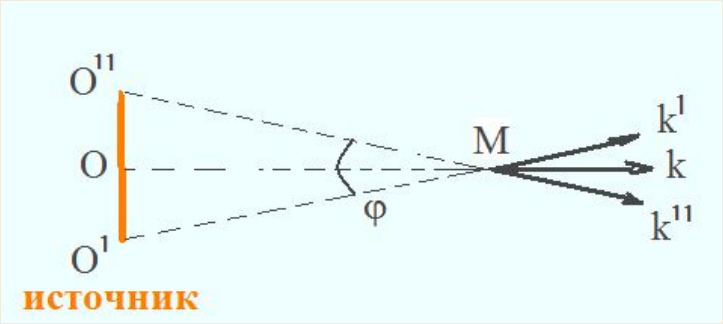
Вывод 2. **Устойчивая интерференционная картина может наблюдаться только при разности хода волн намного меньшей длины когерентности используемого света.**

ПРОСТРАНСТВЕННАЯ КОГЕРЕНТНОСТЬ не соблюдается из-за конечных размеров источников (из-за того, что они не точечные). Будем считать, что временная когерентность соблюдена, где $\omega = const$.



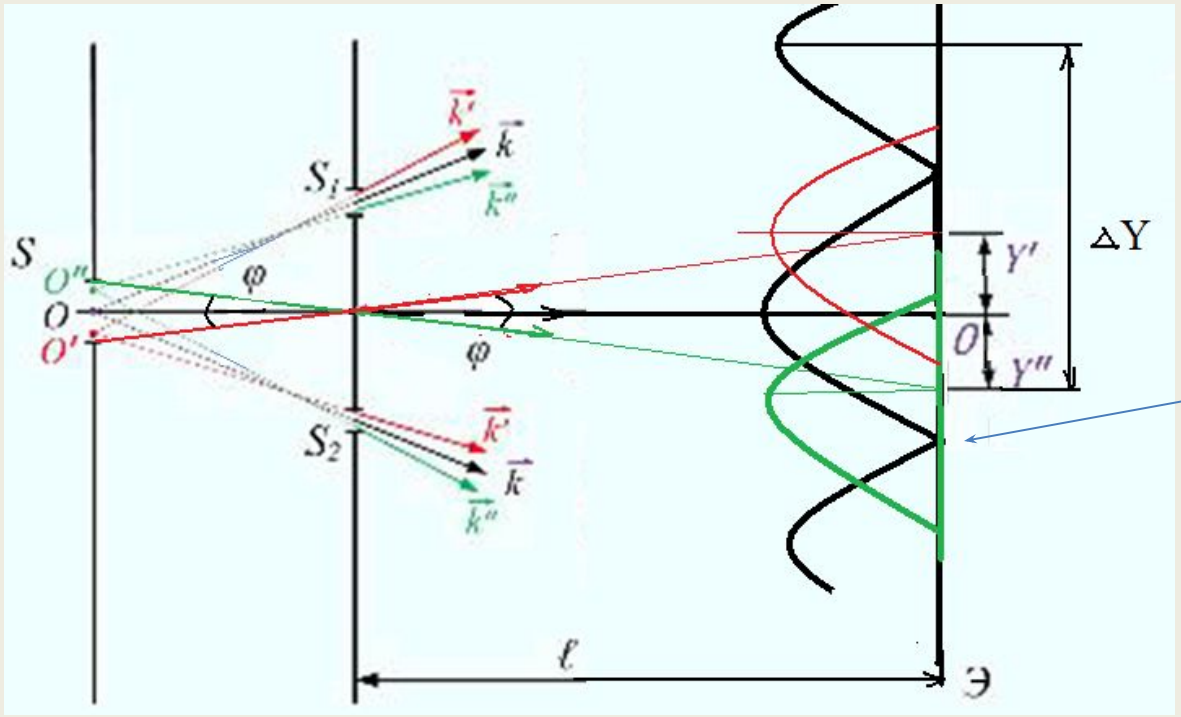
Рассмотрим интерференционную картину, создаваемую двумя узкими щелями S_1, S_2, перпендикулярными плоскости рис. На экране, параллельном плоскости щелей, будет чередование светлых и темных полос, параллельных щели, в центре – нулевой максимум.

Обозначим расстояние между соседними ΔY максимумами как .



Угловые размеры источника – угол φ, под которым источник виден из т. наблюдения М. φ характеризует разброс вектора k.

Из-за конечных размеров источника направление вектора k в одной и той же точке неоднозначно. Смещение от центра экрана нулевых максимумов, создаваемых крайними участками источника (и) :



$$Y' = Y'' \approx \frac{\varphi}{2}$$

, где φ - угловой размер источника.

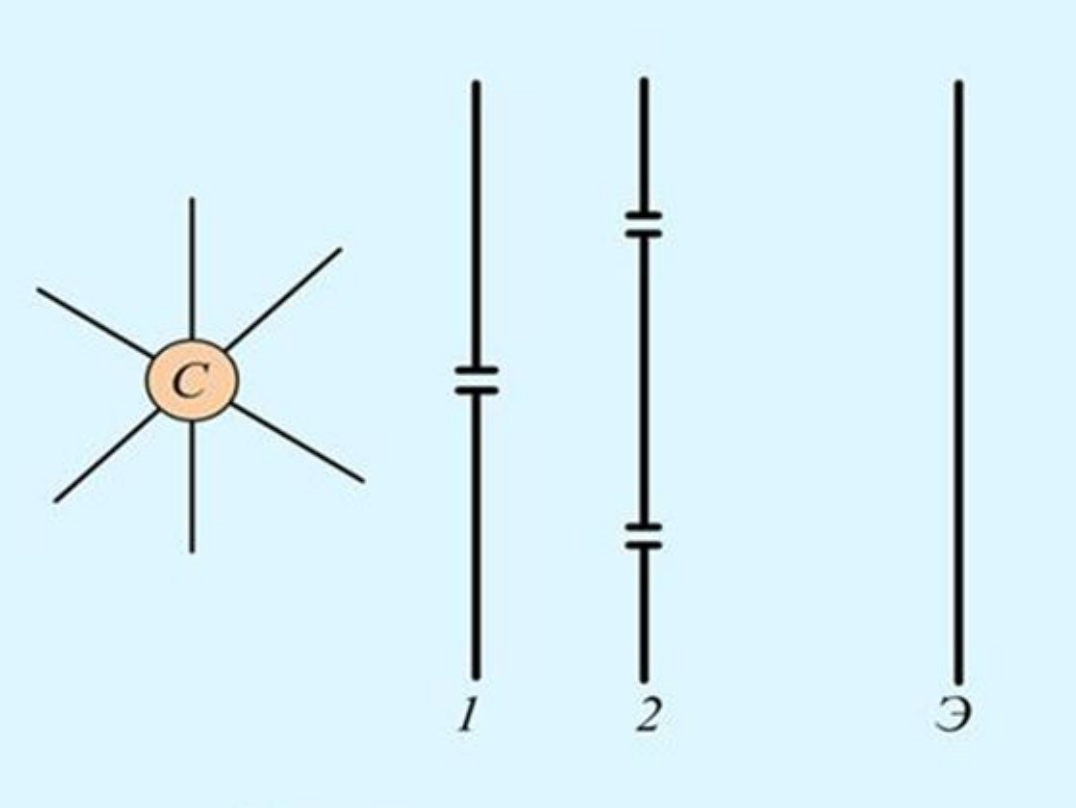
На экране рис.2 изображено наложение интерференционных картин, созданных разными участками источника O', O, O'' .

При $Y' \ll \Delta Y$ картины от разных участков источника практически совпадают и наблюдается четкая интерференционная картина;
При $Y' \approx \Delta Y$ картины на экране не будет.

Т.о. пространственная когерентность тем больше, чем меньше угловые размеры источника.

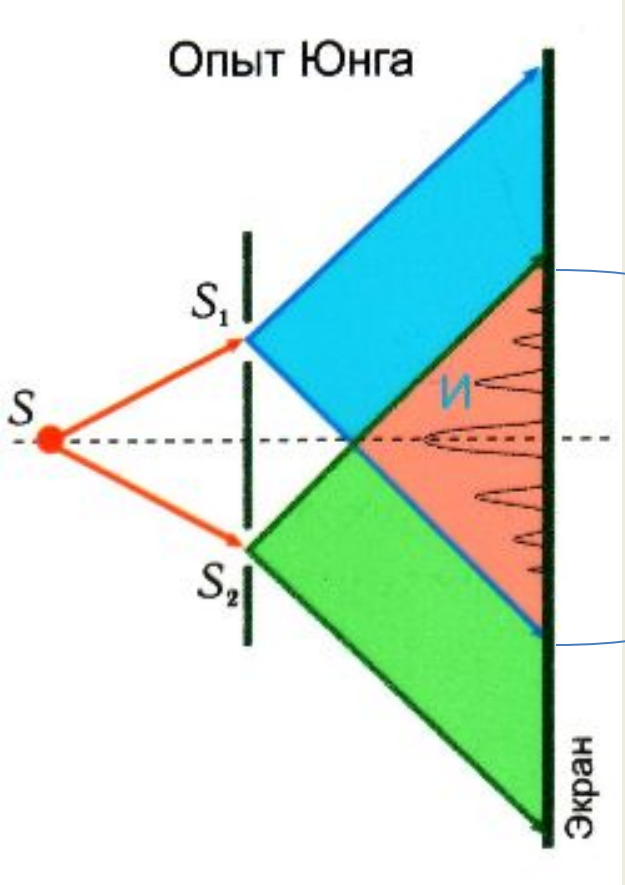
Опыт Юнга (1800г.)

Юнг увеличил пространственную когерентность солнечного света, пропустив его через небольшое отверстие в непрозрачном экране 1 (уменьшив при этом угловые размеры источника).



Вывод. С ростом монохроматичности света увеличивается его временная когерентность. С уменьшением угловых размеров источника увеличивается его пространственная когерентность.

Способы получения когерентных лучей



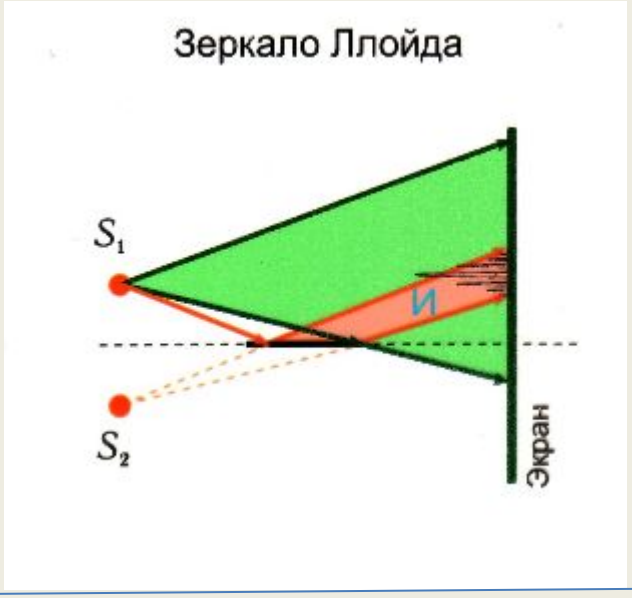
Итак, когерентные световые лучи можно получить, разделив волну, излучаемую одним естественным источником, на две части.

Если заставить полученные два луча пройти разные оптические пути а потом их свести на экране, может наблюдаться интерференция, если оптическая разность хода волн не превышает длины когерентности.

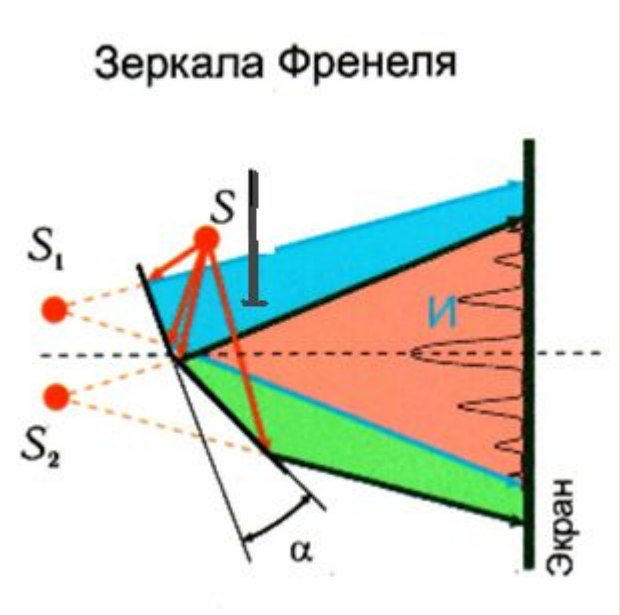
Область, в которой волны от двух источников перекрываются, называется полем интерференции.

Источником света служит освещенная щель S, от которой волна падает на две равноудаленные щели S_1 и S_2, параллельные S. Щели S_1 и S_2 играют роль когерентных источников света.

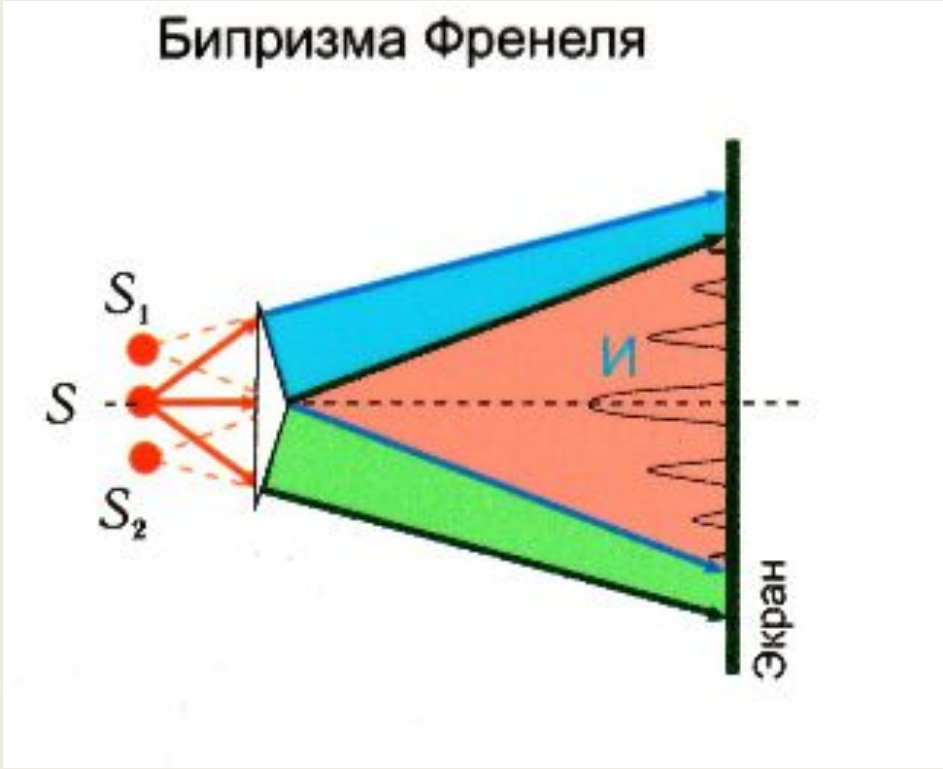
Часть светового потока, исходящего от источника S_1, отражается от зеркала и накладывается на исходное излучение. Источник S_1 и его мнимое изображение S_2 играют роль когерентных источников.



Свет от источника - щели S расходящимся пучком падает на два плоских зеркала, угол между которыми близок к $180^\circ (\alpha \le 1^\circ)$. Роль когерентных источников играют мнимые изображения S_1 и S_2 источника S, который закрыт от экрана заслонкой.

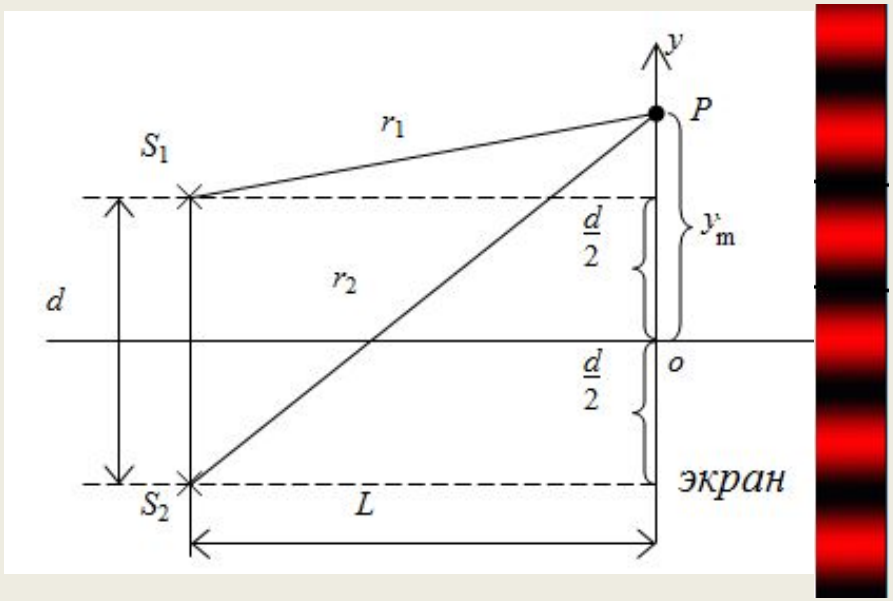


Бипризма Френеля состоит из двух одинаковых трехгранных призм, сложенных основаниями и изготовленных как одно целое. Преломляющие углы этих призм малы ($\alpha \leq 1^\circ$). Свет от источника S преломляется в бипризме и распространяется в виде двух расходящихся волн, соответствующих когерентным мнимым источникам S_1 и S_2.



1.3 Общие свойства интерференционной картины от двух источников

Рассмотрим две цилиндрические когерентные монохроматические световые волны от источников, имеющих вид тонких параллельных узких щелей S_1, S_2. В этом случае на экране наблюдается ряд чередующихся светлых и темных полос.



P – точка наблюдения

$d << L$ – важное условие - см.(*) на следующем слайде!

$$r_1^2 = L^2 + (y_m - \frac{d}{2})^2$$

$$r_2^2 = L^2 + (y_m + \frac{d}{2})^2$$

$$r_2^2 - r_1^2 = (r_2 - r_1)(r_2 + r_1) = 2y_m d$$

$$r_2 - r_1 = \Delta \qquad r_1 + r_2 \approx 2L$$

$$\Delta = \frac{2y_m d}{2L} = \frac{y_m d}{L}$$

$$\Delta = \pm m\lambda \qquad \frac{y_m d}{L} = \pm m\lambda \qquad y_m = \pm \frac{L}{d} m\lambda$$

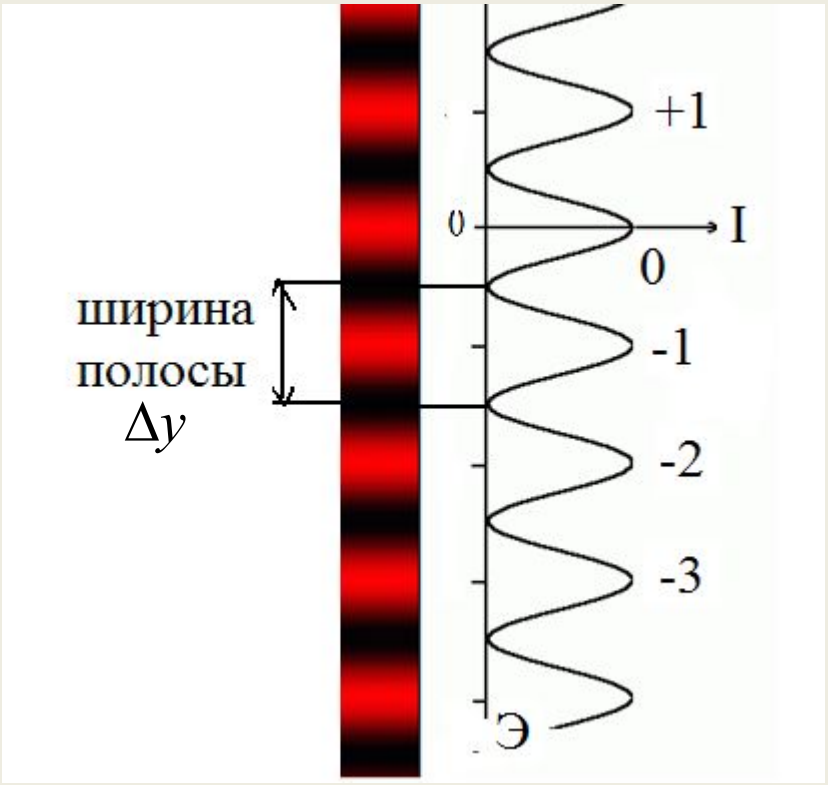
- положение максимума

$m = 0,1,2...$

$$\Delta = \pm(2m+1)\frac{\lambda}{2} \qquad \frac{y_m d}{L} = \pm(2m+1)\frac{\lambda}{2} \qquad y_m = \pm \frac{L}{d}(m+\frac{1}{2})\lambda$$

- положение минимума

$m = 0,1,2...$



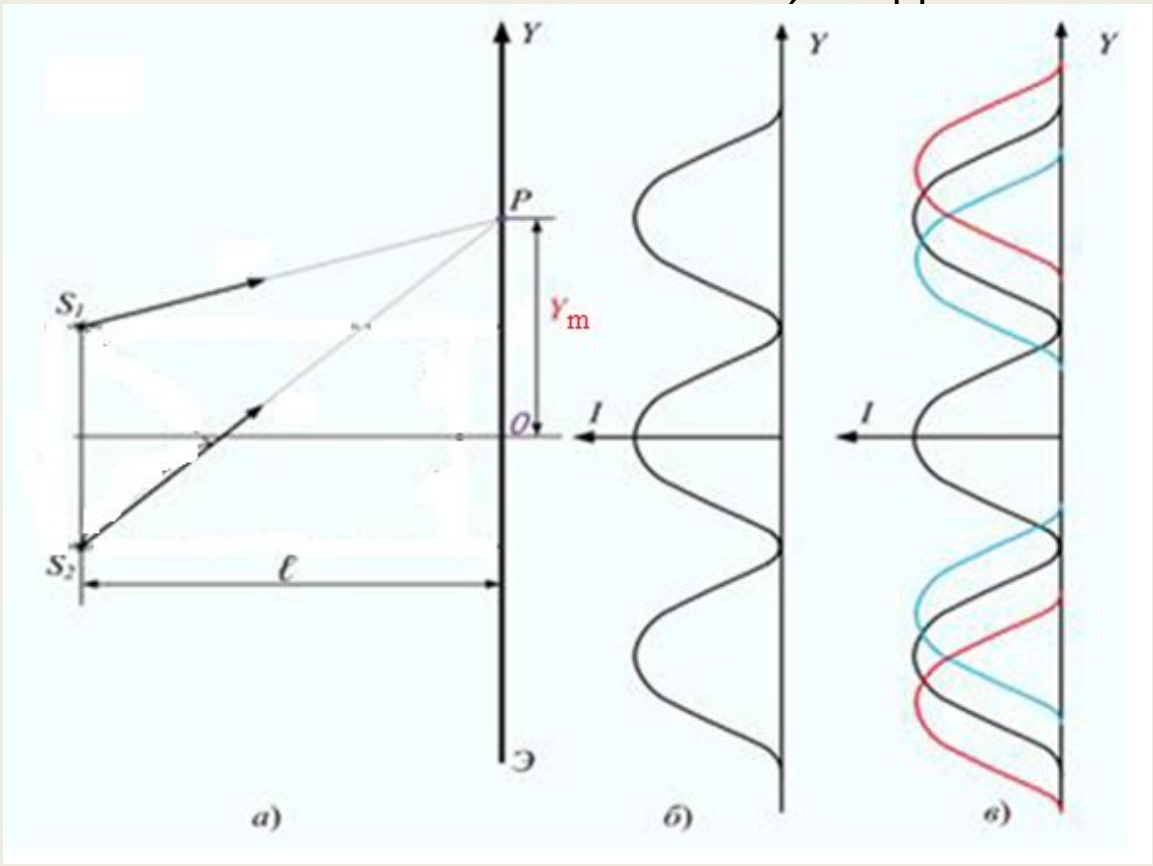
Расстояние между соседними максимумами называется расстоянием между полосами, а между минимумами – шириной интерференционной полосы. Из формул для координат максимумов и минимумов следует, что расстояние между полосами и ширина полосы равны между собой:

$$\Delta y = \frac{L}{d}\lambda \qquad (*)$$

Интерференционная картина в белом (немонохроматическом) свете:

$y_m = \pm \frac{L}{d} m\lambda$ -Положение *m*-го *max* зависит от длины волны излучения λ.

Т.к. $\lambda_{кр} \rangle \lambda_{ф}$, то для *m* – го максимума $y_{m кр} \rangle y_{m ф}$



Размывание светлых полос в спектры при интерференции в белом свете (в).

Центральный максимум не окрашивается (*m* = 0), но максимумы более высоких порядков размываются в спектр. С ростом *m* максимумы размываются все сильнее и происходит перекрывание соседних максимумов; эти максимумы на экране уже не наблюдаются. Т.е. желательно наблюдать интерференционную картину в монохроматическом свете

1.4 ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ

- описание явления основано на рассмотрении 2-х лучей, отражающихся и преломляющихся на границе двух сред.

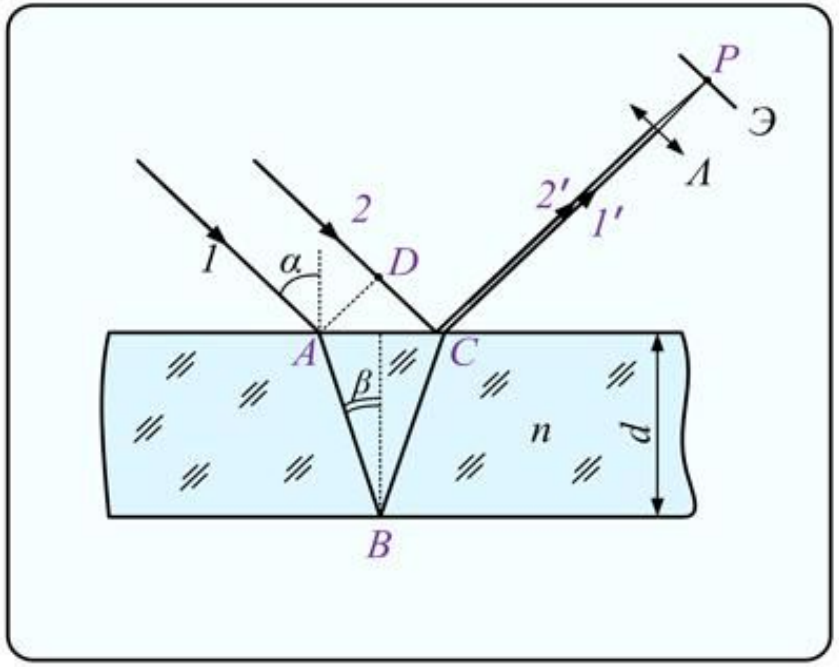


Рис. 1

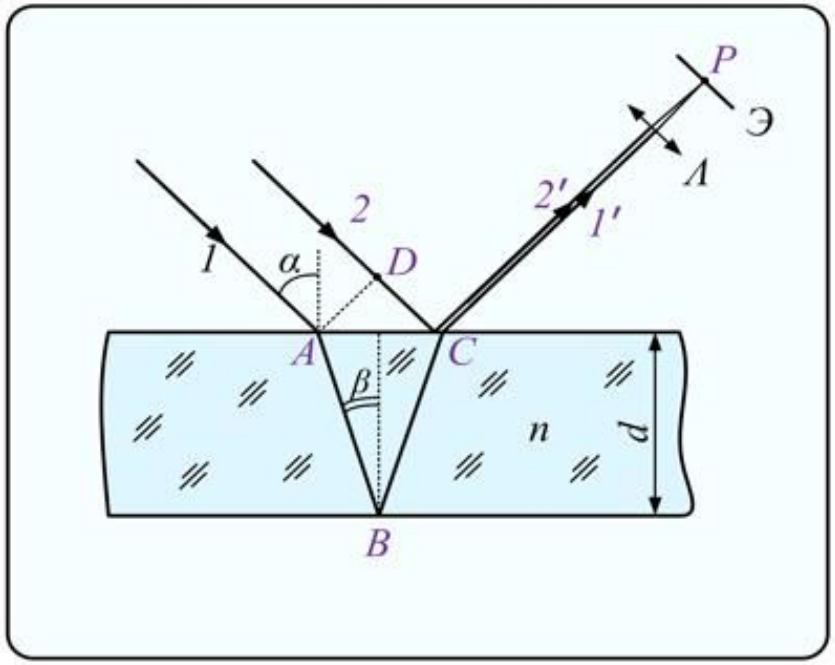
n – относительный показатель преломления материала пленки.

Рассмотрим интерференцию света при отражении от тонкой плоскопараллельной пленки при падении на нее плоской монохроматической волны.

Лучи $1',2'$ после прохождения разных оптических путей интерферируют при выполнении условия когерентности.

Найдем разность хода лучей Δ.

ЗАМЕЧАНИЕ. При отражении луча от границы раздела с **оптически более плотной средой** оптическая длина пути его **увеличивается** на $\frac{\lambda}{2}$. Этого нет при отражении от менее плотной среды.



Пусть материал пленки – оптически более плотная среда $(n > 1)$.

λ- длина волны света в исходной среде.

$$\Delta = n(AB + BC) - (CD + \frac{\lambda}{2}) \qquad AB = \frac{d}{\cos\beta}$$

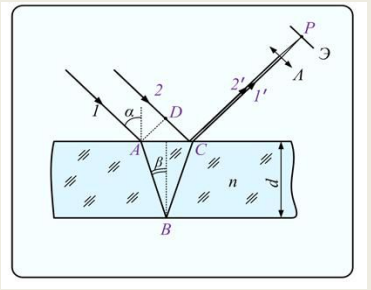
$$DC = AC\sin\alpha; \quad AC = 2d \cdot tg\beta$$

$$\Delta = 2n\frac{d}{\cos\beta} - 2d \cdot tg\beta \cdot \sin\alpha - \frac{\lambda}{2} \qquad \Delta = 2d\frac{(n - \sin\alpha\sin\beta)}{\cos\beta} - \frac{\lambda}{2} \qquad \frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = n$$

$$\Delta = 2d\frac{\left(n - \frac{\sin^2\alpha}{n}\right)}{\cos\beta} - \frac{\lambda}{2} \qquad \cos\beta = \sqrt{1 - \sin^2\beta} \qquad \Delta = 2d\frac{(n^2 - \sin^2\alpha)}{n\sqrt{1 - \sin^2\beta}} - \frac{\lambda}{2}$$

$$\Delta = 2d\frac{(n^2 - \sin^2\alpha)}{n\sqrt{1 - \frac{\sin^2\alpha}{n^2}}} - \frac{\lambda}{2} \qquad \Delta = 2d\frac{(n^2 - \sin^2\alpha)}{\sqrt{n^2 - \sin^2\alpha}} - \frac{\lambda}{2} \qquad \Delta = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2\alpha} - \frac{\lambda}{2} \quad (1.1)$$

Если пленка состоит из оптически менее плотной среды ($n < 1$)



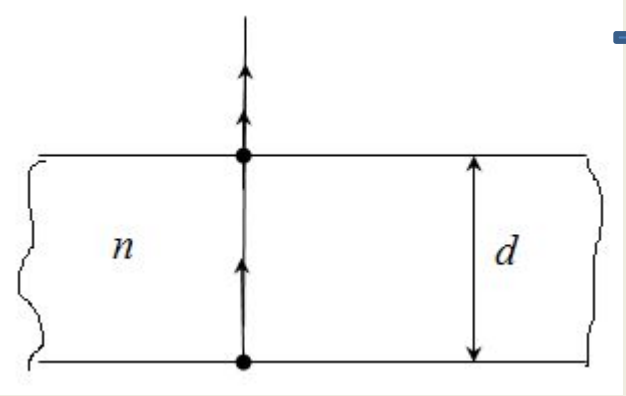
$$\Delta = \left[n(AB + BC) + \frac{\lambda}{2} \right] - (CD) \quad \text{, и} \quad \Delta = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2\alpha} + \frac{\lambda}{2} \; .$$

В общем случае $$\Delta = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2\alpha} \pm \frac{\lambda}{2}$$

Продолжим рассмотрение пленки с $n > 1$ в отраженном свете:

Условие максимума $$2d\sqrt{n^2 - \sin^2\alpha} - \frac{\lambda}{2} = k\lambda \qquad k = 0,1,2...$$

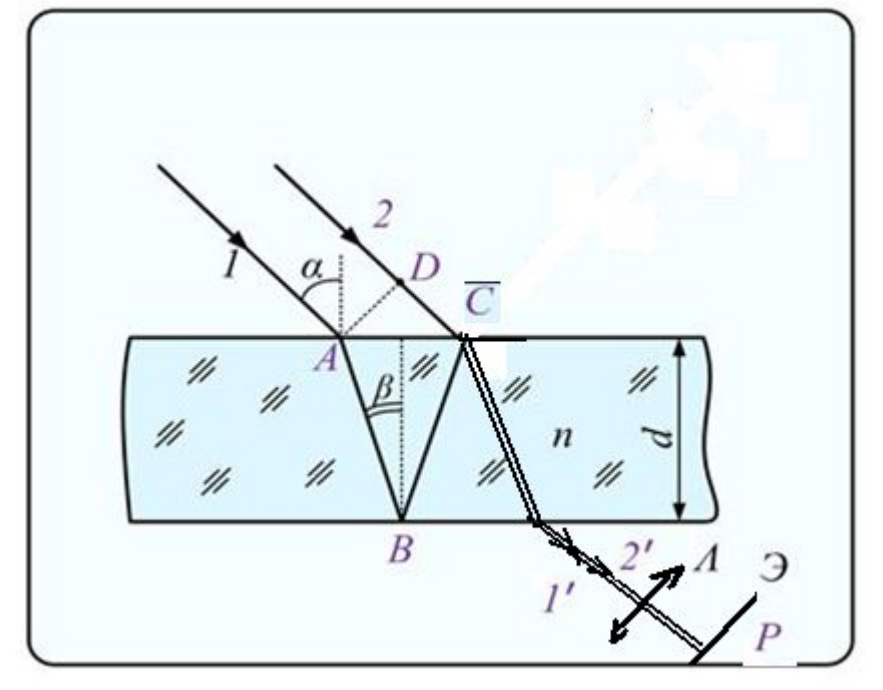
Условие минимума $$2d\sqrt{n^2 - \sin^2\alpha} - \frac{\lambda}{2} = (2k+1)\frac{\lambda}{2} \qquad k = 0,1,2...$$



$\alpha = 0$:

$$2dn = \left(k + \frac{1}{2}\right)\lambda$$ - максимум

$$2dn = (k+1)\lambda$$ - минимум



Интерференцию в тонких плёнках можно наблюдать и **в проходящем свете** :
в рассматриваемом нами случае $(n > 1)$

$$\Delta = n(AB + BC) - CD \quad ,$$

т.к. нет отражения от более плотной среды.

Оптическая разность хода лучей в отраженном и проходящем свете отличаются на $\frac{\lambda}{2}$.

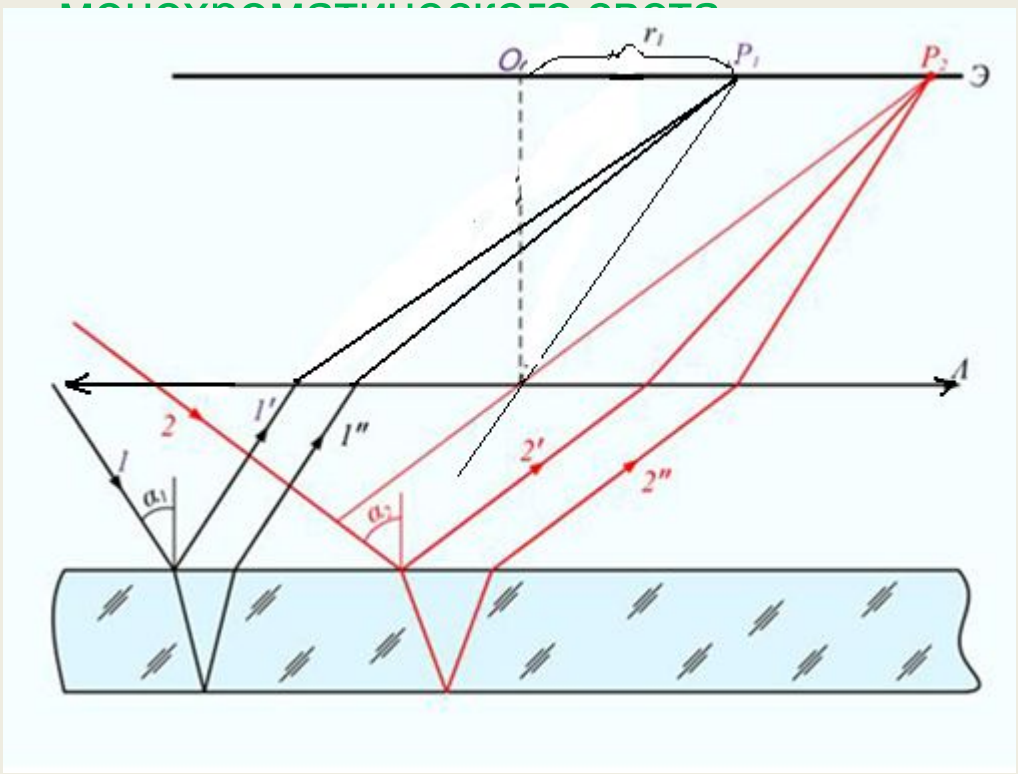
Поэтому интерференционная картина в проходящем свете отличается от картины в отраженном свете как **негатив от позитива**: например, условие m*in* в проходящем свете соответствует условию max в отраженном свете

Далее вернемся к интерференции в отраженном свете:

$$\Delta = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2\alpha} - \frac{\lambda}{2} \quad (1.1) \longrightarrow \Delta = f(d, n, \lambda, \alpha)$$

1. Рассмотрим случай $d, n, \lambda = const, \quad \alpha \neq const.$

На рис. изображен ход лучей при интерференции в плоскопараллельной пластинке при падении на нее рассеянного монохроматического света



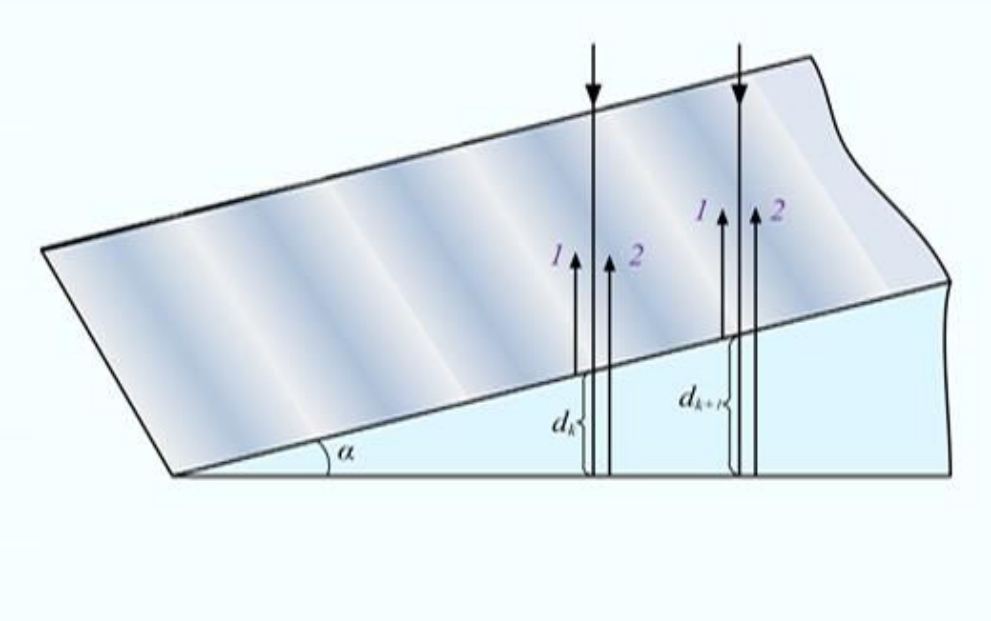
Интерференционные полосы, возникающие на экране в результате наложения лучей, падающих на плоскопараллельную пластинку под одинаковыми углами, называются **полосами равного**

2. Рассмотрим выражение (1.1) в предположении, $\alpha, n, \lambda = const, \quad d \neq const.$ что

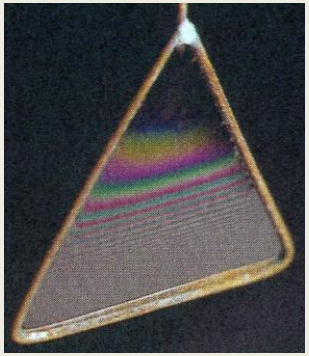
$$\Delta = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2\alpha} - \frac{\lambda}{2} \quad (1.1)$$

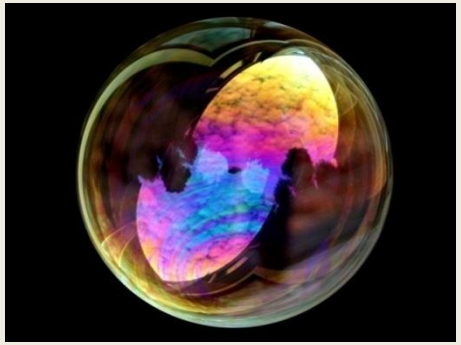
В этом случае условия *max* реализуются при определенных толщинах пленки и

интерференционные полосы называются **ПОЛОСАМИ РАВНОЙ**



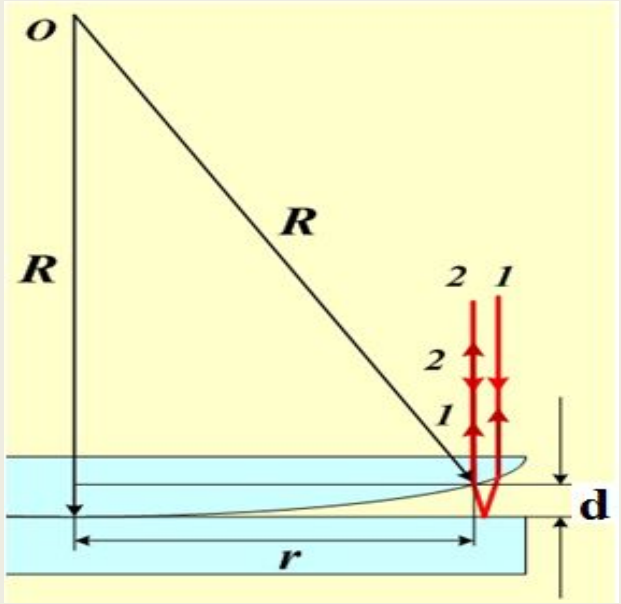
кит интерференция в тонком



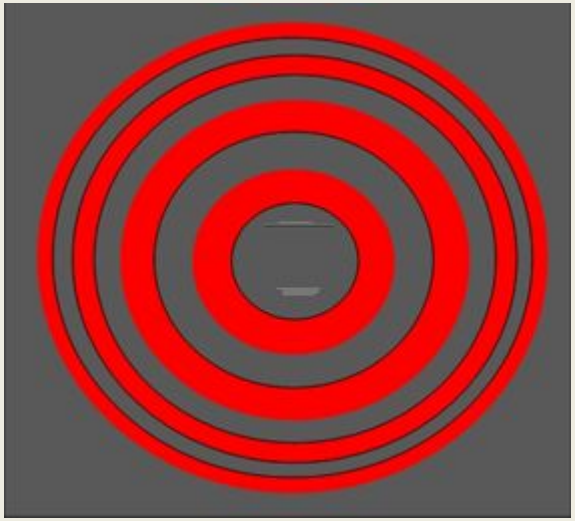


В реальных условиях интерференция в тонких пленках наблюдается в виде цветов побежалости на поверхности стали после закалки, радужных мыльных пузырей, радужных масляных пятен на поверхности воды. При этом наблюдаются полосы смешанного типа, т.к. меняются и α , и d .

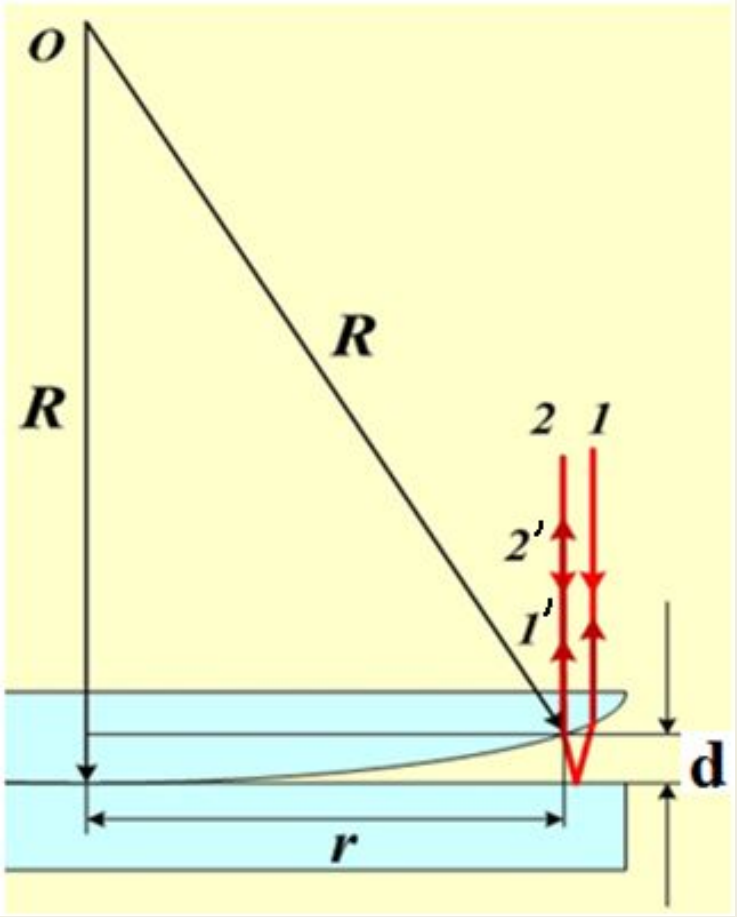
КОЛЬЦА НЬЮТОНА
(классический пример полос равной толщины)



Если на стеклянную пластину положить линзу, то между линзой и пластинкой образуется **клин с осевой симметрией**. При наблюдении в отражённом свете, можно увидеть перераспределение интенсивности излучения, подобное, показанному на рисунке.



Такая картина называется ***«кольцами Ньютона»***. Если наблюдать кольца Ньютона в белом свете, то каждое кольцо будет окрашено во все цвета радуги.



- Рассмотрим ход лучей при наблюдении в **отражённом свете**.
- Луч 2 отражается от верхней границы воздушного клина.
- Луч 1 отражается от нижней границы воздушного клина и интерферирует с лучом 2.
- Условие *min* и max интенсивности выполняется для определенной толщины клина d , связанной с радиусом кольца r.
- Найдем разность хода лучей 1 и 2.

$$\Delta = 2d + \frac{\lambda}{2} \quad (**)$$

$$R^2 = (R-d)^2 + r^2 \Rightarrow r^2 = 2Rd$$

$$\Rightarrow \Delta = \frac{r^2}{R} + \frac{\lambda}{2}$$

max:

$$\frac{r_k^2}{R} + \frac{\lambda}{2} = k\lambda \Rightarrow r_{k\max} = \sqrt{\left(k - \frac{1}{2}\right)\lambda R}$$

min:

$$\frac{r_k^2}{R} + \frac{\lambda}{2} = \left(k + \frac{1}{2}\right)\lambda \Rightarrow r_{k\min} = \sqrt{k\lambda R}$$

$k = 1,2\ldots$ -номер интерференционного кольца.

$$r_{k_{\min}} = \sqrt{k\lambda R}$$

Интерференция света. Кольца Ньютона

в отраженном свете

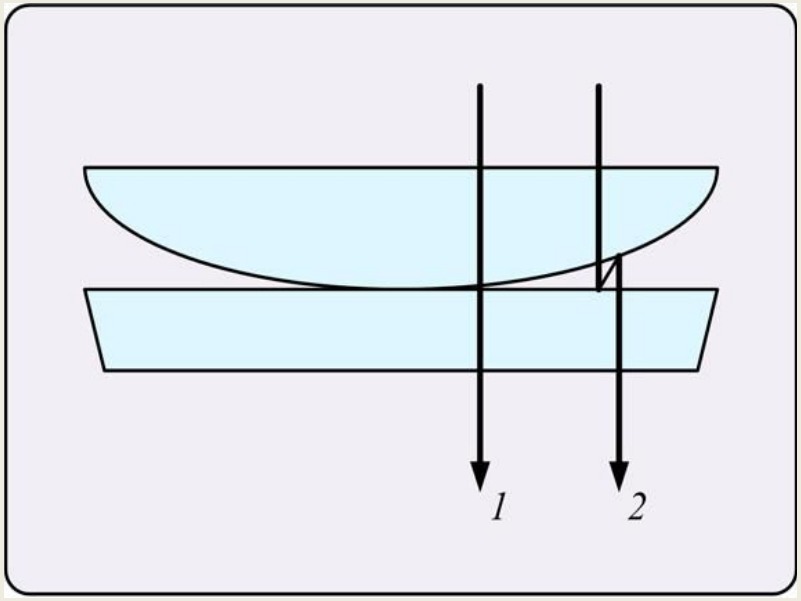
Красный свет

$\lambda_1 \approx 7{,}6 \cdot 10^{-7}$ м

Зеленый свет

$\lambda_2 \approx 5{,}8 \cdot 10^{-7}$ м

$r_{m_1} > r_{m_2}$



Возможно наблюдение колец Ньютона в проходящем свете, но картина будет отличаться от картины в отраженном свете как негатив и позитив.

$$\Delta = 2d$$

Сравните с (**)
!!

Применение интерферонции света: Просветление оптики и интерферометры , которые используются для очень точных измерений расстояний (до 10^{-9} м).