

Интерференция света

Световые волны

Оптика - геометрическая,
- волновая,
- квантовая.

Свет – сложное явление:

в одних условиях он ведет себя как электромагнитная волна, в других – как поток фотонов.

В электромагнитной волне колеблются вектора ***E*** и ***H***. Опыты показывают, что физиологические, фотохимические, фотоэлектрические и другие действия света вызывают колебания вектора ***E***. Следовательно, говоря о световом векторе, подразумевают вектор ***E***.

Уравнение световой волны: $A \cos(\omega t - kr + \alpha)$

$A = E_{max}$ – амплитуда световой волны,

k – волновое число, $k = \frac{\omega}{v}$,

r – расстояние вдоль направления распространения световой волны.

- Для плоской волны $A = const$,

- для сферической $\frac{1}{r} A$.

Фазовая скорость электромагнитной волны (в т.ч. света) в веществе связана со скоростью волн в вакууме следующим соотношением

$$v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon\mu}},$$

$\sqrt{\epsilon\mu} = n$ – абсолютный показатель преломления среды.

- Для всех оптически прозрачных сред

$$\mu \approx 1 \Rightarrow n = \sqrt{\epsilon}.$$

Диэлектрическая проницаемость ϵ является функцией от частоты колебаний света.

Абсолютный показатель преломления среды n характеризует оптическую плотность среды. Среда оптически более плотная имеет большее значение n .

Интенсивность света —

модуль среднего по времени значения
плотности потока энергии

$$I = \left| \langle S \rangle \right| = \left| \langle \vec{E} \cdot \vec{H} \rangle \right|.$$

$$\sqrt{\varepsilon \varepsilon_0} E_0 = \sqrt{\underbrace{\mu \mu_0}_1 H_0} \Rightarrow H_0 = \sqrt{\varepsilon} \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} E_0 = n E_0 \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \Rightarrow$$

$$I \sim E_0 H_0 \sim n E_0^2 = n A^2 \Rightarrow$$

Интенсивность света пропорциональна
квадрату амплитуды световой волны

$$I \sim A^2.$$

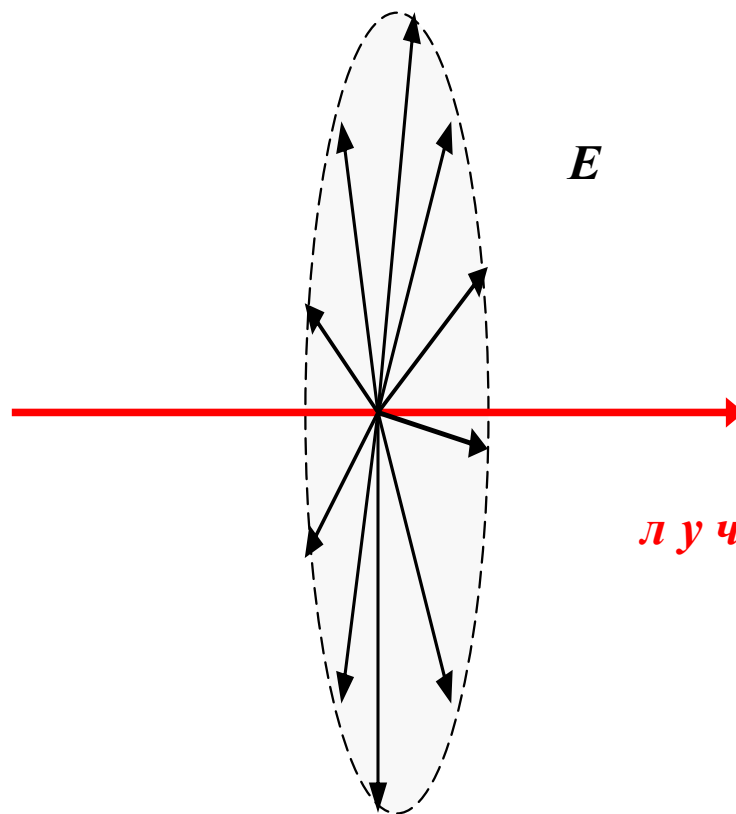
Световой луч —

линия, вдоль которой распространяется световая энергия.

Вектор Пойтинга направлен в каждой точке по касательной к лучу.

В изотропных средах лучи перпендикулярны волновым поверхностям.

В естественном свете колебания вектора E совершаются в различных направлениях, перпендикулярных к лучу.



Механизм испускания света:

- Излучение светящегося тела складывается из волн, испускаемых его атомами.
- Процесс испускания света возбужденным атомом конечен, равен $\approx 10^{-8}$ с. За это время успевает образоваться последовательность минимумов и максимумов, протяженностью примерно 3 м – это «цуг волн». Испустив свет, атом «гаснет» и через некоторое время снова испускает свет, но уже с новой начальной фазой.

Механизм испускания света

- Одновременно свет испускают многие атомы. Возбуждаемые ими цуги волн, налагаются друг на друга, образуют световую волну. Плоскость колебаний для каждого цуга ориентирована случайным образом. Следовательно, в результирующей волне колебания различных направлений *равновероятны*.

Законы геометрической оптики

1. Закон прямолинейного распространения света.
2. Закон независимости световых лучей.
3. Закон отражения света.
4. Закон преломления света

$$\frac{\sin i_1}{\sin i_2} = n_{21} = \frac{n_2}{n_1}.$$

Основные фотометрические величины

- Энергетические величины.

Поток излучения $\Phi_e = \frac{W}{t}, \quad [Watt].$

Энергетическая светимость
(излучательность) $R_e = \frac{\Phi_e}{S}, \quad \left[\frac{W}{m^2} \right].$

Энергетическая сила света
(сила излучения) $I_e = \frac{\Phi_e}{\Omega}, \quad \left[\frac{W}{steradian} \right].$

Стерadian – телесный угол с вершиной в центре сферы, вырезающий на поверхности сферы площадь, равную площади квадрата со стороной, равной радиусу сферы.

- Энергетические величины

Энергетическая яркость (лучистость)

$$B_e = \frac{\Delta I_e}{\Delta S}, \quad \left[\frac{Вт}{ср \cdot м^2} \right].$$

Энергетическая освещенность

$$E_e, \quad \left[\frac{Вт}{м^2} \right].$$

- Световые величины

Сила свет. *Кандела* [кд] – сила света в заданном направлении источника, испускающего монохроматическое излучение частотой $540 \cdot 10^{12}$ Гц, энергетическая сила света которого в этом направлении
$$I_e = \frac{1}{683} \frac{Вт}{ср}.$$

Световой поток, [люмен, лм,
 $1 \text{ лм} = 1 \text{ кд} \cdot 1 \text{ ср}$].

Освещенность $E = \frac{\Phi}{S}, \quad \left[\text{люкс} = 1 \text{ лк} = \frac{1 \text{ лм}}{1 \text{ м}^2} \right].$

Интерференция света

В XVII веке было две теории света

- корпускулярная (Ньютон),
- волновая (Гук, Гюйгенс).

Когерентные волны – разность их фаз остается постоянной во времени, т.е. они имеют одинаковую частоту.

Интерференция волн – явление наложения в пространстве двух (или нескольких) когерентных волн, в результате которого в различных точках получается усиление или ослабление результирующей волны.

Необходимое условие интерференции волн – их *когерентность*.

Условию когерентности удовлетворяют **монохроматические волны** – волны одной определенной и строго постоянной частоты.

В естественном свете

колебания различных направлений с различными начальными фазами быстро и беспорядочно сменяют друг друга.

Следовательно, ни один реальный источник не дает строго монохроматического света. По этой причине волны, излучаемые двумя независимыми источниками света, некогерентные и не дают интерференционной картины. (Не наблюдается интерференция света от независимых источников, например, 2-х лампочек.)

Немонохроматический свет
представляется в виде совокупности
сменяющих друг друга независимых
гармонических цугов
продолжительностью τ , в течение
которого только и существует
когерентность.

2 монохроматические световые волны накладываются друг на друга и возбуждают в точке колебания одного направления:

$$x_1 = A_1 \cos(\omega t + \varphi_1),$$
$$x_2 = A_2 \cos(\underbrace{\omega t + \varphi_2}_{\text{фаза}}), \quad \text{где } x \sim E \quad \text{или} \quad H.$$

Амплитуда результирующего колебания:

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \underbrace{\cos(\varphi_2 - \varphi_1)}_{const}.$$

Волны монохроматические и $(\varphi_2 - \varphi_1) = const$ для каждой точки пространства.

Интенсивность результирующей волны

$$I \sim A^2 \Rightarrow$$

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\varphi_2 - \varphi_1).$$

В точках пространства, где

$$\cos(\varphi_2 - \varphi_1) > 0 \Rightarrow I > I_1 + I_2,$$

$$\cos(\varphi_2 - \varphi_1) < 0 \Rightarrow I < I_1 + I_2.$$

Т.е. наблюдается пространственное перераспределение светового потока, когда в одних местах возникают максимумы, в других – минимумы.

Это явление называется

интерференцией света.

- Волны некогерентные

Следовательно, $(\varphi_2 - \varphi_1)$ непрерывно
меняются и $\langle \cos(\varphi_2 - \varphi_1) \rangle = 0$.

Интенсивность результирующей волны ,

$$I = I_1 + I_2$$

т.е. интерференция не наблюдается.

Способ получения когерентных световых волн:

Разделение волны, излучаемой одним источником, на 2 части, прошедшие разный *оптический путь*.

S – геометрический путь.

Оптический путь в среде с показателем преломления n :

$$L = n \cdot S.$$

Среда 1:

$$n_1 = \frac{c}{v_1}, \text{ пройденный путь} \quad S_1 = v_1 t_1 \Rightarrow A_1 \cos \omega \left(t - \frac{S_1}{v_1} \right).$$

Среда 2:

$$n_2 = \frac{c}{v_2}, \text{ пройденный путь} \quad S_2 = v_2 t_2 \Rightarrow A_2 \cos \underbrace{\omega \left(t - \frac{S_2}{v_2} \right)}_{\text{фаза}}.$$

v_1, v_2 – фазовые скорости

Разность фаз колебаний:

$$\begin{aligned}\delta &= \varphi_1 - \varphi_2 = \omega \left(\frac{S_2}{v_2} - \frac{S_1}{v_1} \right) = \\ &= \frac{2\pi}{T} \left(\frac{S_2 n_2}{c} - \frac{S_1 n_1}{c} \right) = \frac{2\pi}{Tc} \left(\underbrace{S_2 n_2}_{\substack{\text{опт.} \\ \text{путь}}} - S_1 n_1 \right) = \\ &= \frac{2\pi}{\lambda_0} \underbrace{(L_2 - L_1)}_{\Delta} = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta,\end{aligned}$$

фаз.ск. $v_1 = \frac{c}{n_1}, \quad v_2 = \frac{c}{n_2};$ в вакууме $\lambda_0 = Tc.$

Δ – оптическая разность хода.

$$\Delta = \pm m \lambda_0 = \pm 2m \frac{\lambda_0}{2}, \quad m = 0, 1, 2, \dots \Rightarrow \delta = \pm 2m\pi$$

колебания с одинаковой фазой и
наблюдается *интерференционный max*.

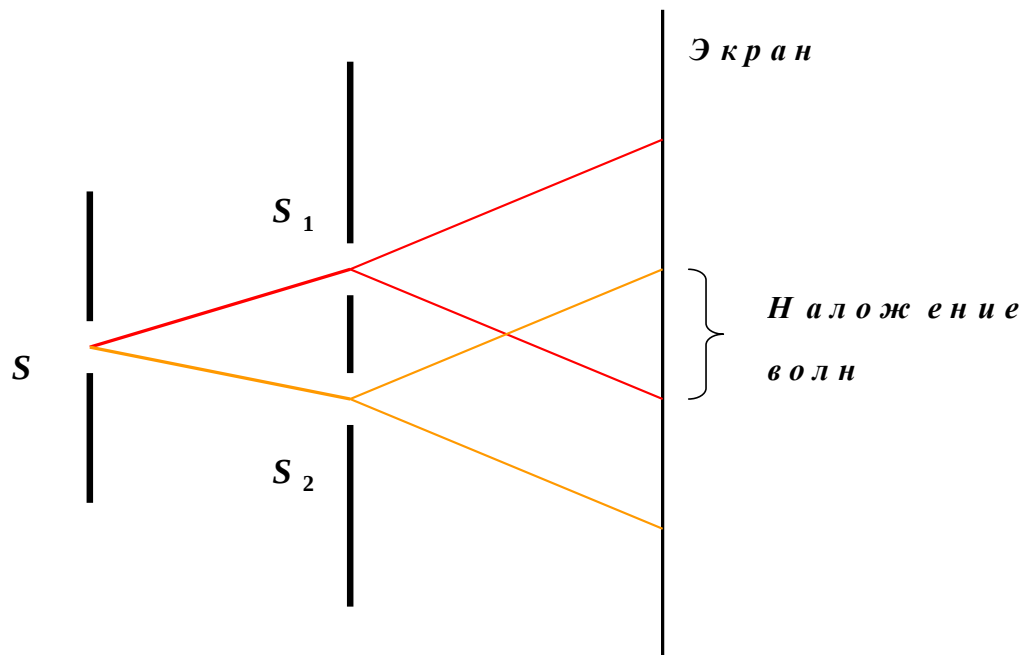
$$\Delta = \pm (2m + 1) \frac{\lambda_0}{2}, \quad m = 0, 1, 2, \dots \Rightarrow \delta = \pm (2m + 1)\pi$$

колебания в противофазе и
наблюдается *интерференционный min*.

Методы наблюдения интерференции света.

1. Метод Юнга.

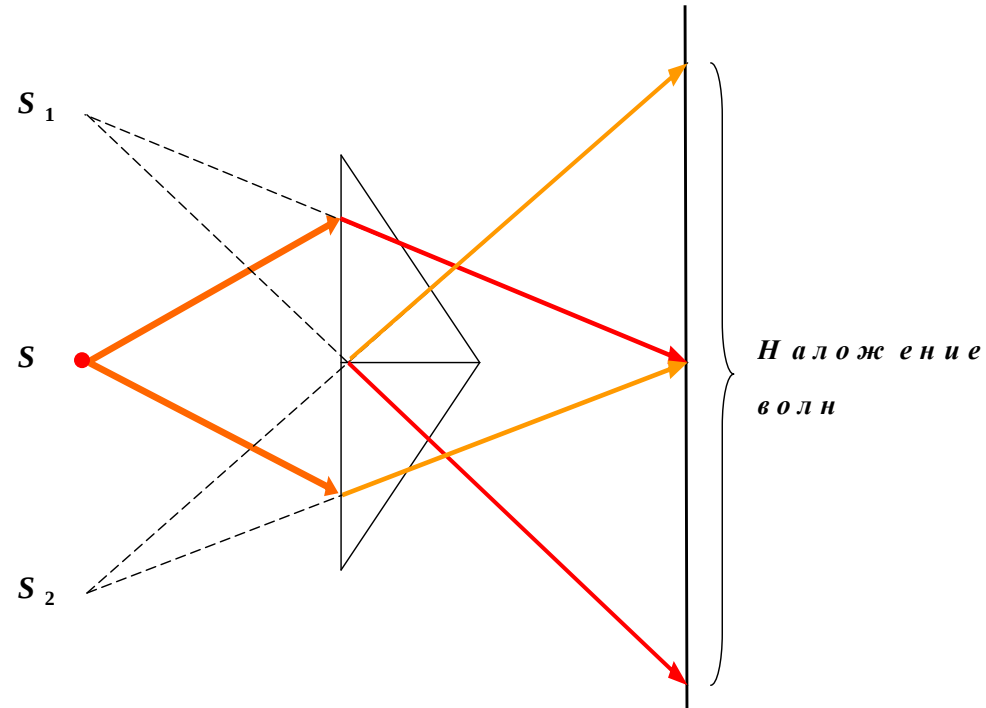
Источники когерентных световых волн — две щели S_1 , S_2 , равноудаленные и параллельные щели S , являющейся источником света.



2. Бипризма Френеля состоит из двух

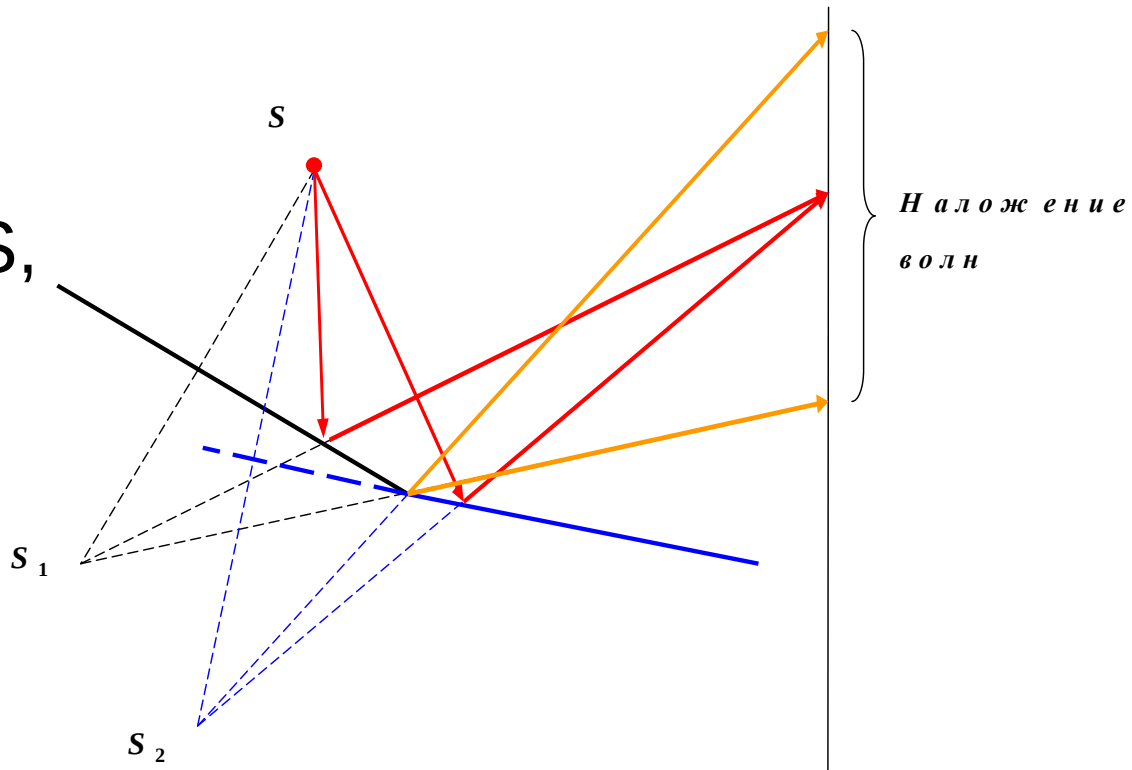
одинаковых,
сложенных
основаниями призм
с малыми
преломляющими
углами.

Свет от источника S
преломляется в
каждой из призм, за
которыми свет
распространяется,
как от 2-х мнимых
источников S_1, S_2 .



3. Зеркала Френеля – два плоских зеркала,
расположенных
относительно друг
друга под углом $\leq 180^\circ$.

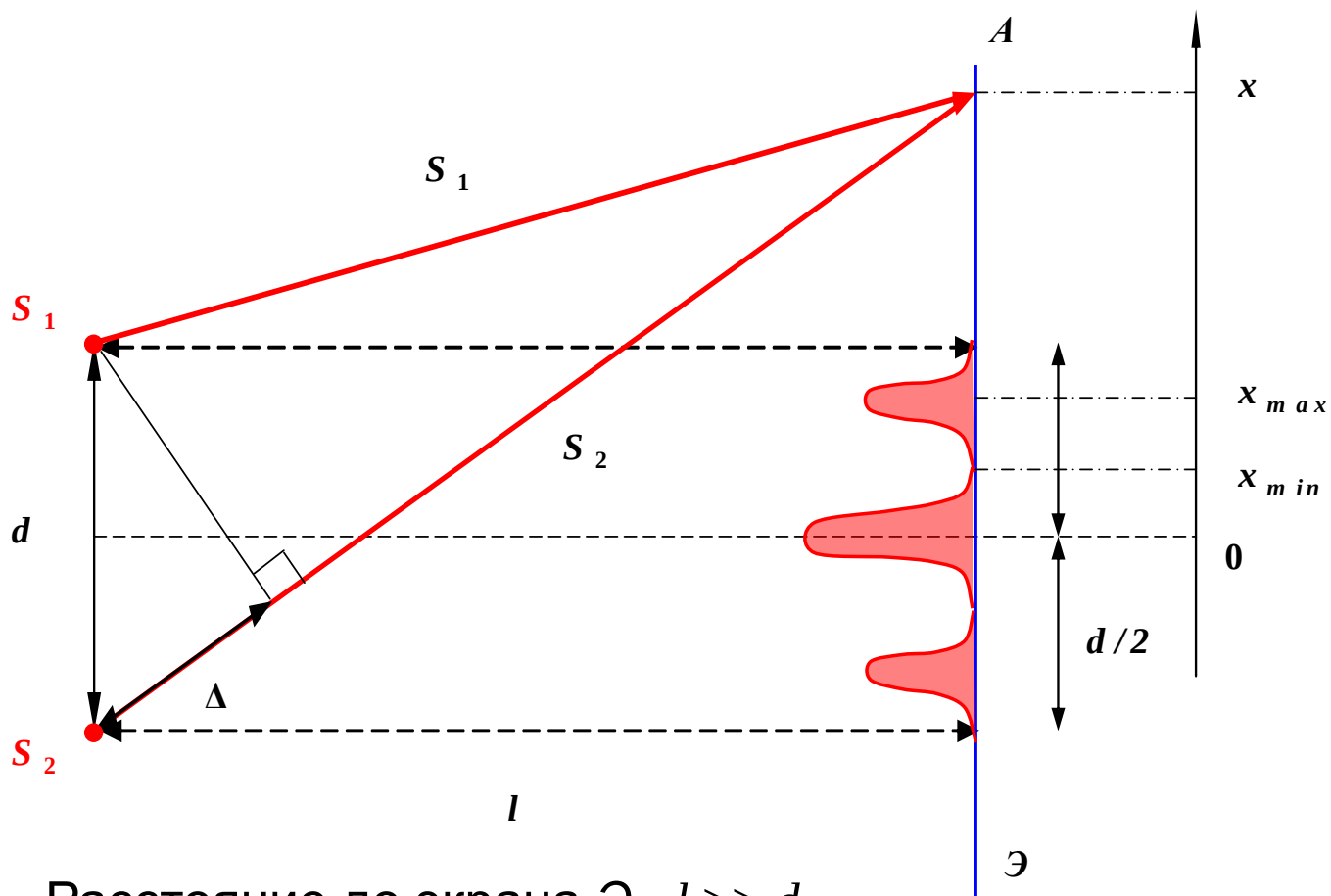
Свет от источника S ,
отражаясь от
каждого зеркала,
дает 2 мнимых
изображения, т.е.
*2 мнимых
источника S_1, S_2 .*



Методы наблюдения интерференции света.

Во всех этих методах интерференционная картина наблюдается в области наложения волн, идущих от 2-х когерентных источников света: реальных или мнимых.

Интерференционная картина от двух ИСТОЧНИКОВ



S_1, S_2 –
монохрома
тические
источники
света на
расстоянии
 d друг от
друга.

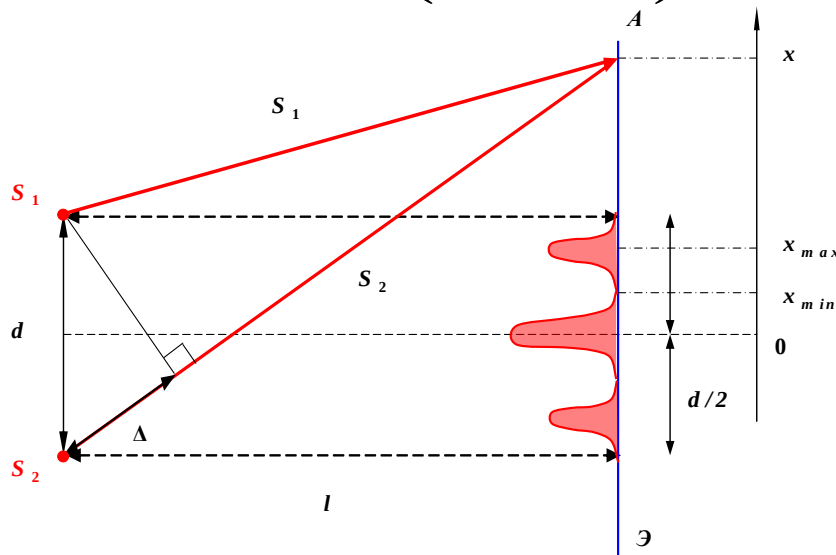
Расстояние до экрана $\mathcal{E}$ $l \gg d$.

0 – точка отсчета расположена симметрично относительно S_1, S_2 .

Оптическая разность хода $\Delta = S_2 - S_1$.

$$S_2^2 = l^2 + \left(x + \frac{d}{2}\right)^2,$$

$$S_1^2 = l^2 + \left(x - \frac{d}{2}\right)^2 \Rightarrow S_2^2 - S_1^2 = 2xd,$$



$$S_2^2 - S_1^2 = (S_2 - S_1) \cdot (S_2 + S_1) \Rightarrow$$

$$S_2 - S_1 = \Delta = \frac{2xd}{S_2 + S_1},$$

$$l \gg d \Rightarrow S_1 + S_2 \approx 2l \Rightarrow$$

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

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

$$\Delta_{\max} = \pm 2m \frac{\lambda_0}{2} \Rightarrow x_{\max} = \pm m \frac{l}{d} \lambda_0$$

интерференционный максимум.

$$\Delta_{\min} = \pm (2m + 1) \frac{\lambda_0}{2} \Rightarrow x_{\min} = \pm \left(m + \frac{1}{2} \right) \underbrace{\frac{l}{d}}_{\Delta x} \lambda_0$$

интерференционный минимум.

Расстояние между соседними максимумами или минимумами – *ширина интерференционной полосы*

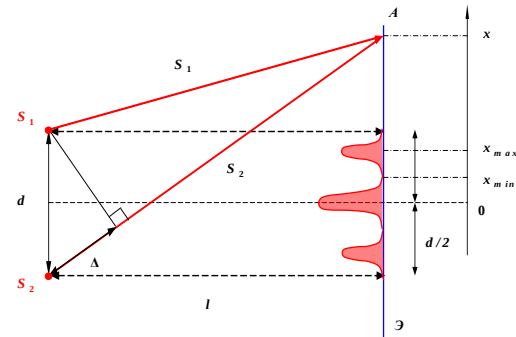
$$\Delta x = \frac{l}{d} \lambda_0 = \text{const.}$$

$$\Delta x = x_{\min(m+1)} - x_{\min(m)} = 2(m+1)\frac{l}{d}\frac{\lambda_0}{2} - 2m\frac{l}{d}\frac{\lambda_0}{2} = \frac{l}{d}\lambda_0.$$

$m = 0$ – главный max в точке 0.

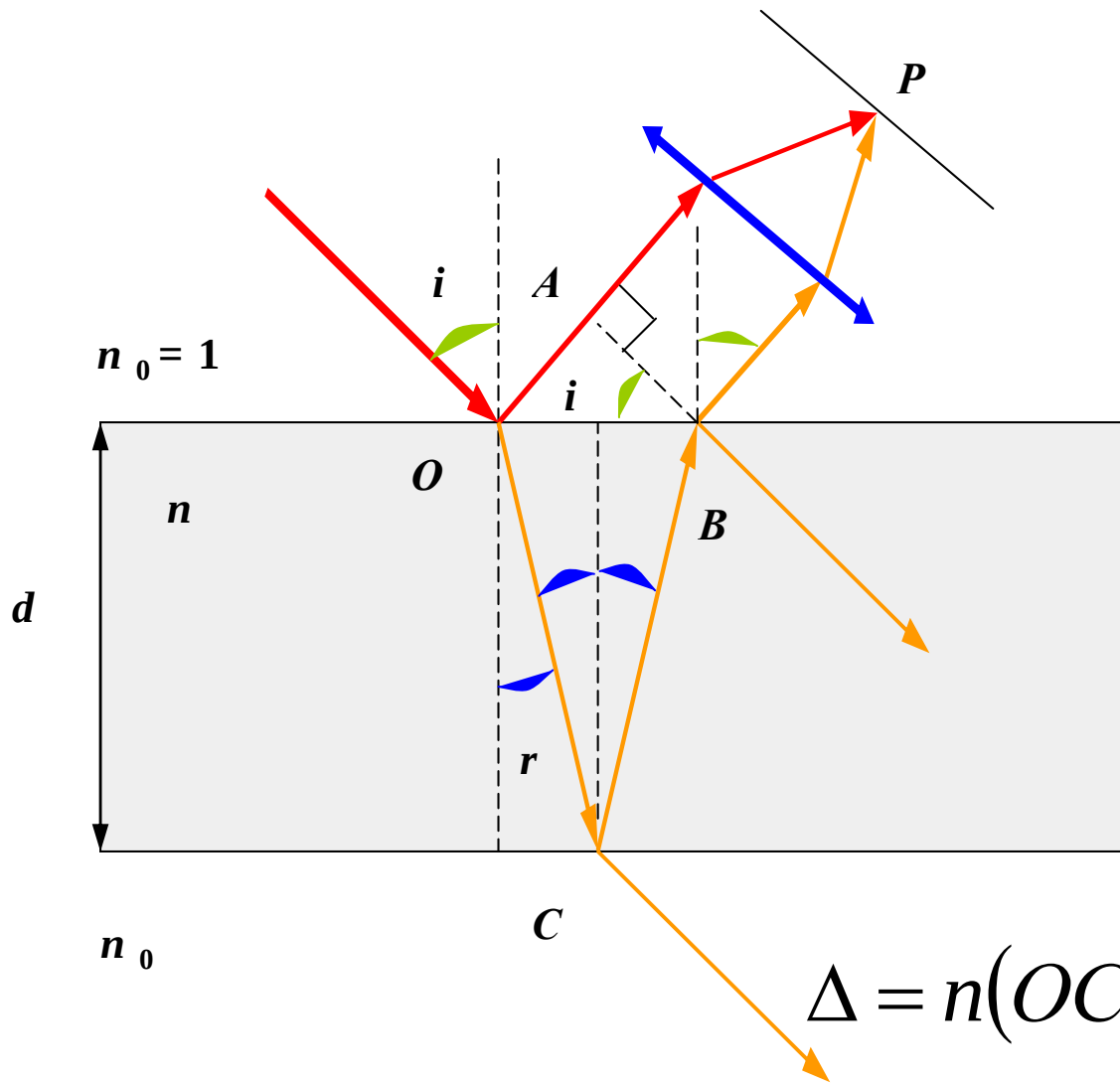
$m = n$ – максимум n -го порядка.

$$x_{\max;\min} = f(\lambda_0); \quad \Delta x = f(\lambda_0) \Rightarrow$$



Для немонохроматического света (например, белый свет) только для $m = 0$ максимум для всех длин волн совпадает (в середине экрана наблюдается белое пятно или полоса), а по обе стороны расположены спектрально окрашенные полосы 1, 2 и т.д. порядков.

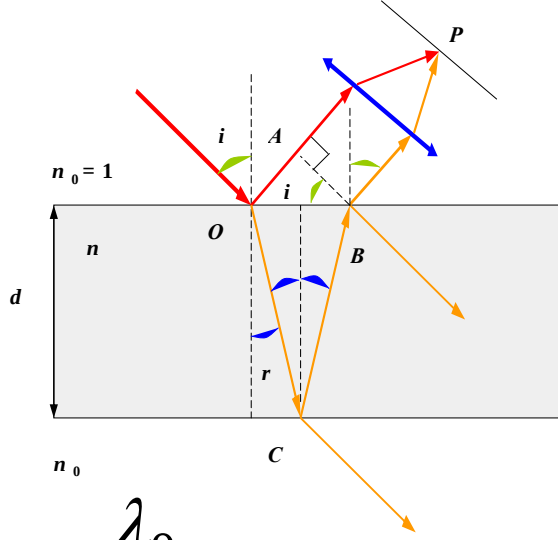
Интерференция в тонких пленках



Плоскопараллельная пластина толщиной d , показатель преломления – n .

Оптическая разность хода

$$\Delta = n(OC + CB) - \left(OA \pm \frac{\lambda_0}{2} \right). (1)$$



$$\Delta = n(OC + CB) - \left(OA \pm \frac{\lambda_0}{2} \right). (1)$$

$\pm \frac{\lambda_0}{2}$ обусловлено потерями полуволны при отражении света от границы раздела.

Если $n > n_0$, то потеря полуволны происходит в точке O при отражении от оптически более плотной среды, т.к. вектор ***E*** в этом случае меняет свою фазу на π .

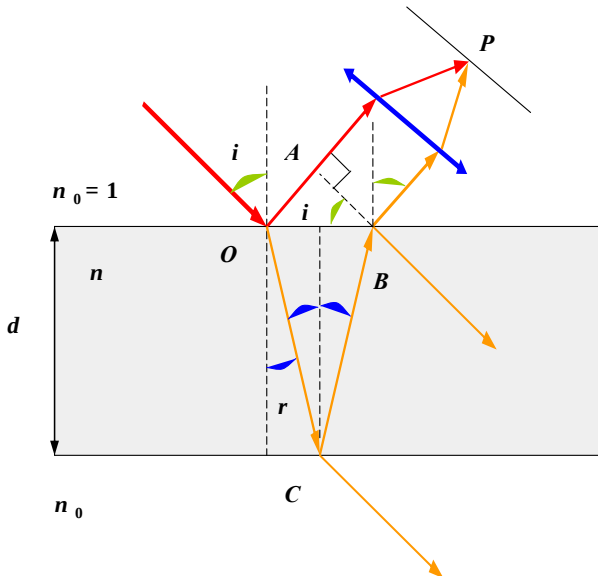
$$\Delta = n(OC + CB) - \left(OA \pm \frac{\lambda_0}{2} \right). (1)$$

$n > n_0$ – потеря в точке O , в уравнении (1)

$$- \frac{\lambda_0}{2} \Rightarrow \Delta = \dots + \frac{\lambda_0}{2}.$$

$n < n_0$ – потеря в точке C , в уравнении (1)

$$+ \frac{\lambda_0}{2} \Rightarrow \Delta = \dots - \frac{\lambda_0}{2}.$$

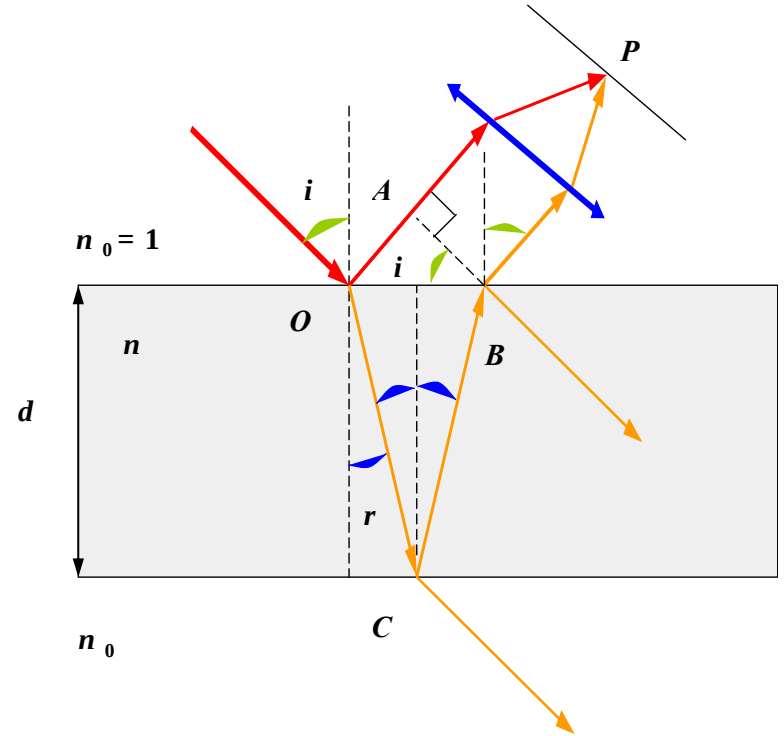


$$OC = CB = \frac{d}{\cos r},$$

$$OA = OB \sin i = 2(d \cdot \tan r) \sin i,$$

$$\frac{\sin i}{\sin r} = \frac{n}{n_0} \Rightarrow$$

$$n_0 \sin i = n \sin r. \quad \Rightarrow \Delta = n \frac{2d}{\cos r} - 2d \underbrace{\frac{\sin r}{\cos r}}_{\tan r} \underbrace{\sin i}_{n \sin r} \mp \frac{\lambda_0}{2} =$$



$$\Rightarrow \Delta = n \frac{2d}{\cos r} - 2d \underbrace{\frac{\sin r}{\cos r}}_{\text{tgr}} \underbrace{\sin i}_{n \sin r} \mp \frac{\lambda_0}{2} =$$

$$= \frac{2nd}{\cos r} - \frac{2dn \sin^2 r}{\cos r} \mp \frac{\lambda_0}{2} = \frac{2dn}{\cos r} \underbrace{\left(1 - \sin^2 r\right)}_{\cos^2 r} \mp \frac{\lambda_0}{2} =$$

$$= 2dn \cos r \mp \frac{\lambda_0}{2} = 2dn \sqrt{1 - \sin^2 r} \mp \frac{\lambda_0}{2} =$$

$$= 2d \sqrt{n^2 - \underbrace{n^2 \sin^2 r}_{\sin^2 i}} \mp \frac{\lambda_0}{2} = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 i} \mp \frac{\lambda_0}{2}.$$

В рассматриваемом случае $n > n_0$:

$$\Delta = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} + \frac{\lambda_0}{2} = \Delta(\lambda_0, d, n, i).$$

В точке P наблюдается *интерференционный максимум*, если

$$2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} + \frac{\lambda_0}{2} = \Delta_{\max} = 2m\frac{\lambda_0}{2},$$

$$2dn \cos r = (2m + 1)\frac{\lambda_0}{2}, \quad m = 0, 1, 2, \dots$$

В точке P наблюдается *интерференционный минимум*, если

$$2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} + \frac{\lambda_0}{2} = \Delta_{\min} = (2m + 1)\frac{\lambda_0}{2},$$

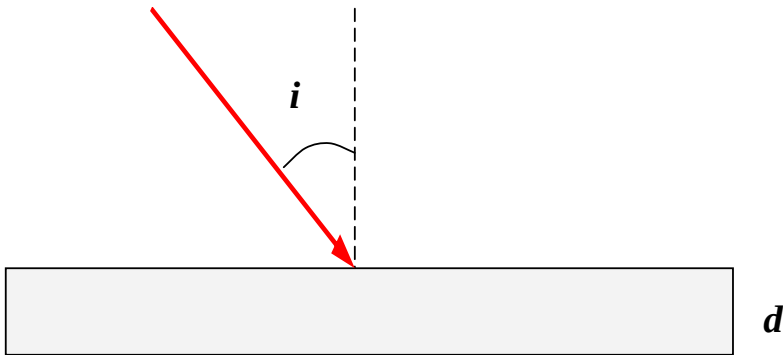
$$2dn \cos r = 2m\frac{\lambda_0}{2}, \quad m = 1, 2, \dots$$

m – порядок интерференционного $\max$ или $\min$.

- Интерференционная картина наблюдается, если $2d < \lambda$.

- Плоскопараллельная пластина.

$$\Delta(\lambda_0, d, n, i)$$

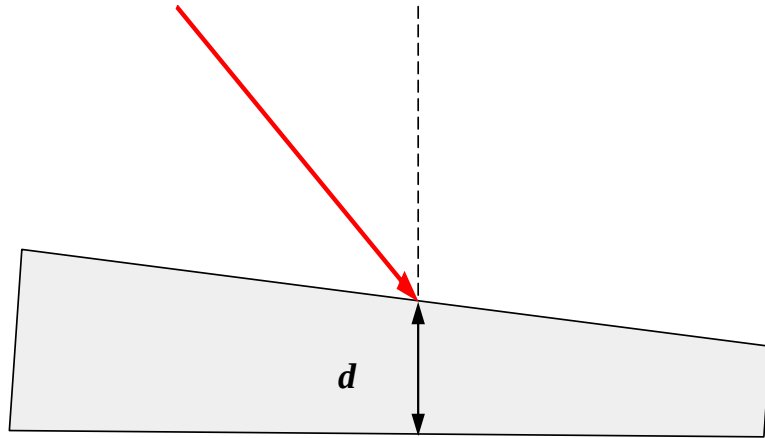


Каждому падающему углу i , т.е. каждому наклону лучей соответствует своя интерференционная картина. После их отражения и фокусировки с помощью линзы наблюдаются интерференционные **полосы равного наклона**.

• Пластина переменной толщины.

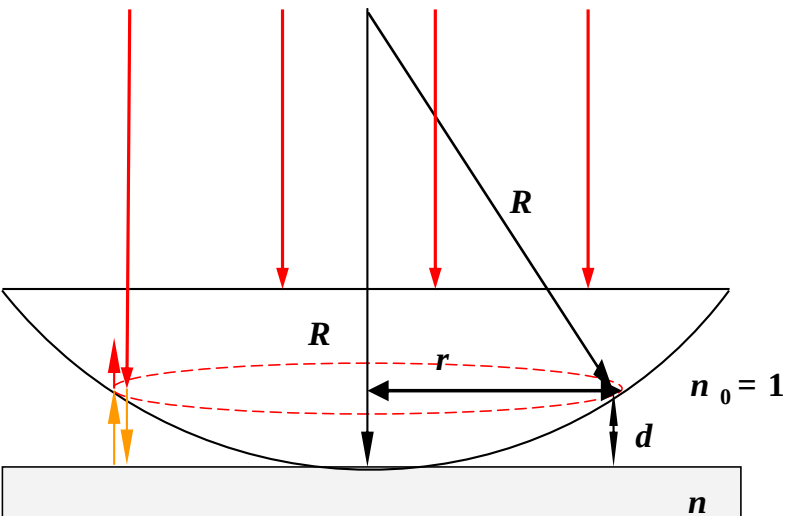
Наблюдаются интерференционные **полосы равной толщины**.

$$\Delta(\lambda_0, d, n, i)$$



В этом случае оптическая разность хода лучей будет зависеть от толщины пластины в месте падения луча. Интерференционные полосы, возникающие в результате наложения лучей, отраженных от мест пластины, имеющих одинаковую толщину, называются полосы равной толщины.

Пример: **кольца Ньютона** наблюдаются при отражении света от воздушного зазора, образованного плоскопараллельной пластиной и соприкасающейся с ней плосковыпуклой линзой с большим радиусом кривизны.



Показатель преломления
воздуха $n_0 = 1$, $i = 0$.

R – радиус кривизны линзы,
 r – радиус окружности,
для которой зазор d одинаков.

Параллельный пучок света падает нормально на плоскую поверхность линзы, частично отражаясь от верхней и нижней поверхностей воздушного зазора между линзой и пластиной. Отраженные лучи накладываются, и возникает интерференционная картина в виде концентрических окружностей.

Оптическая разность хода:

$$\Delta = 2d + \frac{\lambda_0}{2} = 2\frac{r^2}{2R} + \frac{\lambda_0}{2} = \frac{r^2}{R} + \frac{\lambda_0}{2}.$$

$$\Delta = \frac{r^2}{R} + \frac{\lambda_0}{2}.$$

В выражении для оптической разности хода член $\frac{\lambda_0}{2}$ учитывает изменение фазы на π при отражении от пластины.

$$\Delta_{\max} = 2m \frac{\lambda_0}{2} = m\lambda_0 \Rightarrow$$

$$r_{\max} = \sqrt{\lambda_0 R \left(m - \frac{1}{2} \right)} = \sqrt{\frac{R\lambda_0}{2} (2m - 1)}$$

$m = 1, 2 \dots$, т.к. r не может быть отрицательным.

$$\Delta_{\min} = (2m + 1) \frac{\lambda_0}{2} = \left(m + \frac{1}{2} \right) \lambda_0 \Rightarrow$$

$$r_{\min} = \sqrt{\lambda_0 R m} \quad \text{радиус темного кольца.}$$

$m = 0, 1, 2 \dots$

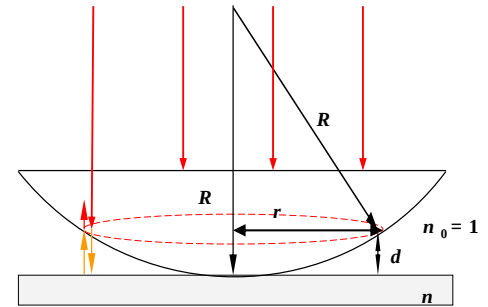
$m = 0$ соответствует $r = 0$,

т.е. это точка в месте касания пластины и линзы.

В этой точке наблюдается минимум интенсивности, обусловленный изменением фазы на π при отражении от пластины.

В проходящем свете
луч 2 раза отражается

от оптически более плотной среды,
поэтому оптическая разность хода для
отраженного и проходящего лучей
отличаются на $\frac{\lambda_0}{2}$.



Следовательно, уравнению для
интерференционного $\max$ отраженного
света соответствует уравнение для $\min$
проходящего света, а для $\min$
отраженного – $\max$ проходящего.

Просветление оптики

При прохождении через большое количество линз происходит многократное отражение света. В результате этого – ослабление интенсивности прошедшего света, возникновение бликов.

На поверхность линз наносятся тонкие пленки с показателем преломления $n < n_{\text{линзы}}$, при отражении света от пленки и линзы происходит интерференция отраженных лучей.

Если $\Delta = (2m + 1)\frac{\lambda_0}{2}$

то наблюдается интерференционный минимум.

Чтобы отраженные лучи гасились полностью, должно выполняться условие

$A_{отр. от пленки} = A_{отр. от линзы}$, что выполняется при

$$n_{пленки} = \sqrt{n_{линзы}}$$

Если $n_{\text{линзы}} > n_{\text{пленки}} > n_{\text{воздуха}}$

то потеря полуволны происходит на поверхности воздух-пленка и пленка-линза. Следовательно, в уравнении для оптической разности хода нет добавочного коэффициента $\pm \frac{\lambda_0}{2}$:

$\Delta = 2nd$ - оптическая толщина пленки.

$$\Delta_{\min} = (2m + 1) \frac{\lambda_0}{2} = \Delta = 2nd,$$

$$\text{при } m = 0 \quad 2nd = (2 \cdot 0 + 1) \frac{\lambda_0}{2} \Rightarrow nd = \frac{\lambda_0}{4}.$$

Как правило, гашение делают для $\lambda \approx 0,55$ мкм (желто-зеленый цвет) – наиболее восприимчивой глазом. Следовательно, в отраженном свете этот цвет отсутствует, и просветленные объективы имеют синевато-красный оттенок.

Интерферометры

используются для измерения малых перемещений, шероховатости, показателя преломления прозрачных тел.