

Тема лекции:

Интерференция электромагнитных волн.  
Особенности интерференции световых  
волн

# Оптика

**Оптика** — раздел физики, рассматривающий явления, связанные с распространением электромагнитных волн видимого, инфракрасного и ультрафиолетового диапазонов спектра.

Оптика состоит из следующих основных разделов:

1. Геометрическая оптика
2. Волновая оптика
3. Квантовая оптика

# Геометрическая оптика

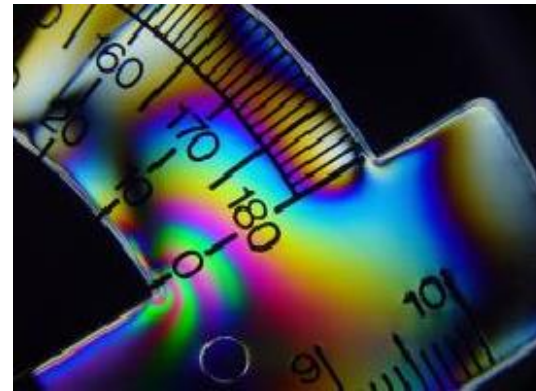
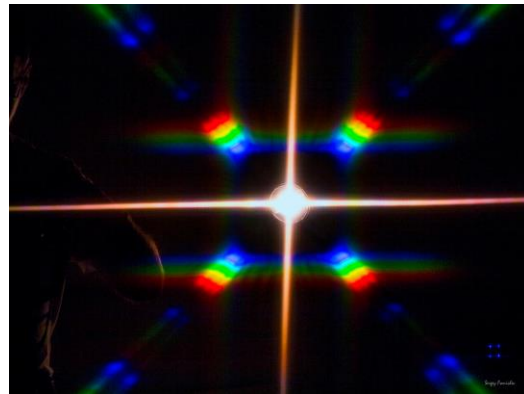
**Геометрическая оптика** не занимается рассмотрением вопроса о природе света. Центральное понятие геометрической оптики— **световой луч**, представляющий собой линию, вдоль которой переносится энергия света. В однородной оптической среде световые лучи представляют собой прямые линии.



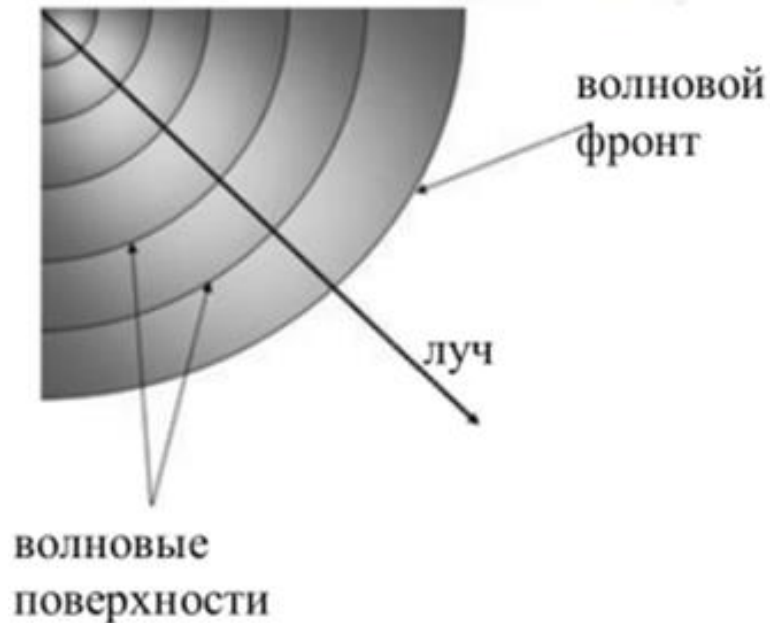
# Волновая оптика

**Волновая оптика** – раздел оптики, объясняющий оптические явления на основе волновой природы света.

Волновая оптика описывает такие оптические явления, как *интерференция, дифракция, поляризация, дисперсия.*



# Волновая поверхность и волновой фронт



Из предыдущей лекции мы узнали, что электромагнитные волны – поперечные. Это значит, что вектора напряженности электрического поля и индукции магнитного поля колеблются в направлении, перпендикулярном вектору скорости.

**Волновая поверхность** – геометрическое место точек, колеблющихся в одинаковой фазе.

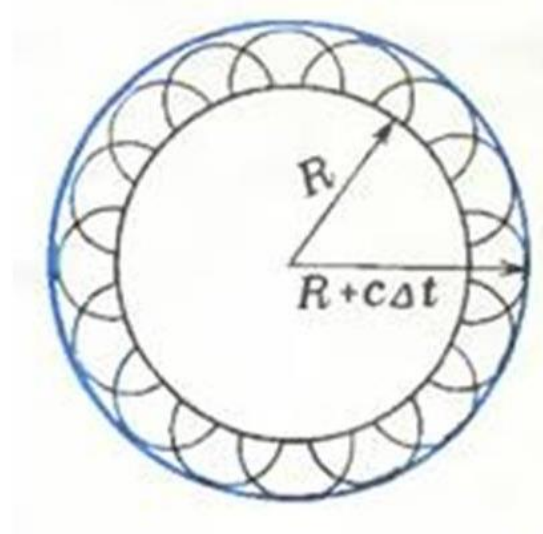
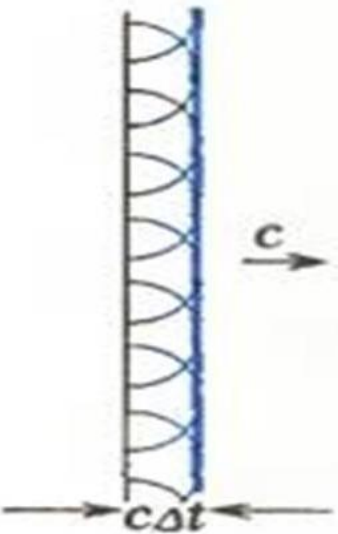
**Волновой фронт** – поверхность, до которой дошли колебания к данному моменту времени.

# Принцип Гюйгенса

Для анализа явлений геометрической оптики используется представление о механизме перемещения фронта волны в виде **принципа Гюйгенса**, который справедлив как для упругих, так и для электромагнитных волн.

*Каждая точка среды, до которой к данному моменту времени дошел волновой фронт, становится источником вторичных возбуждений – сферических волн, и положение волнового фронта в последующие моменты времени находится как огибающая этих вторичных волн.*

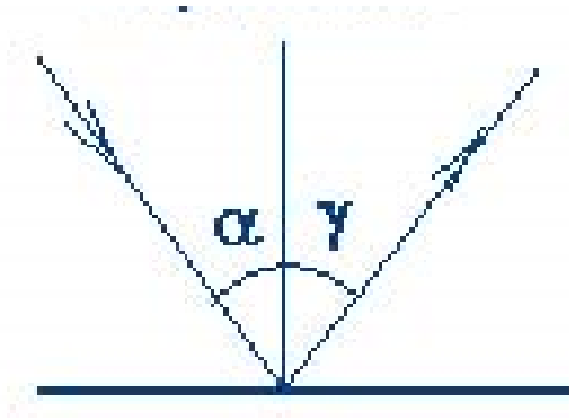
# Принцип Гюйгенса



Так, для плоской волны огибающая вторичных волн дает перемещение плоскости волнового фронта со скоростью  $c$ :  $\Delta x = c\Delta t$ , для сферической волны – увеличение радиуса сферического волнового фронта на  $\Delta R = c\Delta t$ . Каждая точка волнового фронта – источник вторичной сферической волны (рис.).

# Отражение плоских электромагнитных волн

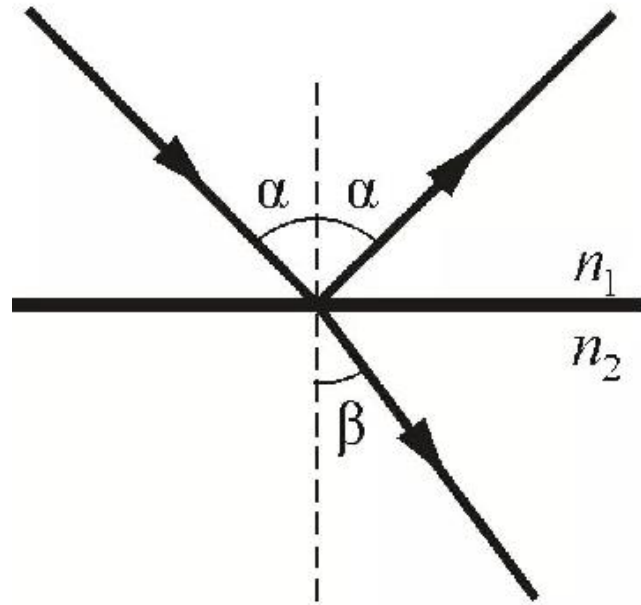
Плоская волна падает на плоскую же границу раздела двух сред, обладающих различными показателями преломления (рис.). В этом случае **угол отражения  $\gamma$**  – угол между отраженным лучом и перпендикуляром к границе раздела.



**Закон отражения:**  $\alpha = \gamma$ , то есть угол падения равен углу отражения. При этом падающий луч, отраженный луч и перпендикуляр лежат в одной плоскости.



# Преломление плоских электромагнитных волн

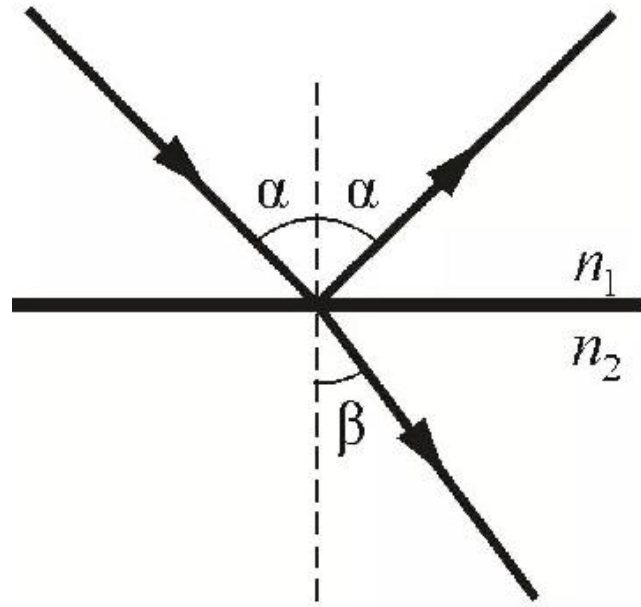


*Плоская волна изменяет направление распространения при переходе из среды с показателем преломления  $n_1$  в среду с показателем преломления  $n_2$  (см. рис.).*

**Угол падения  $\alpha$**  – угол между падающим лучом и перпендикуляром к границе раздела.

**Угол преломления  $\beta$**  – угол между преломленным лучом и перпендикуляром к границе раздела.

# Преломление плоских электромагнитных волн



Закон преломления 
$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{v_1}{v_2} = \frac{n_2 c}{n_1 c} = \frac{n_2}{n_1}$$

где  $n_i = \sqrt{\mu_i \epsilon_i}$

если волна падает из пустоты (воздуха), то  $\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = n$

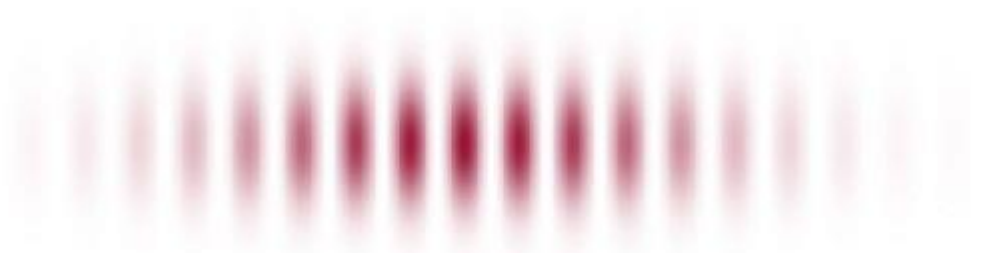
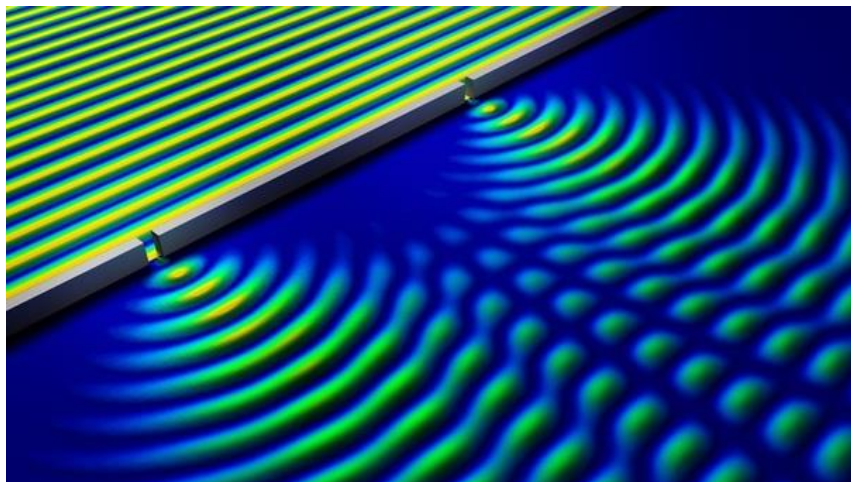
$$n = \sqrt{\mu \epsilon}$$

$n$  – показатель преломления среды. *Луч падающий, луч преломленный и перпендикуляр, восстановленный в точке падения, лежат в одной плоскости.*

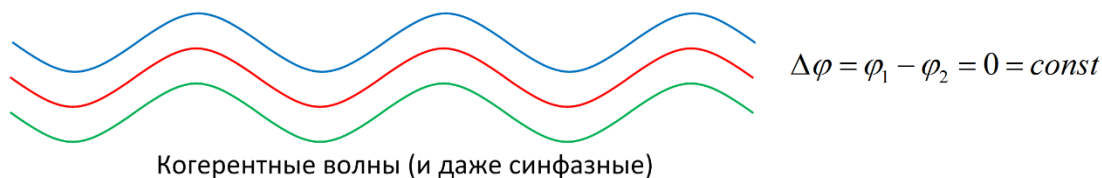
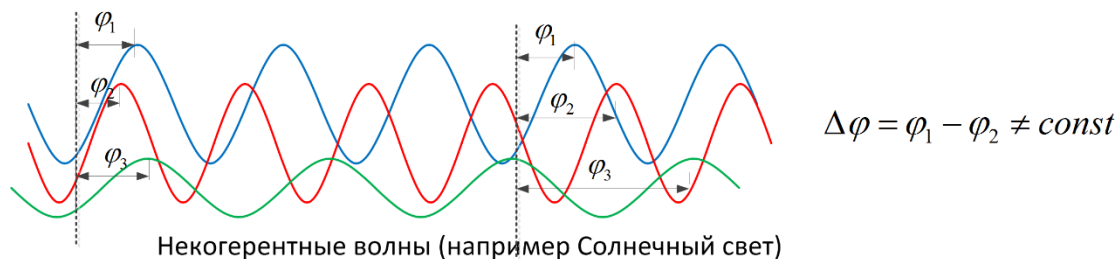
# Интерференция электромагнитных волн

**Интерференция волн** это сложение двух и более волн, вследствие которого наблюдается устойчивая картина усиления и ослабления результирующей амплитуды колебаний в разных точках пространства (рис.).

Сопровождается чередованием максимумов и минимумов интенсивности в пространстве. Результат интерференции (интерференционная картина) зависит от разности фаз накладывающихся волн.



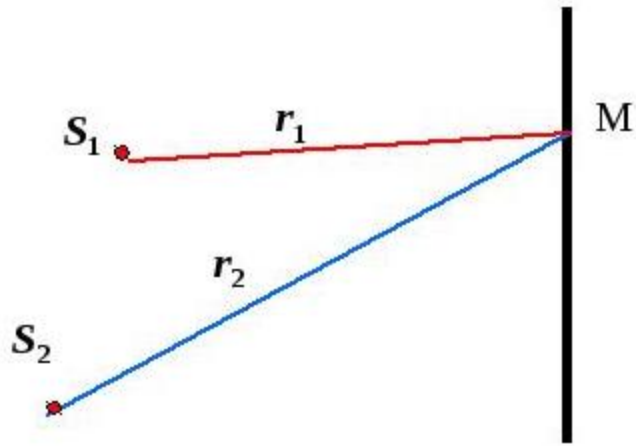
# Интерференция электромагнитных волн



Почему же от двух или нескольких лампочек накаливания мы не наблюдаем интерференционную картину? Для того, чтобы волны интерферировали, они должны быть **когерентными**. Когерентные волны должны удовлетворять трем условиям:

1. Иметь одинаковую частоту.
2. Иметь постоянную разность фаз.
3. Иметь одинаковую поляризацию — одинаковое направление векторов напряженности электрического поля и индукции магнитного поля.

# Интерференция электромагнитных волн



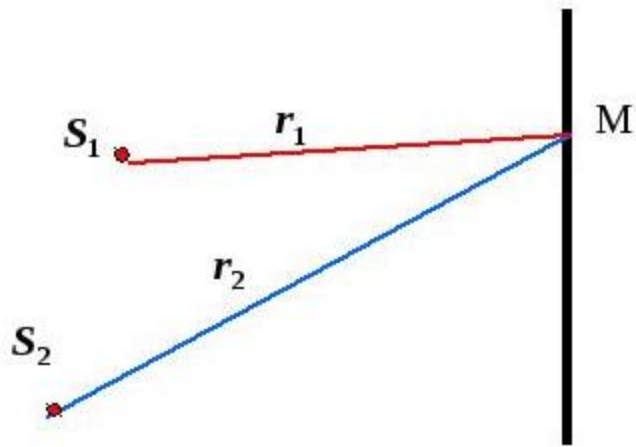
Определим условия максимумов и минимумов интерференционной картины на примере двух монохроматических когерентных плоских волн от источников  $S_1$  и  $S_2$ .

Колебания вектора напряженности электрического поля  $E$  этих волн в некоторой точке  $M$ , удаленной на расстояния  $r_1$  и  $r_2$  соответственно от каждого источника, происходят по гармоническому закону:

$$E_1 = E_{10}(r_1) \sin \omega \left( t - \frac{r_1}{c} \right)$$

$$E_2 = E_{20}(r_2) \sin \omega \left( t - \frac{r_2}{c} \right)$$

# Интерференция электромагнитных волн



Мы полагаем, что в момент времени  $t = 0$  источники электромагнитных волн в точках  $S_1$  и  $S_2$  начали работать синхронно, то есть с одинаковой фазой, колебания электрического поля в точке  $N$  от источника  $S_1$

$$E_1 = E_{10} \sin\left(\omega t - \frac{\omega r_1}{c}\right) = E_{10} \sin(\omega t + \varphi_1)$$

от источника  $S_2$

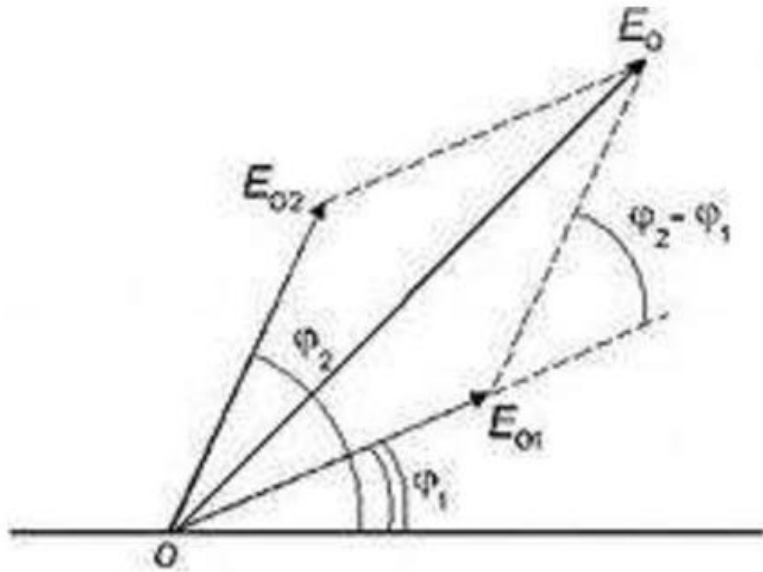
$$E_2 = E_{20} \sin\left(\omega t - \frac{\omega r_2}{c}\right) = E_{20} \sin(\omega t + \varphi_2)$$

здесь

$$\varphi_1 = -\frac{\omega r_1}{c} = -2\pi \frac{r_1}{Tc} = -2\pi \frac{r_1}{\lambda} \quad \varphi_2 = -\frac{\omega r_2}{c} = -2\pi \frac{r_2}{Tc} = -2\pi \frac{r_2}{\lambda}$$

# Интерференция электромагнитных волн

Сложение волн, распространяющихся в среде, определяется сложением соответствующих колебаний. Наиболее простой случай сложения электромагнитных волн наблюдается тогда, когда их частоты одинаковы, а направления колебаний совпадают (см. раздел механических колебаний – сложение колебаний).



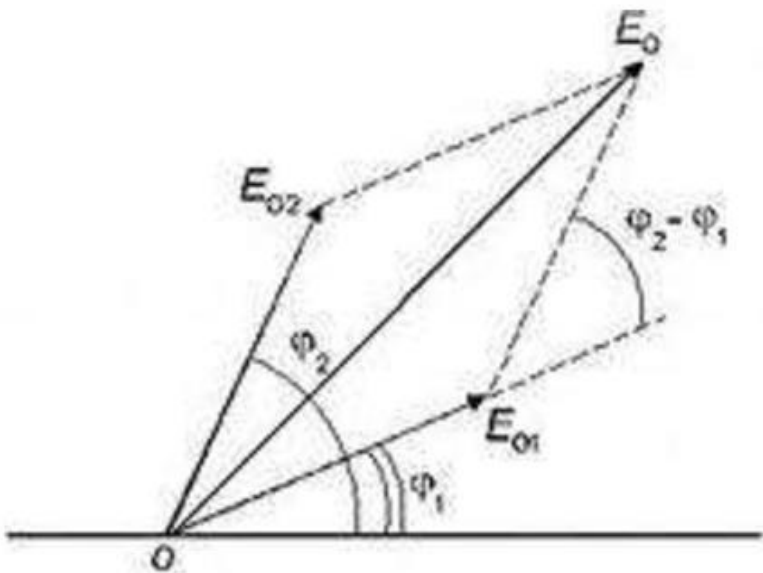
# Интерференция электромагнитных волн

Амплитуду результирующих колебаний вектора напряженности в точке М находим по теореме косинусов:

$$E_0^2 = E_{01}^2 + E_{02}^2 + 2E_{01}E_{02} \cos(\varphi_2 - \varphi_1)$$

Соответственно, интенсивность волны в точке М, пропорциональная квадрату амплитуды электрического поля,

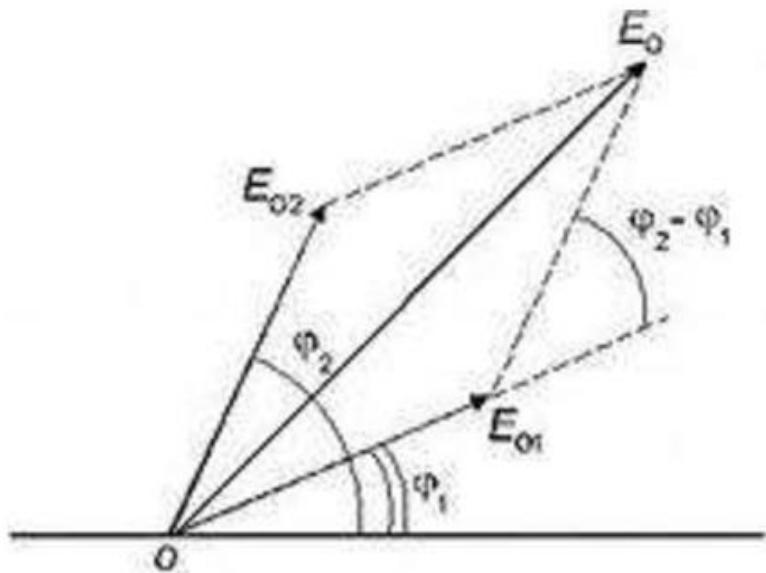
$$I_0 = I_{01} + I_{02} + 2\sqrt{I_{01}I_{02}} \cos(\varphi_2 - \varphi_1)$$





# Интерференция электромагнитных волн

$$I_0 = I_{01} + I_{02} + 2\sqrt{I_{01}I_{02}} \cos(\varphi_2 - \varphi_1)$$



Последний член этого уравнения называется **интерференционным**. Если волны некогерентны и разность фаз  $\varphi_2 - \varphi_1$  хаотически изменяется во времени, среднее значение  $\langle \cos(\varphi_2 - \varphi_1) \rangle = 0$ , и интенсивности просто складываются в любой точке пространства:  $I_0 = I_{01} + I_{02}$

# Интерференция электромагнитных волн

$$I_0 = I_{01} + I_{02} + 2\sqrt{I_{01}I_{02}} \cos(\varphi_2 - \varphi_1)$$

Для когерентных волн  $I_0$  зависит от разности фаз  $\varphi_2 - \varphi_1 = 2\pi \frac{r_1 - r_2}{\lambda}$  то есть от **разности хода** двух волн. Рассмотрим два предельных случая.

1.  $\cos 2\pi \frac{r_1 - r_2}{\lambda} = +1$ , если  $2\pi \frac{r_1 - r_2}{\lambda} = 2\pi m$  ,  $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ ; то есть равно четному числу полуволн. В этом случае говорят, что волны приходят в точку М *в фазе*, и  $I_0 = I_{01} + I_{02} + 2\sqrt{I_{01}I_{02}} = \left(\sqrt{I_{01}} + \sqrt{I_{02}}\right)^2$ .

2.  $\cos 2\pi \frac{r_1 - r_2}{\lambda} = -1$ , если  $2\pi \frac{r_1 - r_2}{\lambda} = (2m + 1)\pi$  ,  $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ ; то есть - равно нечетному числу полуволн. В этом случае говорят, что волны приходят в точку М *в противофазе*, и  $I_0 = I_{01} + I_{02} - 2\sqrt{I_{01}I_{02}} = \left(\sqrt{I_{01}} - \sqrt{I_{02}}\right)^2$ .

## Оптическая длина пути (разность хода)

Произведение геометрического пути волны  $r$  на абсолютный показатель преломления среды  $n$  называется **оптической длиной пути**, а разность оптических путей – **оптической разностью хода** двух волн.

разность фаз двух волн определяется оптической разностью хода :

Условие максимума  $n(r_1 - r_2) = 2m \frac{\lambda_0}{2}$

Условие минимума  $n(r_1 - r_2) = (2m + 1) \frac{\lambda_0}{2}$

## Условие интерференционных максимумов и минимумов

**Максимум интерференции** наблюдается в тех точках, в которых оптическая разность хода равна целому числу длин волн (четному числу длин полуволн).

$$n(r_1 - r_2) = 2m \frac{\lambda_0}{2}$$

**Минимум интерференции** наблюдается в тех точках, в которых оптическая разность хода равна нечетному числу длин полуволн.

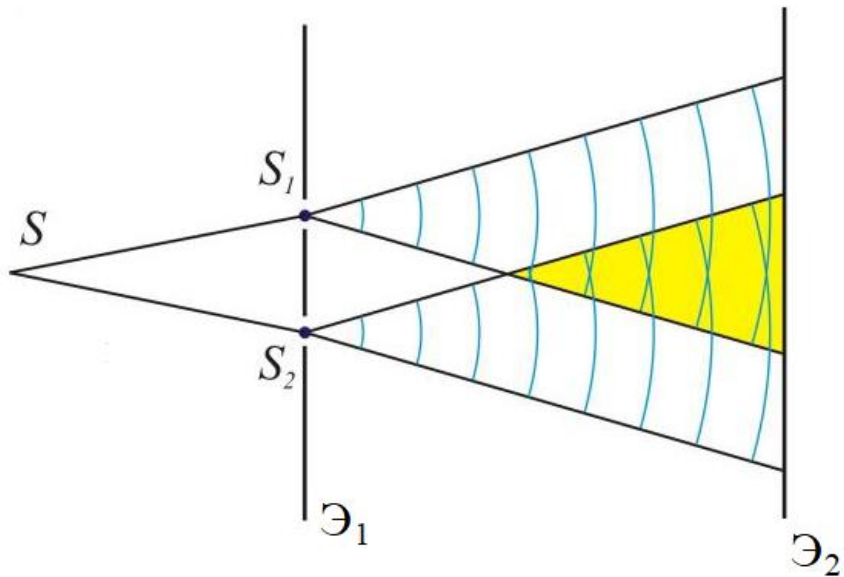
$$n(r_1 - r_2) = (2m + 1) \frac{\lambda_0}{2}$$

# Интерференционные схемы

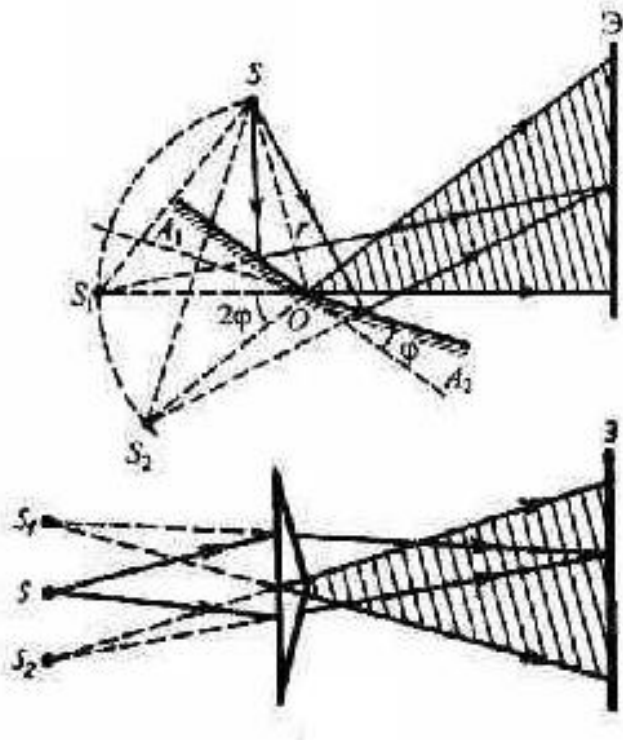
Единственный способ получения когерентных световых волн – разделить один световой пучок на два, провести их по разным путям, а затем свести их вместе. В силу общности происхождения таких пучков света, они будут когерентными. Рассмотрим основные интерференционные схемы, основанные на этом принципе.

# Схема Юнга

Схема Юнга состоит из точечного источника света  $S$  и непрозрачного экрана  $\mathcal{E}_1$  с двумя малыми отверстиями  $S_1$  и  $S_2$ . Сферическая волна падает на экран, и, в соответствии с принципом Гюйгенса, каждую точку фронта волны можно рассматривать как источник вторичных сферических волн. Так как все вторичные источники, кроме расположенных в пределах отверстий  $S_1$  и  $S_2$ , гасятся экраном, то справа от экрана  $\mathcal{E}_1$  распределение полей таково, как если бы свет распространялся от двух когерентных точечных источников. Они когерентны потому, что воспроизводят одно и то же колебание, идущее от одного источника  $S$  и находятся на одной поверхности волнового фронта. Поэтому на экране  $\mathcal{E}_2$  получаем интерференционную картину.



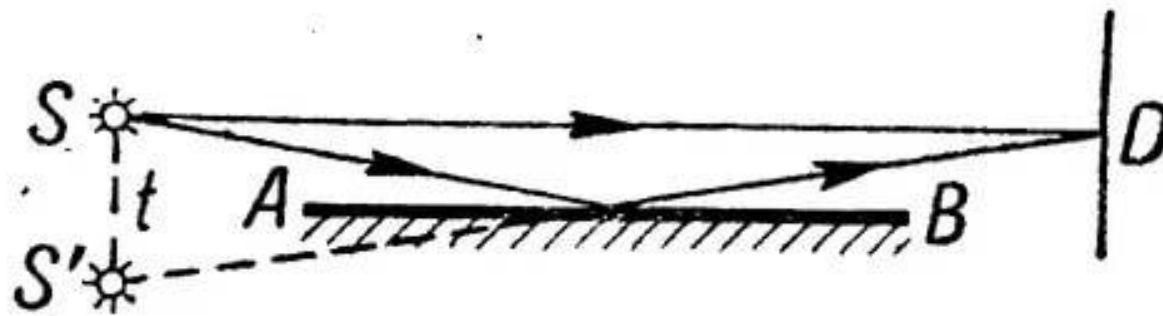
# Бизеркала и бипризма Френеля



В бизеркалах и бипризме Френеля «раздвоение» источника  $S$  достигается либо отражением в двух зеркалах либо преломлением в призме. Угол разворота зеркал и преломляющий угол призмы близки к  $180^0$  для того, чтобы достичь наилучшей видимости картины интерференции.

## Зеркало Ллойда

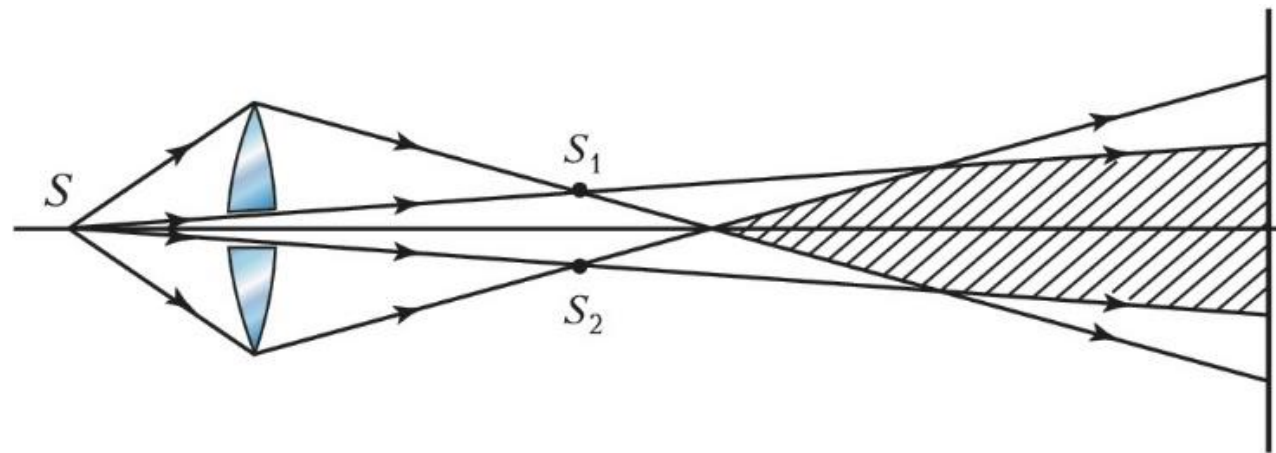
**Зеркало Ллойда** состоит из источника света и диэлектрического зеркала АВ (рис.). В этой схеме происходит интерференция волн, одна из которых идет непосредственно от источника  $S$ , а другая – от его мнимого изображения в зеркале  $S'$ . Особенностью этой схемы является то, что при отражении от диэлектрического зеркала фаза волны скачком меняется на  $\pi$ . Это изменение фазы можно учесть, считая, что колебания от изображения в зеркале проходят дополнительный путь в половину длины волны. В этом случае максимумы и минимумы меняются местами – картина смещена на половину ширины интерференционной полосы по сравнению с картиной, полученной от двух когерентных действительных источников.





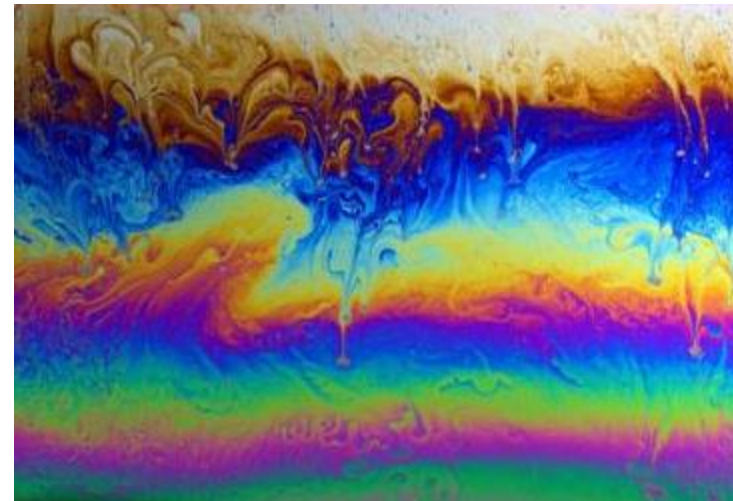
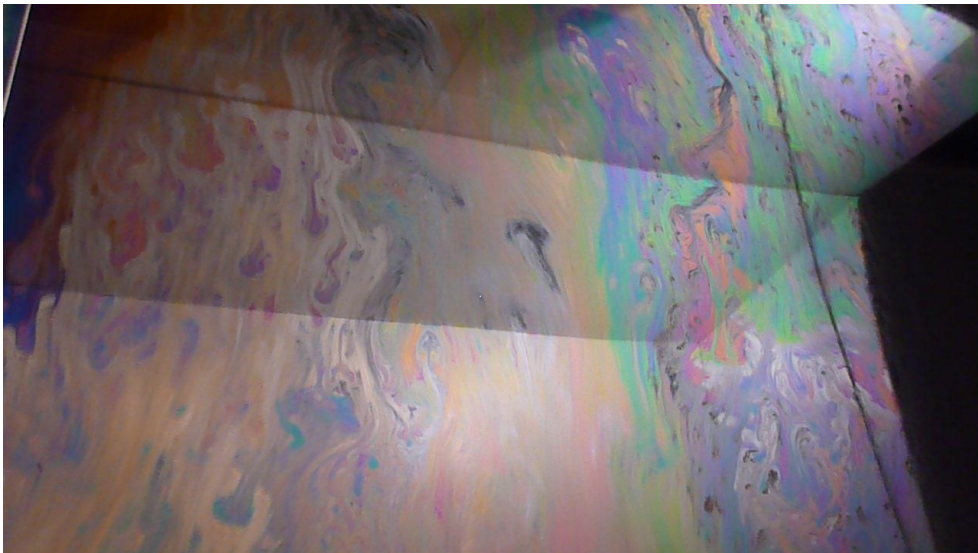
# Билинза Бийе

В билинзе Бийе (рис.) используется собирающая линза, у которой двумя разрезами выпилена средняя часть, а оставшиеся доли линзы несколько сдвинуты или раздвинуты. Если на билинзу направить свет от источника, то два пучка лучей, возникающие при прохождении исходным пучком обеих долей линзы, могут интерферировать. Интерферирующие лучи можно считать исходящими от когерентных источников, являющихся действительными изображениями  $S_1$  и  $S_2$  источника  $S$  в долях линзы.



# Интерференция в тонких пленках

Интересные и практически значимые интерференционные эффекты возникают при попадании плоской световой волны на поверхность тонкой пленки, толщина которой сравнима с длиной волны. В этом случае интерферируют волны, отраженные от двух поверхностей пленки, создавая ее характерную окраску. Как и почему появляется эта окраска?



# Интерференция в тонких пленках

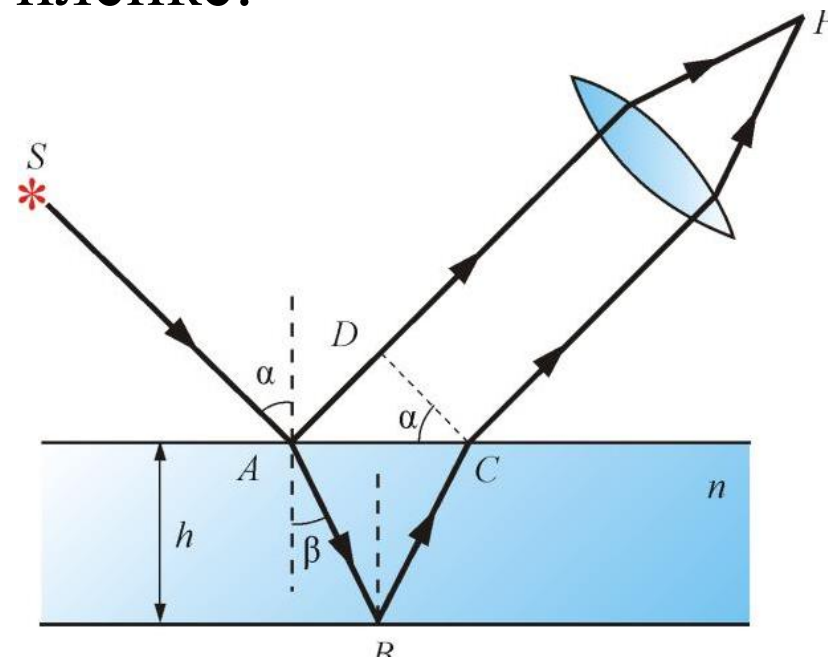
Условие максимума интерференции в тонкой пленке:

$$2h\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} = (2m + 1)\frac{\lambda}{2}$$

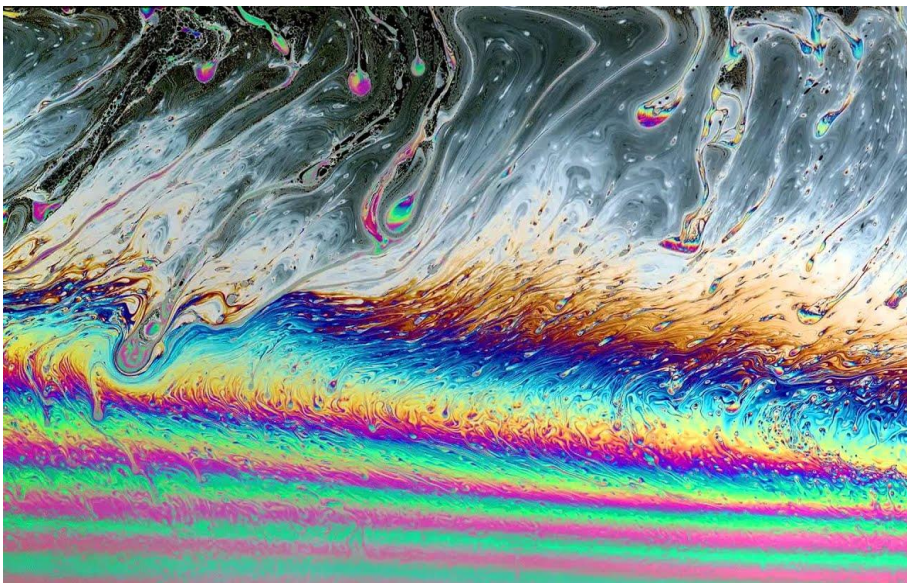
Условие минимума интерференции в тонкой пленке:

$$2h\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} = (m + 1)\lambda$$

$$m = 0, 1, 2, 3, \dots$$



# Интерференция в тонкой пленке



Таким образом, для однородной пластинки и монохроматического света результат интерференции зависит от двух параметров – угла падения  $\alpha$  и толщины пленки в месте падения луча.

Если пластина неоднородна по толщине, то в разных ее местах будут выполняться условия максимума, в других – минимума для данной длины волны  $\lambda$ . Если же на пластинку (пленку) падает белый свет – смесь волн с различными  $\lambda$ , то ее поверхность будет казаться окрашенной – будут наблюдаться полосы равной толщины.

# Литература

Б.А. Струков, Л.Г. Антошина, С.В. Павлов. Физика. М., 2011,  
С. 244-254.

Видео по теме смотрите на сайте [swcusr.ukit.me](http://swcusr.ukit.me) в разделе меню  
«Видеоматериалы»

Тема следующей лекции: Дифракционные явления