

ЛЕКЦИЯ 11

ПЛАН ЛЕКЦИИ

1. Световая волна:

- *оптический диапазон длин волн;*
- *показатель преломления среды.*

1. Интерференция света. Когерентность.

2. Интерференция, получаемая делением волнового фронта:

- *метод Юнга;*
- *бипризма Френеля.*

3. Интерференция, получаемая делением амплитуды:

- *интерференция при отражении от плоскопараллельной пластинки и клина.*

Световая волна

Оптический диапазон длин волн

Совокупность явлений, в основе которых лежит волновая природа света - *волновая оптика*.

Оптический диапазон длин волн:

- ультрафиолетовое излучение - $\lambda = 0,01 \div 0,40$ мкм;
- видимое излучение (свет) - $\lambda = 0,40 \div 0,76$ мкм;
- инфракрасное излучение - $= 0,76$ мкм 1 мкм;

В электромагнитной волне колеблются векторы \vec{E} и \vec{H} .

Многие действия света вызываются колебаниями вектора \vec{E} .

Поэтому обычно говорят о световом векторе, подразумевая под ним вектор напряженности электрического поля.

Уравнение световой волны:

$$E = A \cos(\omega t - kr + \varphi)$$

Световая волна

Оптический диапазон длин волн

$$E = A \cos(\omega t - kr + \varphi)$$

A - модуль амплитуды светового вектора;

r - расстояние, отсчитываемое вдоль направления распространения световой волны.

Для плоской волны, распространяющейся в непоглощающей среде, $A = \text{const}$, для сферической волны A убывает как $1/r$.

Показатель преломления.

Отношение скорости световой волны в вакууме к фазовой скорости в некоторой среде называется *абсолютным показателем преломления* этой среды и обозначается буквой n : $n = c/v$

Скорость распространения волн в *однородной нейтральной непроводящей* среде связана со свойствами среды соотношением:

$$v = 1/\sqrt{\epsilon\epsilon_0\mu\mu_0} = c/\sqrt{\epsilon\mu}$$

В немагнитной среде $\mu = 1$, поэтому $v = c/\sqrt{\epsilon}$.

Световая волна

Показатель преломления.

$v = c/\sqrt{\epsilon}$. Отсюда следует, что $n = \sqrt{\epsilon}$.

Это выражение справедливо для большинства прозрачных веществ. Формула $n = \sqrt{\epsilon}$ связывает оптические свойства вещества с его электрическими свойствами.

В быстропеременных электрических полях значение ϵ оказывается зависимым от частоты колебаний волн.

Следовательно, от частоты зависит и показатель преломления среды. Этим объясняется явление *дисперсии* света.

Показатель преломления характеризует *оптическую плотность* среды.

Среда с большим n оптически более плотная, чем среда с меньшим n .

В веществе длина световой волны отличается от ее длины в вакууме.

Фазовая скорость световой волны в веществе $v = c/n$, длина волны связана с частотой колебаний f выражением $\lambda = v/f = c/(fn)$.

В итоге $\lambda = \lambda_0/n$.

Интерференция световых волн

Пусть в некоторой области перекрываются две волны.

В области перекрытия наблюдается суперпозиция волн. После выхода из этой области каждая волна распространяется так, как если бы никакого перекрытия не было.

Результаты сложения определяются тем, являются ли волны *когерентными* или нет.

Когерентными называются волны с одинаковыми частотами и постоянной во времени разностью начальных фаз.

Сложение когерентных волн называется интерференцией.

При интерференции в каждой точке области перекрытия волн устанавливается гармонический колебательный процесс с постоянной амплитудой, различной в разных точках.

При перекрытии некогерентных волн возникают негармонические колебательные процессы с нерегулярно изменяющимися амплитудами.

Интерференция световых волн

Реальные источники световых волн обеспечить когерентное излучение не могут.

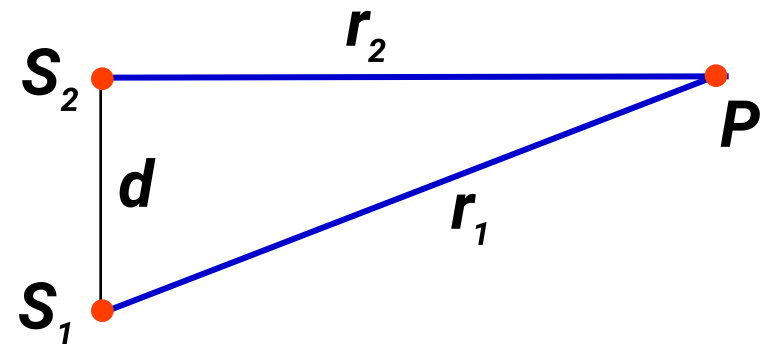
Однако, используя специальные приемы, когерентные волны можно получить и от обычных источников.

Для этого волну от одного источника света разделяют на две части, а затем их накладывают друг на друга.

Рассмотрим интерференцию волн от двух точечных когерентных источников S_1 и S_2 .

Пусть $r_1 \gg d$, $r_2 \gg d$.

В таких условиях направления колебаний, создаваемых волнами в точке P , практически совпадают и сложение колебаний можно проводить в скалярной форме.



Уравнения колебаний:

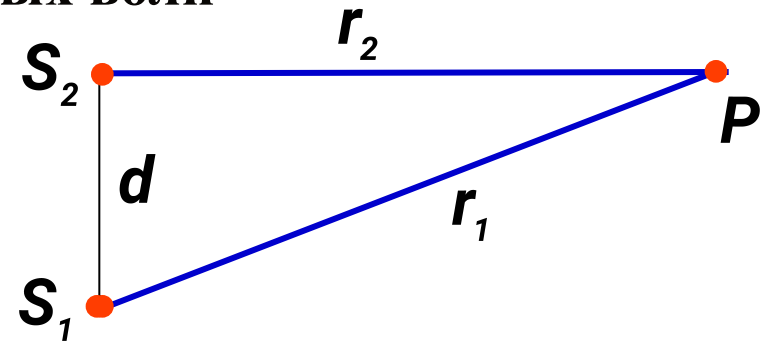
$$\xi_1 = A_1 \cos(\omega t - kr_1)$$

$$\xi_2 = A_2 \cos(\omega t - kr_2)$$

Интерференция световых волн

$$\xi_1 = A_1 \cos(\omega t - kr_1)$$

$$\xi_2 = A_2 \cos(\omega t - kr_2)$$



Похожи на уравнения гармонических колебаний: $x = A \cos(\omega t + \varphi)$

$$kr_1 = \frac{2\pi}{\lambda} r_1 = \varphi_1, \quad kr_2 = \frac{2\pi}{\lambda} r_2 = \varphi_2$$

При сложении двух одинаково направленных гармонических колебаний с равными частотами возникает гармоническое колебание, описываемое уравнением:

$$\xi = A \cos(\omega_0 t + \varphi_0)$$

где φ_0 - начальная фаза результирующего колебания,

A - амплитуда результирующего колебания.

Интерференция световых волн

$$\xi = A \cos(\omega_0 t + \varphi_0)$$

$$\operatorname{tg} \varphi_0 = \frac{A_1 \sin(\varphi_1) + A_2 \sin(\varphi_2)}{A_1 \cos(\varphi_1) + A_2 \cos(\varphi_2)}$$

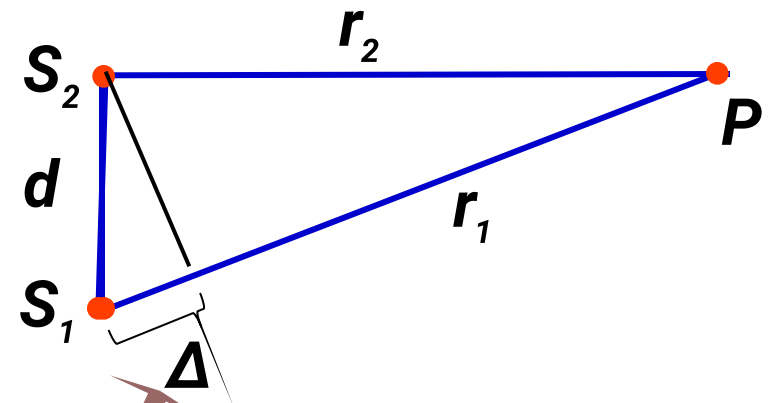
$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1 A_2 \cos(\varphi_2 - \varphi_1)$$

Записав разность фаз через произведения kr_1 и kr_2 , получим:

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1 A_2 \cos \frac{2\pi}{\lambda} (r_2 - r_1)$$

Отсюда следует, что амплитуда результирующего колебания зависит от расположения точки наблюдения относительно источников.

- разность $(r_2 - r_1) = \Delta$ волн.



Интерференция световых волн

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos \frac{2\pi}{\lambda} \Delta$$

Рассмотрим два предельных случая:

Условие 1: $\frac{2\pi}{\lambda} \Delta = 2m\pi$, где $m = 0, 1, 2, 3, \dots$

Выражение для амплитуды:

$$A = \sqrt{A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2} = A_1 + A_2$$

Амплитуда результирующего колебания равна сумме амплитуд колебаний, созданных интерферирующими волнами.

Это *максимумы интерференции*.

Условие максимумов:

$$\Delta = 2m \frac{\lambda}{2}$$

Максимумы интерференции наблюдаются в точках, для которых разность хода волн от источников равна *четному числу полуволн*.

Интерференция световых волн

Условие 2:
$$\frac{2\pi}{\lambda} \Delta = (2m + 1)\pi, \quad \text{где } m = 0, 1, 2, 3, \dots$$

Выражение для амплитуды:

$$A = \sqrt{A_1^2 + A_2^2 - 2A_1A_2} = A_1 - A_2$$

Если $A_1 = A_2$, то $A = 0$, результирующее колебание отсутствует.

Это *минимумы интерференции*. Условие минимумов:

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

Минимумы интерференции наблюдаются в точках, для которых разность хода волн от источников равна *нечетному числу полуволн*.

Интерференция световых волн

Интенсивность волны пропорциональна квадрату амплитуды:

$$I = \langle \Pi \rangle = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} E_m^2$$

Для волн, приходящих в точку наблюдения:

$$I_1 \sim A_1^2, \quad I_2 \sim A_2^2.$$

Суммарная интенсивность этих волн: $I = I_1 + I_2 \sim A_1^2 + A_2^2$

Интенсивность волн в области максимумов:

$$I_{\max} \sim A_{\max}^2 = (A_1 + A_2)^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2$$

Следовательно, $I_{\max} > I_1 + I_2$.

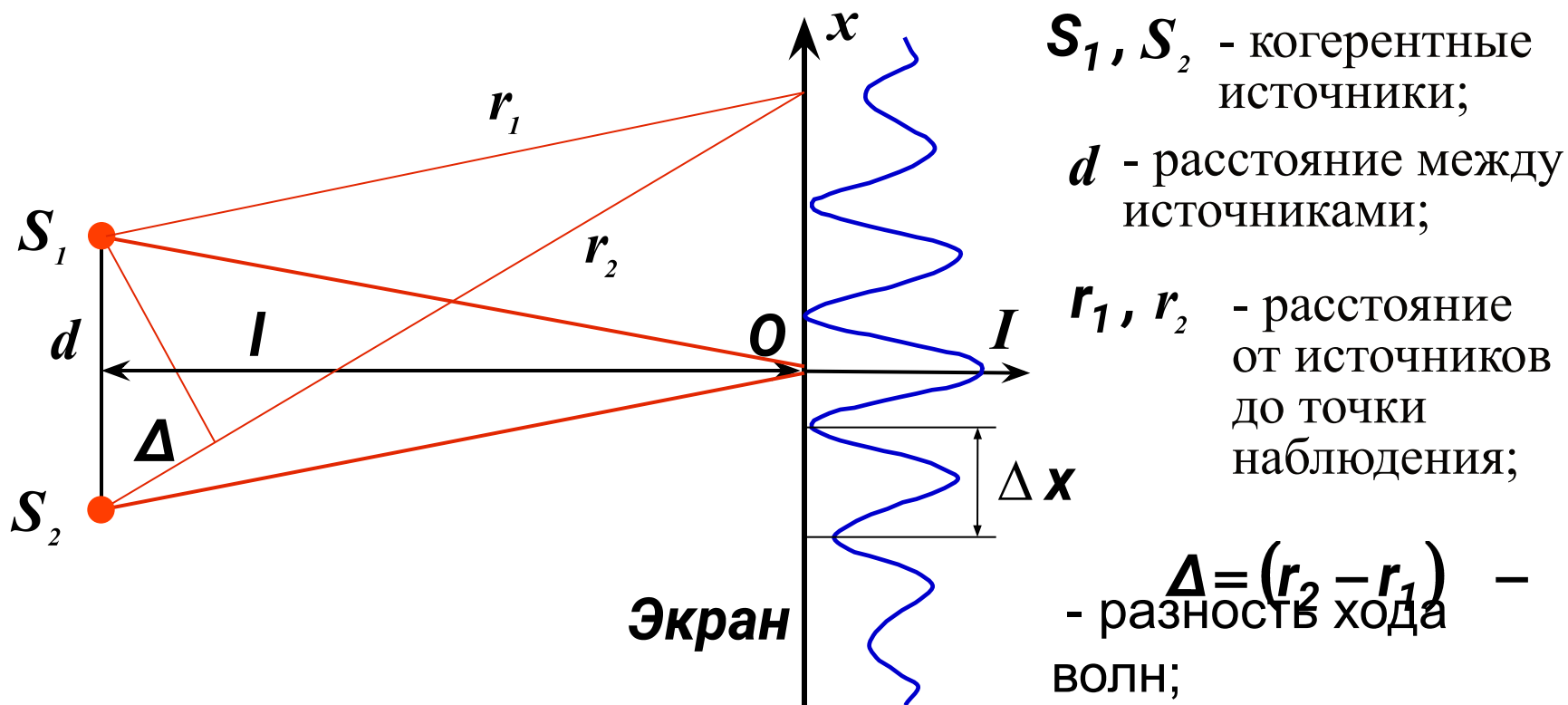
Интенсивность в областях максимумов больше суммы интенсивностей приходящих в эти области волн.

Соответственно, интенсивность в областях минимумов меньше суммы интенсивностей приходящих в эти области волн.

Результаты не противоречат закону сохранения энергии. При интерференции в зоне перекрытия волн происходит пространственное перераспределение энергии. Часть энергии из области минимумов энергии перемещается в области максимумов.

Интерференция световых волн

Интерференционная картина



$I(x)$ - распределение интенсивности свечения по экрану.

В точке O - центр интерференционной картины;

Δx - ширина интерференционной полосы, $\Delta x = \lambda \cdot l / d$;

l - расстояние от источников до экрана.

Когерентность.

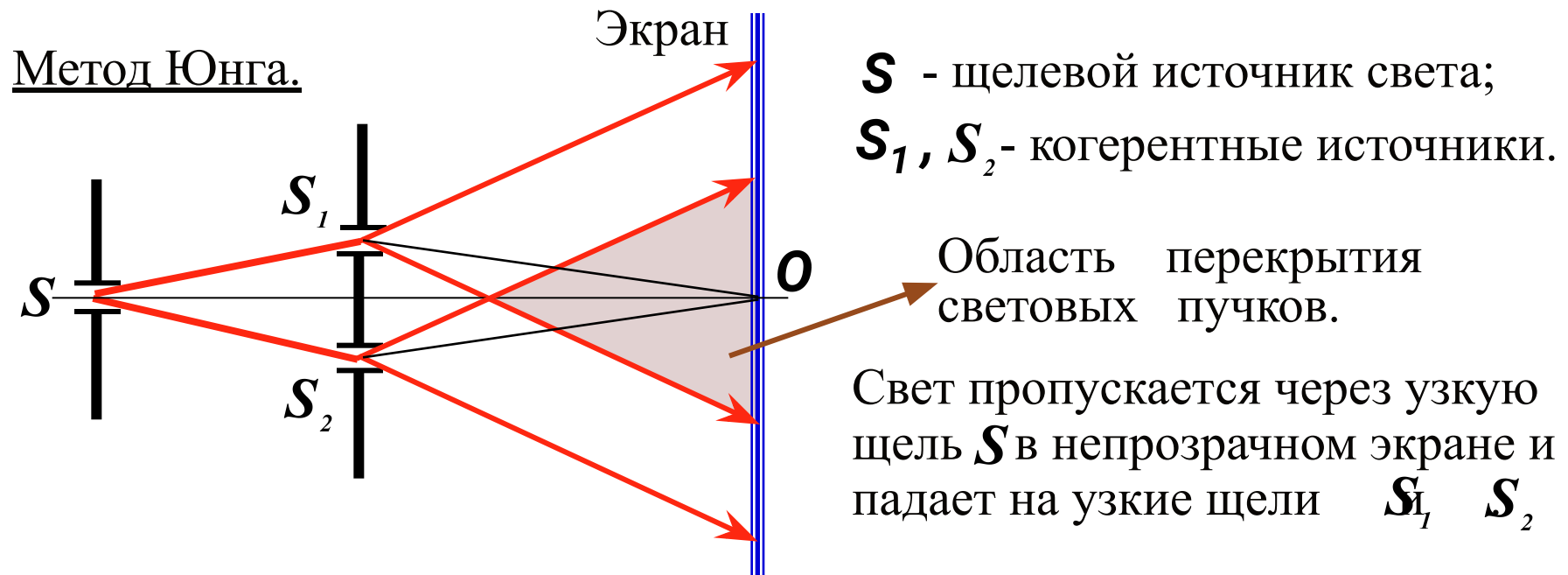
Необходимое условие интерференции волн – их когерентность.

Волны, излучаемые любыми независимыми источниками света, не могут быть монохроматическими и когерентными.

Для получения интерференционной картины от обычных источников света необходимо световую волну разделить на две части, которые дадут интерференционную картину при определенных условиях.

Выделяют две схемы интерференции по методу создания когерентных пучков: интерференция, получаемая *делением волнового фронта* и интерференция, получаемая *делением амплитуды* волны.

Интерференция, получаемая делением волнового фронта



Волны, исходящие из щелей **S₁** и **S₂**, получены делением одного волнового фронта, исходящего из щели **S**. Поэтому они когерентны и в области перекрытия световых пучков наблюдается интерференционная картина.

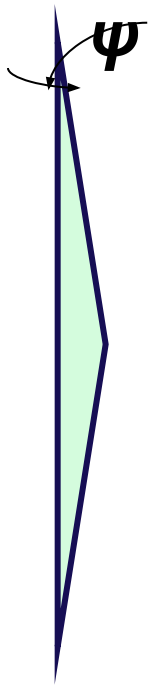
В зависимости от разности хода до экрана происходит усиление или ослабление волн и на экране наблюдается чередование светлых и темных полос.

Интерференция световых волн

Интерференция, получаемая делением волнового фронта

Бипризма Френеля.

Двойная призма (бипризма) с малым преломляющим углом ψ (пси).



Источник света - освещенная узкая щель, параллельная преломляющему ребру бипризмы.

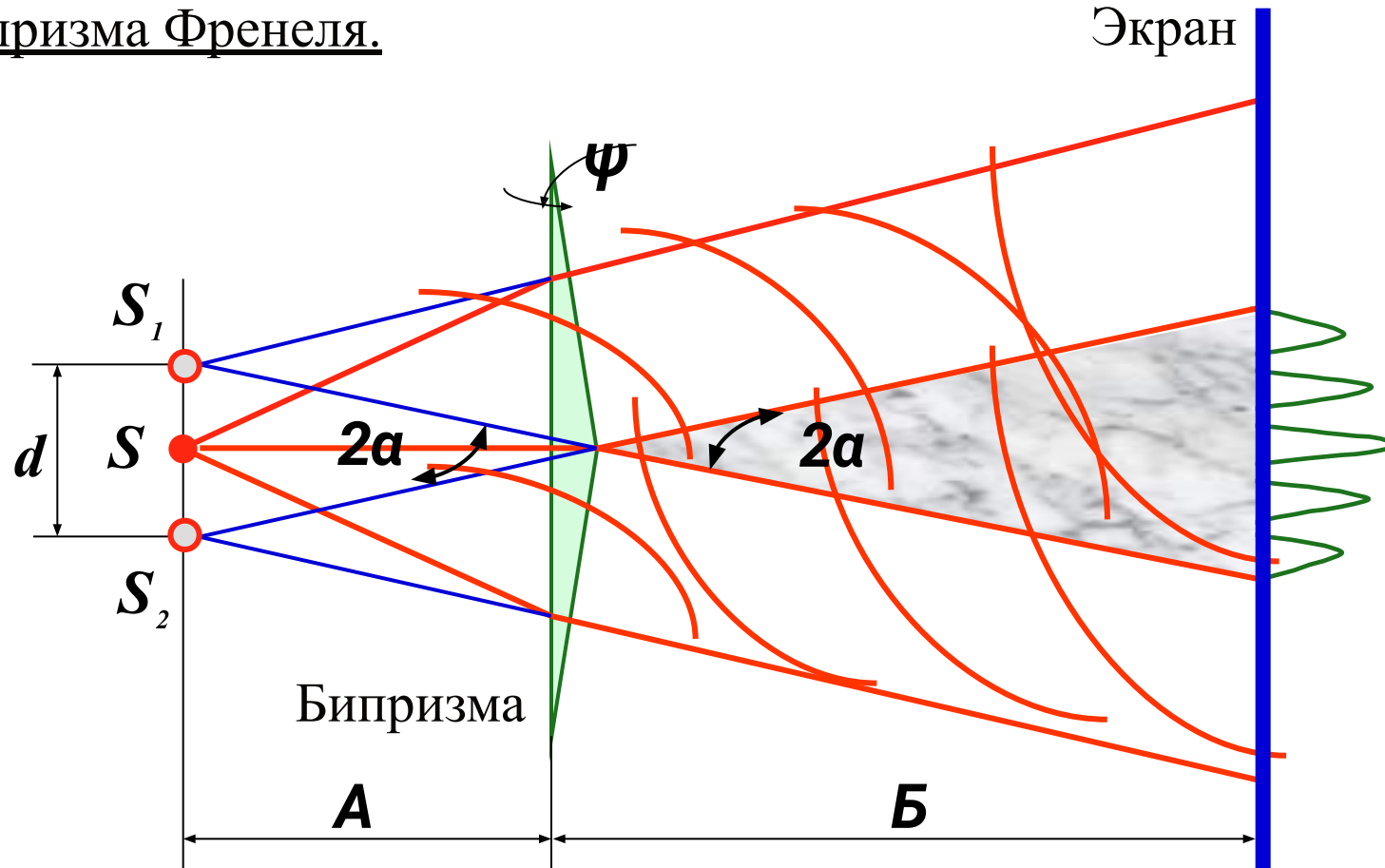
Угол ψ очень мал, все лучи отклоняются бипризмой на практически одинаковый угол $\alpha = (n - 1)\psi$.

В результате образуются две когерентные волны, как бы исходящие из мнимых источников, лежащих в одной плоскости со щелью.

Интерференция световых волн

Интерференция, получаемая делением волнового фронта

Бипризма Френеля.

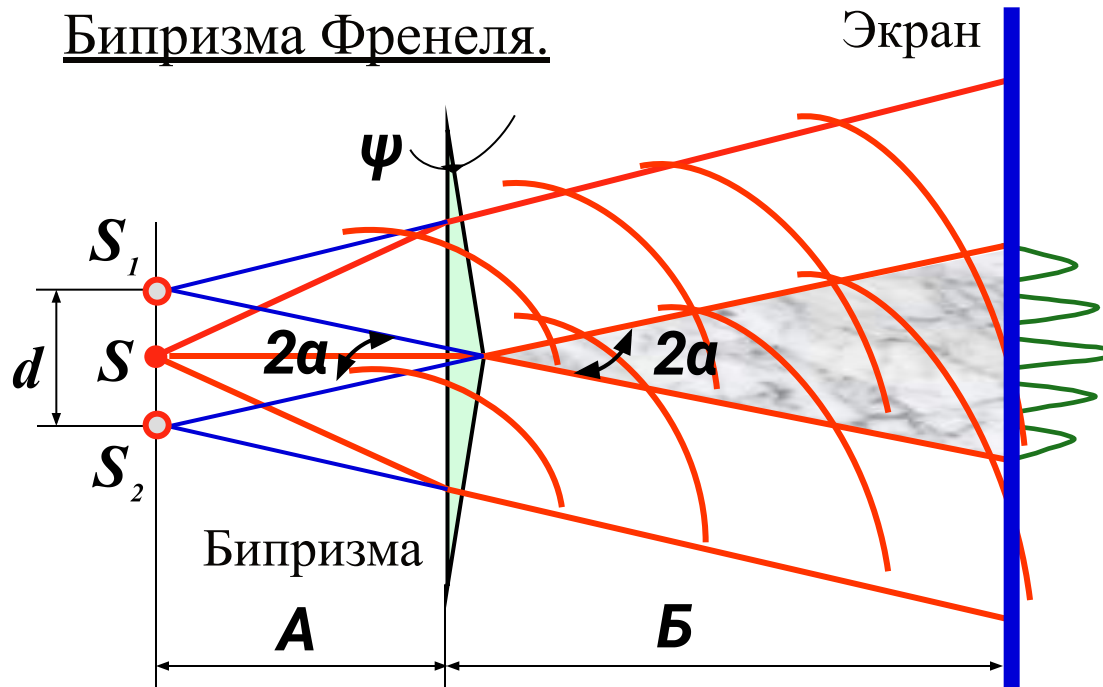


S - источник света; S_1, S_2 - мнимые источники света.

Интерференция световых волн

Интерференция, получаемая делением волнового фронта

Бипризма Френеля.



Определим ширину интерференционной линии.

$$\Delta x = \frac{l}{d} \lambda,$$

$l = A + B$ - расстояние от источников до экрана.

Учитывая, что

$$d = 2A \operatorname{tg} \alpha \approx 2A \alpha, \text{ а } \alpha = (n-1)\psi, \text{ получим:}$$

$$\Delta x = \frac{l}{d} \lambda = \frac{A+B}{2A(n-1)\psi} \lambda = \frac{\lambda}{2(n-1)\psi} \left(1 + \frac{B}{A} \right)$$

Видно, что ширина полос тем больше, чем больше расстояние от призмы до экрана.

Интерференция световых волн

Интерференция, получаемая делением амплитуды

Интерференция при отражении от тонких пластинок.

При падении световой волны на тонкую прозрачную пластинку или пленку происходит отражение от обеих поверхностей пластинки.

В результате возникают две световые волны, которые могут интерферировать.

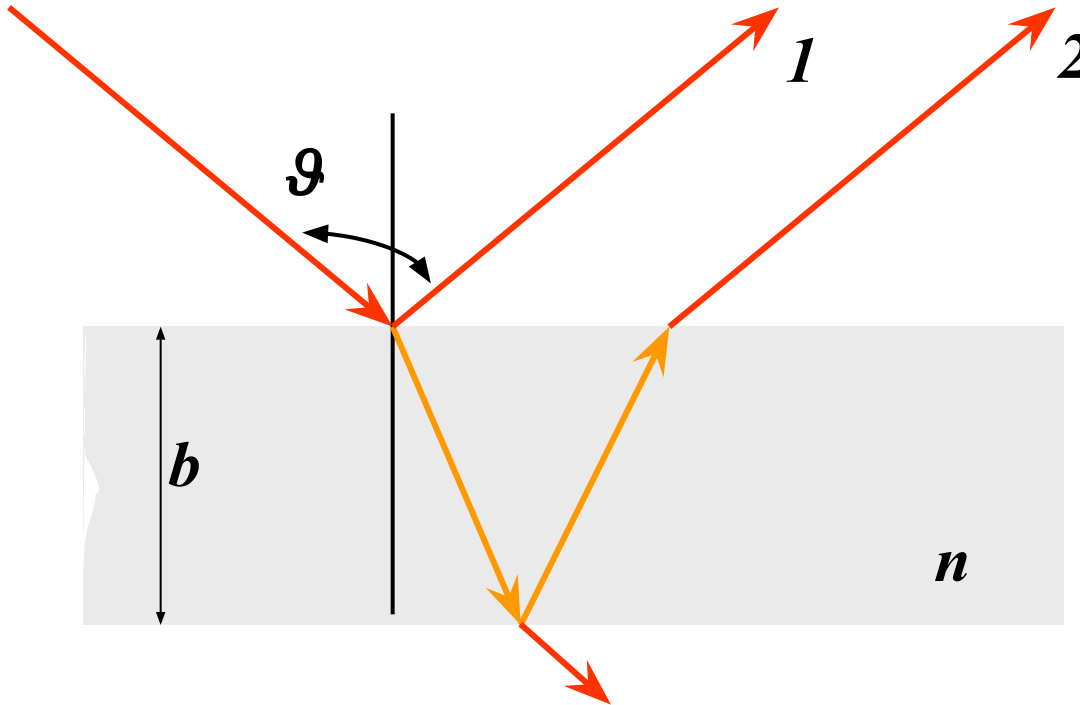
На пластинке происходит *деление амплитуды*, поскольку фронты волн на ней сохраняются, меняя лишь направление своего движения.

Пусть на прозрачную плоскопараллельную пластинку под углом θ (рета) относительно нормали к пластинке падает плоская световая волна, которую можно рассматривать как параллельный пучок лучей.

Пластинка отражает вверх два параллельных пучка света, один из которых образовался за счет отражения от верхней поверхности пластинки, другой – от нижней поверхности.

Интерференция световых волн

Интерференция при отражении от тонких пластинок.



n - показатель преломления среды.

Амплитуды волн 1 и 2 мало отличаются друг от друга, картина интерференции контрастная.

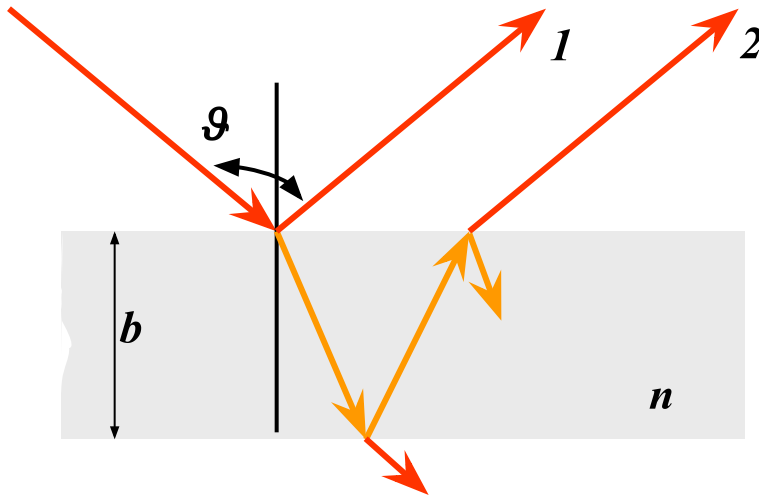
Выражение для оптической разности хода Δ волн 1 и 2 :

$$\Delta = 2b\sqrt{n^2 - \sin^2 \vartheta} \pm \frac{\lambda_0}{2}$$

λ_0 - длина падающей на тонкую пленку волны.

Интерференция световых волн

Интерференция при отражении от тонких пластинок.



Интерференционная картина будет наблюдаться в виде системы полос.

$$\Delta = (2m + 1) \frac{\lambda}{2} - \text{условие минимумов}$$

$$\Delta = 2m \frac{\lambda}{2} - \text{условие максимумов}$$

Подставив в эти условия выражение для Δ , получим, например, для максимумов выражение вида:

$$\Delta = 2b\sqrt{n^2 - \sin^2 \varphi} - \frac{\lambda_0}{2} = 2m \frac{\lambda_0}{2} \Rightarrow 2b\sqrt{n^2 - \sin^2 \varphi} = (2m + 1) \frac{\lambda_0}{2}$$

Интерференционную картину при отражении световых лучей от тонких пленок наблюдают с помощью линзы, в фокальной плоскости которой располагается экран.

На экране наблюдаются чередующиеся светлые и темные круговые полосы. Каждая полоса будет образована лучами, падающими на пластинку под одинаковым углом φ . Это *полосы равного наклона*.