

## Интерференция света.

### Определения из различных источников.

•(БСЭ, т. 18, с. 307) *Интерференция* (от лат. *inter* - взаимно и *ferio* - ударяю) - сложение в пространстве двух (или нескольких) волн с одинаковым периодом, в результате чего в разных точках пространства получается усиление или ослабление амплитуды результирующей волны в зависимости от соотношения между фазами складывающихся волн.

•(ФЭ, т. 2) *Интерференция* света - пространственное перераспределение энергии светового излучения при наложении двух или нескольких световых волн.

•(Сивухин) Если в каких-либо точках пространства, где перекрываются два пучка света, результирующая интенсивность не равна (больше или меньше) сумме интенсивностей пучков, то это явление называют *интерференцией* волн, или интерференцией колебаний.

•(Ландсберг) Волны интерферируют, если  $I \neq I_1 + I_2$ .

•(Бутиков) Под *интерференцией* света обычно понимают широкий круг явлений, в которых при наложении пучков света результирующая интенсивность не равна сумме интенсивностей отдельных пучков: в одних местах она больше, в других - меньше, т.е. возникают чередующиеся светлые и темные участки – интерференционные полосы.

•(Матвеев) *Интерференцией* называется изменение средней плотности потока энергии, обусловленное суперпозицией электромагнитных волн.

•(Ахманов) Если при наложении двух световых пучков интенсивность света на экране оказывается не равной сумме интенсивностей, а периодически меняется от точки к точке, образуя систему темных и светлых линий, то говорят, что имеет место интерференция света.

•(Алешкевич) Под интерференцией понимают явление наложения волн, приводящего к перераспределению в пространстве плотности энергии электромагнитного поля.

•(Иродов) Интерференция - это одно из явлений, где проявляются волновые свойства света.

•(Ахиезеры) Явление, при котором [в области перекрывания] интенсивность результирующей волны отличается от суммы интенсивностей исходных волн, называют интерференцией волн.

•(Кандидов) Интерференция это перераспределение интенсивности в пространстве при наложении двух или более волн. Явление интерференции имеет место для волн любой природы. В основе интерференции лежит принцип суперпозиции, то есть линейного наложения волн.

•(ИВМ) Под *интерференцией* понимают круг явлений, в которых при наложении двух или нескольких световых волн происходит пространственное перераспределение энергии излучения; при этом, как правило, возникают устойчивые во времени чередующиеся светлые и темные участки – *интерференционные полосы*.

•(Грачев, школа) *Интерференцией* называют такое сложение в пространстве двух (или нескольких) волн, при котором в разных точках пространства получается усиление или ослабление амплитуды колебаний результирующей волны..

Пусть в некоторую точку приходят две гармонические волны, напряженности поля в которых изменяются по закону:

$$\vec{E}_1(t) = \vec{E}_{10} \cdot \cos(\omega_1 t); \quad \vec{E}_2(t) = \vec{E}_{20} \cdot \cos(\omega_2 t + \varphi).$$

В соответствии с принципом суперпозиции напряженность результирующей волны будет равна их сумме. Для интенсивности результирующей волны, пропорциональной усредненному по времени квадрату напряженности, имеем:

$$I \sim \langle (\vec{E}_1(t) + \vec{E}_2(t))^2 \rangle = \langle E_1^2 \rangle + \langle E_2^2 \rangle + 2 \cdot \langle \vec{E}_1(t) \cdot \vec{E}_2(t) \rangle \sim I_1 + I_2 + 2 \cdot \langle \vec{E}_1(t) \cdot \vec{E}_2(t) \rangle.$$

Слагаемое  $2 \cdot \langle \vec{E}_1(t) \cdot \vec{E}_2(t) \rangle$  называют **интерференционным членом**. Он обращается в нуль, если:

1) плоскости поляризации обеих волн взаимно перпендикулярны;

2) частоты колебаний  $\omega_1$  и  $\omega_2$  не равны друг другу.

В этих случаях говорят, что волны **не когерентны** (не интерферируют): интенсивность результирующей волны равна сумме интенсивностей падающих волн.

Пусть обе волны имеют одинаковые частоты и одинаково линейно поляризованы. В комплексной форме записи получим:

$$E_1(t) = A_1 \cdot e^{i\omega t} + \text{к.с.} \text{ и } E_2(t) = A_2 \cdot e^{i(\omega t + \varphi)} + \text{к.с.} = A_2 \cdot e^{i\varphi} \cdot e^{i\omega t} + \text{к.с.},$$

где  $A_1$  и  $A_2 \cdot e^{i\varphi}$  - комплексные амплитуды волн,  $\varphi$  - разность фаз между волнами, запись «к.с.» - означает «комплексно сопряженное». Найдем амплитуду результирующей волны с помощью векторной диаграммы (рис. 1). По теореме косинусов:

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos \varphi,$$

или

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \varphi \quad (1)$$

(если между плоскостями поляризации волн угол  $\psi$ , то  $I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \varphi \cdot \cos \psi$ ).

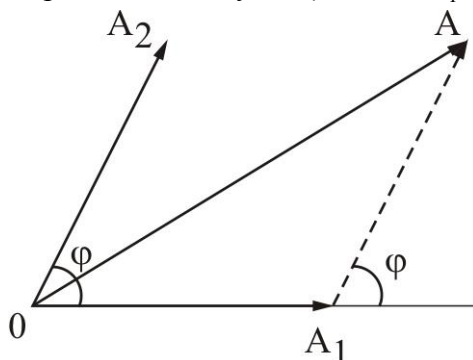


Рис. 1. Сложение комплексных амплитуд двух гармонических волн

Если интенсивности обеих волн одинаковы  $I_1 = I_2 = I_0$ , то формула (1) преобразуется к виду:

$$I = 2I_0 \cdot (1 + \cos \varphi). \quad (2)$$

Таким образом, интенсивность в точке наблюдения зависит **исключительно от разности фаз  $\varphi$**  между волнами.

### Связь между разностью хода и разностью фаз.

Пусть вдоль направления  $s$  распространяется монохроматическая волна

$$E(s, t) = E_0 \cos(ks - \omega t + \psi_0).$$

Для двух точек с координатами  $s_1$  и  $s_2$ , находящихся на расстоянии  $\Delta s = s_2 - s_1$  друг от друга, разность фаз, зафиксированная в один момент времени, равна

$$\Delta \Phi = \Phi_2 - \Phi_1 = (ks_2 - \omega t + \psi_0) - (ks_1 - \omega t + \psi_0) = k(s_2 - s_1) = k \cdot \Delta s.$$

Если две монохроматические волны, выйдя из одной точки источника, прошли до точки встречи разные пути  $s_1$  и  $s_2$ , то разность хода между ними равна  $\Delta s = s_2 - s_1$ .

Отметим, что разность хода одинакова для всех частот и длин волны, в то время как разность фаз  $\Delta \Phi = k \cdot \Delta s$  зависит от частоты и длины волны, т.к.  $k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi\nu}{c}$ ,  $c$  - скорость света.

### Интерференция монохроматического света. Схема Юнга.

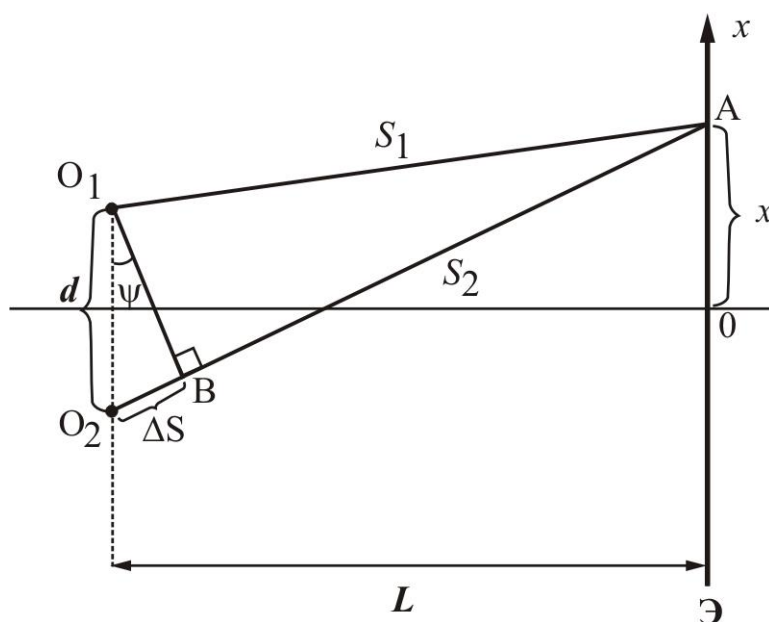


Рис. 2. Интерференционная схема Юнга

В классической схеме Юнга точечный монохроматический источник света (на рисунке не показан) находится перед непрозрачным препятствием с двумя точечными отверстиями, расположенными в точках  $O_1$  и  $O_2$ . Эти отверстия становятся точечными монохроматическими источниками (длина волны  $\lambda$ , интенсивность каждого  $I_0$ ), расположенными на расстоянии  $d$  друг от друга. Экран для наблюдения удален от источников на расстояние  $L \gg d$ . Найдем разность хода  $\Delta s = s_2 - s_1$  между лучами от источников в зависимости от координаты  $x$  на экране, используя теорему Пифагора.

$$s_1^2 = L^2 + \left(x - \frac{d}{2}\right)^2;$$

(аналогично для  $s_2$ ).

$$s_2^2 - s_1^2 = \left(x + \frac{d}{2}\right)^2 - \left(x - \frac{d}{2}\right)^2 = 2x \cdot d.$$

С другой стороны,

$$s_2^2 - s_1^2 = (s_2 + s_1)(s_2 - s_1) \approx 2L \cdot \Delta s.$$

Отсюда получаем, что разность хода равна

$$\Delta s = \frac{x \cdot d}{L},$$

а разность фаз:

$$\varphi = k \cdot \Delta s = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{x \cdot d}{L} = 2\pi \cdot \frac{x \cdot d}{\lambda \cdot L}.$$

Таким образом, интенсивность на экране задается формулой

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \varphi = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \left( 2\pi \cdot \frac{x \cdot d}{\lambda \cdot L} \right) \quad (1a)$$

Если интенсивности обеих волн одинаковы  $I_1 = I_2 = I_0$ , то

$$I(x) = 2I_0(1 + \cos \varphi) = 2I_0 \cdot \left( 1 + \cos \left( 2\pi \cdot \frac{x \cdot d}{\lambda \cdot L} \right) \right). \quad (2a)$$

**Максимум** интенсивности:  $I_{\max}(x) = 4I_0$  при разности фаз  $\varphi = 2\pi n$ ;  
разности хода  $\Delta s = \lambda n$ ,

**Минимум** интенсивности:  $I_{\min}(x) = 0$  при разности фаз  $\varphi = 2\pi\left(n + \frac{1}{2}\right)$ ;  
разности хода  $\Delta s = \lambda\left(n + \frac{1}{2}\right)$ ,

$n=0,1,2,\dots$  - **порядок интерференции**.

На экране наблюдаются **интерференционные полосы**, расстояние между которыми  $\Delta x$  можно найти из соотношения  $\lambda = \frac{\Delta x \cdot d}{L}$  (изменение разности хода при переходе от любого максимума к соседнему равно  $\lambda$ ):

$$\Delta x = \frac{\lambda \cdot L}{d}.$$

В схеме Юнга в центре находится максимум **нулевого** порядка, затем следуют максимумы **первого, второго, третьего** и т.д. порядков.

(Формулы  $\Delta s = \frac{x \cdot d}{L}$  и  $\Delta x = \frac{\lambda \cdot L}{d}$  легко запомнить, используя следующее правило. В

эти формулы входят четыре величины одинаковой размерности – [метр]. Произведение двух из них (самой большой и самой маленькой) равно произведению двух оставшихся. Самая большая – это  $L$ , самая маленькая – это  $\Delta s$  или  $\lambda$ ).

Для характеристики четкости интерференционной картины вводится понятие **видности**:

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}},$$

равной отношению разности интенсивностей в соседних максимуме и минимуме к их сумме.

Из (1а) следует, что

$$I_{\max} = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} = (\sqrt{I_1} + \sqrt{I_2})^2;$$

$$I_{\min} = I_1 + I_2 - 2\sqrt{I_1 I_2} = (\sqrt{I_1} - \sqrt{I_2})^2,$$

откуда

$$V = \frac{2\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2}.$$

Видность принимает максимальное значение, равное единице, если  $I_1 = I_2$ . Если же, к примеру,  $I_1 \gg I_2$ , то

$$V \approx \frac{2\sqrt{I_1 I_2}}{I_1} = 2\sqrt{\frac{I_2}{I_1}} \ll 1.$$

Это означает, что при интерференции двух волн с существенно различными интенсивностями видность картины значительно ухудшается даже в случае монохроматических источников.

Формулу для разности хода можно получить и из других соображений. Так как  $d \ll L$ , то углы, образованные лучами  $s_1$  и  $s_2$  с горизонтальной осью (рис. 2), примерно одинаковы и равны:

$$\psi \approx \sin \psi \approx \operatorname{tg} \psi = \frac{x}{L}.$$

Опустим из точки  $O_1$  перпендикуляр на луч  $s_2$ . Тогда для длины отрезка  $O_2B$  получим:

$$O_2B \approx d \cdot \sin \psi \approx \frac{d \cdot x}{L} = \Delta s,$$

что совпадает с формулой для разности хода. Такой подход позволяет довольно просто находить разность хода для любой точки интерференционной картины. Однако еще раз отметим, что так можно действовать только при условии  $d \ll L$ .

Из формулы  $\Delta s \approx d \cdot \sin \psi$  следует, что если из точки, расположенной точно посередине между источниками  $O_1$  и  $O_2$  провести произвольную линию, образующую небольшой угол  $\psi$  с горизонтальной осью, то для всех точек этой линии разность хода будет одной и той же. Такую линию можно назвать линией **одинаковой** (или **равной**) **разности хода**, или **одного и того же порядка интерференции**. Подобное утверждение будет очень полезно в дальнейшем при рассмотрении интерференции от протяженного источника.

Полученные формулы можно использовать и в случае интерференции двух плоских волн, сходящихся под малым углом  $\theta$  (угол между векторами  $\vec{k}_1$  и  $\vec{k}_2$ ). Можно заметить, что угол схождения лучей от источников  $O_1$  и  $O_2$  в центр экрана равен  $\theta \approx \frac{d}{L}$  (рис. 3).

Начнем мысленно удалять источники вдоль лучей на бесконечность, не изменяя угла схождения. В итоге получим две плоские волны, и для расстояния между полосами имеем:

$$\Delta x = \frac{\lambda L}{d} = \frac{\lambda}{\theta},$$

где угол  $\theta$  - это угол, под которым видны источники от экрана. Видно, что в этом случае расстояние между полосами не зависит от положения экрана.

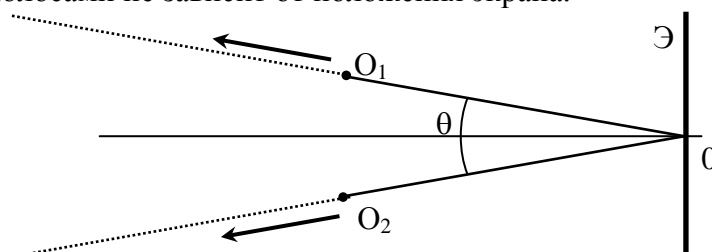


Рис. 3. К интерференции плоских волн

В оптическом диапазоне вследствие высокой частоты излучения ( $\nu \approx 10^{15}$  Гц) практически невозможно создать два монохроматических источника, излучающих на одной и той же частоте. Поэтому для получения интерференции используют **один** источник света (причем не обязательно монохроматический!), излучение которого сначала с помощью различных оптических схем разделяют на **две** волны, а затем вновь соединяют. При этом между волнами возникает разность хода, что и приводит к появлению интерференционной картины. Если разность хода не превышает длины волнового цуга, то случайные изменения амплитуды и фазы волн происходят **согласованно**, про такие пучки (или источники) говорят, что они **когерентны**.

Разделение света от источника можно осуществить двумя способами:

- 1) методом деления волнового фронта (билинза, бипризма, бизеркало, схема Юнга);
- 2) методом деления амплитуды (кольца Ньютона, тонкие пленки, интерферометры Майкельсона, Жамена и др.).

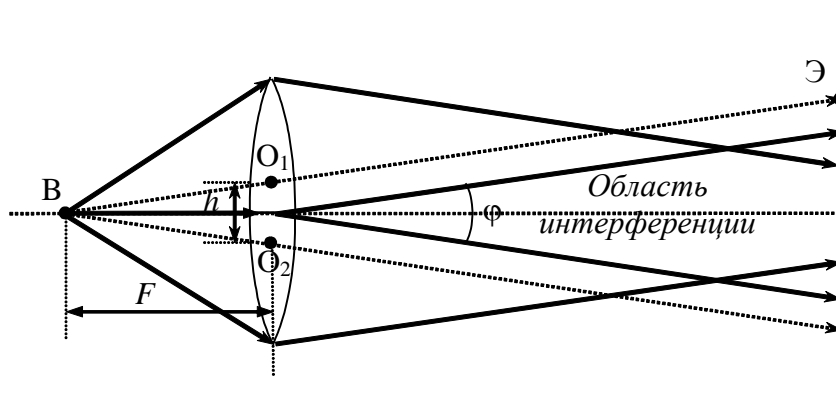
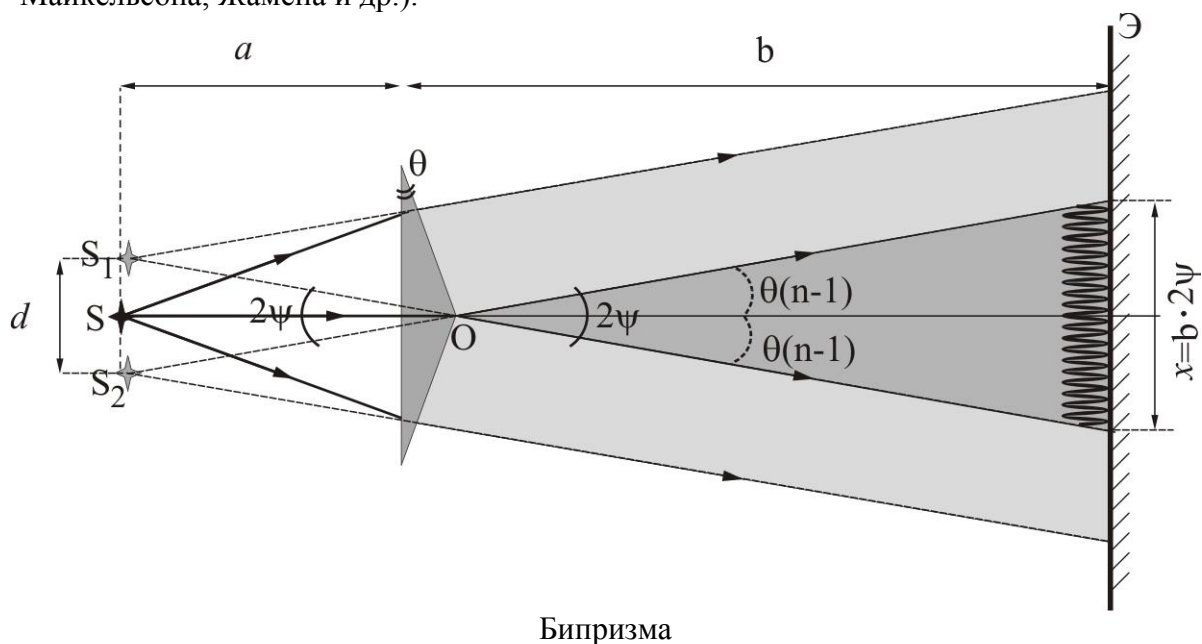


Рис. 4. Примеры интерференционных схем: Билинза (источник света в фокальной плоскости,  $h$  – размер удаленного фрагмента линзы,  $\varphi = h/F$  – угол схождения параллельных пучков).

Если источник света **точечный**, то в результате применения оптической схемы любого из методов деления (волнового фронта или амплитуды) возникнут **два точечных изображения источника**, которые станут новыми (когерентными – при небольшой разности хода) источниками (рис. 5). Излучение от этих новых источников будет распространяться, вообще говоря, не во всех направлениях (это зависит от оптической схемы). Интерференция будет наблюдаться в области наложения световых пучков от обоих источников (**в области интерференции**) при любом расположении экрана. В этом случае говорят, что интерференционная картина **не локализована**.

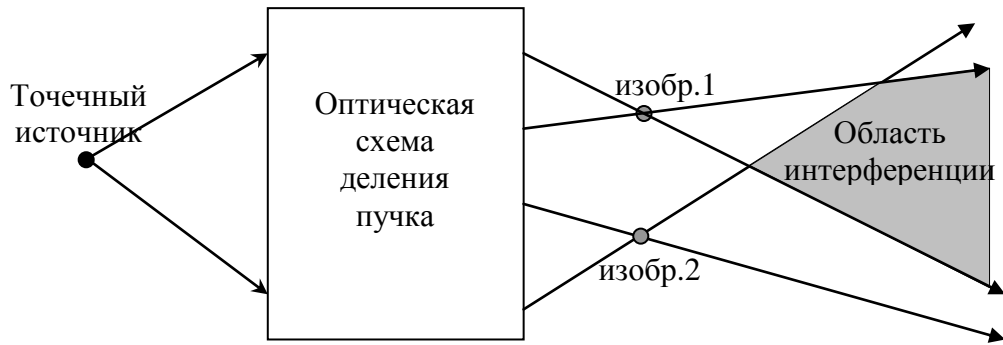


Рис.5 Схема формирования интерференционной картины

Вид интерференционной картины зависит от взаимного расположения **линии**, соединяющей источники (имеются в виду изображения 1 и 2), и **плоскости** экрана. Если линия **параллельна** плоскости экрана (схема Юнга, рис. 2), то наблюдаются полосы. Если линия **перпендикулярна** плоскости экрана (см. рис. 6), то наблюдается система колец, при этом для центрального (светлого или темного) пятна порядок интерференции будет максимальным и равным  $m_{\max} = d/\lambda$ , где  $d$  - расстояние между источниками. При этом интенсивность в центре может быть произвольной от  $I_{\max}$  (если  $m_{\max}$  - целое число) до  $I_{\min}$  (если  $m_{\max}$  - полуцелое число)

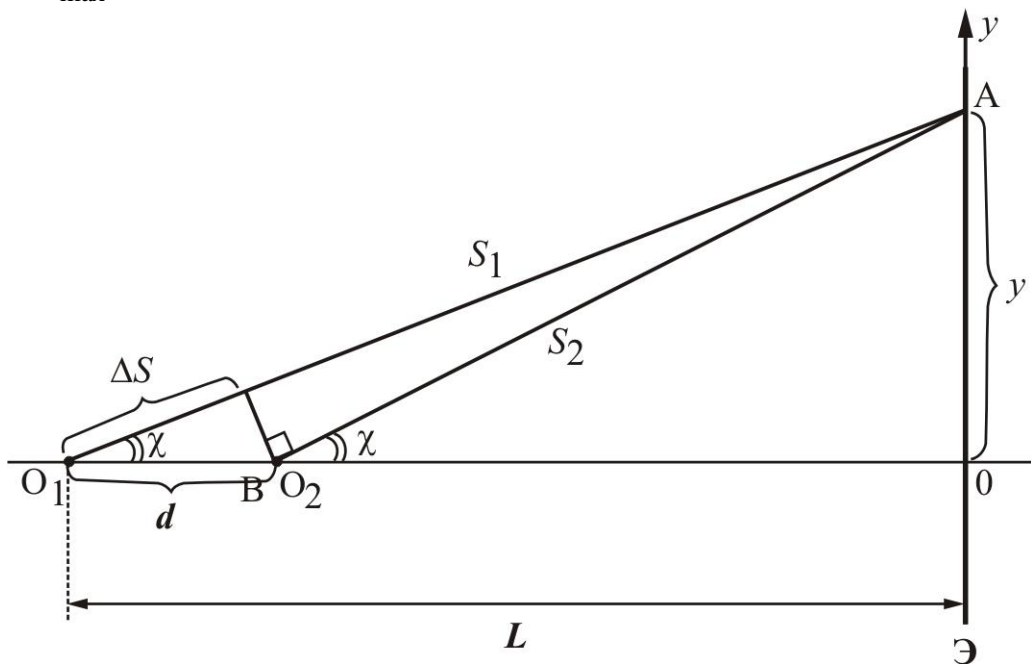


Рис. 6. Интерференционная схема для наблюдения интерференционных колец

Для разности хода в этом случае можно записать:

$$\Delta S \approx d \cdot \cos \chi \approx d \cdot \left(1 - \frac{\chi^2}{2}\right) \approx d \cdot \left(1 - \frac{y^2}{2L^2}\right).$$

Дальнейшие преобразования этой формулы позволят найти радиусы темных и светлых колец.

Однако для реальных **протяженных** источников картина наблюдается в определенном месте, т.е. **локализована**. Для протяженного источника интерференционная картина легко наблюдается в схемах деления амплитуды, и практически не наблюдается в схемах деления волнового фронта.

В частности, при интерференции в тонких пленках непостоянной толщины картина **локализована на поверхности** пленки и наблюдается при любом размере источника (радужные пятна на поверхности) и даже в белом (немонохроматичном) свете. Тот или иной цвет полос зависит от толщины пленки, наблюдаемые полосы называют **полосами равной толщины**.

Если же толщина пленки постоянна (плоскопараллельная пластина), то интерференционную картину можно наблюдать при различных углах падения лучей. Картина **локализована на бесконечности**, наблюдаемые полосы называют **полосами равного наклона** (подробнее см. ниже в материалах семинара по тонким пленкам).

**Разность хода в плоскопараллельной пластине** толщиной  $h$  с показателем преломления  $n$  при угле падения света  $\theta$  и угле преломления  $\theta'$  (рис. 7):

$$\Delta = 2hn \cos\theta' + \frac{\lambda}{2}$$

(появление слагаемого  $\frac{\lambda}{2}$  связано с изменением на  $\pi$  фазы волны, отраженной от оптически более плотной среды)

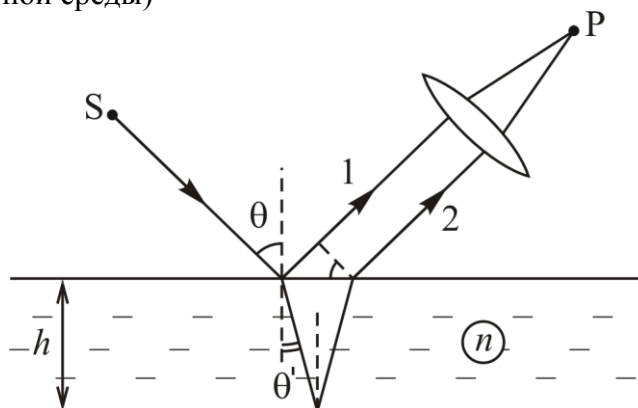


Рис. 7. Интерференция, наблюдаемая на бесконечности (полосы равного наклона).

Этой же формулой можно пользоваться и для тонкой пластины переменной толщины. Это связано с тем, что два интерферирующих луча (на рисунке это отраженный от первой поверхности пластины луч 1 и луч 2, прошедший в пластину, отразившийся от второй поверхности) должны:

1) выйти из **одной точки протяженного источника** (только в этом случае они будут когерентны) - точка А на рисунке 8;

2) встретиться **в одной точке на поверхности** (только в этом случае они проинтерферируют) - точка В на рисунке 8.

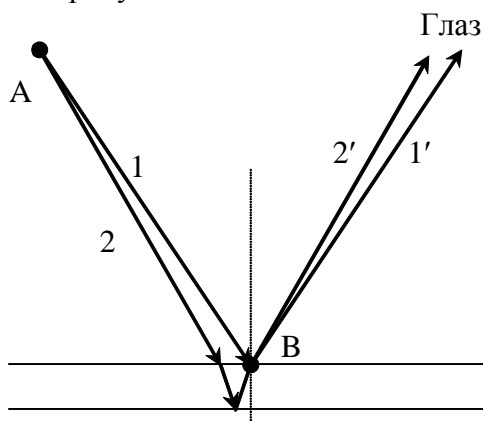


Рис. 8. Интерференция, наблюдаемая на поверхности пленки (полосы равной толщины).

Точки падения этих лучей на пластинку различны, но из-за малой толщины пластины они близки друг к другу, и обычно изменением толщины пластины на таком расстоянии



можно пренебречь. При этом **полосы равной толщины** (к примеру, радужные пятна на поверхности лужи) прекрасно наблюдаются глазом даже в белом свете и при любом размере источника (излучение падает на лужу со всевозможных направлений). Это связано с тем, что оба отраженных луча  $1'$  и  $2'$  должны попасть в зрачок глаза, только в этом случае наблюдатель увидит их интерференцию. Таким образом, глаз «выбирает» лишь определенные лучи из множества лучей, исходящих из точки В. Так как длины волн излучения охватывают весь видимый диапазон, то даже при небольшой толщине пленки условия максимума будут выполняться для нескольких длин волн, что приводит к появлению радужной окраски. Заметим, что с увеличением толщины пластины угол между отраженными лучами будет также расти, и шансы этих лучей вместе попасть в глаз уменьшаются.

Для наблюдения **полос равного наклона** на плоскопараллельной пластине размеры источника также **не важны**. Так как картина локализована на бесконечности, то для ее наблюдения используют собирающую линзу, при этом картина наблюдается в фокальной плоскости линзы (см. рис. 9). Поэтому картины, полученные от различных точек источника, абсолютно одинаковы, и, складываясь друг с другом (без интерференции, так как образованы разными **некогерентными** точками!), дают яркую систему колец (в случае монохроматического источника).

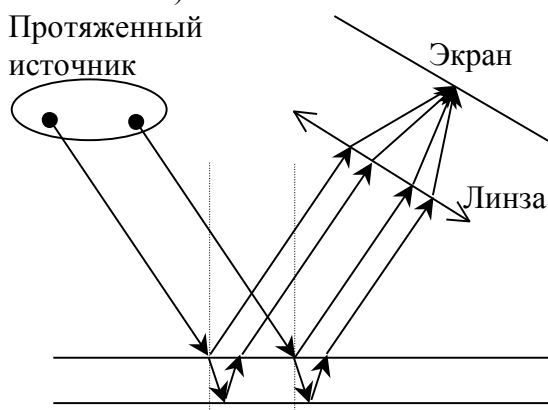


Рис. 9. Интерференция от протяженного источника, наблюдаемая в фокальной плоскости линзы (полосы равного наклона).

Если же источник **точечный**, то интерференционные кольца можно наблюдать и без линзы. На рисунке 10 точечный источник формируется собирающей линзой, установленной на пути лазерного пучка. В экране Э сделано отверстие для «точечного источника» О. Построив два точечных мнимых изображения  $O_1$  и  $O_2$  источника О, формируемых при отражении от поверхностей пластики, получим две сферические волны, излучение от которых падает на экран под различными углами. На экране наблюдаются интерференционные кольца (полосы равного наклона).

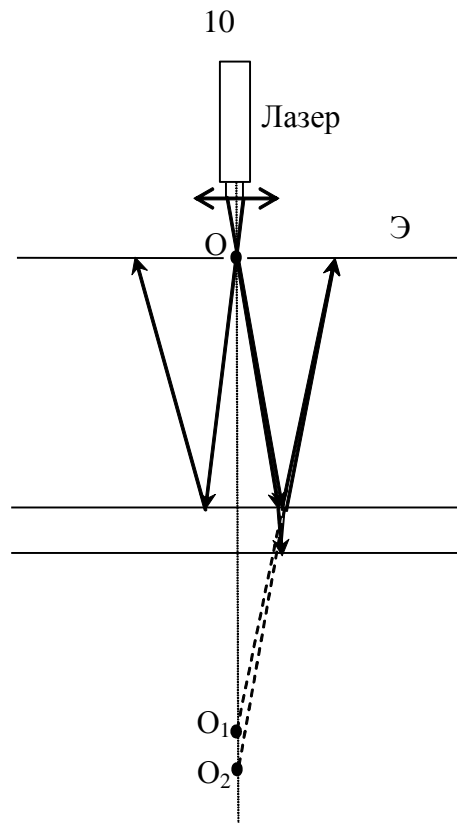


Рис. 10. Интерференция от точечного источника, наблюдаемая на экране (полосы равного наклона).

### Линза как интерференционный прибор.

Из геометрической оптики известно, что если на линзу падает пучок света от какого-либо точечного источника (неважно: действительного или мнимого), то после прохождения линзы сформируется изображение (неважно: действительное или мнимое). Это связано с **таутохронностью** линзы: время прохождения света от источника до изображения одно и то же, независимо от места прохождения через линзу. С точки зрения волновой оптики это означает, что все пучки (лучи) света, вышедшие из единого точечного источника и прошедшие через линзу, соберутся в точке изображения **в одной фазе!** Поэтому и интенсивность света в этой точке будет довольно большой. Можно сказать, что с помощью линзы осуществляется интерференция **ВСЕХ** прошедших через нее пучков, идущих от точечного источника.

Если же источник протяженный (но расположен в плоскости, параллельной плоскости тонкой линзы), то его можно представить как совокупность точечных источников. Тогда получаемое с помощью линзы изображение есть совокупность интерференционных картин для каждого точечного источника.