

# **ДИФРАКЦИЯ СВЕТА**

**Принцип Гюйгенса-Френеля**

**Метод зон Френеля**

**Дифракция Френеля от простейших преград**

**Дифракция в параллельных лучах  
(дифракция Фраунгофера)**

**Дифракция на пространственных  
решетках.**

**Дифракция рентгеновских лучей**

**Понятие о голографии**

## Введение

Дифракция света – в узком смысле – огибание лучами света границы непрозрачных тел (экранов); проникновение света в область геометрической тени.

В широком смысле дифракция света – проявление волновых свойств света в предельных условиях перехода от волновой оптики к геометрической.

Примерами дифракции света являются рассеяние света каплями тумана, формирование изображения оптическими системами (например, микроскопом) и т.п.

Наиболее рельефно дифракция света проявляется в областях резкого изменения плотности потока лучей: вблизи фокуса линзы, границ геометрической тени и др.

Разница между дифракцией и интерференцией проявляется в том, что дифракция – есть наложение волн от большого числа источников когерентных волн. При интерференции - всего два источника.

Красный свет сильнее дифрагирует (сильнее отклоняется границами тел), чем фиолетовый, т.е. разложение белого света в спектр, вызванное дифракцией, имеет обратную последовательность цветов чем при разложении света в призме.

Проникновение света в область геометрической тени было известно уже в XVI–XVII вв., однако объяснение этому было дано лишь в XIX в.

Первая волновая трактовка дифракции волн дана Юнгом 1800 г., вторая – О. Френелем 1815.

В картине волнового поля, возникающей за препятствием, Юнг усматривал сочетание собственно дифракции волн и интерференции.

Согласно Юнгу, возникновение дифрагированной волны имеет локальный характер и происходит в некоторой окрестности границы тени за краем препятствия.

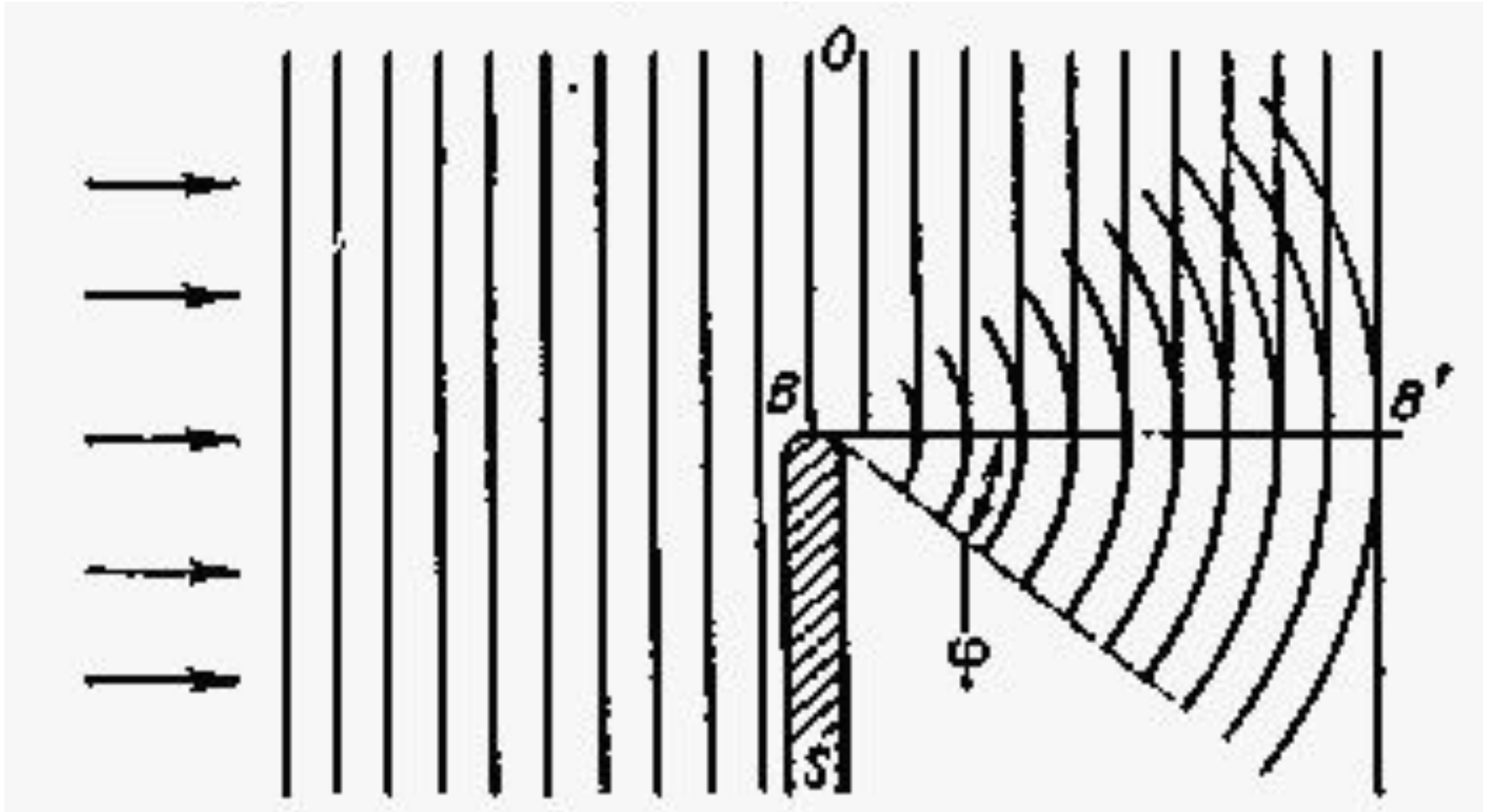
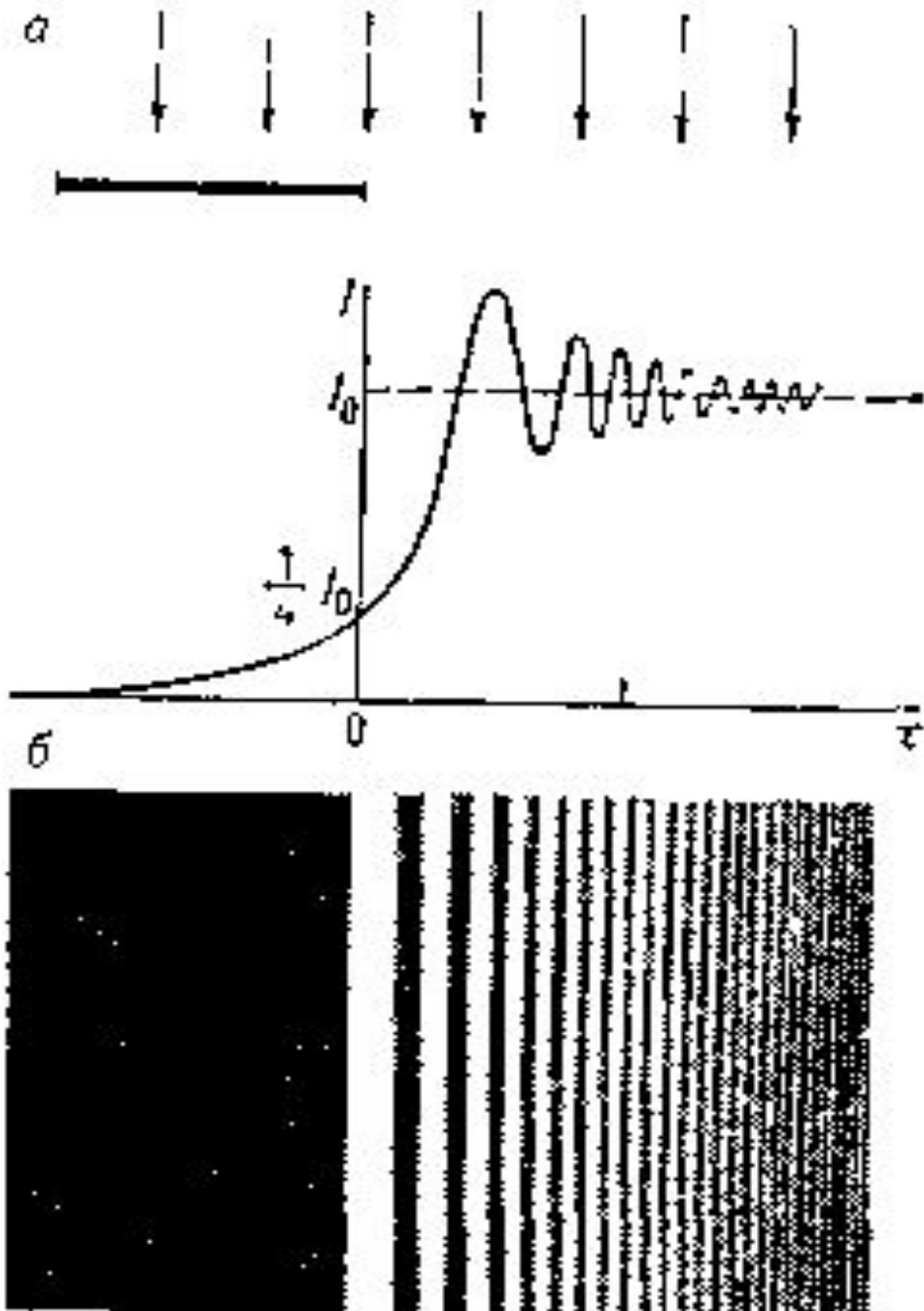


Схема дифракции волн от края экрана по Юнгу



Дифракция плоского волнового фронта на полуплоскости;

$a$  – графическое распределение интенсивности  $I$ ;

$б$  – дифракционная картина

Дифракция света, по Френелю, – результат интерференции вторичных волн. Несмотря на недостатки, эта теория сохранила свое значение и служит основой расчетов дифракционных эффектов в инструментальной оптике.

Явление дифракции применяется для изучения спектров излучения и поглощения различных веществ, а также применяется для исследования структуры строения веществ в рентгеноструктурном анализе.

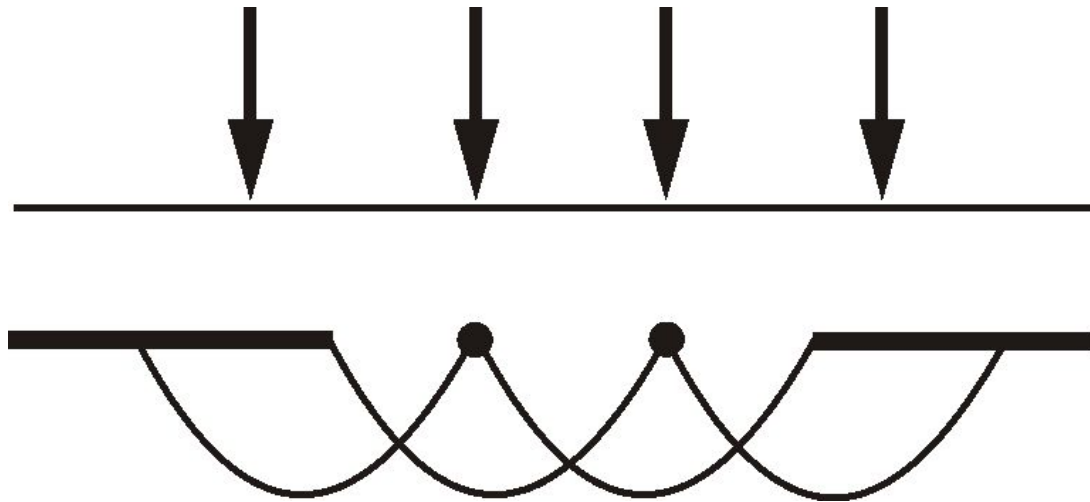


Широко известный голографический способ восстановления объёмного изображения объекта также основан на явлении дифракции опорной волны на голограмме объекта, записанной на фотопластинке, также благодаря дифракции на ней опорной волны.

## 8.1. Принцип Гюйгенса-Френеля и дифракция

*Дифракцией называется совокупность явлений наблюдаемых при распространении света в среде с резкими неоднородностями, размеры которых сравнимы с длиной волны, и связанных с отклонениями от законов геометрической оптики.*

Явление дифракции объясняется с помощью **принципа Гюйгенса**, согласно которому каждая точка, до которой доходит волна, служит центром вторичных волн, а огибающая этих волн задает положение волнового фронта в следующий момент времени.



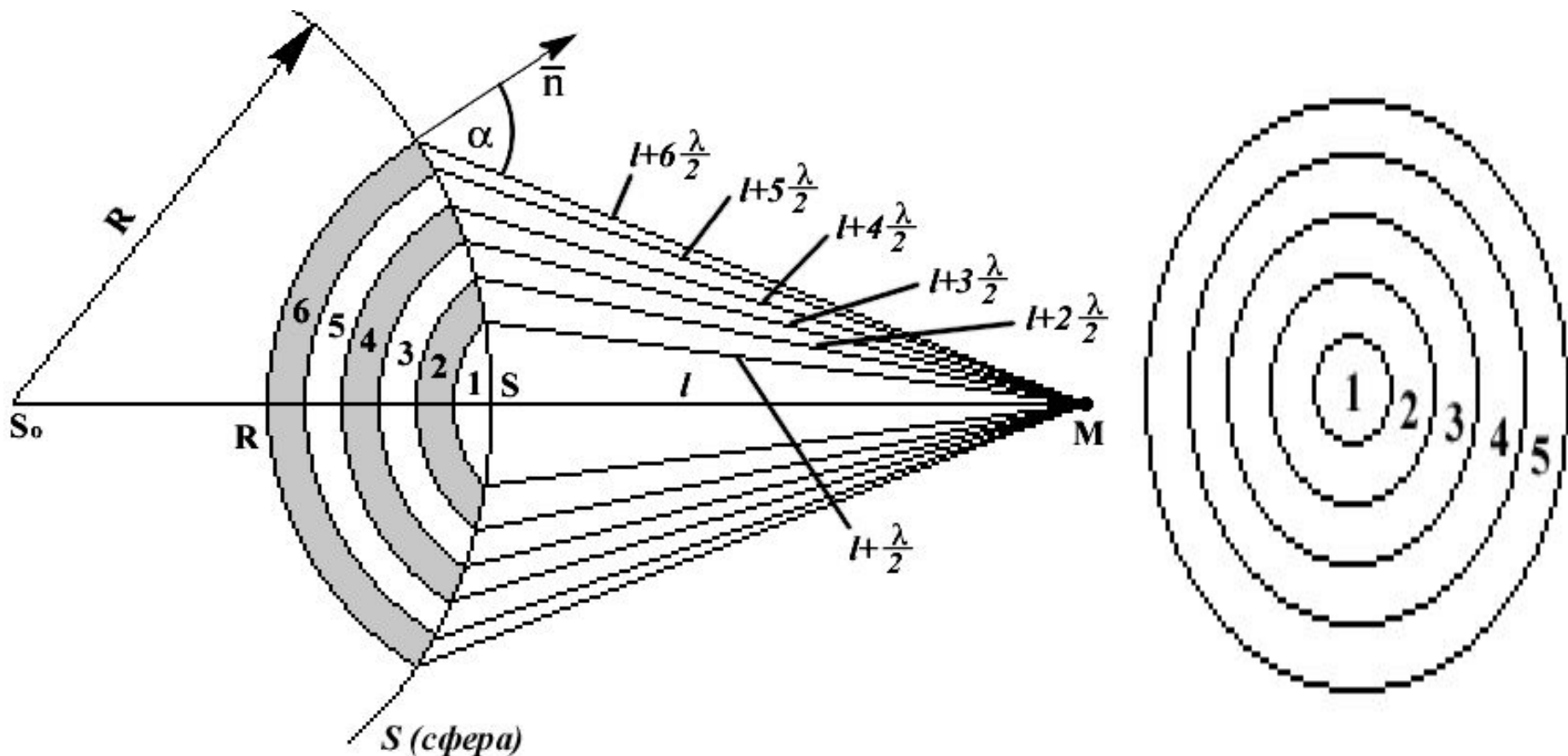
Согласно *принципу Гюйгенса*: каждую точку фронта волны можно рассматривать как источник вторичных волн.

*Френель* существенно развил этот принцип.

- *Все вторичные источники фронта волны, исходящей из одного источника, когерентны между собой.*
- *Равные по площади участки волновой поверхности излучают равные интенсивности.*
- *Каждый вторичный источник излучает свет преимущественно в направлении внешней нормали к волновой поверхности в этой точке.*
- *Для вторичных источников справедлив принцип суперпозиции.*

## 8.2. Метод зон Френеля

Границей первой (центральной) зоны служат точки поверхности  $S$ , находящиеся на расстоянии  $l + \lambda/2$  от точки  $M$ . Колебания в точке  $M$  от соседних зон - противоположны по фазе



В случае, когда расстояние  $a$  до источника света  $S$  и расстояние  $b$  до точки наблюдения  $P$  много больше размеров зон Френеля, то поверхность  $\Delta S_m$   $m$ -ой зоны Френеля определяются по формуле и одинакова для всех зон

$$\Delta S_m = \frac{\pi ab \lambda}{a + b}$$

При сложении колебаний соседних зон, они должны взаимно ослаблять друг друга:

$$A = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + \dots + A_i$$

*площади соседних зон одинаковы, а амплитуды*

$$A_1 > A_2 > A_3 > \dots > A_i > \dots$$

при  $R = l = 0,1 \text{ м}$ ,  $\lambda = 5 \cdot 10^{-7} \text{ м} = 500 \text{ нм}$ , число зон  $N \approx 3 \cdot 10^5$ , а радиус первой зоны  $r_1 \approx 0,16 \text{ мм}$ .

*Амплитуды волн, приходящих в точку M от соседних зон примерно равны.*

Результирующая амплитуда  $A = \frac{A_1}{2}$ .

Интенсивность излучения  $J \sim A^2$ .

*Результирующая амплитуда, создаваемая в некоторой точке  $M$  всей сферической поверхностью, равна половине амплитуды, создаваемой одной лишь центральной зоной, а интенсивность  $J = J_1 / 4$ .*

*Интенсивность света увеличивается, если закрыть все четные зоны:*

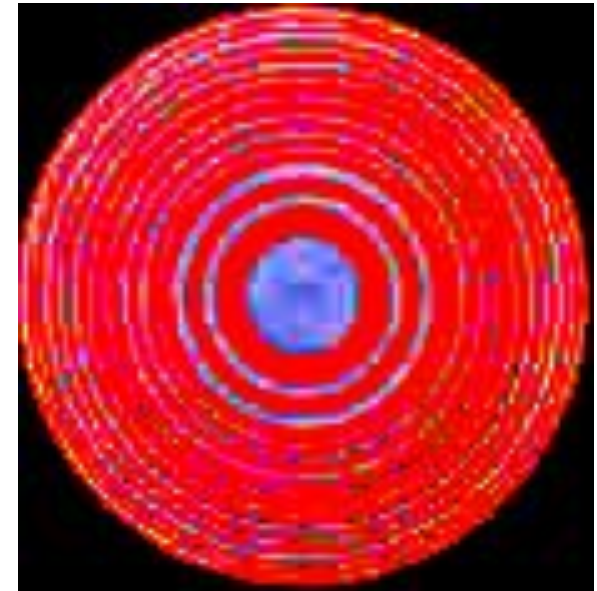
$$J = 4J_1$$



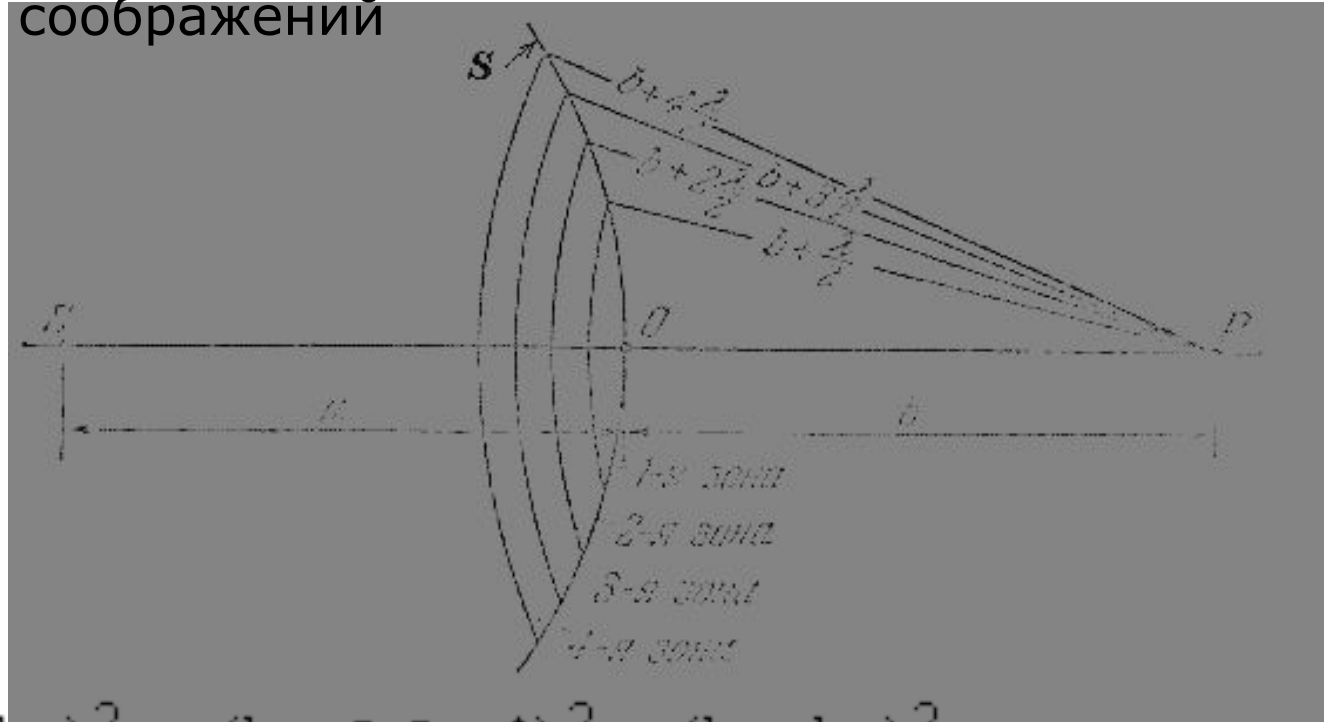
Если на пути световых волн поставить пластинку, которая перекрывает все четные зоны, то интенсивность света в точке  $P$  резко возрастает. Такая пластина называется *зонной или линзой Вуда*.

Можно добиться ещё большей степени фокусировки излучения, если в линзе Вуда вместо кольцевых металлических экранов использовать диэлектрические, изменяющие на  $180^\circ$  фазу, проходящего через них света.

Зонная пластинка – перекрывает все четные зоны Френеля на волновой поверхности



Найдём радиус  $m$ -ой зоны Френеля. Как следует из геометрических соображений



$$r_m^2 = a^2 - (a - h_m)^2 = (b + 0.5m\lambda)^2 - (b + h_m)^2,$$

Пренебрегая  $\lambda^2$ , для не очень больших  $m$  найдём  $h_m$ :

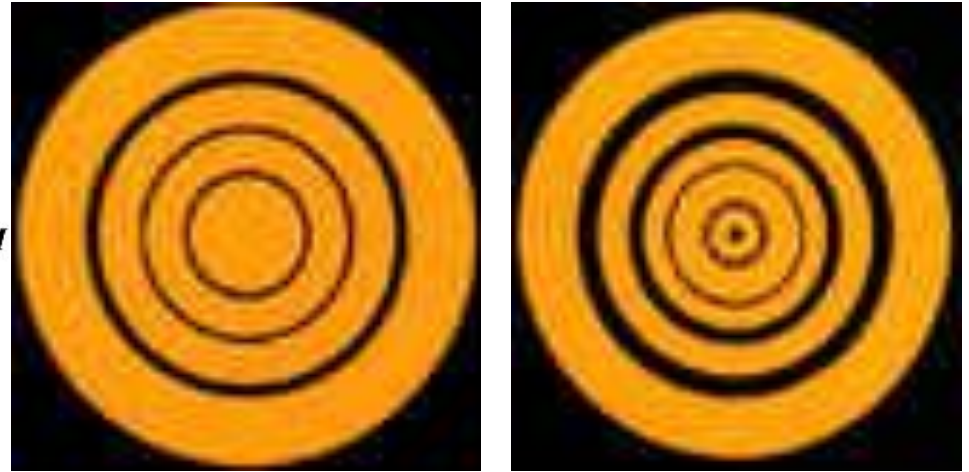
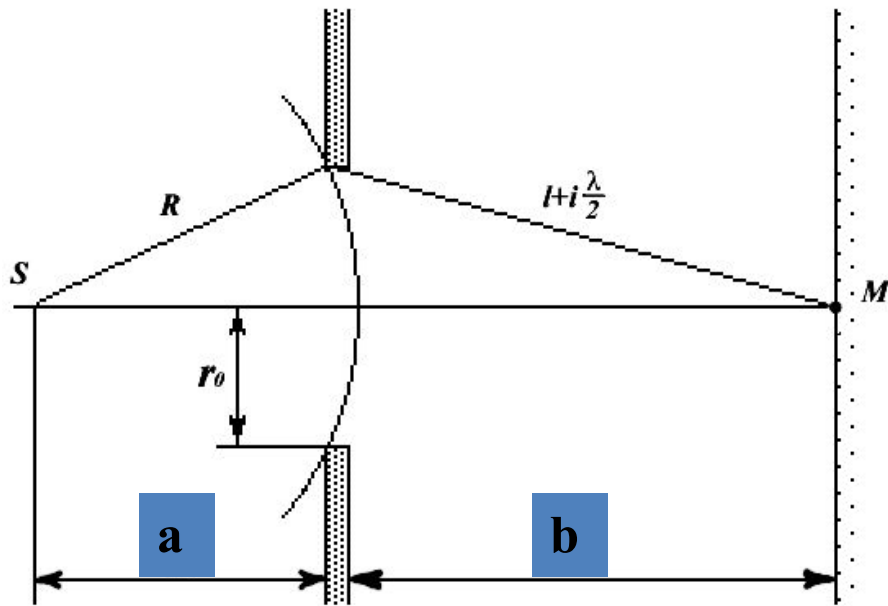
$$h_m = 0,5b_m / (a + b).$$

Если расстояние  $a$  до источника света  $S$  и расстояние  $b$  до точки наблюдения  $P$  много больше размеров зон Френеля, то радиус  $r_m$

$$r_m = \sqrt{\frac{ab}{a+b} m\lambda}$$

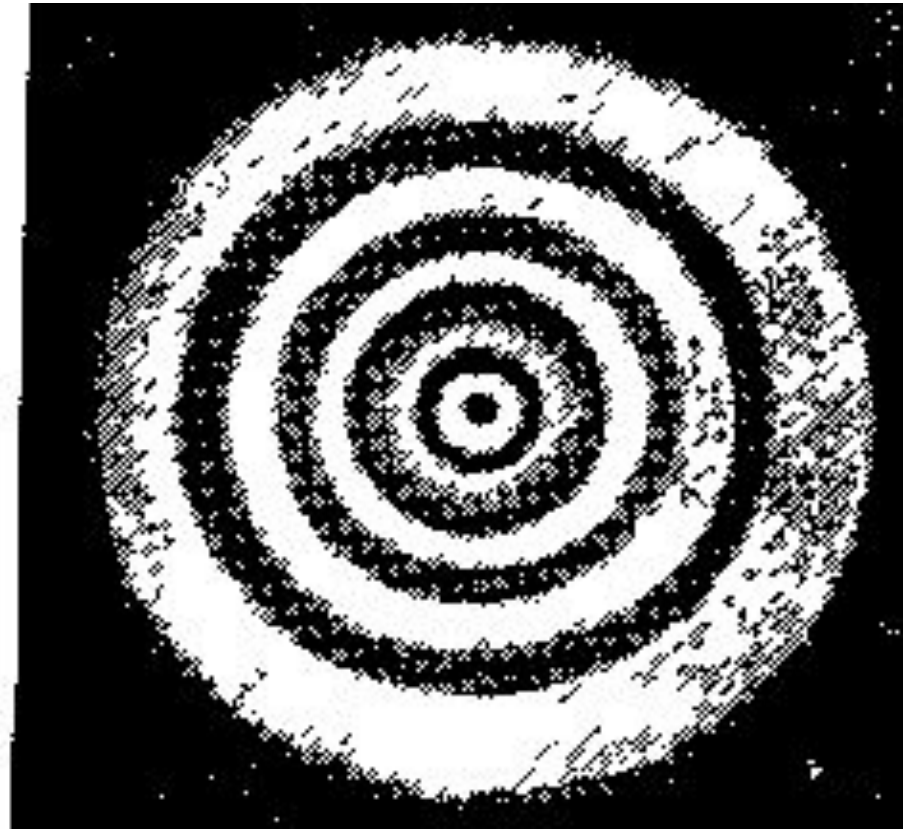
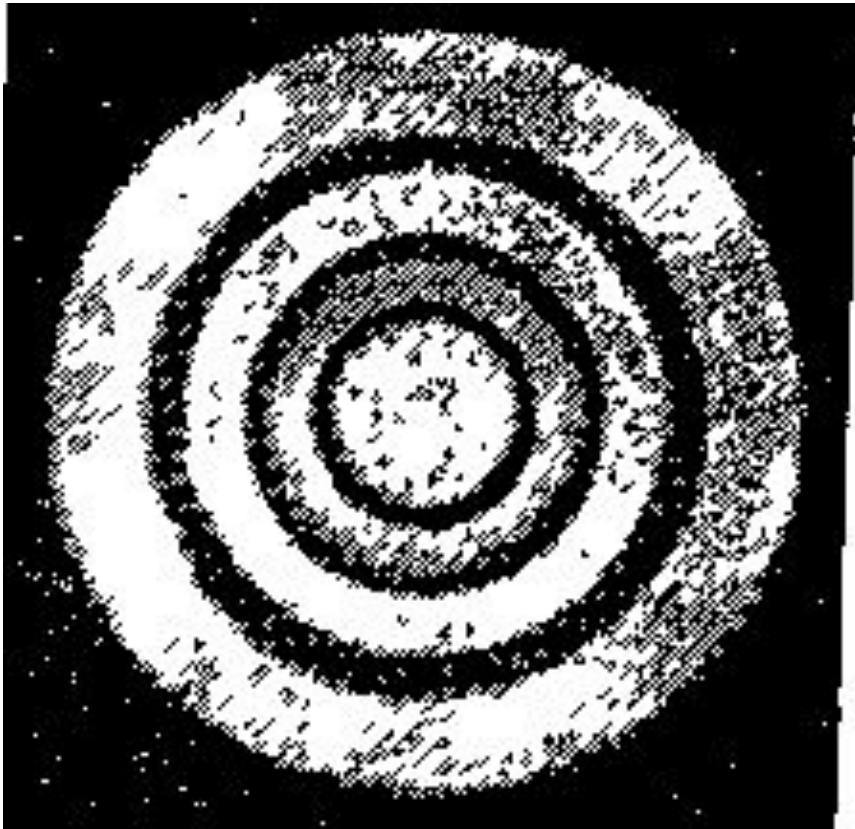
## 8.3. Дифракция Френеля от простейших преград

### Дифракция от круглого отверстия



Вид дифракционной картины зависит от числа зон Френеля, открываемых отверстием.

$$A = \begin{cases} 1/2(A_1 + A_m) & (m - \text{нечетное}), \\ 1/2(A_1 - A_m) & (m - \text{четное}). \end{cases}$$

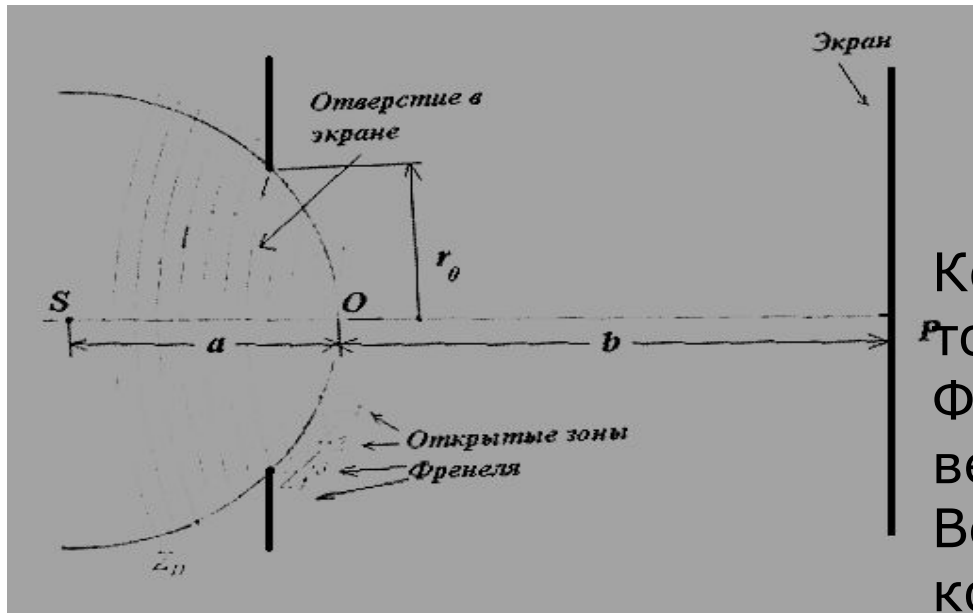


**Дифракция на круглом отверстии при открытом нечетном (*a*) и четном (*b*) числе зон**

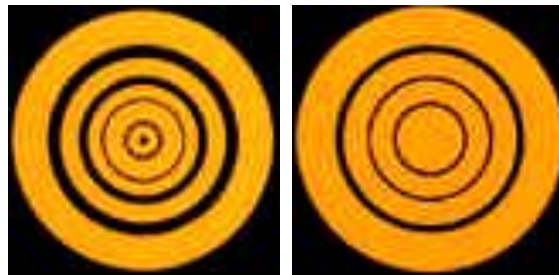
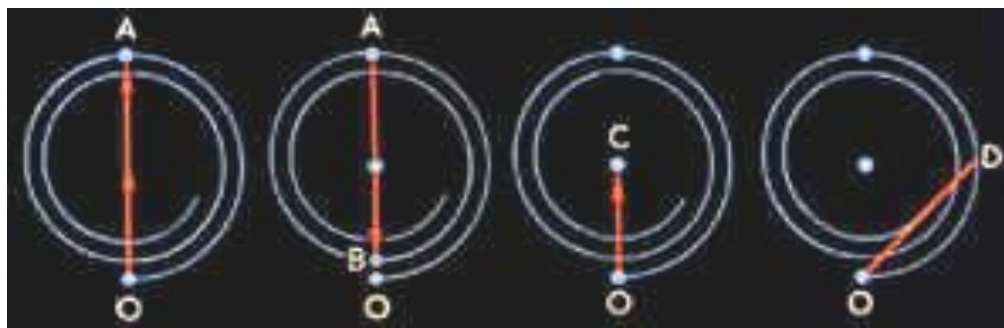
## 8.4. Векторная диаграмма (спираль Френеля)

Волновая поверхность разбивается на очень маленькие по ширине кольцевые зоны. Колебание, создаваемое в точке наблюдения  $P$  каждой из зон, изображается вектором  $A$ , длина которого равна амплитуде колебаний, а угол  $\alpha$  дает начальную фазу. При сложении таких векторов получается векторная диаграмма (а). В пределе, при стремлении ширины зон к нулю, векторная диаграмма принимает вид спирали (б).



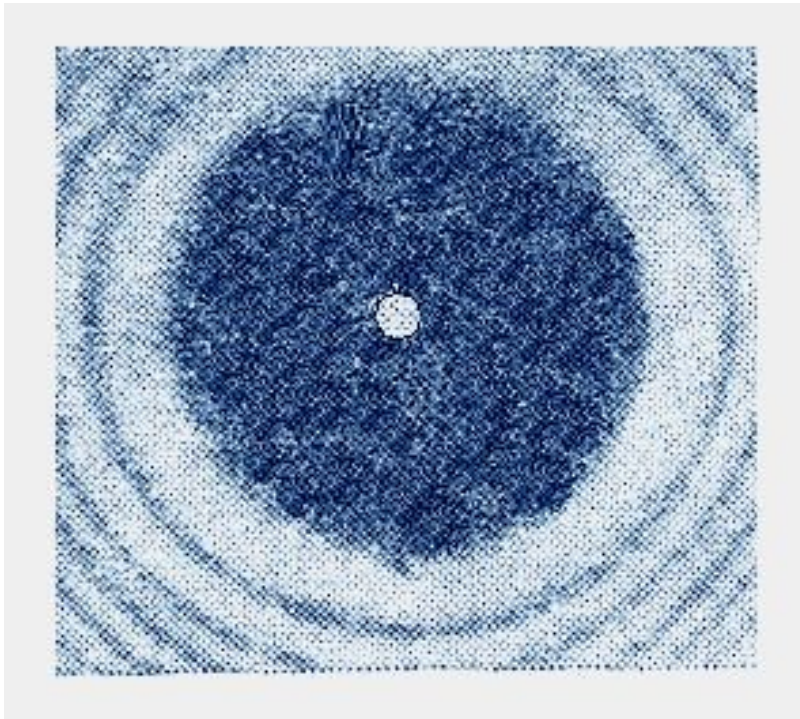


Колебания, возбуждаемые в точке  $P$  первой зоны Френеля, изображается вектором  $OA$ , второй –  $AB$ . Вектор  $OC$  соответствует колебанию, создаваемому всей волновой поверхностью,  $OD$  – половиной первой зоны Френеля. Из этих диаграмм видно, что амплитуда  $A$ , создаваемая всей волновой поверхностью, равна половине амплитуды  $A_1$ , создаваемой одной центральной зоной.

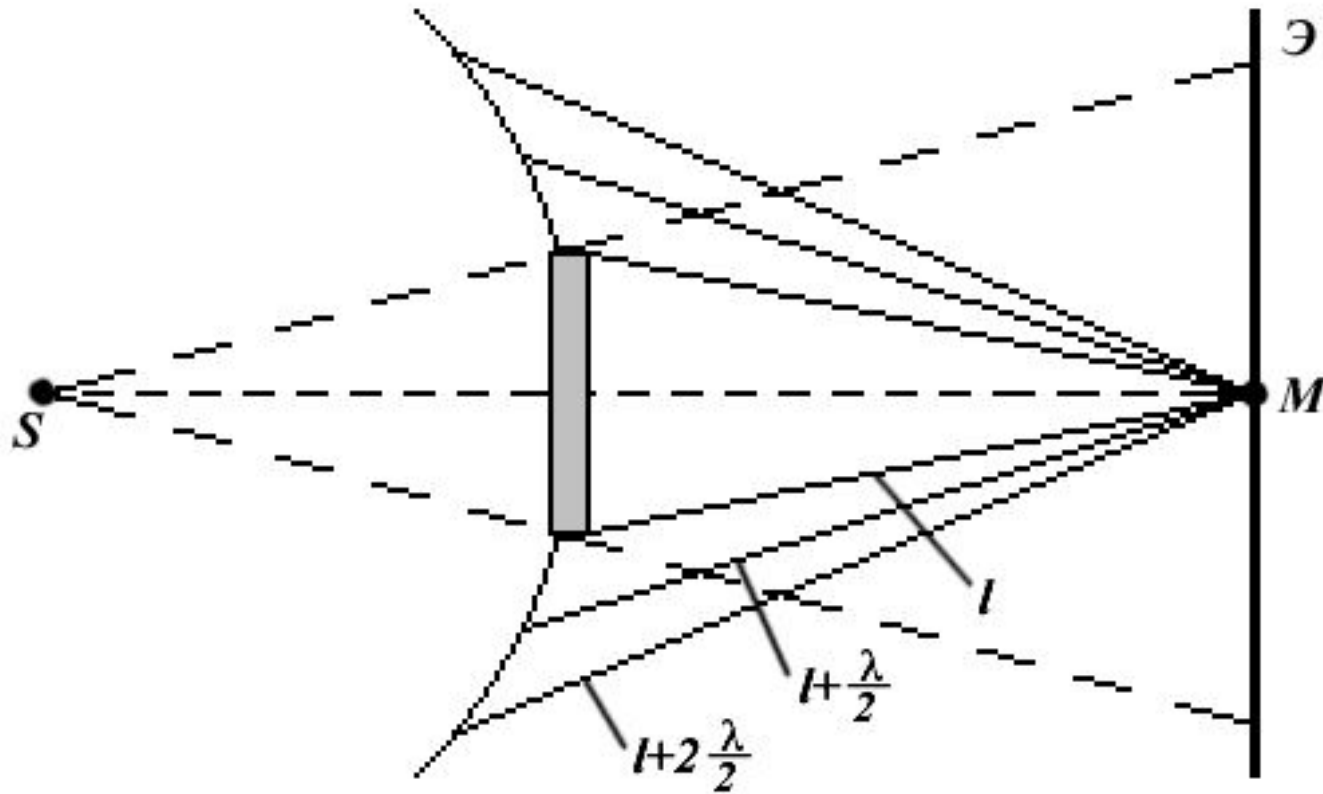


## 8.5. Дифракция от диска

Метод Френеля также качественно объясняет причину засвечивания в области геометрической тени от круглого диска: светлое пятнышко (так называемое пятно Пуассона) создается вторичными волнами первой кольцевой зоны Френеля, окружающей экран.



Дифракционная картина от круглого диска; в центре геометрической тени — светлое пятно — пятно Пуассона



Освещенность в точке  $M$  будет такой же, как и в отсутствие экрана. Вследствие симметрии центральная светлая точка будет окружена кольцами света и тени «Пятно Пуассона» (вне границ геометрической тени).



Если закрыть  $m$  первых зон Френеля, то амплитуда в точке  $M$  будет равна

$$A = A_{m+1} - A_{m+2} - \dots = A_{m+1}/2 + (A_{m+1}/2 - A_{m+2} + A_{m+3}/2) + \dots = A_{m+1}/2.$$

Таким образом, в центре геометрической тени, в точке  $P$  будет светлое пятно.

Светлое пятно в центре тени послужило причиной инцидента, происшедшего между Пуассоном и Френелем.

**Парижская академия наук** предложила дифракцию света в качестве темы на **премию** за 1818 г. **Френелем** была представлена **работа**, в которой все известные к тому времени оптические явления объяснялись с волновой точки зрения.

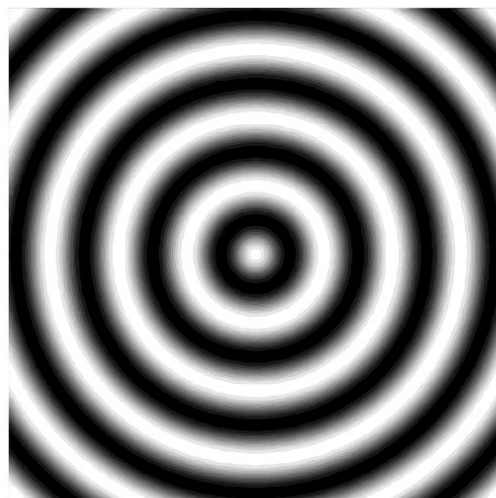
**Пуассон**, бывший членом конкурсной комиссии, обратил внимание на то, что из теории Френеля вытекает нелепый вывод, что в центре тени, отбрасываемой небольшим круглым диском, должно находиться **светлое пятно**. **Араго** тут же произвёл опыт и **обнаружил, что такое пятно действительно существует**. Это принесло победу и всеобщее признание волновой теории света.

# Интерференция света

**Интерференция света** — пространственное перераспределение энергии ЭМ излучения, возникающие при наложении двух или нескольких световых волн.

Исторически первый экспериментом, в котором наблюдается взаимное влияние световых волн, т. е. их интерференцию, были *кольца Ньютона*. В одной из лабораторных работ физического практикума по оптике, посвященной этому замечательному явлению, вы можете наблюдать стационарную (или постоянную во времени) интерференционную картину в виде регулярного чередование темных и светлых колец.

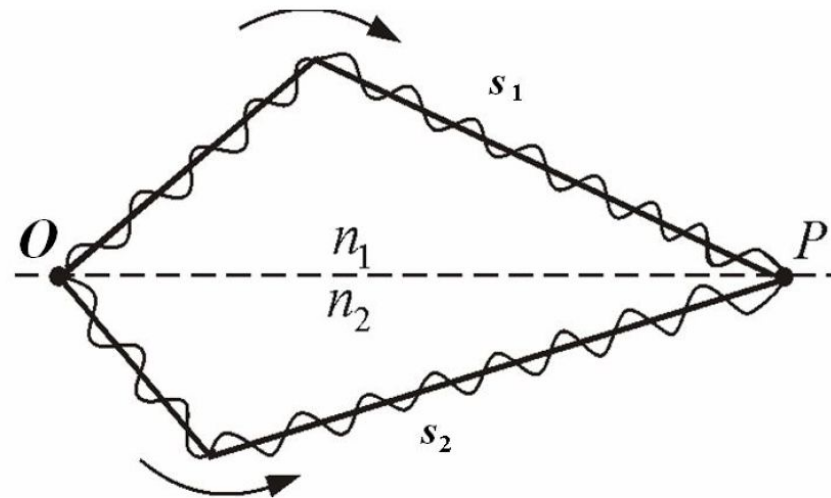
Явление интерференции присуще всякому волновому движению. Для получения интерференции необходимо выполнение двух условий



1. Волновые центры являются точечными, т. е. их размер (диаметр) мал по сравнению с длиной волны.
2. Волны, или волновые цуги, имеют неограниченную протяженность<sup>7</sup> и обладают одной-единственной частотой. Только такие волны позволяют получить интерференцию от двух *независимых излучателей*.

Если говорить об интерференции света, то выполнение этих условий часто затруднено. Поэтому для получения интерференции световых волн приходится принимать специальные меры.

## Получение когерентных волн



Экспериментально доказано, что под действием света в фоторецепторах глаза возникает возбуждение, зависящее не от величины амплитуды вектора напряженности электр. поля волны  $E$  или ее поляризации, а от интенсивности излучения  $I$  (или яркости), которая прямо пропорциональна среднему во времени значению  $\langle E^2 \rangle$ . Глаз не в состоянии уследить за колебаниями энергии, если они происходят с частотой большей чем примерно 10 раз в секунду. Это является результатом **инерционности зрения**, явлении на котором также основано восприятие человеком кино- и телеизображения. Колебания сливаются для наблюдателя в постоянный сигнал, зависящей только от среднего значения энергии света.

Рассмотрим две ЭМ волны одной-единственной частоты, которые накладываются друг на друга в некоторой точке пространства. Будем считать, что колебания вектора напряженности обеих волн происходят в одной плоскости

$$(152) \quad E_1(t) = A_1 \cos(\omega t + \varphi_1), \quad E_2(t) = A_2 \cos(\omega t + \varphi_2),$$

где  $A_1$  и  $A_2$  — амплитуды первой и второй волны, а  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$  — их фазы. Согласно принципу суперпозиции, результирующая напряженность в данной точке пространства, создаваемая обеими волнами, представляется алгебраической суммой

$$(153) \quad E(t) = E_1(t) + E_2(t).$$

Как было сказано выше, возможность регистрации результирующей волны ограничена возможностями приемника света. Всем приемникам света присуща определенная инерционность, характеризуемая **временем разрешения**  $\tau$ . Если таким приемником служит человеческий глаз, то для глаза  $\tau \approx 1/10 = 0,1$  с. Это время, в течение которого у человека сохраняется зрительное впечатление. Для фотоматериалов  $\tau = 10^{-2} - 10^{-4}$  с. Это характерное время во много раз больше периода колебаний световой волны.

Таким образом, в явлении интерференции света нас будет интересовать результирующая интенсивность (среднее значение плотности потока ЭМ излучения за время большее, чем период оптических колебаний) света в какой-либо точке пространства, где перекрываются две световых волны

$$(154) \quad I = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \langle E(t)^2 \rangle = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \langle [E_1(t) + E_2(t)]^2 \rangle.$$



Результирующая интенсивность света равна

$$(155) \quad I = I_1 + I_2 + I_{12},$$

где  $I_{1/2} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} A_{1/2}^2$  — интенсивность света первого и второго пучка, а слагаемое  $I_{12} = 2 \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \langle E_1(t)E_2(t) \rangle$  — **интерференционное слагаемое**, которое учитывает взаимное влияние двух световых волн.

Опыт показывает, что при освещении одного и того же участка светом двух независимых источников интерференции не наблюдаются, т. е. результирующая напряженность равна сумме интенсивностей пересекающихся световых пучков

$$(156) \quad I = I_1 + I_2.$$

Почему независимые источники света не взаимодействуют друг с другом? Найдем амплитуду результирующего колебания в данной точке

$$(157) \quad A_m^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos \delta,$$

где  $\delta = \varphi_2 - \varphi_1$  обозначает **разность фаз колебаний** двух световых волн в данной области пространства. В случае независимых источников света разность фаз  $\delta$  не имеет постоянного во времени значения, и поэтому среднее значение  $\langle \cos \delta \rangle$  для различных моментов времени обращается в нуль.

В этом случае говорят, что световые волны являются **некогерентными**. Это значит, волновые процессы в них протекают несогласованно. Причина несогласованности заключается в *спонтанном механизме* излучения света атомами вещества. Излучение светящегося тела (например, вольфрамовой нити лампочки накаливания) складывается из волн, испускаемых электронами атомов вещества, возбуждаемых действием электрич. тока. Каждый атом в течение  $10^{-8}$  с, независимо от других атомов, излучает *цуг волн*, т. е. отрезок почти монохроматической волны протяженностью порядка  $3 \text{ м}$ . Фазы цугов волн никак не связаны друг с другом, поэтому разность фаз  $\delta$  хаотически изменяется с течением времени и ее среднее значение равно нулю.

В случае, когда разность фаз  $\delta$  остается постоянной во времени или изменяется достаточно медленно, интерференция света имеет место

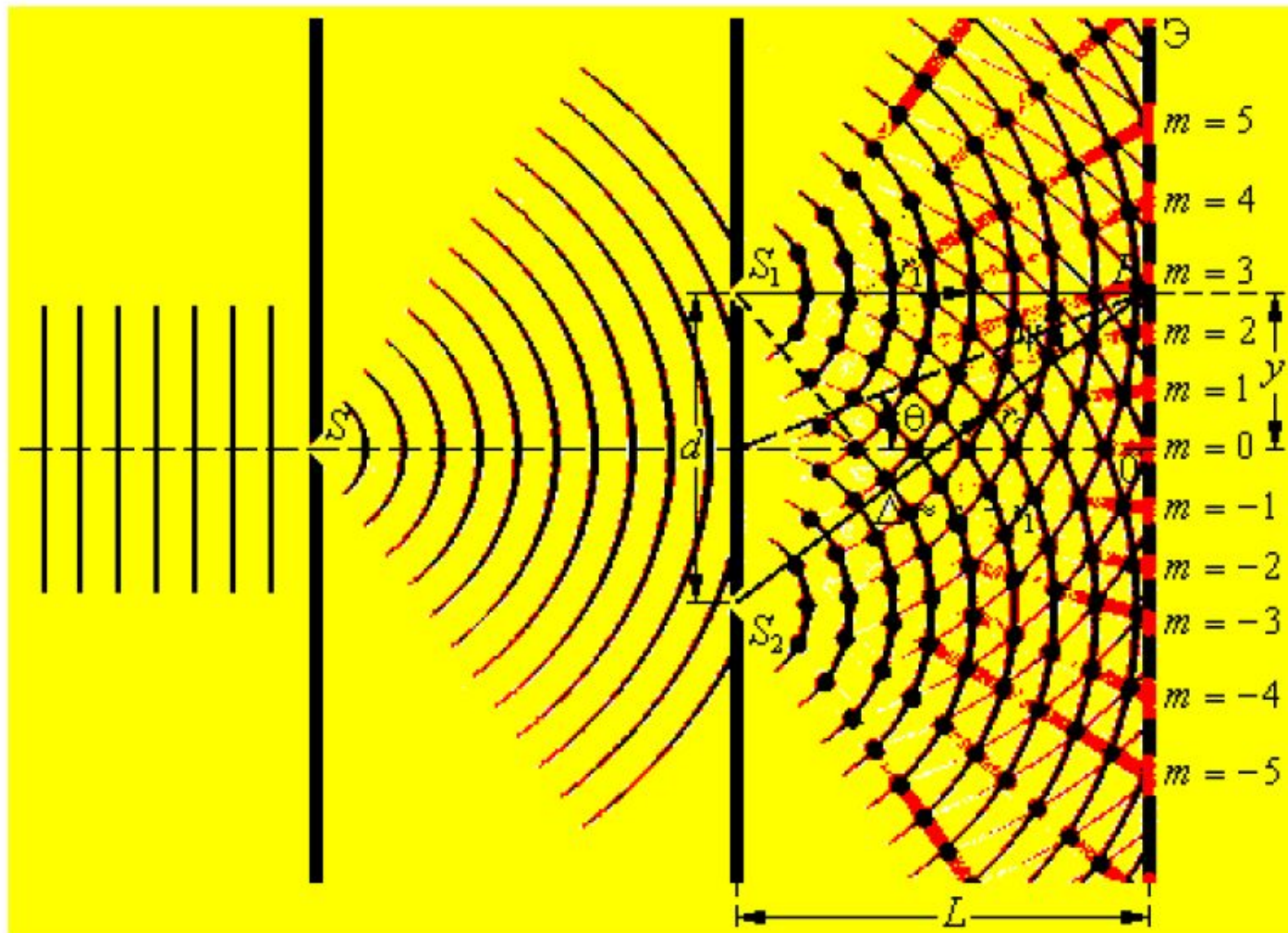
$$(158) \quad I_{12} = 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \delta, \quad I \neq I_1 + I_2,$$

т. е. в одних точках освещаемого участка результирующая интенсивность больше (там где  $\cos \delta > 0$ ), в других меньше (там где  $\cos \delta < 0$ ) суммы интенсивностей  $I_1$  и  $I_2$ .

Таким образом, **когерентность** двух волн в простейшем случае означает, что разность фаз между ними сохраняется постоянной или изменяется достаточно медленно. При сложении таких волн можно наблюдать четкую интерференционную картину. Когерентные волны получаются при помощи лазерных источников света, в которых работает механизм *вынужденного излучения* света.

Также, когерентные волны можно получить, прибегая к методу *деления волнового фронта*. Впервые этот метод предложил в 1807 г. Т. Юнга<sup>8</sup>, осуществив свой классический опыт с двумя щелями, см. Рис. 22. Надо отказаться от наложения волн, исходящих от равночастотных, но независимых источников, и пользоваться двумя волнами, полученных из одной, исходящей из одного волнового центра. Получение двух волн из одной достигается изменением направления распространения волн. Это изменение Т. Юнг предложил осуществить с помощью отражения, преломления или дифракции волн.

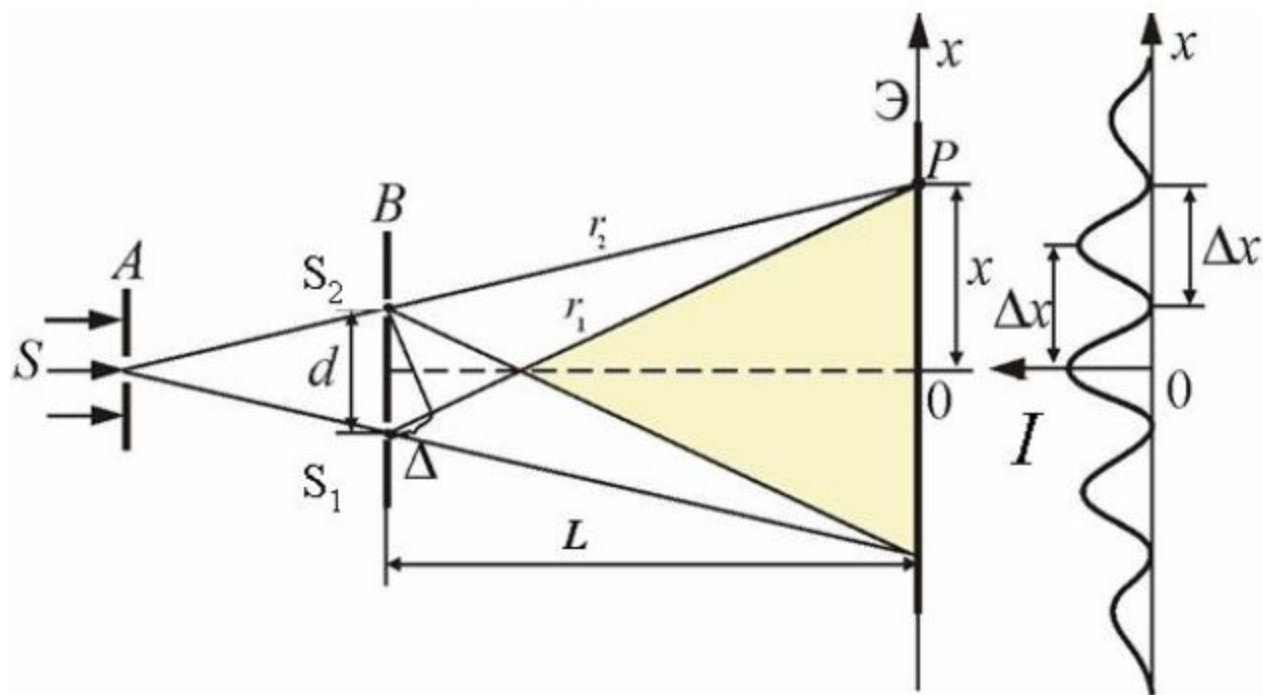
# Схема интерференционного опыта Юнга



Значит, для наблюдения устойчивой во времени интерференционной картины необходимо, чтобы выполнялись следующие **условия когерентности**

1. частота световых волн должна быть одинаковая;
2. разность фаз колебаний сохранялась постоянной в области наложения волн;
3. световые волны не должны быть взаимно перпендикулярной поляризации.

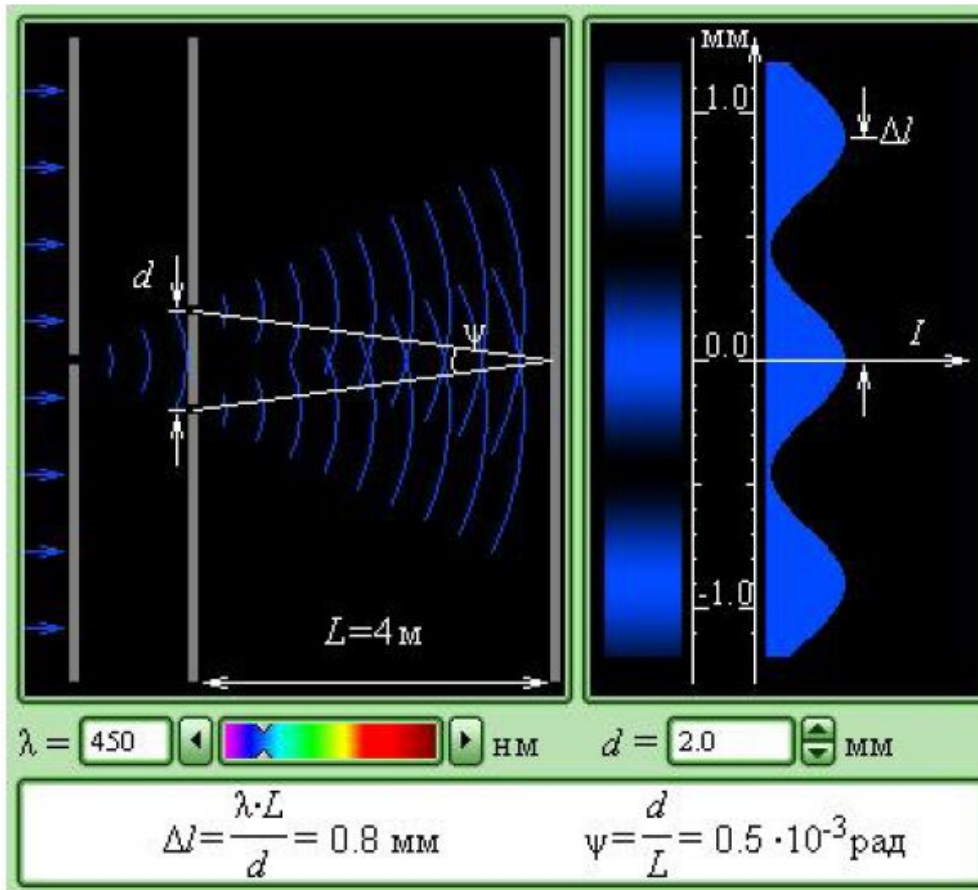
# Расчет интерференционной картины от двух источников



$$\Delta r = r_1 - r_2 = \frac{r_1^2 - r_2^2}{r_1 + r_2} = \frac{2xd}{r_1 + r_2}, \quad \Delta = \Delta r \approx \frac{xd}{L}, \quad \alpha = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{xd}{L} = \frac{2\pi \cdot \Delta}{\lambda}.$$

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \alpha \quad I_1 = I_2 = I_0. \quad I = 4I_0 \cos^2 \frac{\pi \cdot \Delta}{\lambda} = 4I_0 \cos^2 \frac{\pi x d}{\lambda L}$$

# Интерференция монохроматического света

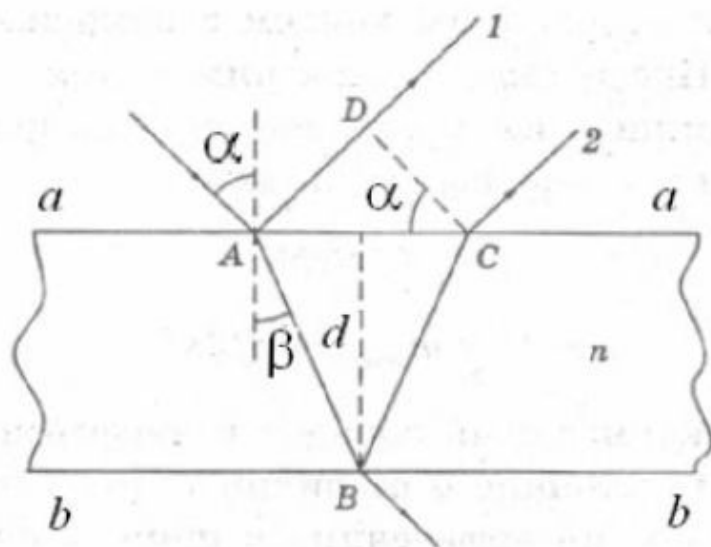


В этом случае возникает система чередующихся светлых и темных полос

В случае белого света интерференционная картина имеет радужную окраску



# Интерференция света при отражении в тонких пленках



$$\Delta L = (AB + BC)n - AD = \frac{2dn}{\cos\beta} - 2d \operatorname{tg}\beta \sin\alpha.$$

$$\Delta L = 2dn \left( \frac{1}{\cos\beta} - \frac{\operatorname{tg}\beta \sin\alpha \sin\beta}{\sin\alpha} \right) =$$

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

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta x; \quad \Delta x = \frac{\lambda_0}{2\pi} \Delta\varphi = \frac{\lambda_0}{2\pi} \cdot \pi = \frac{\lambda_0}{2}.$$

Введем «эффективную» разность хода

$$\Delta_{\text{эфф}} = \Delta \pm \frac{\lambda_0}{2} = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2\alpha} \pm \frac{\lambda}{2}.$$

Если  $\Delta_{\text{эфф}} = \pm m\lambda_0$  то наблюдается интерференционный максимум, а если

$\Delta_{\text{эфф}} = \pm(2m+1)\frac{\lambda_0}{2}$ , то наблюдается интерференционный минимум. ( $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ )

# Эффективная разность хода



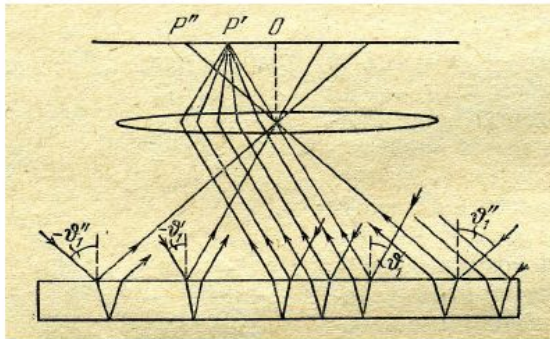
При отражении волны от оптически более плотной среды фаза волны меняется на  $\pi$ . Это явление называют потерей половины длины волны при отражении

$$\Delta_{\text{эфф}} = \Delta \pm \frac{\lambda_0}{2} = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} \pm \frac{\lambda}{2}.$$

# Полосы равного наклона



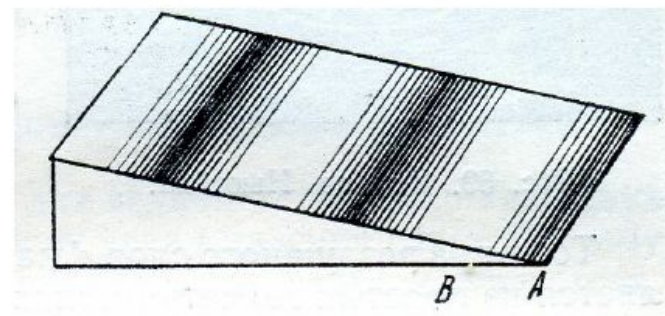
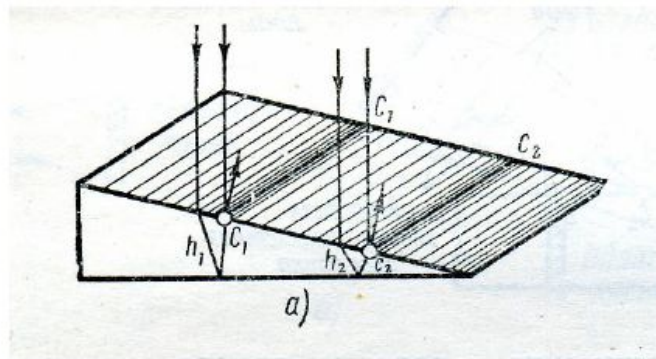
Если свет падает на пленку под разными углами, то на экране наблюдается система светлых круговых полос. Каждому углу соответствует своя интерференционная полоса. Такие полосы называют полосами равного наклона :  $\alpha = \text{const}$ .



# Полосы равной толщины



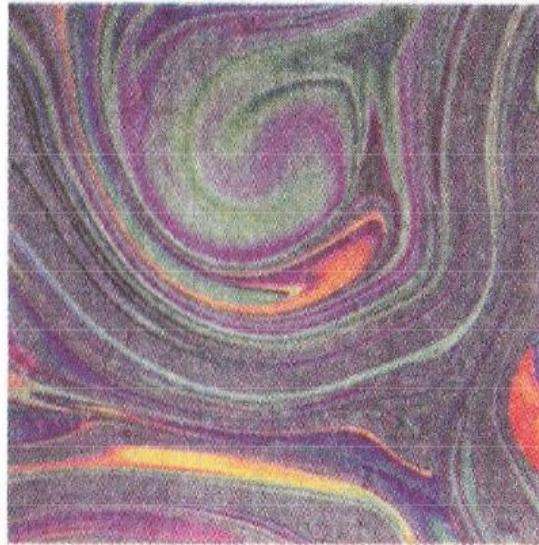
Если пластинка имеет разную толщину, то каждой толщине соответствует своя интерференционная картина. Такие полосы называют полосами равной толщины ( $d = \text{const}$ ). Они локализованы на поверхности клина.



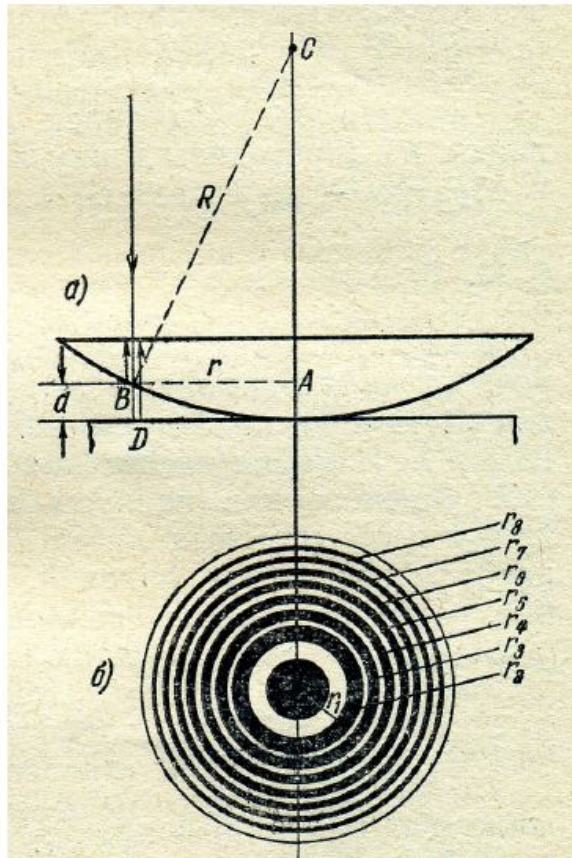
# Мыльная пленка на поверхности воды



- При освещении пленки белым светом пленка окрашена в разные цвета (цвета побежалости)



# Кольца Ньютона



$$\Delta = 2d$$

$$r^2 = R^2 - (R - d)^2 \approx 2Rd.$$

$$\Delta_{\text{эфф}} = \frac{r^2}{2R} + \frac{\lambda_0}{2}$$

Очевидно, что если

$$\Delta_{\text{эфф}} = m\lambda_0$$

( $m = 1, 2, \dots$ ), то кольцо светлое;

$$\Delta_{\text{эфф}} = (2m + 1)\frac{\lambda_0}{2}$$

, ( $m = 0, 1, 2, \dots$ ), то кольцо темное.

Тогда радиус темного кольца

$$r_m = \sqrt{mR\lambda_0} \quad (m = 0, 1, 2, \dots)$$

а радиус светлого кольца

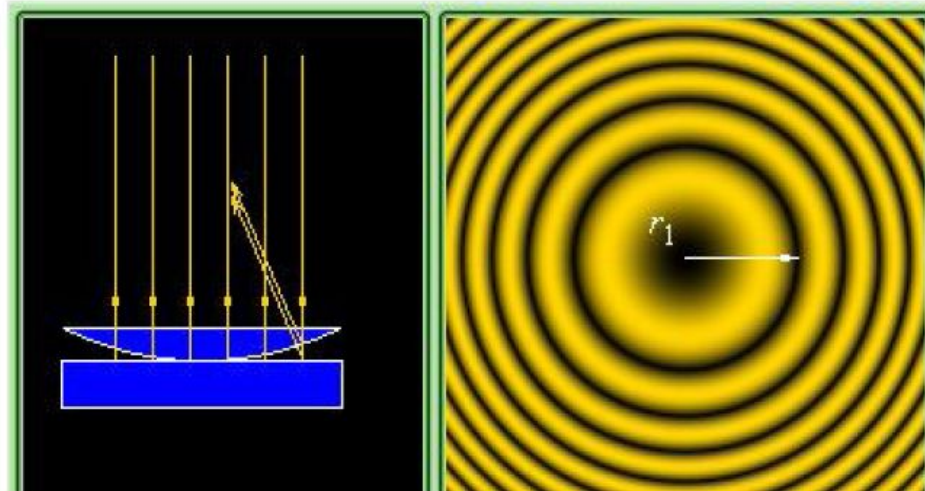
$$r_m = \sqrt{\frac{(2m - 1)\lambda_0 R}{2}}$$



# Кольца Ньютона –полосы равной толщины



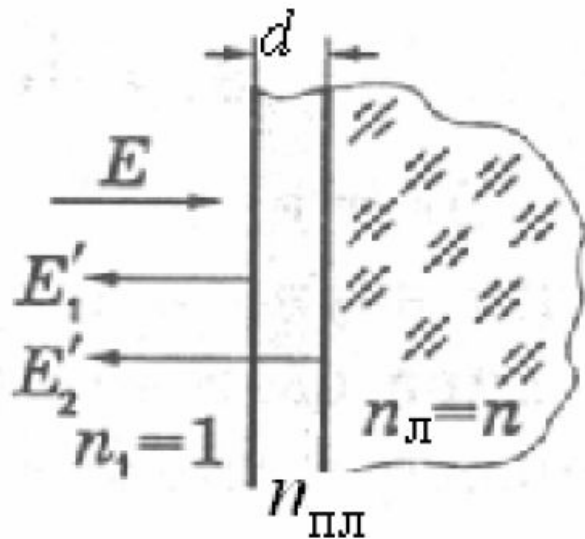
- В центре –темное пятно



# Практическое применение интерференции света



1. Доказательство волновой природы света
2. Просветление оптики



$$2dn = (2m + 1) \frac{\lambda_0}{2} + \frac{\lambda_0}{2} - \frac{\lambda_0}{2}.$$

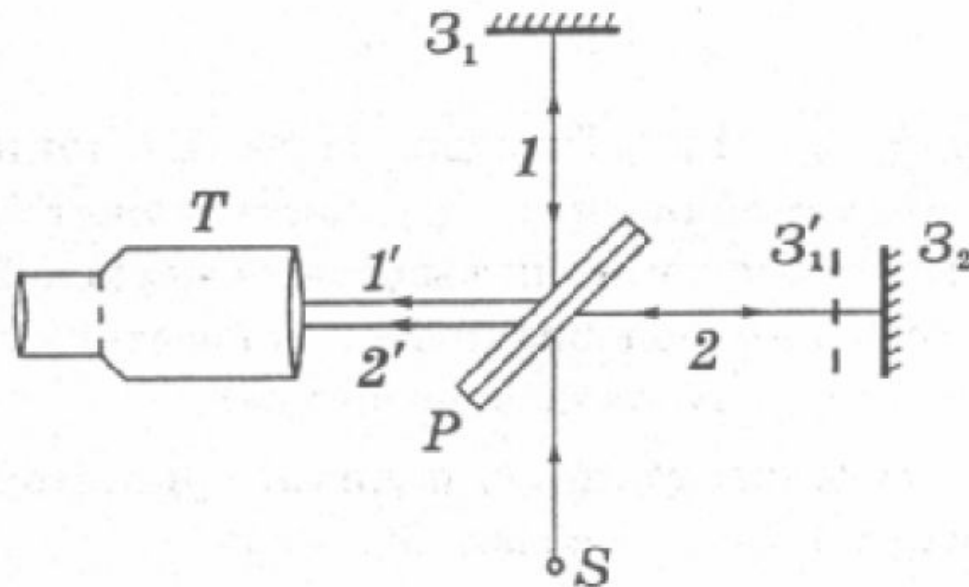
$$2dn = (2m + 1) \frac{\lambda_0}{2}.$$

Тогда минимальная толщина пленки ( $m = 0$ ):

$$d = \frac{\lambda_0}{4n_{\text{ПЛ}}} = \frac{\lambda_0}{4\sqrt{n_{\text{Л}}}}$$

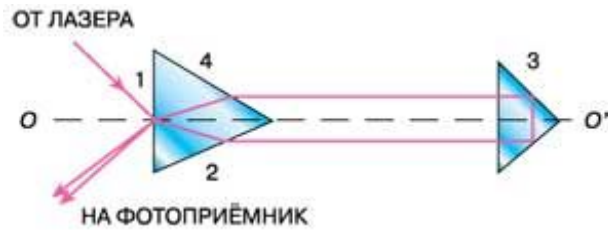
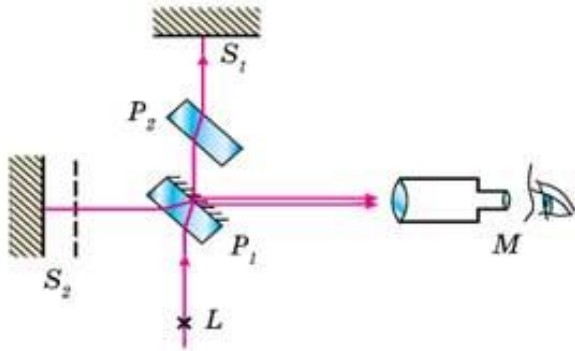


# Интерферометр Майкельсона

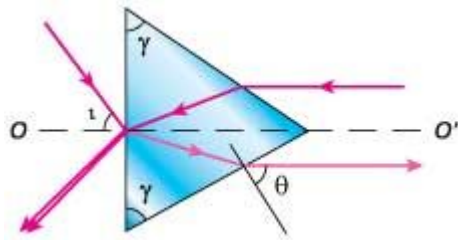


С помощью этого интерферометра был осуществлен знаменитый опыт Майкельсона – Морли, доказавший независимость скорости света от движения Земли. Тем самым было показано, что скорость света – инвариант относительно инерциальных систем отсчета (второй постулат А. Эйнштейна).

# Принцип работы I-метра



Предлагаемая схема изображена на рисунке. Излучение лазера, падающее на центр грани 1 призмы, частично отражается к приёмнику, образуя опорный пучок, а частично проходит в призму. Прошедшее в призму излучение преломляется, выходит из грани 2 и направляется к удалённому уголкового отражателю 3. Отражённый пучок возвращается в призму параллельно прямому пучку; при правильной юстировке они симметричны относительно оси  $OO_1$ , так что возвращённый пучок попадает на грань 4 призмы в точку, симметричную точке 2, преломляется и выходит из передней грани призмы в том же направлении, что и опорный пучок. Опорный и дистанционный пучки могут быть разведены или сведены небольшим перемещением точки падения входного луча лазера на призму. Интерференционная картина образуется, как всегда, при совмещении пучков и регистрируется фотоприёмником.



Поскольку коэффициент отражения света от оптического стекла составляет примерно 4 %, дистанционный пучок имеет гораздо большую интенсивность, чем опорный, но её уменьшают введением нейтрального светофильтра переменной плотности, уравнивая интенсивности обоих пучков.

Чтобы выходящий из призмы на дистанцию луч был параллелен оси  $OO'$ , необходимо, чтобы угол выхода  $\theta$  был равен боковым преломляющим углам  $\gamma$ . Это выполняется только при определённом угле падения  $i$  входного луча на призму. Расчёт показывает, что его величина для призмы с любыми значениями углов  $\gamma$  можно найти по формуле

$$\sin i = n \sin \left( \gamma - \arcsin \frac{\sin \gamma}{n} \right),$$

а для равнобедренной призмы ( $\gamma = 60^\circ$ ) — по формуле

$$\sin i = n \sin \left( 60^\circ - \arcsin \frac{\sqrt{3}}{2n} \right),$$

где  $n$  — показатель преломления стекла. Например, для призмы из крона ( $n = 1,5$ ) получаем  $i = 38^\circ 52'$ .

Для проверки работоспособности предлагаемой схемы был собран макет интерферометра. Источником излучения служил гелий-неоновый лазер ЛГ-78, в качестве призмы использовалась 60-градусная призма из крона К8. Интерференционная картина проецировалась линзой на экран. После надлежащей установки лазера юстировка интерферометра была настолько проста и легка, что без труда позволила настроить прибор на кольца равного наклона.

#### Детальное описание иллюстраций:

Интерферометр Майкельсона. Луч света от источника  $L$  расщепляется на два полупрозрачным зеркалом  $P_{1/2}$ . Один луч (опорный) проходит сквозь компенсирующую пластинку  $P_{2/2}$ , отражается от зеркала  $S_1$ , от зеркальной поверхности  $P_{1/2}$  и попадает в регистратор. Дистанционный луч отражается от зеркала  $S_2$  (которое может передвигаться) и интерферирует с опорным. Картины интерференции наблюдают в микроскоп  $M$ .

# Интерферометры Физо

Простейшим интерферометром является интерферометр Физо (рис. 1), применяемый главным образом для контроля точности изготовления плоских поверхностей оптич. деталей. Свет от монохроматического источника  $L$  с помощью конденсора  $O_1$ , диафрагмы  $D$  и объектива  $O_2$  направляется параллельным пучком на эталонную  $Э$  и контролируемую  $К$  пластинки (положенные одна на другую) почти перпендикулярно к их поверхностям. При этом строго плоская эталон-

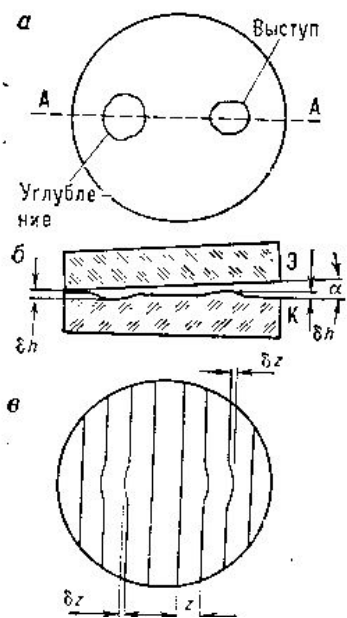
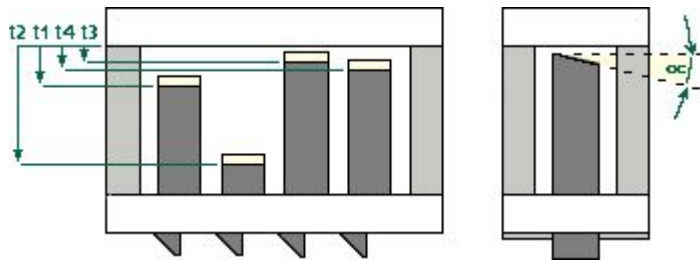


Рис. 2. а — Вид дефектов сверху на контролируемой пластинке; б — Сечение эталонной и контрольной пластинок. Сечение по линии А—А (угол  $\alpha$  и размеры дефектов для наглядности сильно увеличены); в — Вид интерференционной картины полос равной толщины в интерферометре Физо.

ная и контролируемая поверхности пластинок образуют между собой небольшой угол  $\alpha$ . С помощью полупрозрачной пластинки  $\Pi$  в отражённом свете наблюдаются интерференционные *полосы равной толщины*, к-рые локализованы в области воздушного клина между контролируемой и эталонной поверхностями. Положения этих полос определяются из условия:  $\Delta = 2dn + \lambda/2 = m\lambda = \text{const}$  (при  $n \approx 1$ ), где  $d$  — толщина воздушного клина. Если контролируемая поверхность идеально плоская, то полосы равного наклона имеют форму прямых эквидистантных линий, параллельных ребру клина ( $d = \text{const}$ ), расстояние между к-рыми равно  $z = \lambda/2\alpha$  (рис. 2, в) (при  $\alpha = 10''$  и  $\lambda \approx 0,5$  мкм,  $z = 5$  мм). Если же на контролируемой поверхности имеются к.-л. дефекты, напр. небольшие углубления или выступы (рис. 2, а, б) или она не строго плоская, то в области расположения этих дефектов наблюдаются отклонения  $\delta z$  от прямолинейности. При этом относит. величина отклонения  $\delta z/z$  связана с высотой или глубиной дефекта  $\delta h$  соотношением  $\delta h = (\lambda/2)\delta z/z$ . Невооружённый глаз может оценить величину  $\delta z/z \approx 0,1$ , что соответствует величине обнаруженного дефекта  $\delta h = \lambda/20$  (при  $\lambda = 0,633$  мкм,  $\delta h = 0,031$  мкм). Знак отклонения позволяет отличить тип дефекта: углубление или выступ (рис. 2, в). Если контролируемая поверхность имеет форму сферы, то интерференционные полосы имеют форму концентрических окружностей (см. *Ньютона кольца*).

# Интерферометры Физо



Интерферометр предназначен для получения интерференционной картины излучения в лазерных измерителях длин волн (-метрах). Он представляет собой моноблок интерферометров Физо, в котором все оптические компоненты находятся на оптическом контакте. Воздушные клинья и базы интерферометров Физо образуются между зеркальной поверхностью верхней пластины и зеркальными поверхностями призм. Конструкция допускает возможность заполнения внутреннего объема инертным газом для уменьшения дисперсии внутри рабочего спектрального диапазона.

Материал Кварцевое стекло  
Качество обработки поверхности /100; 20-10 scratch/dig  
Коэффициент отражения зеркал 805 %, или по требованию  
Спектральный диапазон 400 нм - 1060 нм  
Угол клина ( ) 8-20 угл. сек  
Толщина клинового промежутка ( $t_j$ ) 0.005 мм - 40 мм  
Число интерферометров в сборке 4  
Габаритные размеры ~130x60x100 мм<sup>3</sup>  
Цена, USD 3500

## Интерферометры Фабри-Перо(Аксикон)

- Интерферометры Фабри-Перо (эталонны) изготавливаются из высококачественного кварцевого стекла в форме твёрдотельного эталона и эталонов с воздушной прослойкой. Твёрдотельный эталон имеет форму монолитной плоскопараллельной пластины, покрытия на обеих поверхностях которой образуют резонатор с базой от 0.5 до 15 мм (Тип I). Эталонны блочной конструкции с воздушным промежутком (Типы II, III) собраны на оптическом контакте из пары клиновидных пластин, разделённых специальным кольцом. На внутренние поверхности пластин нанесены частично отражающие покрытия. Конструкция Типа II обычно используется для Эталонны с базой 0.5 мм - 30 мм. Для базы в 0.005 - 0.5 мм рекомендуется Тип III.

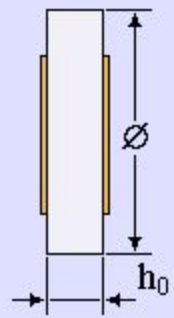


- Оптические Окна
- Зеркала и Спектроделители
- Интерференционные Фильтры
- Интерферометры
- Поляризационная Оптика
- Призмы
- Линзы
- Элементы на Глубоком Оптическом Контакте

Новая Продукция

Информация

### Твёрдотельные эталоны Фабри-Перо (тип I)



База ( $h_0$ ), мм	Апертура, мм	Диаметр $\varnothing$ , мм	Обозначение	Цена, USD
0.5	16	20	FPI1005	400
2.0	16	20	FPI1020	350
5.0	20	25.4	FPI1050	365
10.0	20	25.4	FPI1100	390

Эталон Фабри-Перо с другими типоразмерами также могут быть изготовлены.





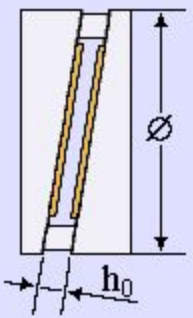
- Оптические Окна
- Зеркала и Спектроделители
- Интерференционные Фильтры
- Интерферометры
- Поляризационная Оптика
- Призмы
- Линзы
- Элементы на Глубоком Оптическом Контакте

Новая Продукция

Информация



### Эталон Фабри-Перо с воздушным зазором (тип II)



База ( $h_0$ ), мм	Световая Апертура, мм	Диаметр Ø, мм	Обозначение	Цена, USD
1.5	20	40	FPI2015	720
2.4	20	40	FPI2024	720
3.0	4	10	FPI0430	680
3.0	20	40	FPI2030	720
5.0	20	40	FPI2050	760
20.0	20	40	FPI2200	840

Эталон Фабри-Перо с другими типоразмерами также могут быть изготовлены.



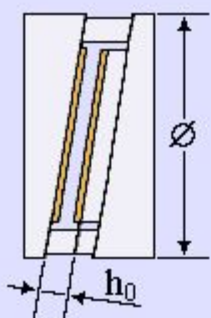


- Оптические Окна
- Спектрала
- Спектроделители
- Интерференционные фильтры
- Интерферометры
- Пolarization тика
- Измерения
- Измерения
- Элементы Глубоком контакте

- Новая Продукция
- Информация



### Эталоны Фабри-Перо с воздушным зазором (тип III)



База ( $h_0$ ), мм	Апертура, мм	Диаметр $\varnothing$ , мм	Обозначение	Цена, USD
0.005	20	40	FPI3005	840...960 (в зависимости от диапазона спектра)
0.010	20	40	FPI3010	
0.020	20	40	FPI3020	
0.250	20	40	FPI3250	
0.400	20	40	FPI3400	

Эталоны Фабри-Перо с другими типоразмерами также могут быть изготовлены.