

## 8. Когерентность

**Когерентностью** называется согласованное протекание во времени и пространстве нескольких колебательных или волновых процессов.

**Монохроматические волны** - неограниченные в пространстве волны определенной и постоянной частоты являются когерентными.

*Реальные источники* не дают строго монохроматического света, поэтому волны излучаемые любыми независимыми источниками света всегда *некогерентны*. В источнике свет излучается атомами, каждый из которых испускает свет лишь в течении времени  $10^{-8}$  с. Только в течение этого времени волны, испускаемые атомом имеют постоянные амплитуду и фазу колебаний.

Немонохроматический свет можно представить в виде совокупности сменяющих друг друга коротких гармонических импульсов, излучаемых атомами - волновых цугов.

Если волна распространяется в однородной среде, то фаза колебаний в определенной точке пространства сохраняется только в течение времени когерентности (средней продолжительности одного цуга  $t_{\text{КОГ}}$ ). За это время волна распространяется в вакууме на расстояние  $t_{\text{КОГ}} = c \cdot t_{\text{КОГ}}$ , называемое длиной когерентности (или длиной цуга). Длина когерентности - расстояние, на которое перемещается волна за время когерентности. Поэтому наблюдение интерференции света возможно лишь при оптических разностях хода, меньших длины когерентности для используемого источника света.

**Временная когерентность** - это определяемая степень монохроматичности волн, когерентность колебаний, которые совершаются в одной и той же точке пространства. Временная когерентность существует до тех пор, пока разброс фаз в волне в данной точке не достигнет  $\pi$ .

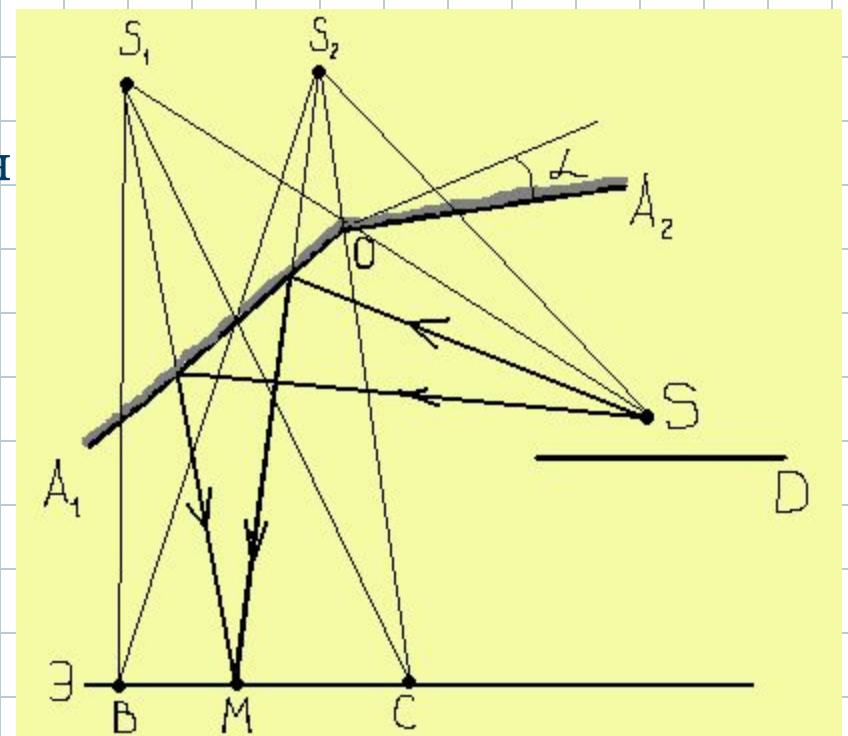
**Пространственная когерентность** - когерентность колебаний в один и тот же момент времени, но в разных точках такой плоскости - теряется при разбросе фаз в этих точках достигает  $\pi$ .

Длина пространственной когерентности( радиус когерентности):

$$r_{\text{ког}} \sim \frac{\lambda}{\Delta\varphi},$$

где  $\lambda$ - длина волны,  $\Delta\varphi$ - разность фаз.

Источники должны быть пространственно когерентными, чтобы возможно было наблюдать интерференцию излучаемых или световых волн



## 9. Интерференция света.

**Интерференция света**- сложение в пространстве двух или нескольких когерентных световых волн, при котором в разных его точках получается усиление или ослабление амплитуды результирующей волны.

Пусть в данной точке М две монохроматические волны с циклической частотой  $\omega$  возбуждают два колебания, причем до точки М одна волна прошла в среде с показателем преломления  $n_1$  путь  $\delta_1$  с фазовой скоростью  $v_1$ , а вторая- в среде  $n_2$  путь  $\delta_2$  с фазовой скоростью  $v_2$ :

$$x_1 = A_1 \cos \omega \left( t - \frac{s_1}{v_1} \right) \quad x_2 = A_2 \cos \omega \left( t - \frac{s_2}{v_2} \right)$$

Амплитуда результирующего колебания:

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos \delta$$

Интенсивность результирующей волны ( $I \approx A^2$ ):

$$I = I_1 + I_2 - 2\sqrt{I_1I_2} \cos \delta$$

Разность фаз  $\delta$  колебаний, возбуждаемых в точке М, равна:

$$\delta = \omega \left( \frac{s_2}{v_2} - \frac{s_1}{v_1} \right) = \omega \left( \frac{s_2}{c/n_2} - \frac{s_1}{c/n_1} \right) = \frac{\omega}{c} (s_2 n_2 - s_1 n_1) = \frac{2\pi\nu}{c} (L_2 - L_1) = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta$$

Произведение геометрической длины пути  $S$  световой волны в данной среде на показатель преломления этой среды  $n$  называется оптической длиной пути  $L = s \cdot n$ .

Разность  $\Delta = L_2 - L_1 = s_2 \cdot n_2 - s_1 \cdot n_1$  оптических длин проходимых волнами путей называется оптической разностью хода.

**Условие интерференционного максимума:**

Если оптическая разность хода  $\Delta$  равна целому числу длин волн в вакууме (четному числу полуволн):

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

то  $\delta = \pm 2m\pi$  и колебания, возбуждаемые в точке М, будут происходить в одинаковой фазе.

## Условие интерференционного минимума.

Если оптическая разность хода  $\Delta$  равна нечетному числу половин, то:

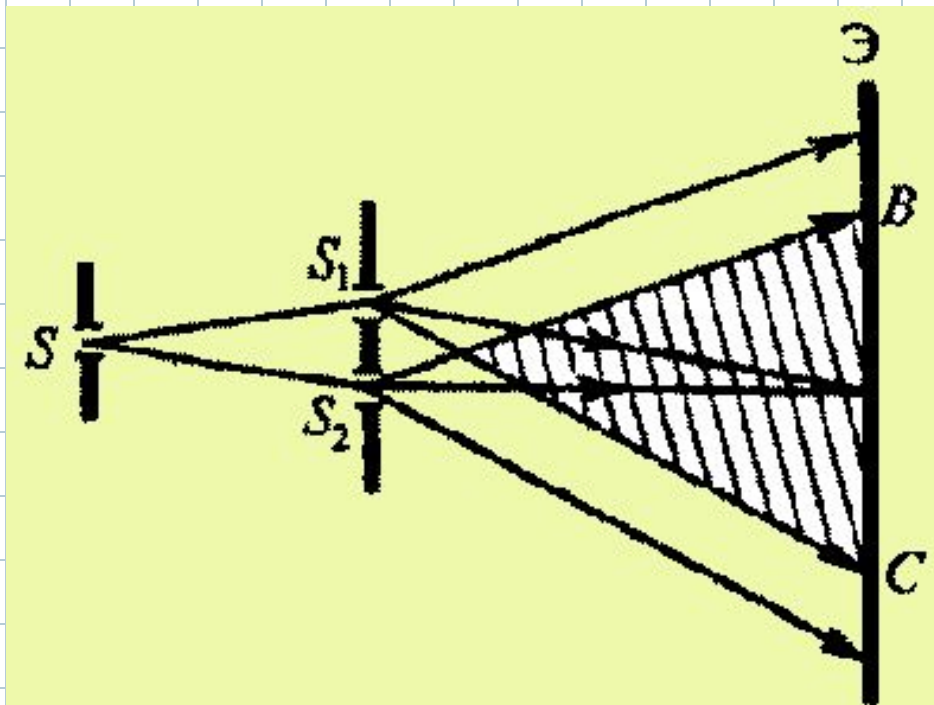
$$\Delta = \pm(2m + 1) \frac{\lambda_0}{2} \quad (m = 0, 1, 2, \dots),$$

тогда  $\delta = \pm(2m + 1)\pi$  и колебания, возбуждаемые в точке М, будут происходить в *противофазе*.

## 10. Методы наблюдения интерференции.

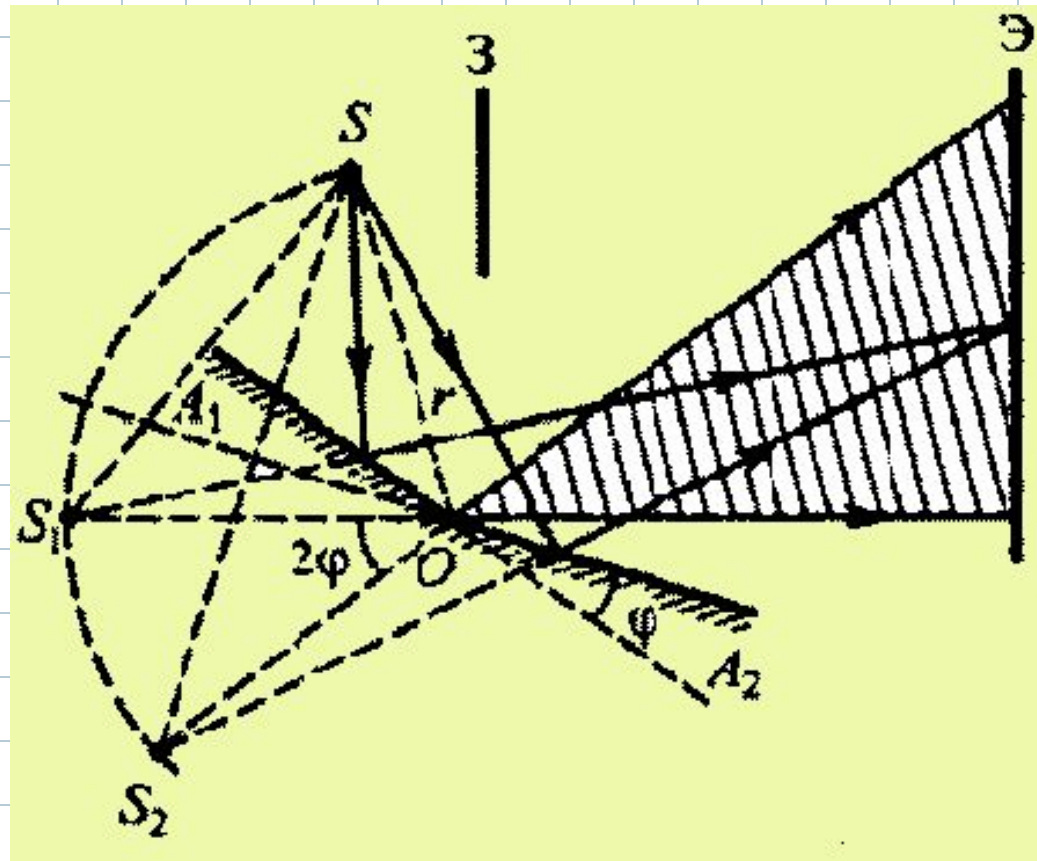
До изобретения лазеров, во всех приборах когерентные световые пучки получали разделением волны, излучаемой одним источником, на две части, которые после прохождения разных оптических путей накладывали друг на друга и наблюдали интерференционную картину.

**1. Метод Юнга.** Свет от ярко освещенной щели  $S$  падает на две щели  $S_1$  и  $S_2$ , играющие роль когерентных источников. Интерференционная картина  $BC$  наблюдается на экране  $\mathcal{E}$ .



**2. Зеркала Френеля.** Свет от источника  $S$  падает расходящимся пучком на два плоских зеркала  $A_1O$  и  $A_2O$ , расположенных под малым углом  $\phi$ . Роль когерентных источников играют мнимые  $S_1$  и  $S_2$  изображения источника  $S$ .

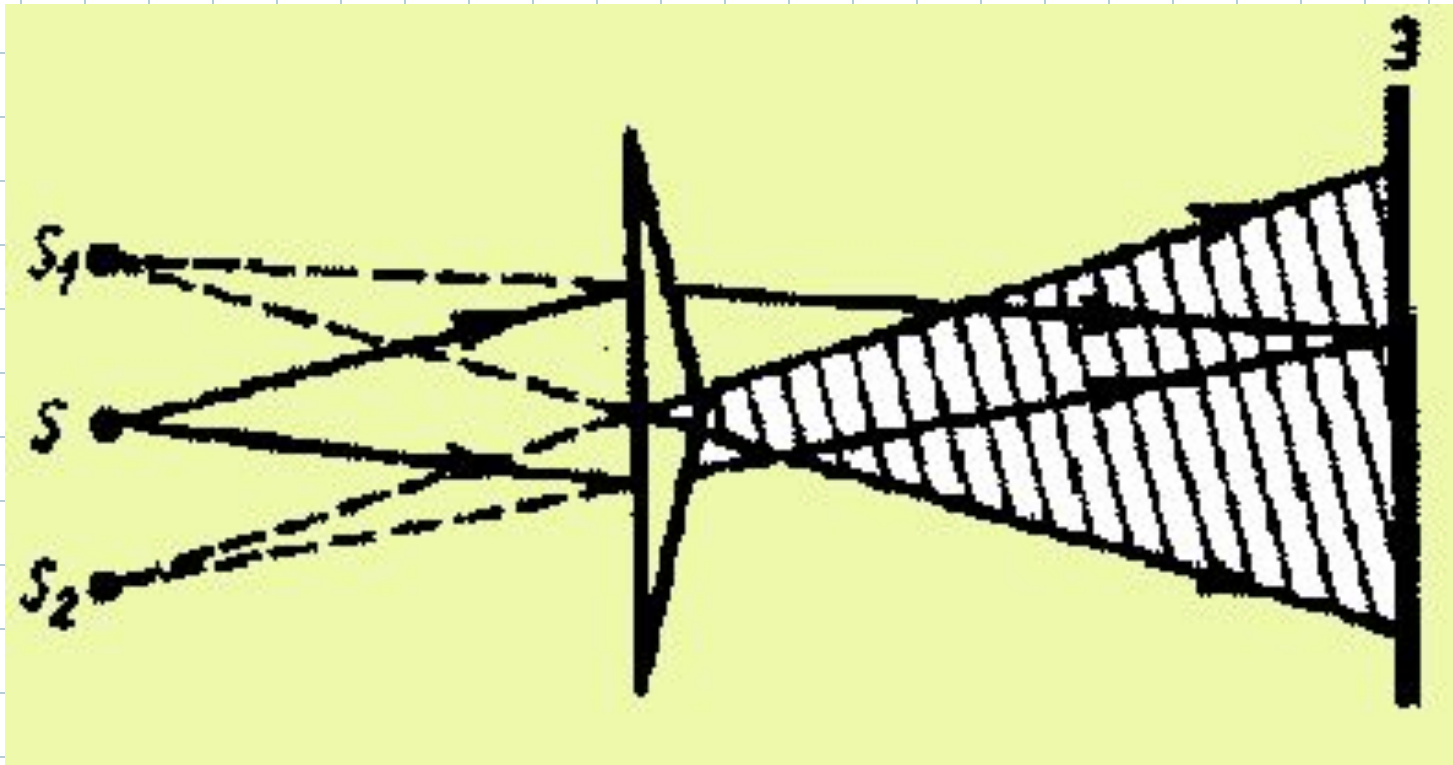
Интерференционная картина наблюдается на экране  $\mathcal{E}$ ,



защищенном от прямого попадания света заслонкой  $3$ .

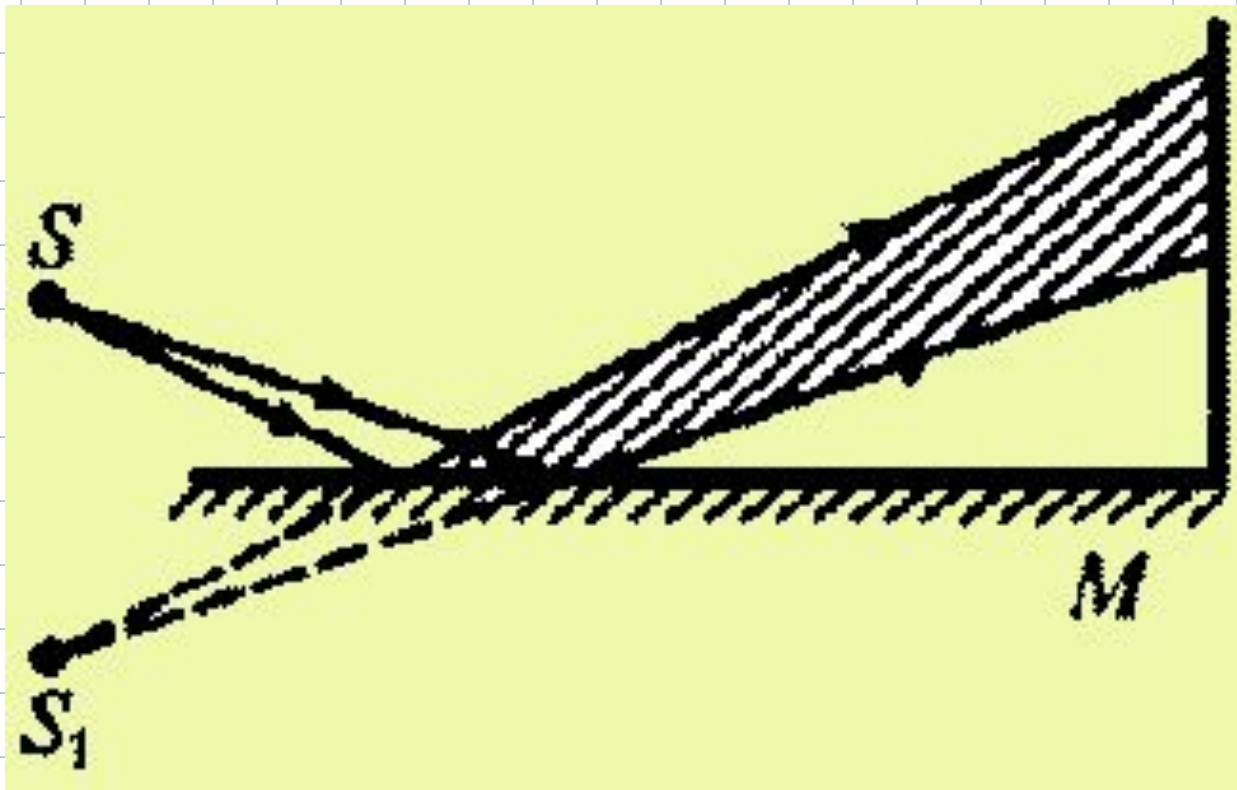


3. **Бипризма Френеля.**— Свет от источника  $S$  преломляется в призмах, в результате чего за бипризмой распространяются световые лучи, как бы исходящие из мнимых когерентных источников  $S_1$  и  $S_2$ .



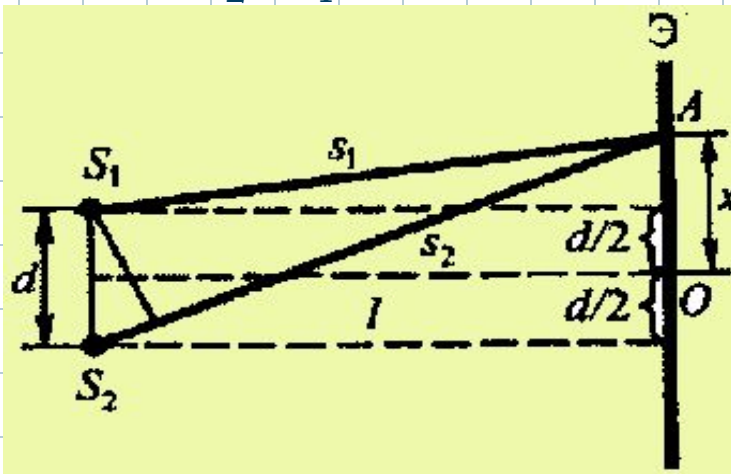
**4. Зеркало Ллойда.** Точечный источник  $S$  находится близко к поверхности плоского зеркала  $M$ .

Когерентными источниками служат сам источник  $S$  и его мнимое изображение  $S_1$ .



# 11. Расчет интерференционной картины от двух щелей.

Две щели  $S_1$  и  $S_2$  находятся на расстоянии  $d$  друг от друга и являются когерентными источниками. Экран  $\mathcal{E}$  параллелен щелям и находится от них на расстоянии  $l \gg d$ . Интенсивность в произвольной точке  $A$  определяется разностью хода  $\Delta = S_2 - S_1$ , где  $S_2^2 = l^2 + (x + d/2)^2$ ,  $S_1^2 = l^2 + (x - d/2)^2$ , откуда  $S_2^2 - S_1^2 = 2xd$  или  $\Delta = S_2 - S_1 = 2xd / (S_2 + S_1)$ . Из  $l \gg d$  следует  $S_2 + S_1 \approx 2l$ , Поэтому  $\Delta = xd/l$ . Положение максимумов:



$$\Delta = \pm m \frac{l}{d} \lambda_0 \quad (m = 0, 1, 2, \dots)$$

Положение минимумов:

$$\Delta = \pm \left( m + \frac{1}{2} \right) \frac{l}{d} \lambda_0 \quad (m = 0, 1, 2, \dots)$$

Расстояние  $\Delta x$  между двумя соседними максимумами (минимумами) называется шириной интерференционной:

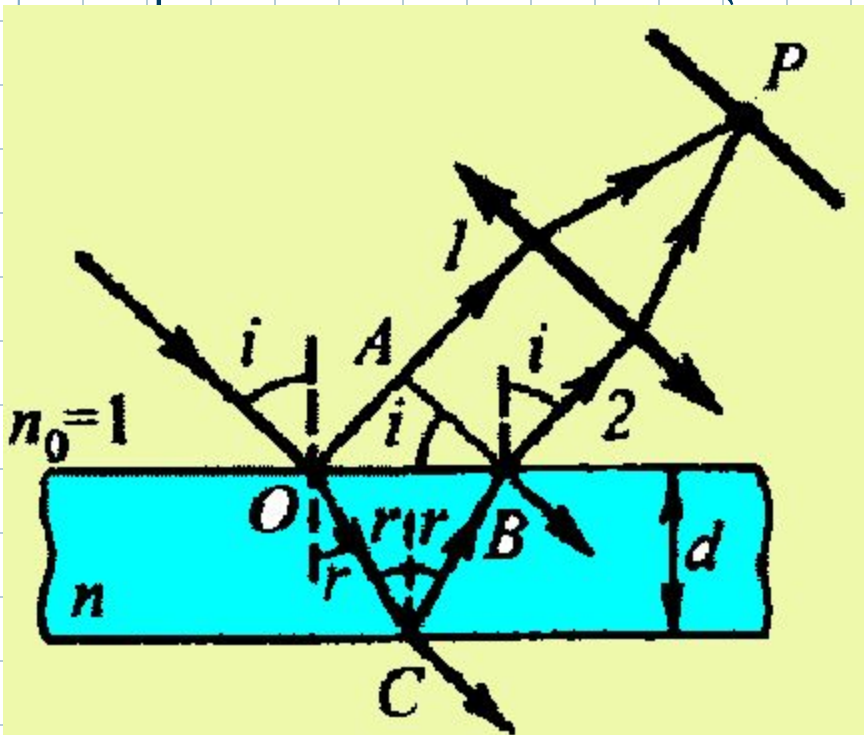
$$\Delta x = \frac{l}{d} \lambda_0$$

## 12. Полосы равного наклона.

Пусть из воздуха ( $n_0=1$ ) на плоскопараллельную прозрачную пластинку с показателем преломления  $n$  и толщиной  $d$  под углом  $i$  падает плоская монохроматическая волна. В точке  $O$  луч частично отразится (1), а частично преломится, и после отражения на нижней поверхности пластины в точке  $C$  выйдет из пластины в точке  $B$  (2). Лучи 1 и 2 когерентны и параллельны. С помощью собирающей линзы их можно

свести в точке  $P$ .

Важной особенностью отражения электромагнитных волн (и, в частности, оптических лучей) при падении на границу раздела двух сред из среды с меньшей диэлектрической проницаемостью (а значит меньшим показателем преломления):



При отражении света от более плотной среды ( $n_0 < n$ ) фаза изменяется на  $\pi$ . Изменение фазы на  $\pi$  равносильно потере полуволны при отражении. Такое поведение электромагнитной волны на границе двух сред следует из граничных условий, которым должны удовлетворять тангенциальные компоненты векторов напряженности электрического и магнитного поля на границе раздела:  $E_{\tau 1} = E_{\tau 2}$ ,  $H_{\tau 1} = H_{\tau 2}$ .

С учетом этого, оптическая разность хода:

$$\Delta = n(OC - CB) - (OA - \lambda_0/2)$$

Используя  $\sin i = n \sin r$  (закон преломления),  $OC = CB = d / \cos r$  и  $OA = OB \sin i = 2d \cdot \operatorname{tg} r \cdot \sin i$ , запишем:

$$\Delta - \frac{\lambda_0}{2} = \frac{2dn}{\cos r} - 2dn \operatorname{tg} r \sin i = 2dn \left( \frac{1}{\cos r} - \frac{\sin^2 r}{\cos r} \right) = 2dn \cos r = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 i}$$

В точке Р будет интерференционный максимум, если

$$2d \sqrt{(n^2 - \sin^2 i)} + \lambda_0/2 = 2m \lambda_0/2 \quad (m=0, 1, 2, \dots)$$

В точке Р будет интерференционный минимум, если

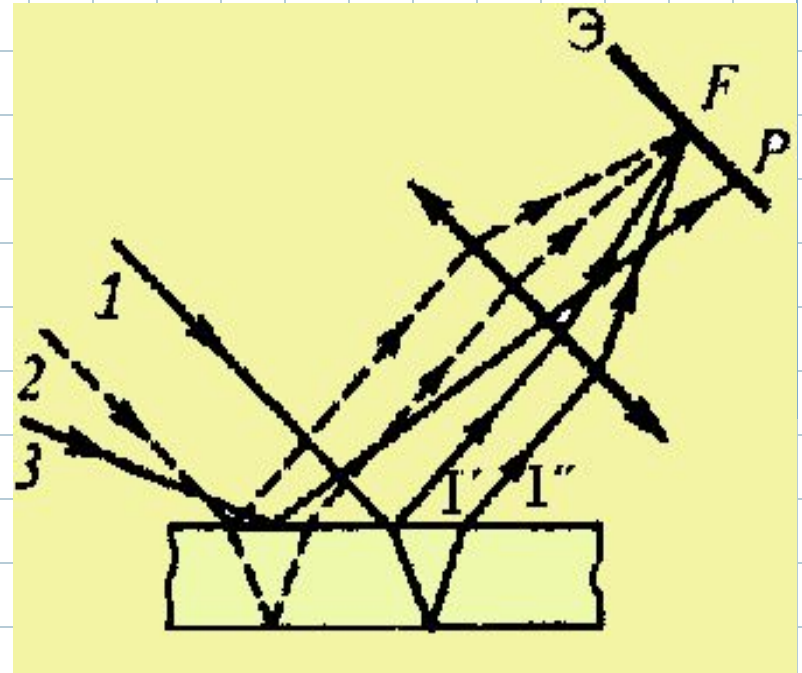
$$2d \sqrt{(n^2 - \sin^2 i)} + \lambda_0/2 = 2(m+1) \lambda_0/2 \quad (m=0, 1, 2, \dots)$$

Таким образом, для данных  $\lambda_0$ ,  $d$  и  $n$  каждому наклону  $i$  лучей соответствует своя интерференционная полоса.

Интерференционные полосы, возникающие в результате наложения лучей, падающих на плоскопараллельную пластинку под одинаковыми углами, называются **полосами равного наклона**.

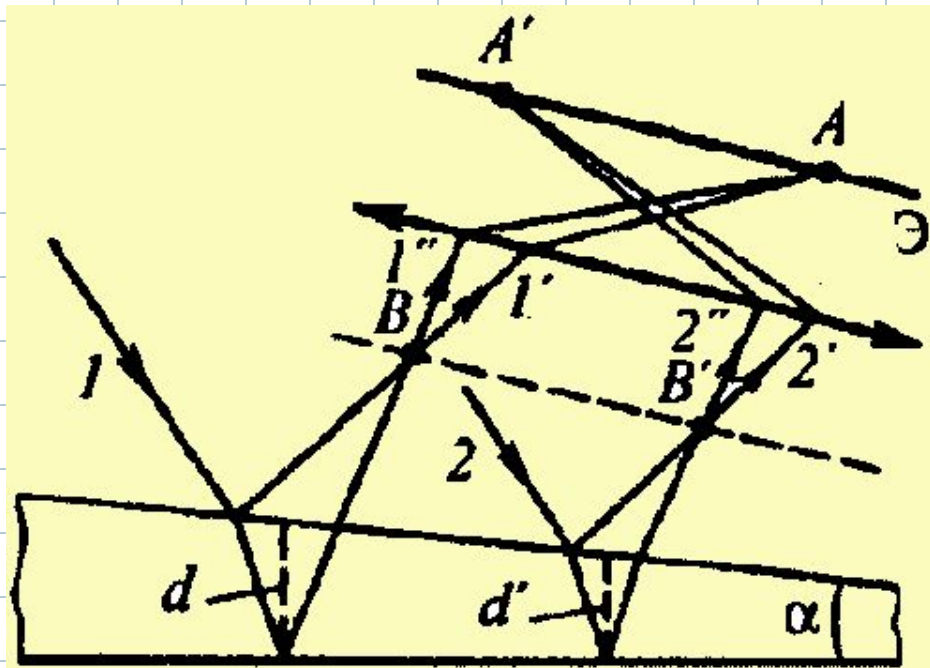
Интерферирующие лучи (например,  $1'$  и  $1''$  на рисунке) параллельны друг другу, поэтому говорят, что полосы равного наклона локализованы в бесконечности.

Радиальная симметрия линзы приводит к тому, что интерференционная картина на экране будет иметь вид концентрических колец с центром в фокусе линзы.



### 13. Полосы равной толщины

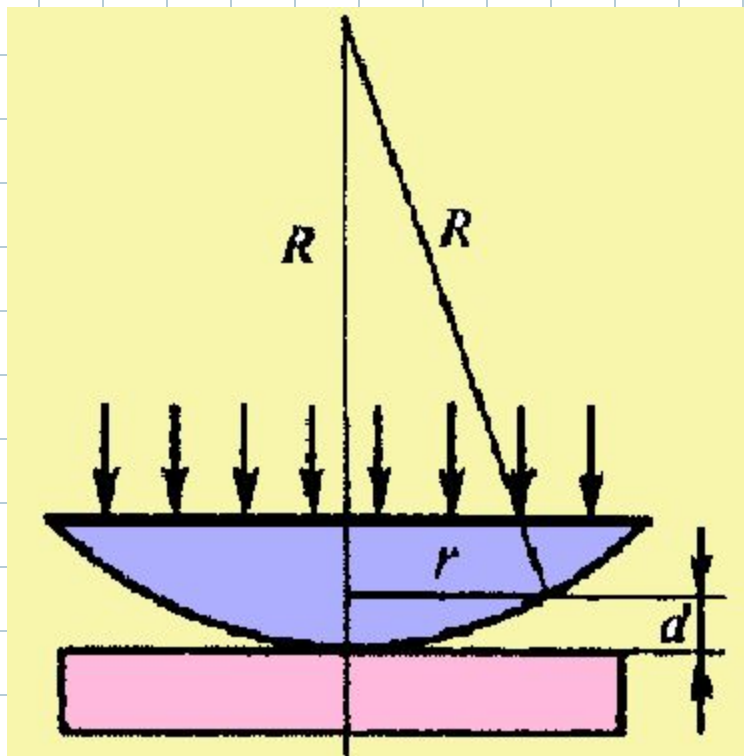
Пусть на прозрачную пластинку *переменной толщины*- клин с малым углом  $\alpha$  между боковыми гранями- падает плоская волна в направлении параллельных лучей 1 и 2. Интенсивность интерференционной картины, формируемой лучами, отраженными от верхней и нижней поверхностях клина зависит от толщины клина в данной точке(  $d$  и  $d'$  для лучей 1 и 2 соответственно). Когерентные пары лучей(  $1'$  и  $1''$ ,  $2'$  и  $2''$ ) пересекаются вблизи поверхности клина( точки В и В') и собираются линзой на экране( в точках А и А').



На экране возникает система интерференционных полос-полос равной толщины- каждая из которых возникает при отражении от мест пластинки, имеющих одинаковую толщину. Они локализованы вблизи поверхности клина(плоскость В-В').

## 14. Кольца Ньютона

Кольца Ньютона наблюдаются при *отражении света от воздушного зазора*, образованного плоскопараллельной пластинкой и соприкасающейся с ней плосковыпуклой линзой с большим радиусом кривизны. Параллельный пучок света падает нормально на плоскую поверхность линзы. Полосы *равной толщины* имеют вид *концентрических окружностей*.



В отраженном свете оптическая разность хода:

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

Радиусы светлых колец:

$$r_m = \sqrt{(m - 1/2)\lambda_0 R} \quad (m = 1, 2, 3, \dots)$$

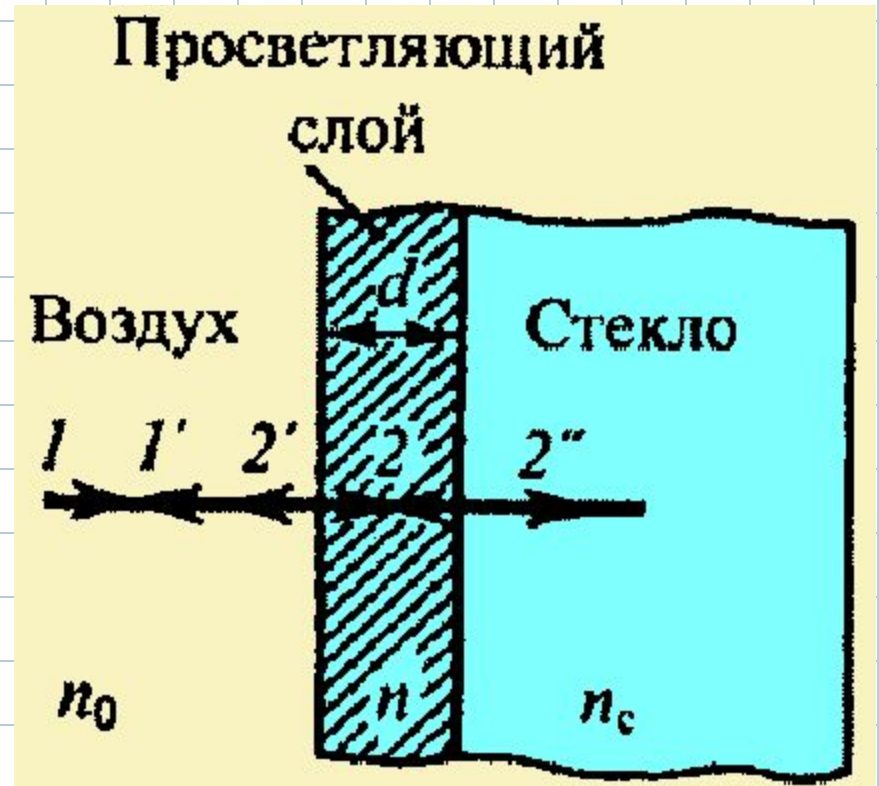
Радиусы темных колец:

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



## 15. Просветление оптики

Объективы оптических приборов содержат большое количество линз. Даже незначительное отражение света каждой из поверхностей линз приводит к тому, что *интенсивность прошедшего пучка света значительно уменьшается*. Кроме того в объективах возникают блики и фон рассеянного света, что снижает эффективность оптических систем. Но, если на границах сред создать условия, при которых интерференция отраженных лучей  $1'$  и  $2'$  дает минимум интенсивности отраженного света, то при этом *интенсивность света, прошедшего через оптическую систему будет максимальна*. Этого можно добиться, например, нанесением на поверхность линз тонких пленок с



показателем преломления  $n_o < n < n_c$ , причем  $n = \sqrt{(n_c \cdot n_o)}$ .

В этом случае амплитуды когерентных лучей 1' и 2'' будут одинаковы, а условие минимума для отраженных лучей ( $i=0$ ) будет  $2nd = (2m+1)\lambda_0/2$ . При  $m=0$  оптическая толщина пленки  $nd$  удовлетворяет условию:

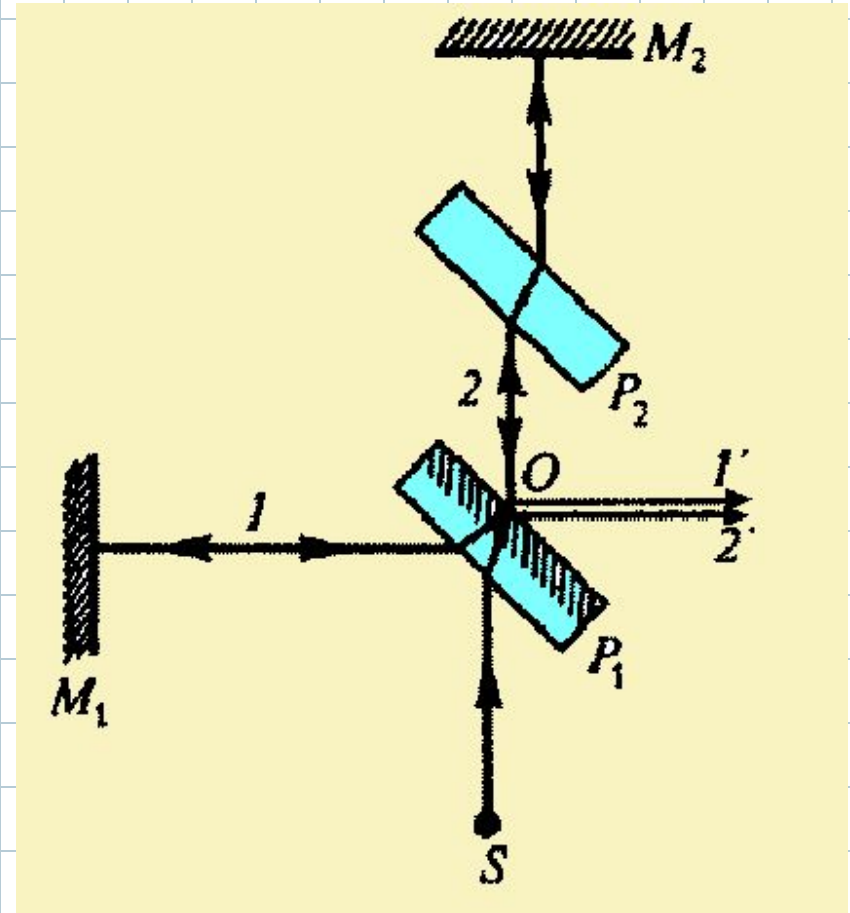
$$nd = \lambda_0/4$$

И происходит *гашение отраженных лучей*. Для каждой длины волны  $\lambda_0$  должна быть своя толщина пленки  $d$ . Поскольку этого добиться невозможно, обычно оптику просветляют для длины волны  $\lambda_0 = 550$  нм, к которой наиболее чувствителен глаз человека.

## 16. Интерферометры.

При плавном изменении разности хода интерферирующих пучков на  $\lambda_0/2$  интерференционная картина сместится настолько, что на месте максимумов окажутся минимумы. Поэтому явление интерференции используют в интерферометрах для измерения длины тел, длины световой волны, изменения длины тела при изменении температуры сравнимых с  $\lambda_0$ .

В интерферометре Майкельсона возникает интерференционная картина чрезвычайно чувствительная к любому изменению разности хода лучей.



# Дифракция света

## 17. Принцип Гюйгенса-Френеля

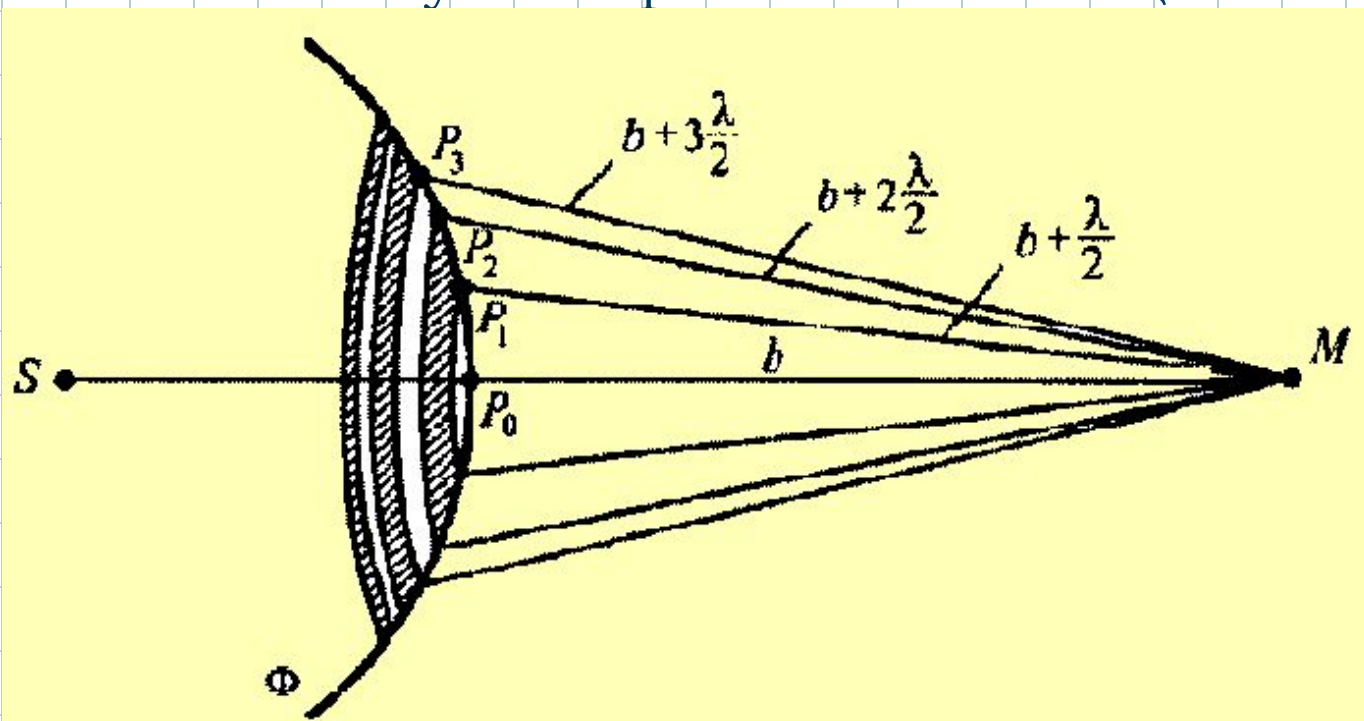
**Дифракция** – это огибание волнами препятствий, встречающихся на их пути, или в более широком смысле – любое отклонение распространения волн вблизи препятствий от законов геометрической оптики.

Дифракцию объясняет принцип Гюйгенса – именно вторичные волны огибают препятствия на пути распространения первичных волн.

**Принцип Гюйгенса-Френеля:** световая волна, возбуждаемая каким-либо источником  $S$ , может быть представлена как результат суперпозиции (сложения) когерентных вторичных волн, излучаемых вторичными (фиктивными) источниками – бесконечно малыми элементами любой замкнутой поверхности, охватывающей источник  $S$ .

## 18. Зоны Френеля.

Рассмотрим в произвольной точке  $M$  амплитуду световой волны, распространяющейся в однородной среде из точечного источника  $S$ . Согласно принципу Гюйгенса-Френеля, заменим действие источника  $S$  действием воображаемых источников, расположенных на вспомогательной поверхности  $\Phi$ , являющейся поверхностью фронта волны, идущей из  $S$  (поверхность сферы с центром  $S$ ). Разобьем волновую поверхность  $\Phi$  на кольцевые зоны



Такого размера, чтобы расстояние от краев зоны до М отличались на  $\lambda/2$ . Тогда, обозначив амплитуды колебаний от 1-й, 2-й, ... m-й зон через  $A_1, A_2, \dots, A_m$  (при этом  $A_1 > A_2 > A_3 > \dots$ ), получим амплитуду результирующего колебания:  $A = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + \dots$

При таком разбиении волновой поверхности на зоны оказывается, что амплитуда колебания  $A_m$  от некоторой m-й зоны Френеля равна среднему арифметическому от амплитуд, примыкающих к ней зон:

$$A_m = \frac{A_{m-1} + A_{m+1}}{2}$$

Тогда результирующая амплитуда в точке М будет:

$$A = \frac{A_1}{2} + \left( \frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2} \right) + \left( \frac{A_3}{2} - A_4 + \frac{A_5}{2} \right) + \dots = \frac{A_1}{2} \pm \frac{A_m}{2} = \left( \xrightarrow{m \gg 1} \right) = \frac{A_1}{2}$$

т.к. при  $m \gg 1$   $A_1 \gg A_m$ . Площади всех зон Френеля равны  $\sigma = \pi ab \lambda / (a+b)$ , где a- длина отрезка  $SP_0$ - радиус сферы Ф, b- длина отрезка  $P_0M$ . Радиус внешней границы m-й зоны Френеля :

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

Распространение света от S к M происходит так, будто световой поток распространяется *внутри очень узкого канала* вдоль SM, то есть прямолинейно.

Таким образом, принцип Гюйгенса-Френеля позволяет объяснить прямолинейное распространение света в однородной среде.

## 19. Дифракция в сходящихся лучах.

Дифракция в сходящихся лучах (дифракция Френеля) — это дифракция сферических волн, осуществляемая в том случае, когда дифракционная картина наблюдается на конечном расстоянии от препятствия, вызвавшего дифракцию.

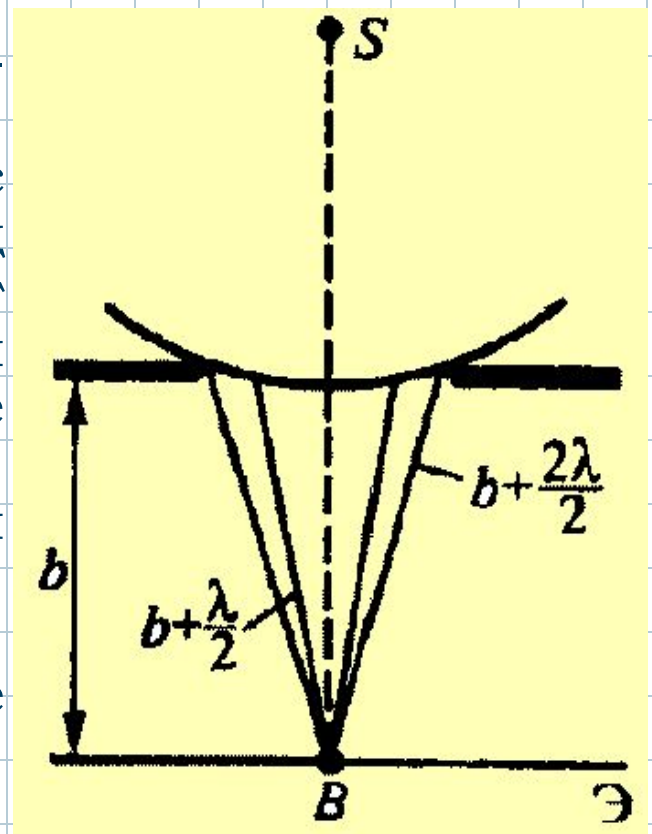
### Дифракция на круглом отверстии

Сферическая волна, распространяющаяся из точечного источника  $S$ , встречает на своем пути экран с круглым отверстием. Вид

дифракционной картины зависит от числа зон Френеля, укладывающихся в отверстие.

Амплитуда света в точке  $B$  экрана  $\mathcal{E}$  будет  $A = A_1/2 \pm A_m/2$ , где знак “плюс” для нечетного числа зон Френеля, “минус” — для четного  $m$ .

Дифракционная картина : чередующиеся темные и светлые кольца с центром в точке  $B$ .





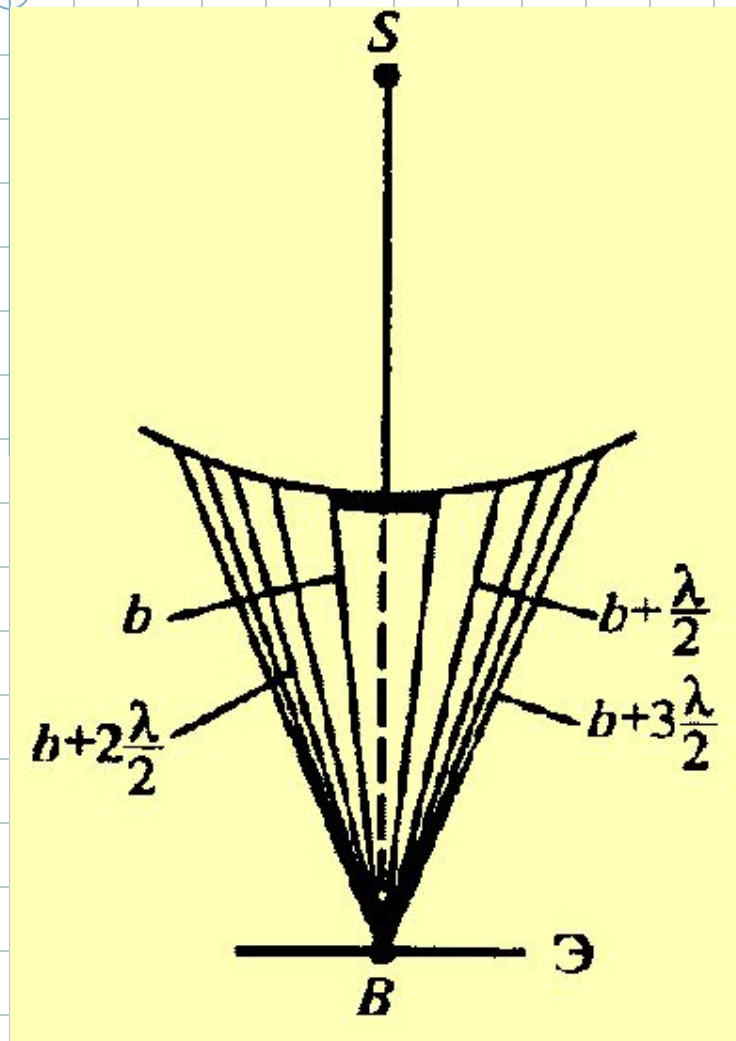
## Дифракция на диске

Сферическая волна, распространяющаяся от точечного источника  $S$ , встречает на своем пути диск. Если диск закрывает первые  $m$  зон Френеля, то амплитуда колебаний

в точке  $B$  экрана  $\mathcal{E}$ :

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

Таким образом, в точке  $B$  всегда наблюдается интерференционный максимум (светлое пятно), соответствующий половине действия первой открытой зоны Френеля. Центральный максимум окружен концентрическими с ним темными и светлыми кольцами.



## 20. Дифракция в параллельных лучах ( Дифракция Фраунгофера)

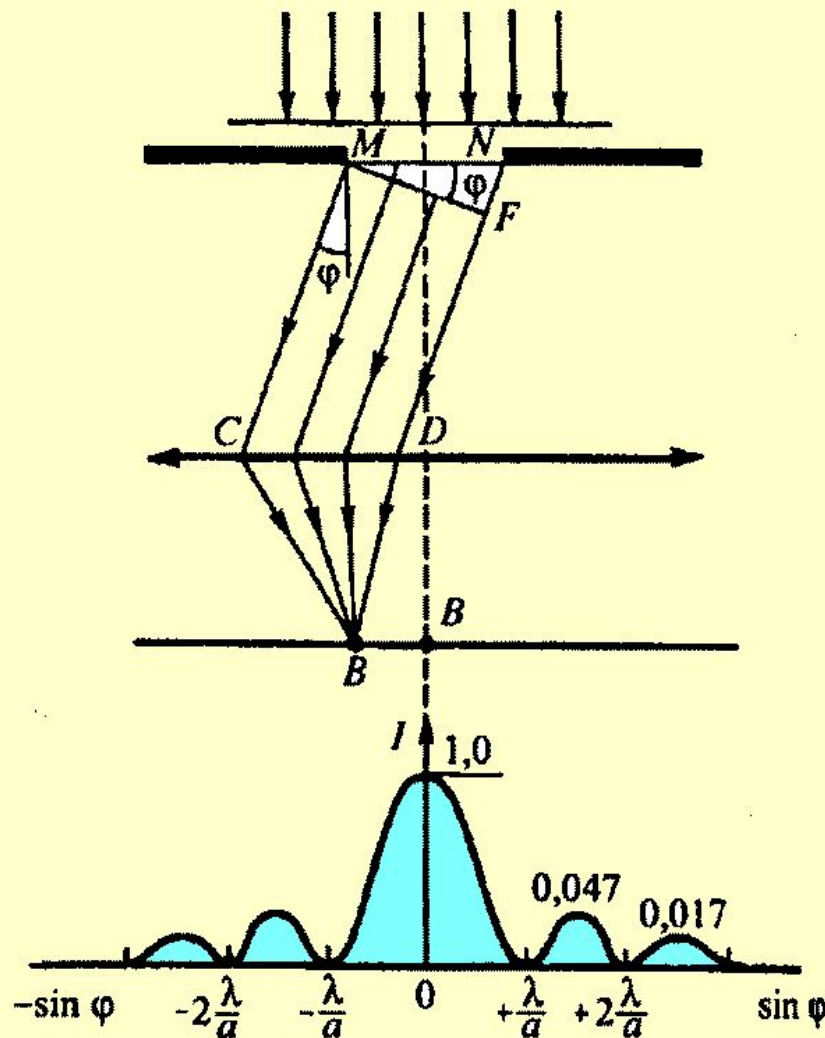
Дифракция Фраунгофера наблюдается в том случае, когда

источник света и точка наблюдения бесконечно удалены от препятствия, вызывающего дифракцию.

Рассмотрим дифракцию Фраунгофера плоской монохроматической волны на одной бесконечно длинной щели шириной  $a=MN$ . Оптическая разность хода между крайними лучами  $MC$  и  $ND$ :

$$\Delta = NF = a \sin \varphi$$

Разобьем открытую часть волновой поверхности  $MN$  на зоны Френеля, параллельные ребру  $M$  щели.



Ширина каждой зоны выбирается так, чтобы разность хода от краев этих зон была равна  $\lambda/2$ , поэтому на ширине щели уместится  $\Delta: \lambda/2$  зон.

Все точки волнового фронта в плоскости щели имеют одинаковую фазу и амплитуду колебаний. Поэтому суммарная интенсивность колебаний от двух любых соседних зон Френеля равна нулю, следовательно:

1) Если число зон Френеля четное, то:

**$\sin \phi \approx \pm 2m\lambda/2 (m=1,2,3\dots)$**  – условие дифракционного минимума (полная темнота)

2) Если число зон Френеля нечетное, то:

**$\sin \phi \approx \pm (2m+1)\lambda/2 (m=1,2,3\dots)$**  – условие дифракционного максимума, соответствующего действию одной некомпенсированной зоны Френеля.

В направлении  $\phi=0$  щель действует как одна зона Френеля и в этом направлении свет распространяется с наибольшей интенсивностью- *центральный дифракционный минимум*.

Распределение интенсивности на экране, получаемое вследствие дифракции называется дифракционным спектром.

## 21. Дифракция Фраунгофера на дифракционной решетке.

Одномерная дифракционная решетка- система параллельных щелей равной толщины, лежащих в одной плоскости и разделенных равными по ширине непрозрачными промежутками.

Распределение интенсивности в дифракционном спектре каждой щели определяется направлением дифрагированных лучей и дифракционные картины, создаваемые каждой щелью будут одинаковыми.

Суммарная дифракционная картина есть результат взаимной интерференции волн, идущих от всех щелей- в дифракционной решетке осуществляется многолучевая интерференция когерентных дифрагированных пучков света, идущих от всех щелей.

Если  $a$ - ширина каждой щели,  $b$ - ширина непрозрачных участков между щелями, то величина  $d = a + b$  называется постоянной (периодом) дифракционной решетки.

$$d = 1/N_0$$

, где  $N_0$  - число щелей, приходящееся на единицу длины.

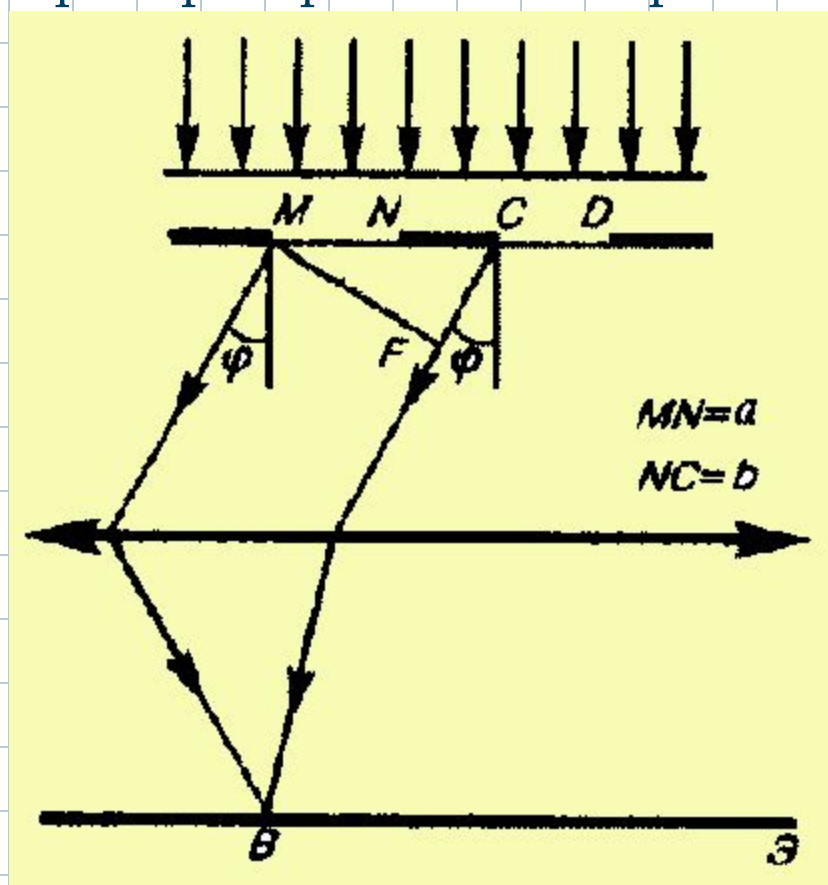
Разности хода  $\Delta$  лучей, идущих от двух соседних щелей, будут для данного направления  $\phi$  одинаковы в пределах всей дифракционной решетки:

$$\Delta = CF = (a+b)\sin \phi = d\sin \phi$$

В тех направлениях, в которых ни одна из щелей не распространяет свет, он не будет распространяться и при двух щелях, то есть *прежние главные минимумы* интенсивности будут

наблюдаться в направлениях  $a\sin \phi = \pm m\lambda$  ( $m=1,2,3\dots$ ).

Кроме того, вследствие взаимной интерференции, в направлениях, определяемых условием  $a\sin \phi = \pm(2m+1)\lambda/2$  световые лучи, посылаемые двумя соседними щелями, будут гасить друг друга — возникнут *дополнительные минимумы*. Действие одной щели будет усиливать действие



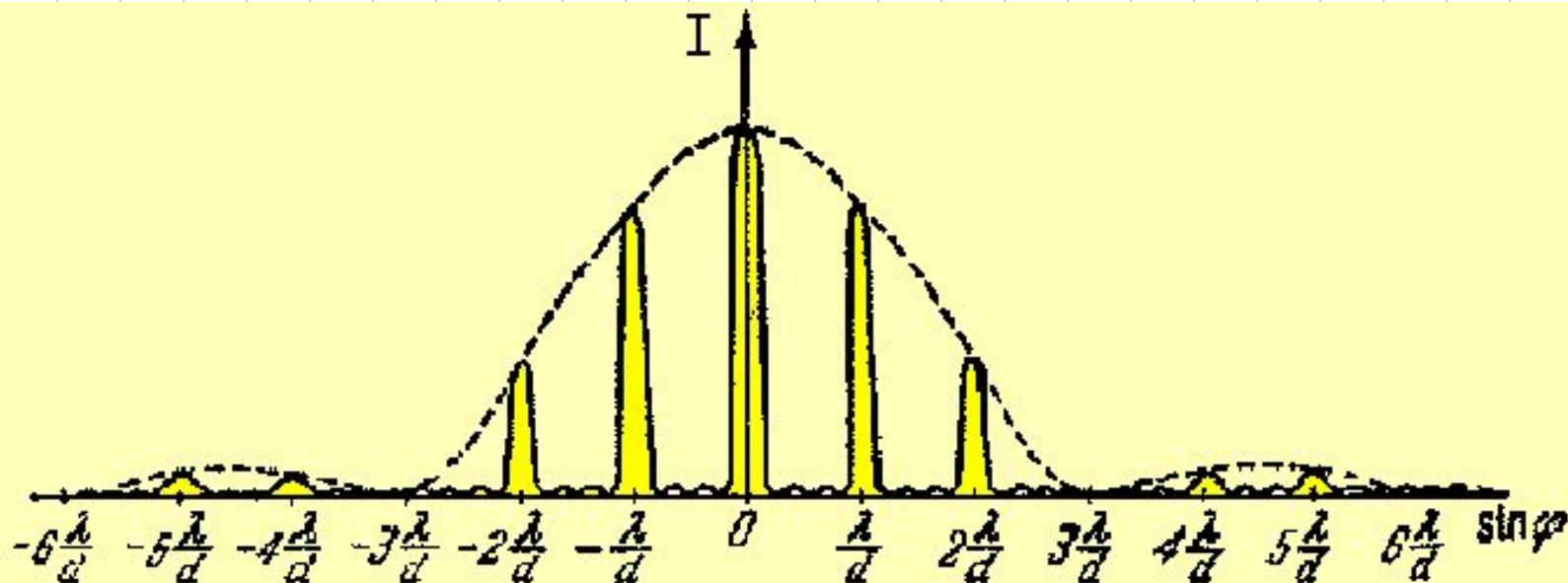
Другой, если  $a \sin \phi = \pm 2m\lambda/2$  ( $m=1,2,3\dots$ )- условие главных максимумов.

Между двумя главными максимумами располагается  $N-1$  дополнительных минимумов, разделенных вторичными минимумами, создающими слабый фон. Условие дополнительных минимумов:  $a \sin \phi = \pm m'\lambda/N$  (где  $m'$  может принимать все целочисленные значения, кроме 0,  $N$ ,  $2N, \dots$  при которых данное условие переходит в условие главных максимумов).

Амплитуда главного максимума есть сумма амплитуд колебаний от каждой щели  $A_{\max} = NA_1$ . Поэтому интенсивность главного максимума в  $N^2$  раз больше интенсивности  $I_1$ , создаваемой одной щелью в направлении главного максимума:  $I_{\max} = N^2 I_1$ .

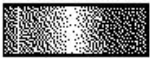
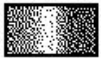

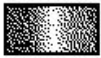
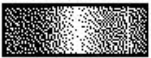
Число максимумов, даваемое дифракционной решеткой:

$$m \leq d/\lambda \quad (\text{поскольку } \sin \phi \leq 1)$$



На рисунке представлена дифракционная картина для  $N=4$ . Пунктирная кривая изображает интенсивность от одной щели, умноженную на  $N^2$ .

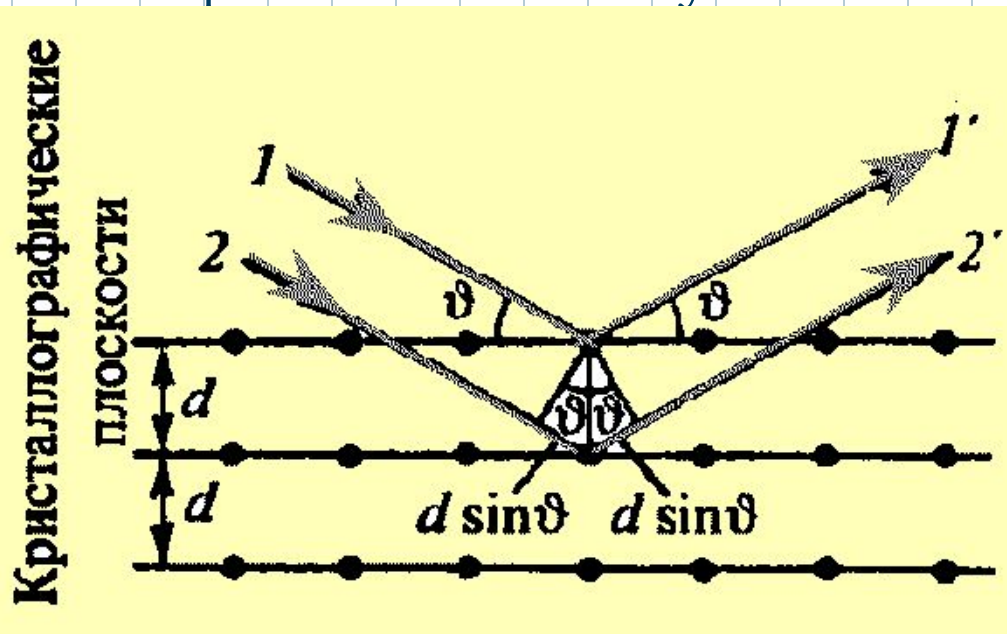
Положение главных максимумов зависит от длины волны  $\lambda$ , поэтому при пропускании через решетку белого света все максимумы, кроме центрального ( $m=0$ ), разложатся в спектр. Поэтому дифракционная решетка может быть

$m =$	<b>-2</b>	<b>-1</b>	<b>0</b>	<b>+1</b>	<b>+2</b>	использована	как
							
цвет	к	фк	б	ф	к	ф	к

спектральный прибор.

## 22. Дифракция на пространственной решетке.

Дифракция света наблюдается на одномерных решетках (система параллельных штрихов), на двумерных решетках (штрихи нанесены во взаимно перпендикулярных направлениях в одной и той же плоскости) и на пространственных (трехмерных) решетках – пространственных образованиях, в которых элементы структуры подобны по форме, имеют геометрически правильное и периодически повторяющееся расположение, а также постоянные (периоды) решеток, соизмеримые с длиной волны электромагнитного излучения.





Для наблюдения дифракции рентгеновского излучения могут быть использованы кристаллы: представим кристалл в виде параллельных кристаллографических плоскостей, отстоящих друг от друга на расстоянии  $d$ . Пучок параллельных монохроматических лучей(1,2) падает под углом скольжения  $\theta$  (угол между направлением падающих лучей и кристаллографической плоскостью) и возбуждает атомы кристаллической решетки, которые становятся источниками когерентных волн(1' и 2'), интерферирующих между собой. Максимумы интенсивности будут наблюдаться в тех направлениях, в которых все отраженные атомными плоскостями волны будут находиться в одинаковой фазе

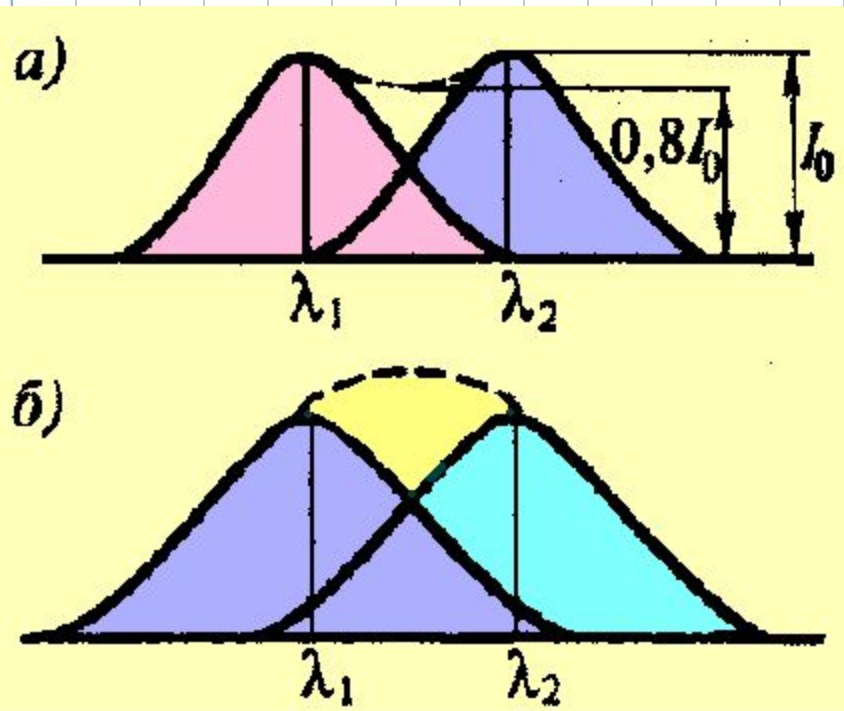
**$2d\sin \theta \approx m\lambda$  ( $m=1,2,3\dots$ )- Формула Вульфа- Брэггов.**

Эта формула используется в:

- 1) Рентгеноструктурном анализе- если известна  $\lambda$  излучения, то, наблюдая дифракцию на кристаллической структуре неизвестного строения и измеряя  $\theta$  и  $m$ , можно найти  $d$
- 2) Рентгеновской спектроскопии- при известном  $d$  измеряют  $\theta$  и  $m$ , находят длину волны падающего излучения  $\lambda$ .

## 22. Разрешающая способность спектрального прибора.

**Критерии Релея** - изображения двух близлежащих одинаковых точечных источников или двух близлежащих спектральных линий с равными интенсивностями и одинаковыми симметричными контурами разрешимы (разделены для восприятия), если центральный максимум дифракционной картины от одного источника (линии) совпадает с первым минимумом дифракционной картины



от другого (рис а). При этом интенсивность "провала" между максимумами составляет 80 % интенсивности в максимуме. Этого достаточно для разрешения линий  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ . При нарушении критерия Релея наблюдается одна линия (рис б).

**Разрешающей способностью спектрального прибора** называют безразмерную величину  $R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda}$ , где  $\Delta\lambda$  — абсолютное значение минимальной разности длин волн двух соседних спектральных линий, при которой эти линии регистрируются отдельно.

## 24. Разрешающая способность дифракционной решетки.

Пусть максимум  $m$ -го порядка для длины волны  $\lambda_2$  наблюдается под углом  $\phi_{\max}$  ( $d \sin \phi_{\max} = m\lambda_2$ ). В том же порядке ближайший дифракционный минимум для волны  $\lambda_1$  находится под углом  $\phi_{\min}$  ( $d \sin \phi_{\min} = m\lambda_1 + \lambda_1/N$ )

По критерию Релея  $\phi_{\max} = \phi_{\min}$ , откуда

$$m\lambda_2 = m\lambda_1 + \lambda_1/N \quad \text{или} \quad \delta\lambda \equiv \lambda_2 - \lambda_1 = \lambda_1/mN$$

$$R_{\text{диф. реш.}} = \lambda/\delta\lambda = mN$$

**Разрешающая способность дифракционной решетки пропорциональна порядку спектра  $m$  и числу  $N$  щелей.**