

ДИФРАКЦИЯ СВЕТА

Дифракция света

Дифракция – отклонение распространения волн от законов геометрической оптики вблизи препятствий (огибание волнами препятствий).

- это характерная особенность распространения волн независимо от их природы.
- дифракция существенно зависит от соотношения между длиной волны и размером объекта, вызывающего дифракцию: наиболее отчетливо дифракция обнаруживается в тех случаях, когда размер огибаемых препятствий соизмерим с длиной волны.

Дифракция света

- Если размеры препятствия много больше длины волны, то волны за него не проникают, создается область тени: световая тень, звуковая тень, ограничения при передаче телевизионного сигнала...



- Область тени в случае поверхностных волн: невозмущенная поверхность воды за большим валуном

Дифракция света

- Если размер отверстия или препятствия заметно меньше длины волны, то волна с ним не взаимодействует (в шторм волны не проникают в бухту с узким входом, т.к. морские волны длиннее, чем вход в бухту и «не замечают» этого входа)
- Толщина стволов деревьев, стоящих в воде, меньше длины волны, и волны не взаимодействуют с ними



Дифракция света



- Прохождение плоской волны через отверстие в экране при различных соотношениях между размером отверстия и длиной волны звука. Чем меньше отверстие, тем быстрее волна расходится в стороны после прохождения отверстия.

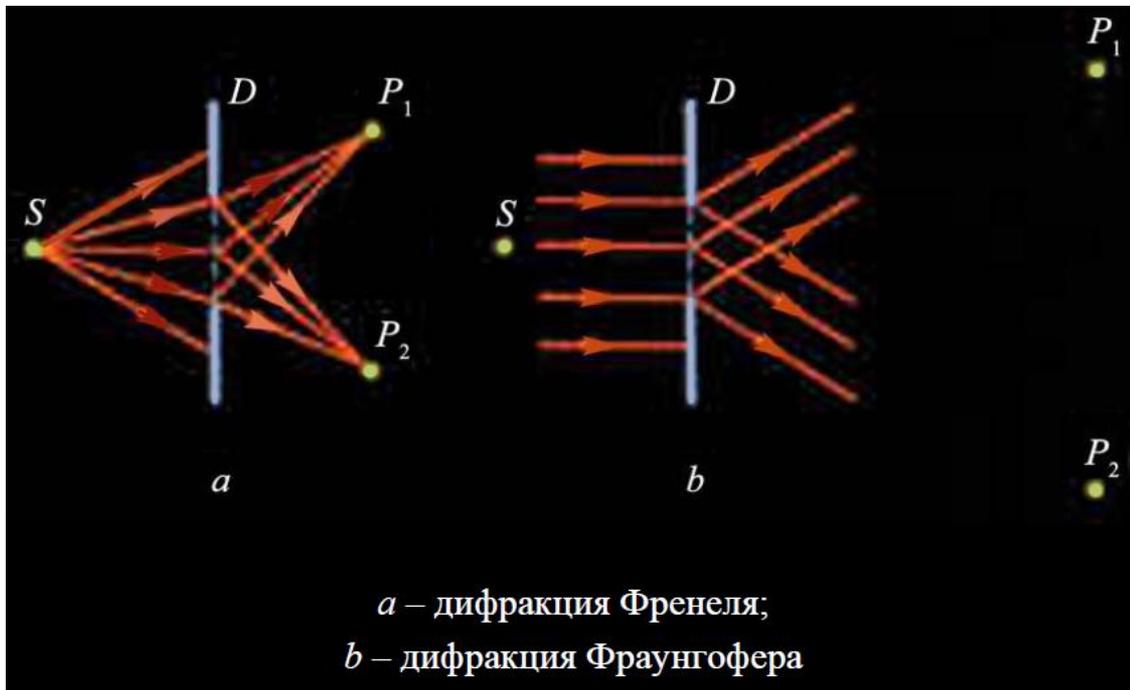
Дифракция света

- Между интерференцией и дифракцией нет существенного физического различия - оба явления заключаются в *перераспределении светового потока в результате суперпозиции волн.*
- Перераспределение интенсивности, возникающее в результате суперпозиции волн, возбуждаемых *конечным числом дискретных когерентных источников*, принято называть *интерференцией.*
- Перераспределение интенсивности, возникающее вследствие суперпозиции волн, возбуждаемых когерентными источниками, *расположенными непрерывно*, называют *дифракцией* волн.

Дифракция света

Если источник света S и точка наблюдения P находятся от препятствия D на конечном расстоянии, то говорят о *дифракции Френеля*,

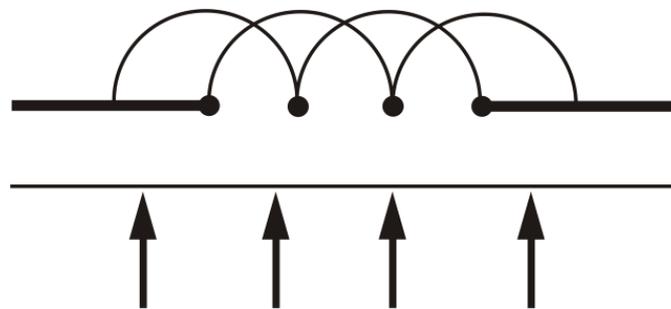
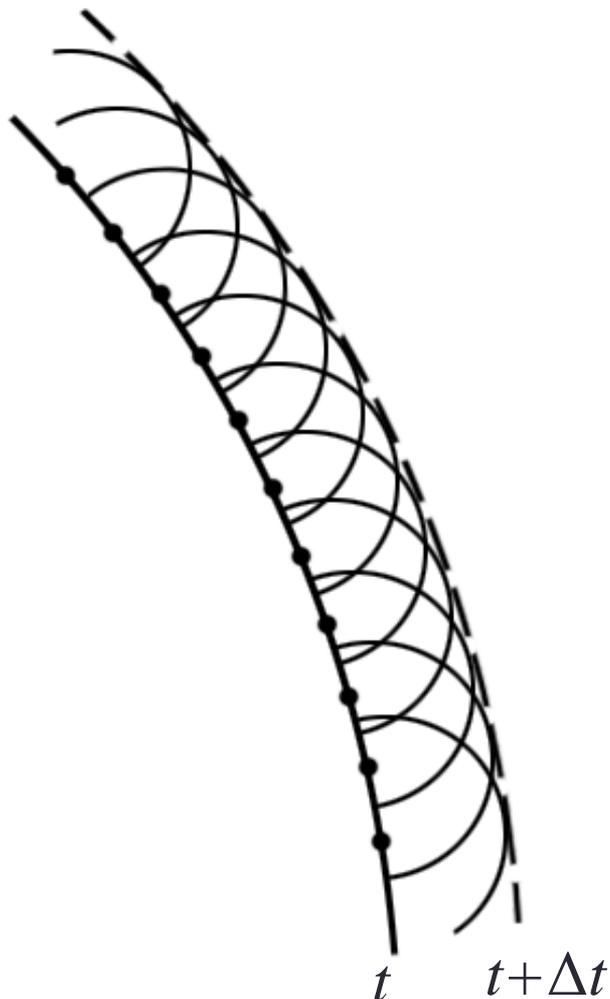
Если источник света S и точка наблюдения P находятся от препятствия D настолько далеко, что лучи, падающие на препятствие, и лучи, идущие в точку наблюдения, образуют практически параллельные пучки, - о *дифракции Фраунгофера*.



Принцип Гюйгенса

- Дифракция объясняется с помощью **принципа Гюйгенса**:

каждая точка, до которой доходит волна, служит центром вторичных волн, а огибающая этих волн задает положение волнового фронта в следующий момент времени, т.е. волна заходит в область геометрической тени.

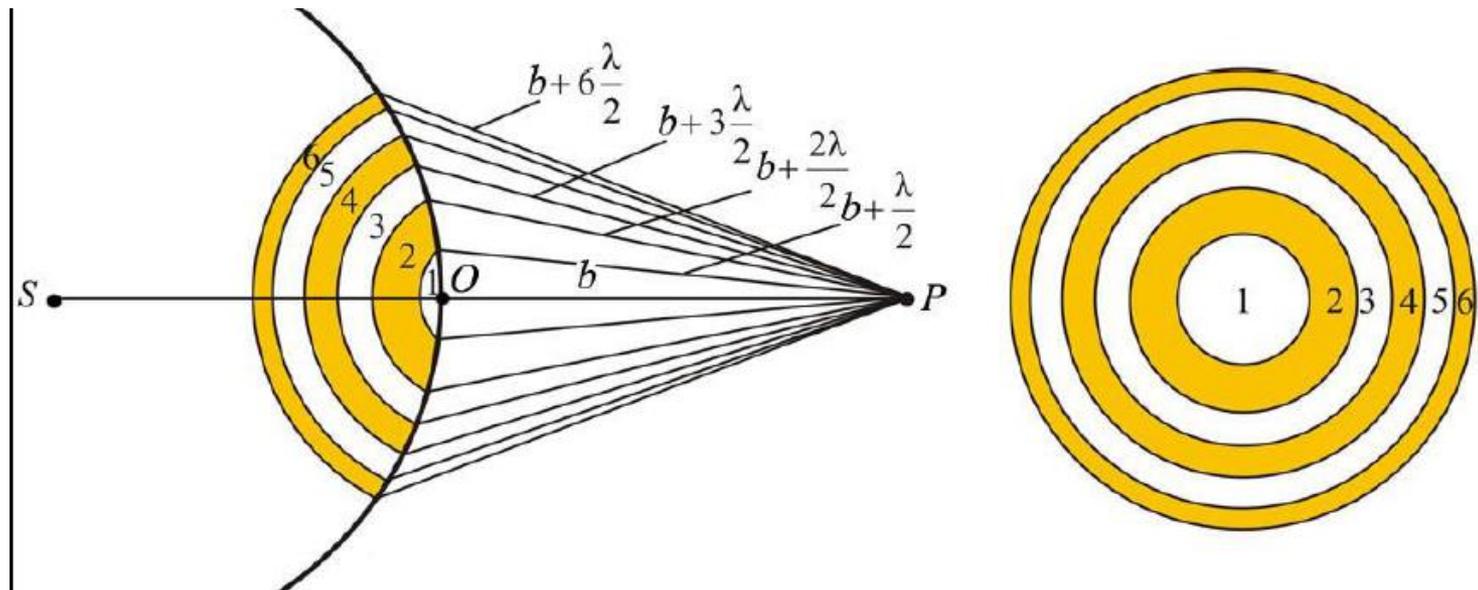


Принцип Гюйгенса-Френеля

- Френель дополнил принцип Гюйгенса представлением об интерференции вторичных волн. Учет фаз и амплитуд вторичных волн позволяет определить амплитуду результирующей волны во всех точках пространства.
- **Принцип Гюйгенса-Френеля:**
световая волна, возбуждаемая источником света, может быть представлена как результат суперпозиции когерентных вторичных волн, «излучаемых» фиктивными источниками (бесконечно малыми элементами любой замкнутой поверхности, охватывающей источник света).
- Если эта поверхность – волновая поверхность, то все фиктивные источники действуют синфазно. Следовательно, волны, распространяющиеся от источника света, являются результатом интерференции всех когерентных вторичных волн, т.е. учет амплитуд и фаз вторичных волн позволяет найти амплитуду результирующей волны в любой точке пространства.

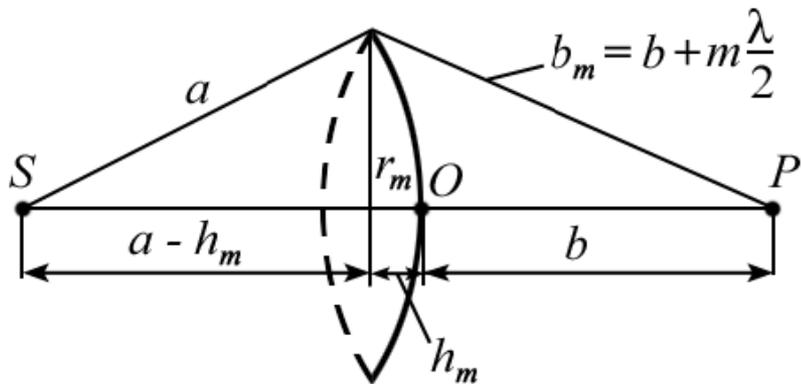
Зоны Френеля

- Определим амплитуду светового колебания, возбуждаемого в точке P сферической волной, распространяющейся в однородной изотропной среде из точечного источника S .
- Волновая поверхность разбивается на кольцевые зоны таким образом, чтобы расстояния от краев каждой зоны до точки P отличались на $\lambda/2$ (зоны Френеля), λ - длина волны в той среде, в которой распространяется волна.



Зоны Френеля

- **Зоны Френеля** – кольцевые зоны на волновой поверхности, расстояния от краев которых до точки P , в которой определяется амплитуда световой волны от точечного источника S , отличается на $\lambda/2$.
- Если расстояние a до источника света S и расстояние b до точки наблюдения P много больше размеров зон Френеля, то (для небольших m) можно показать, что площадь m -й зоны:



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

- не зависит от m , т.е. при небольших m площади зон Френеля примерно одинаковы

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

- радиус внешней границы m -й зоны

Зоны Френеля

- С ростом порядкового номера зоны (m), интенсивность излучения в направлении точки P уменьшается:

$$A_1 > A_2 > A_3 > A_4 \dots$$

- Для соседних зон результирующее колебание, создаваемое каждой из зон, отличается по фазе на π . Следовательно, амплитуда результирующего светового колебания (от всех зон) в точке P :

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

- Получаем:

$$A = \frac{A_1}{2} + \left(\underbrace{\frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2}}_{=0, \quad \frac{A_1}{2} + \frac{A_3}{2} = A_2} \right) + \left(\frac{A_3}{2} - A_4 + \frac{A_5}{2} \right) + \dots = \frac{A_1}{2},$$

Зоны Френеля

$$A = \frac{A_1}{2} + \left(\underbrace{\frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2}}_{=0, \frac{A_1}{2} + \frac{A_3}{2} = A_2} \right) + \left(\frac{A_3}{2} - A_4 + \frac{A_5}{2} \right) + \dots = \boxed{\frac{A_1}{2}},$$

- т.е. амплитуда результирующего колебания в произвольной точке P определяется действием только половины центральной зоны Френеля. Действие всей волновой поверхности сводится к действию её малого участка меньшего центральной зоны.

- При конечном числе зон: $A = \frac{A_1}{2} \pm \frac{A_m}{2}.$

Зоны Френеля

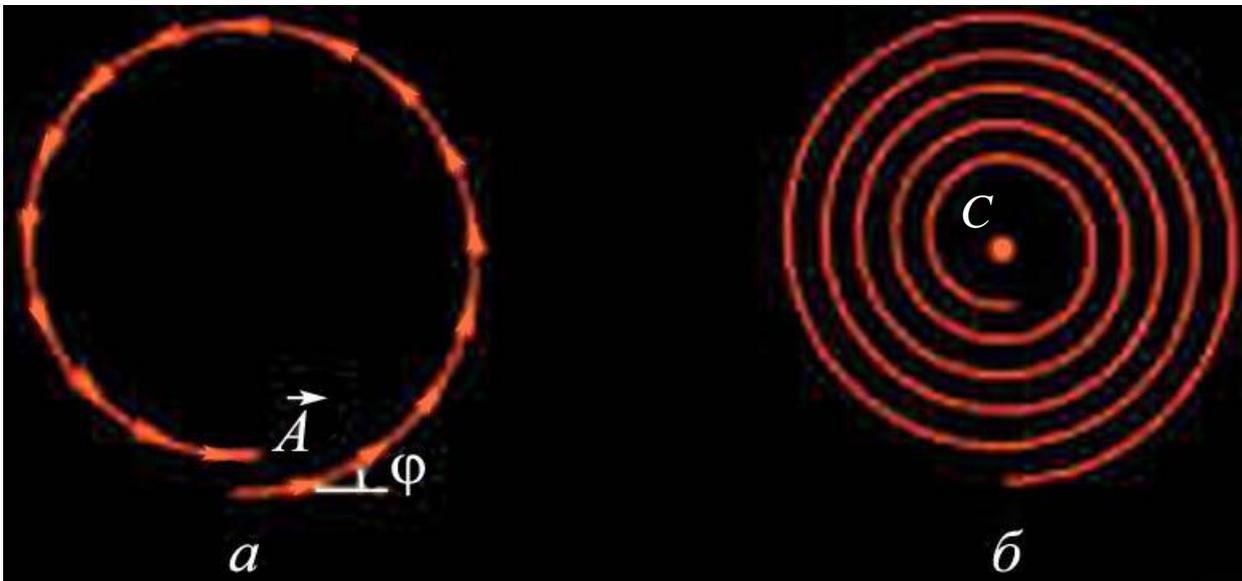
Для первой зоны $m = 1$ легко вычислить r_1 . Он оказывается малым.

$$a = b = 10 \text{ см} , \quad \lambda = 0,16 \text{ мкм} , \Rightarrow \quad r_1 = 0,16 \text{ нм} .$$

Т.е. с учетом $A=A_1/2$ можно сказать, что распространение света от S к P происходит так, как будто световой поток амплитудой $A_1/2$ распространяется вдоль SP внутри узкого канала, другими словами, *прямолинейно*.

Векторная диаграмма

- Каждая зона Френеля разбивается на кольцевые подзоны. Колебание, создаваемое в точке наблюдения P каждой из подзон, изображается вектором A , длина которого равна амплитуде колебаний, а угол φ дает начальную фазу колебания.
- Амплитуда колебаний медленно убывает при переходе от подзоны к подзоне.
- Каждое последующее колебание отстает по фазе от предыдущего на одну и ту же величину.

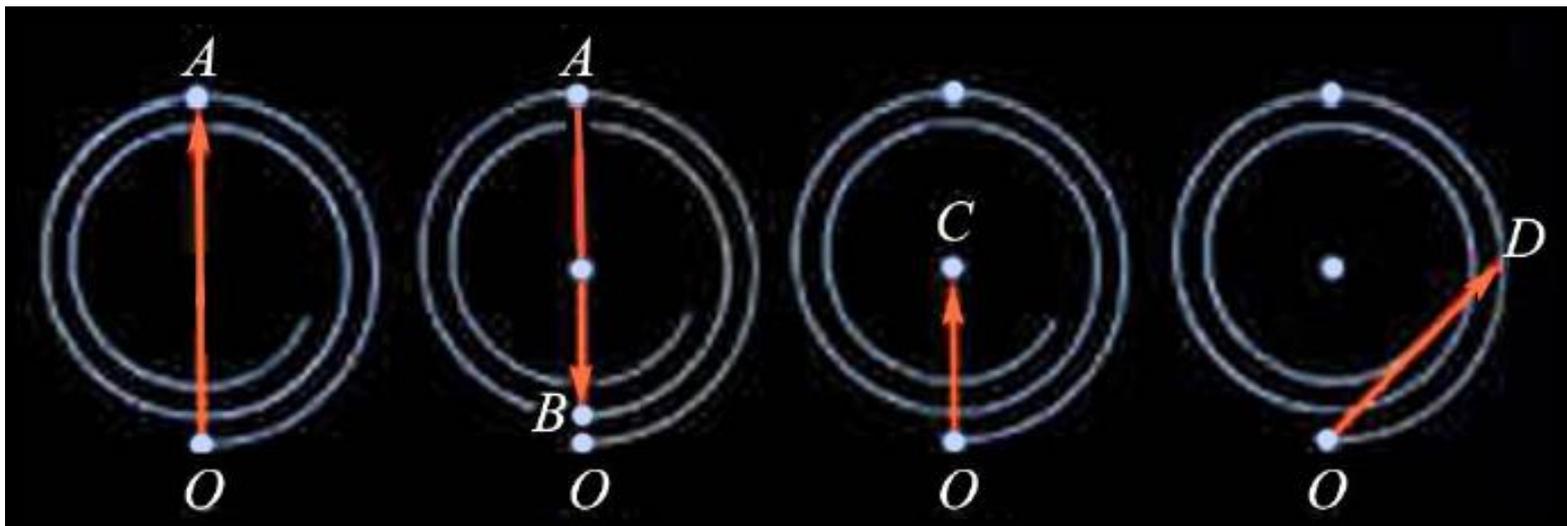


a – векторная диаграмма, полученная при сложении таких векторов;

b – вид векторной диаграммы (спираль, вьющаяся вокруг фокуса) при стремлении ширины подзон к нулю.

Векторная диаграмма

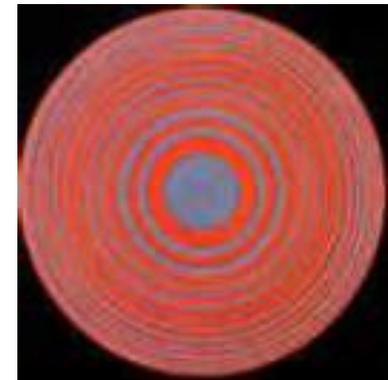
- OA – вектор, изображающий колебания, возбуждаемые в точке P первой зоной Френеля,
- AB – второй зоной,
- OC соответствует колебанию, создаваемому всей волновой поверхностью,
- OD – половиной первой зоны Френеля.



Зоны Френеля

- Если на пути световых волн поставить пластинку, которая перекрывает все четные или нечетные зоны (амплитудная зонная пластинка), то интенсивность света в точке Р резко возрастает:

$$\left\{ \begin{array}{l} A = A_1 + A_3 + A_5 + \dots \\ \text{или} \\ A = A_2 + A_4 + A_6 + \dots \end{array} \right.$$



- Еще большего эффекта можно достичь, изменяя фазу колебаний от четных или нечетных зон на π – фазовая зонная пластинка (варьируется толщина пластинки).
- По сравнению с амплитудной фазовая зонная пластинка дает дополнительное увеличение амплитуды в 2 раза, интенсивности в 4 раза.

Дифракция Френеля (дифракция в расходящихся лучах)

Дифракция на круглом отверстии.

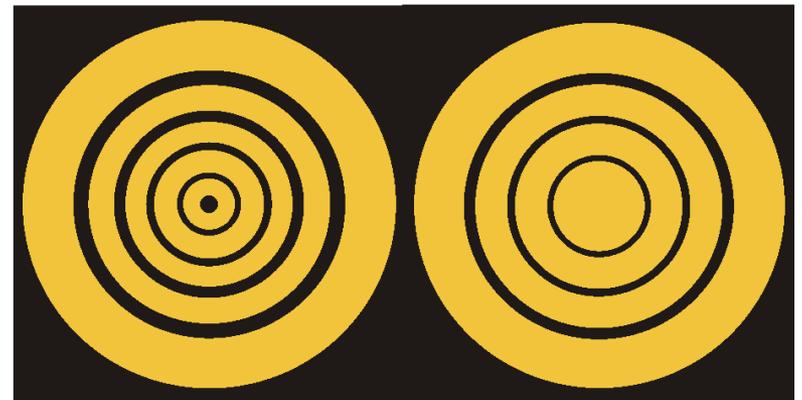
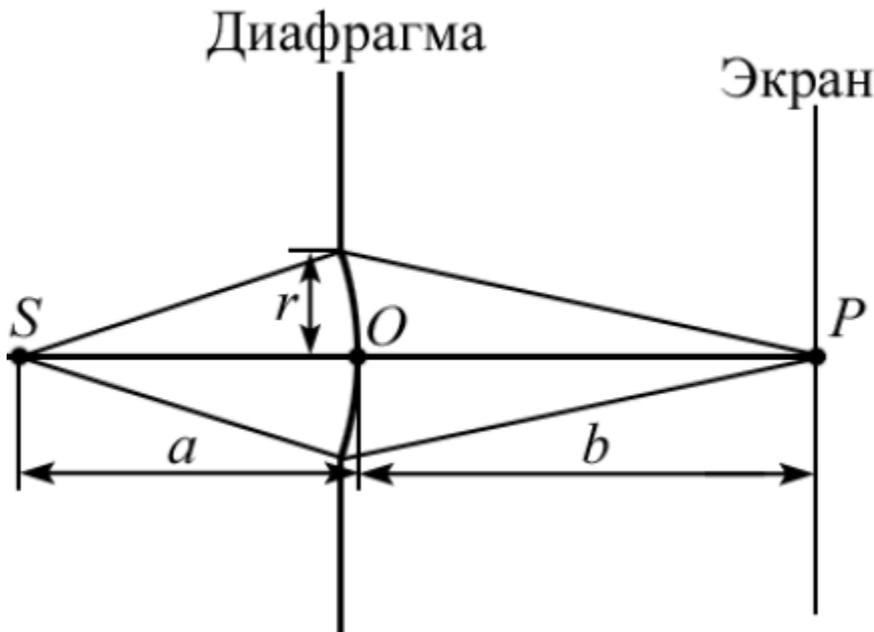
$$r_0 = \sqrt{\frac{ab}{a+b} m \lambda},$$

$$m = \frac{r_0^2}{\lambda} \left(\frac{1}{a} + \frac{1}{b} \right)$$

Амплитуда результирующего колебания в точке P зависит от числа зон Френеля m , открываемых отверстием

$$A = \frac{A_1}{2} \pm \frac{A_m}{2},$$

+ при нечетном числе m ,
– при четном числе m .



Дифракция Френеля (дифракция в расходящихся лучах)

- Открыта 1 зона: $m = 1$, если на пути света поставить экран с отверстием

$$r = r_1 = \sqrt{\frac{ab}{a+b}} \lambda$$

амплитуда в точке P будет $A = A_1$, т.е. в 2 раза больше, чем без экрана, т.к. влияние других зон Френеля устраняется экраном. Интенсивность света больше в 4 раза.

- Открыто 2 зоны: $A = A_1 - A_2 \approx 0$.

Нечетное число зон m : в центре светлое пятно.

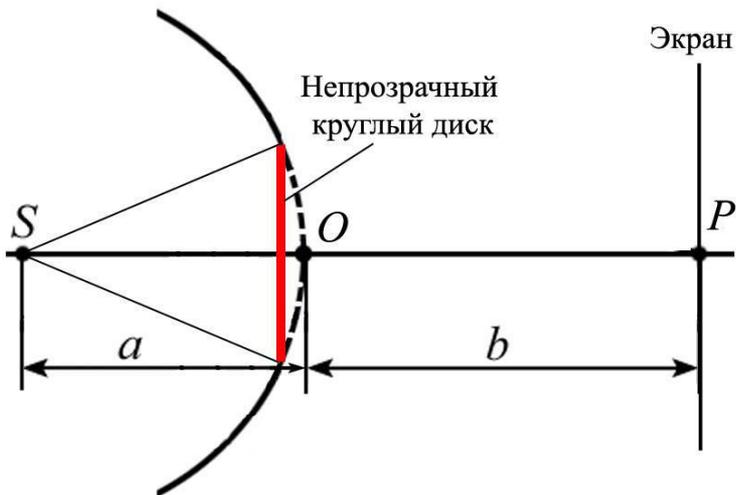
Четное число зон m : в центре темное пятно.



Дифракция Френеля (дифракция в расходящихся лучах)

Дифракция на диске, закрывающем m зон Френеля.

- Амплитуда результирующего колебания $A = \frac{A_{m+1}}{2}$.
- В центре экрана наблюдается интерференционный максимум равный $\frac{1}{2}$ амплитуды первой открытой зоны Френеля.

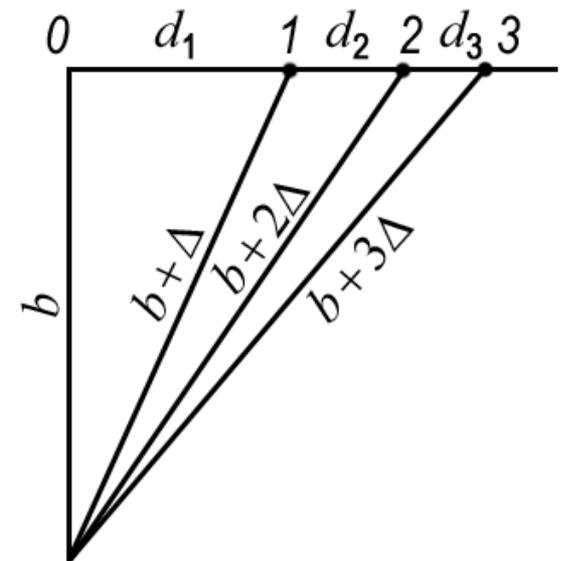
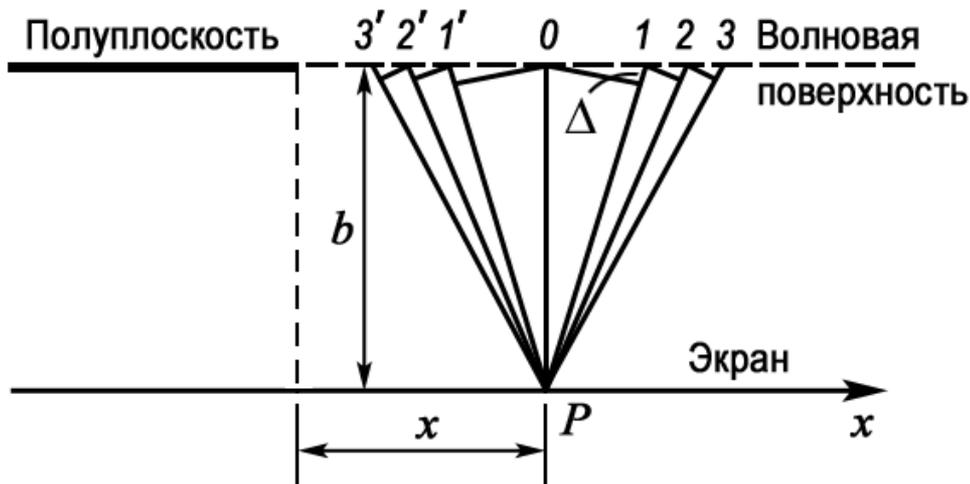


«Пятно Пуассона»



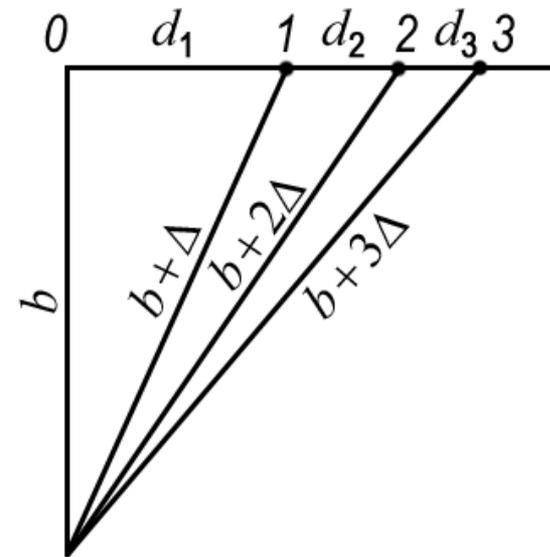
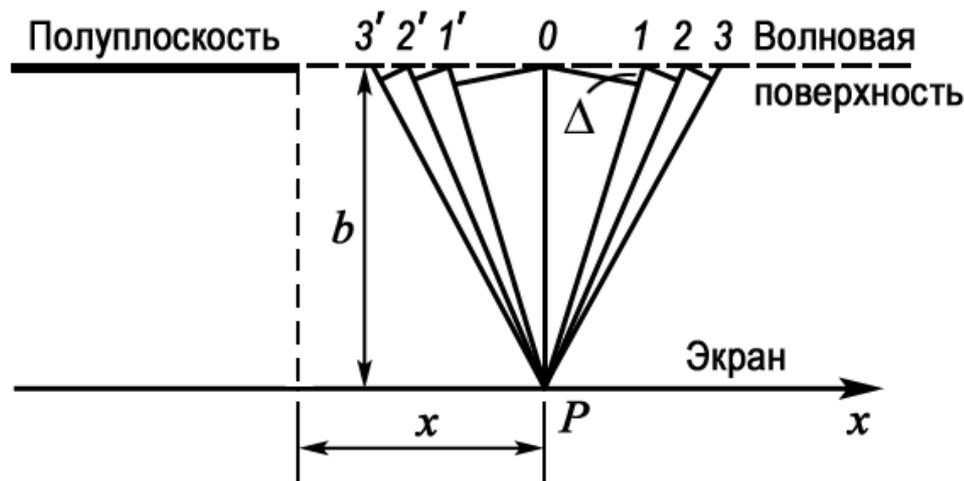
Дифракция Френеля (дифракция от прямолинейного края полуплоскости)

- В этом случае удобно разбивать волновой фронт не на кольцеобразные зоны, или зоны Френеля, а на полосатые зоны, или **зоны Шустера**.
- Пусть имеется плоская световая волна, падающая на непрозрачную полуплоскость (ее положение совпадает с одной из волновых поверхностей).
- Открытая часть волновой поверхности разбивается на зоны, имеющие вид очень узких прямолинейных полосок, параллельных краю полуплоскости.



Дифракция Френеля (дифракция от прямолинейного края полуплоскости)

- **Ширина зон:** отсчитанные в плоскости рисунка расстояния от точки P до краев любой зоны отличаются на одинаковую величину $\Delta = \lambda/2$ (тогда колебания, создаваемые в точке P соседними зонами, будут отличаться по фазе на постоянную величину).
- Зоны с номерами t и t' имеют одинаковую ширину и расположены относительно точки P симметрично (создаваемые ими в P колебания совпадают по амплитуде и фазе).



Дифракция Френеля (дифракция от прямолинейного края полуплоскости)

- Зависимость амплитуды от номера зоны m :
Можно показать, что

$$d_m = d_1 \left(\sqrt{m} - \sqrt{m-1} \right)$$

Расчет дает следующие отношения:

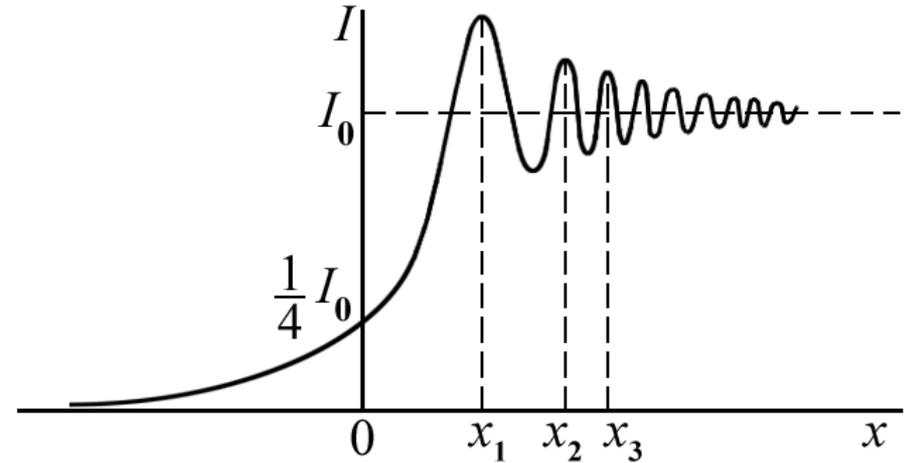
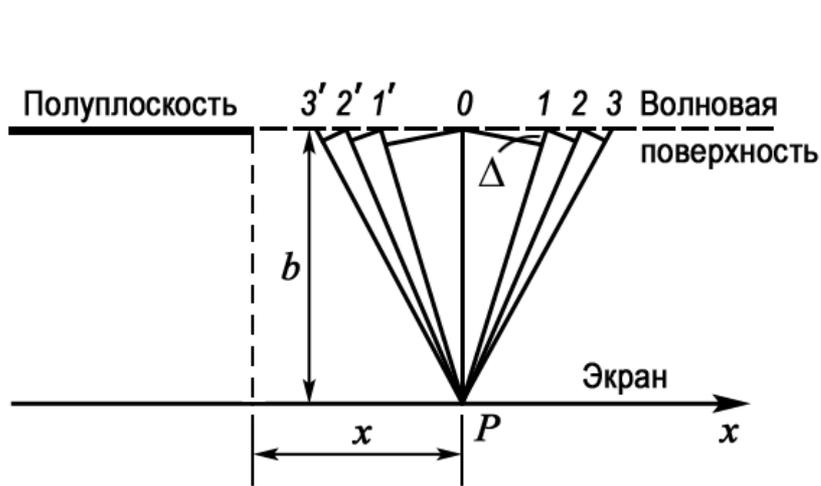
$$d_1 : d_2 : d_3 : d_4 : \dots = 1 : 0,41 : 0,32 : 0,27 : \dots$$

В таких же соотношениях находятся и площади зон.

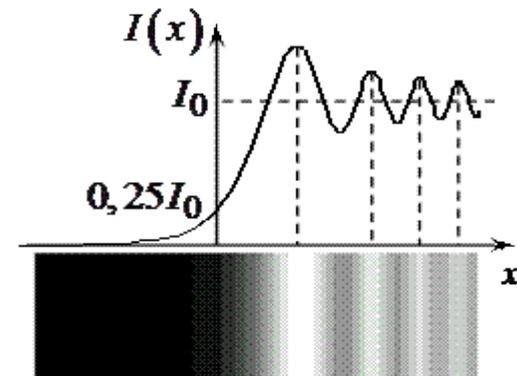
Это означает, что амплитуда колебаний, создаваемых в точке P отдельными зонами, вначале (для первых зон) убывает очень быстро, затем это убывание становится медленным.

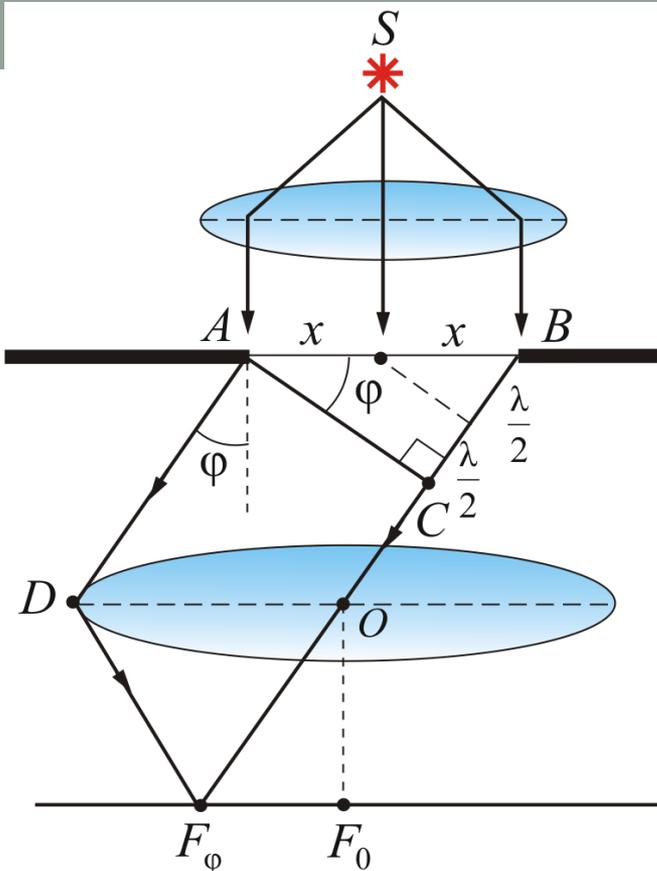
Дифракция Френеля (дифракция от прямолинейного края полуплоскости)

- Зависимость интенсивности света I от координаты x :



- На границе геометрической тени I составляет $\frac{1}{4} I_0$, получающейся на экране в отсутствие преград.
- При переходе в область геометрической тени интенсивность меняется не скачком, а постепенно стремится к нулю. Справа от границы геометрической тени расположен ряд чередующихся максимумов и минимумов интенсивности.





Дифракция Фраунгофера (дифракция плоских световых волн, дифракция в параллельных лучах)

Дифракция света на одной щели

Ширина щели $AB = b$

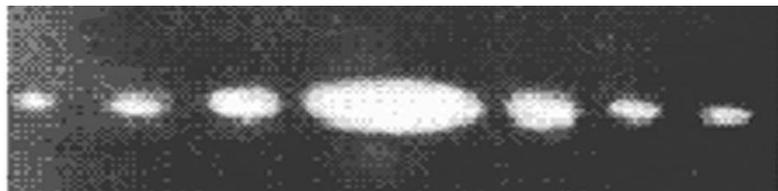
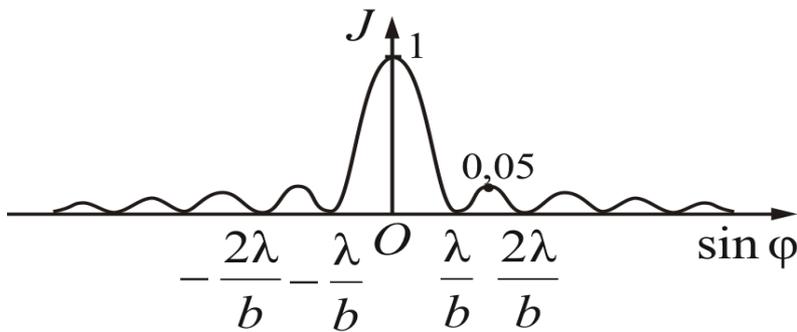
$$\Delta = b \sin \varphi$$

$$b \sin \varphi = \pm 2m \frac{\lambda}{2}$$

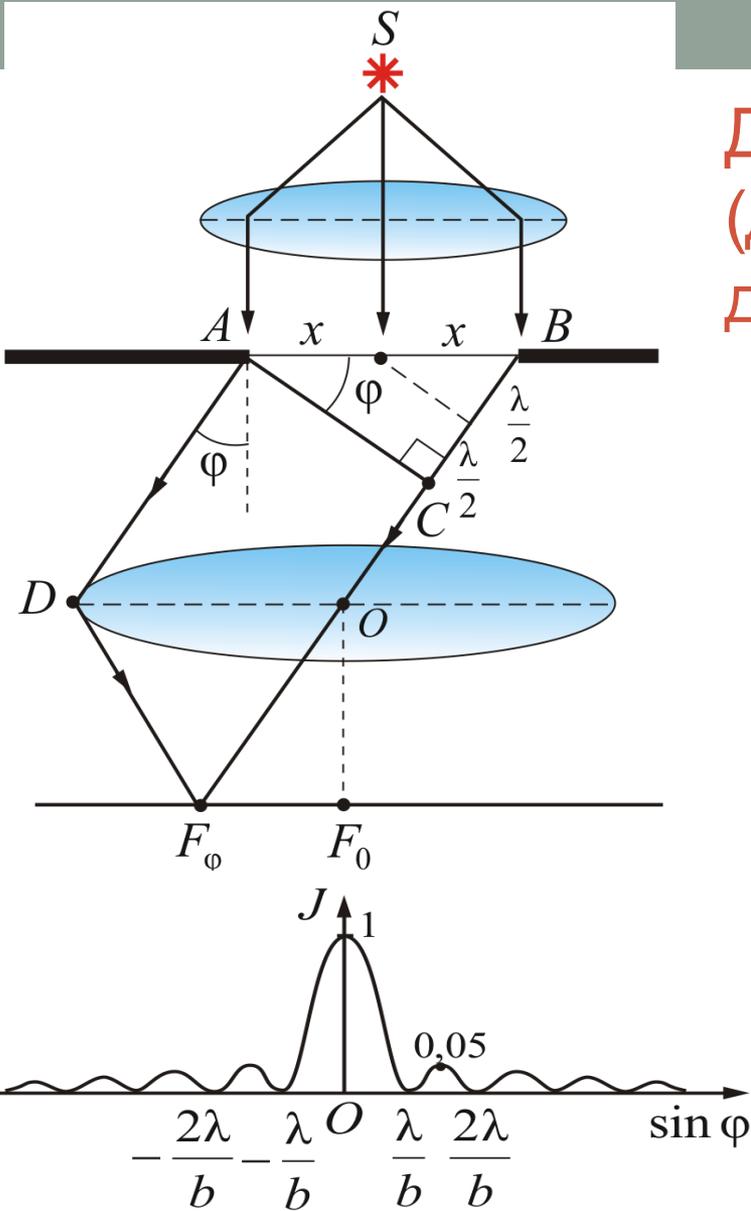
– дифракционный минимум

Тогда $\sin \varphi = \frac{m \lambda}{b}$

Из этой формулы видно, что с увеличением ширины щели b положения минимумов сдвигаются к центру, центральный максимум становится резче.



Дифракция Фраунгофера (дифракция плоских световых волн, дифракция в параллельных лучах)



$$b \sin \varphi = \pm (2m + 1) \frac{\lambda}{2}$$

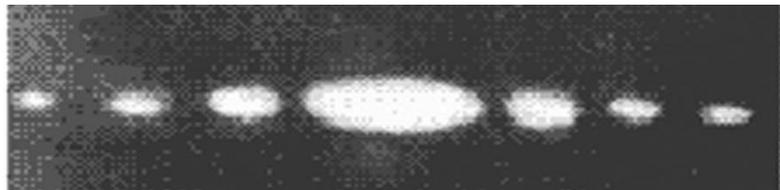
– дифракционный максимум

Интенсивность света $\sim A^2$

$$I_\varphi = I_0 \frac{\sin^2 \left(\pi \frac{b \sin \varphi}{\lambda} \right)}{\left(\pi \frac{b \sin \varphi}{\lambda} \right)^2}$$

В центральном максимуме сосредоточена основная доля светового потока, проходящего через щель:

$$I_0 : I_1 : I_2 : I_3 : \dots = 1 : 0,05 : 0,02 : 0,008 : \dots$$



Количественный критерий определения вида дифракции:

Характер дифракции зависит от значения параметра

$$\frac{b^2}{l\lambda} \begin{cases} \ll 1 - \text{дифракция Фраунгофера} \\ \sim 1 - \text{дифракция Френеля} \\ \gg 1 - \text{геометрическая оптика} \end{cases}$$

b - ширина щели;

l - расстояние от щели до экрана;

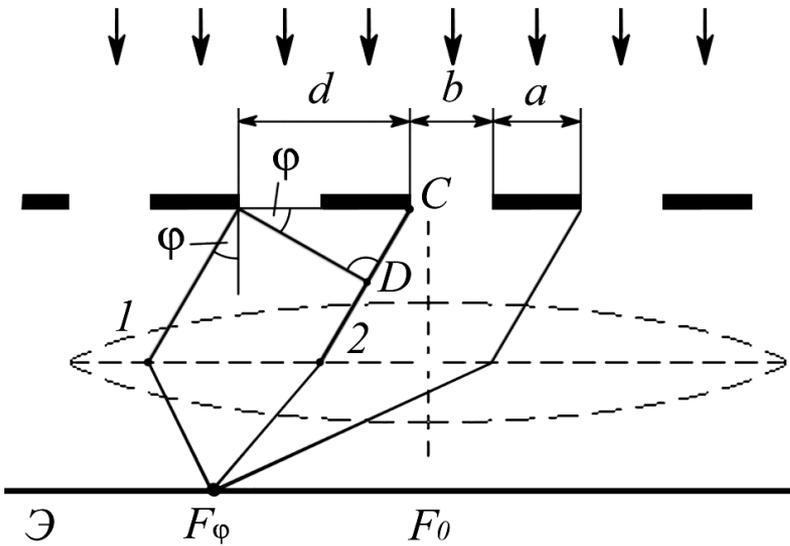
λ - длина волны.

-

Дифракционная решетка

- **Одномерная дифракционная решетка** – система параллельных щелей равной ширины, лежащих в одной плоскости и разделенных равными по ширине непрозрачными промежутками.
- Дифракционная картина на решетке определяется как результат взаимной интерференции волн, идущих от всех щелей, т.е. осуществляется *многолучевая интерференция*.

Дифракционная решетка



b – ширина щели решетки;
 a – расстояние между щелями;
 $a + b = d$ – постоянная решетки.

$$\Delta = (a + b) \sin \varphi = d \sin \varphi .$$

Условие главного минимума:

$$\Delta = b \sin \varphi = \pm m \lambda , \quad m = 0, 1, 2 \dots$$

φ – угол дифракции;

m – порядок дифракционного максимума.

Вследствие взаимной интерференции световых лучей от 2-х и т.д. щелей в некоторых направлениях они будут гасить друг друга. Следовательно, возникает *условие дополнительных минимумов*:

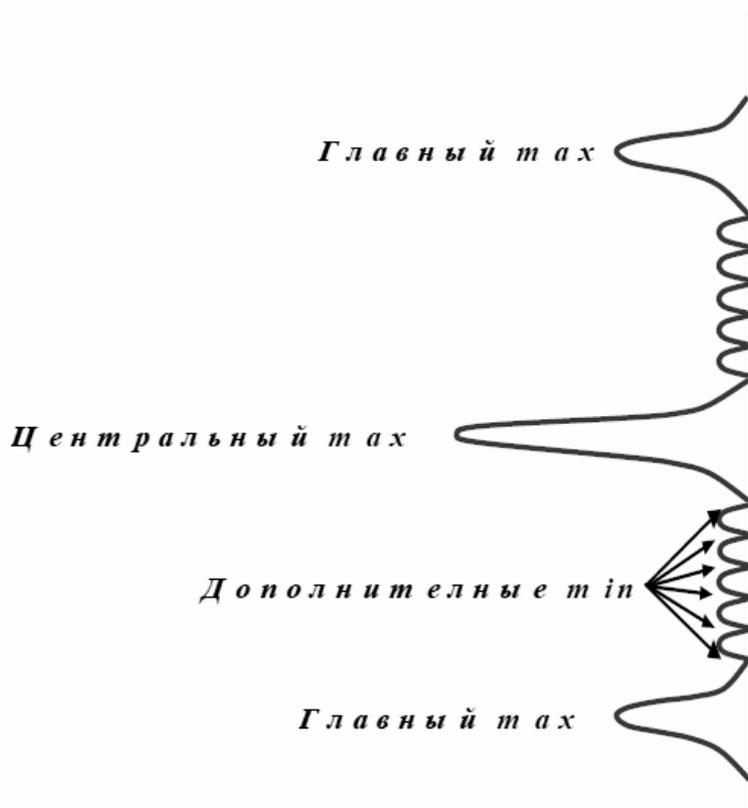
$$\Delta = d \sin \varphi = \pm (2m + 1) \frac{\lambda}{2}, \quad m = 0, 1, 2 \dots$$

В других направлениях действие одной щели усиливает действие другой. Следовательно, возникает *условие главных максимумов*:

$$\Delta = d \sin \varphi = \pm 2m \frac{\lambda}{2}, \quad m = 0, 1, 2 \dots$$

Дифракционная решетка

Для N щелей.



Условия дифракции:

Главный минимум

$$\Delta = b \sin \varphi = \pm m \lambda, \quad m = 0, 1, 2 \dots$$

Главный максимум

$$\Delta = d \sin \varphi = \pm m \lambda, \quad m = 0, 1, 2 \dots$$

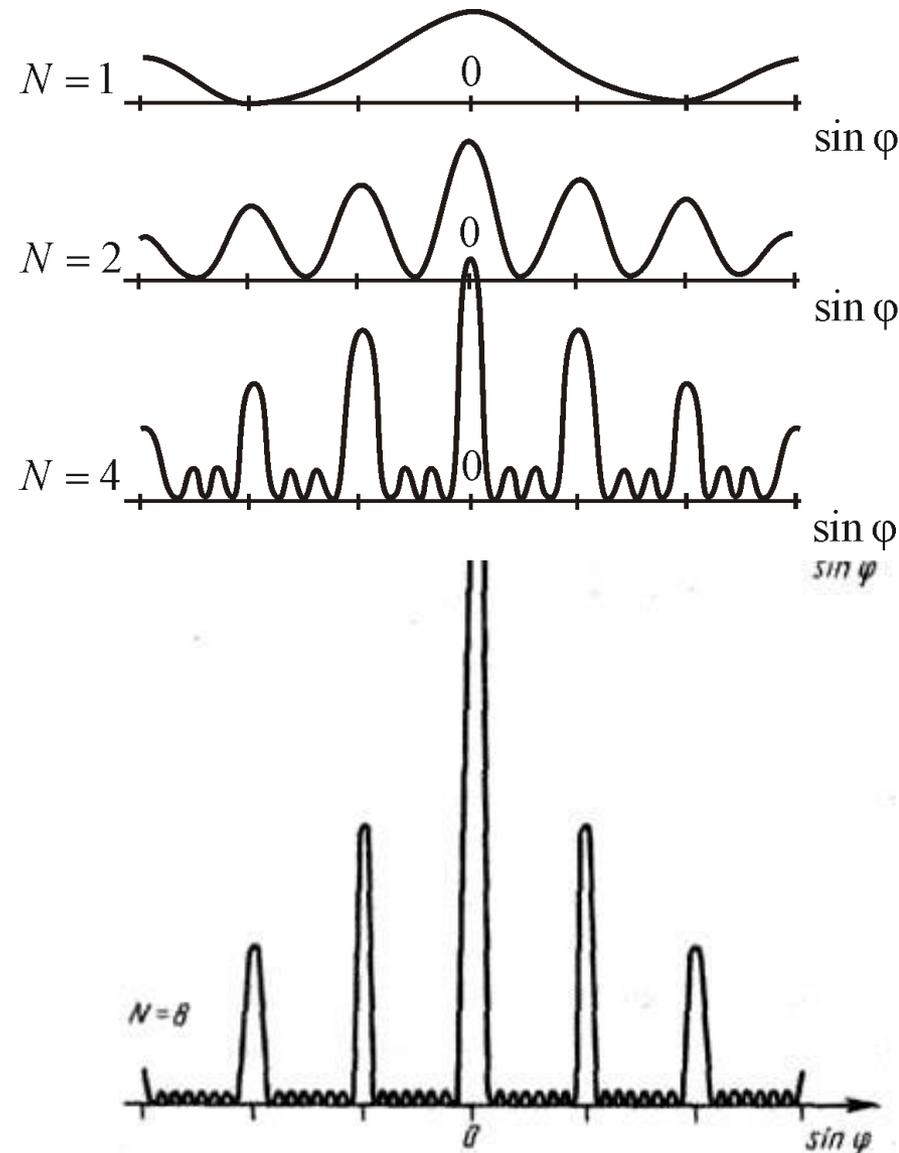
Дополнительные минимумы

$$\Delta = d \sin \varphi = \pm \frac{2m' \lambda}{N} = \pm \frac{m' \lambda}{N}, \quad m' = 0, 1, 2 \dots$$

$$m' = 1, 2 \dots \text{ кроме } 0, N, 2N \dots$$

Дифракционная решетка

- Количество щелей определяет световой поток через решетку.
- Чем больше щелей N , тем большее количество световой энергии пройдет через решетку, тем больше минимумов образуется между соседними главными максимумами, тем, следовательно, более интенсивными и более острыми будут максимумы. На рис. качественно сопоставлена дифракционная картина от одной, двух, четырех и восьми щелей.



Дифракционная решетка

- Количество наблюдаемых главных максимумов определяется отношением периода решетки к длине волны:

$$d \sin \varphi = \pm m \lambda \Rightarrow m \leq \frac{d}{\lambda}$$

- Угловая ширина центрального максимума:

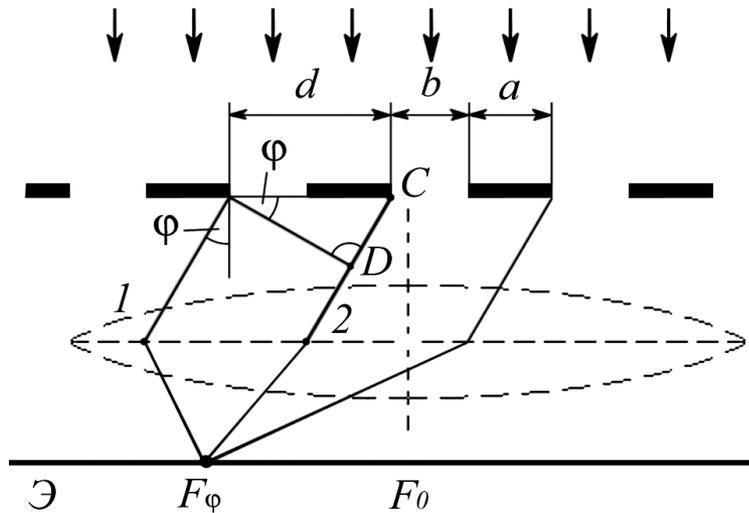
$$d \sin \varphi = \pm \frac{\lambda}{N} \Rightarrow \delta \varphi_0 = 2 \arcsin \frac{\lambda}{Nd} \approx \frac{2\lambda}{Nd}$$

- Угловая ширина дополнительных минимумов:

$$d \sin \varphi = \left(m \pm \frac{1}{N} \right) \lambda \Rightarrow$$

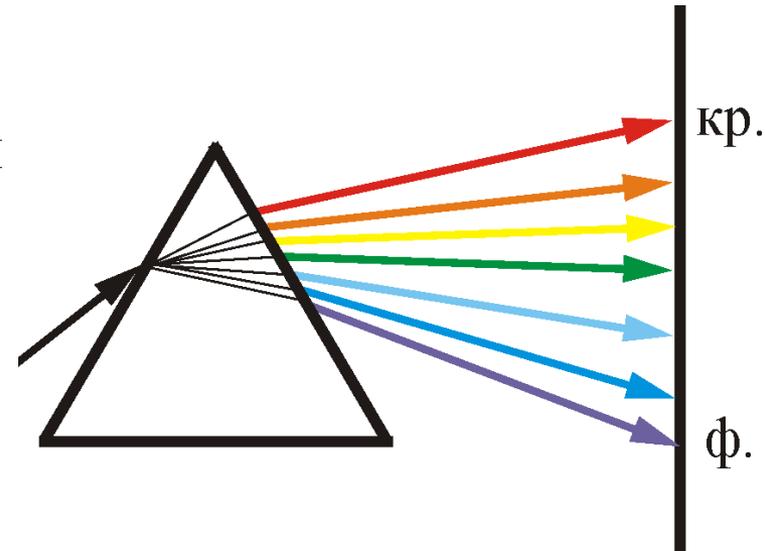
$$\delta \varphi_m = \arcsin \left(m + \frac{1}{N} \right) \frac{\lambda}{d} - \arcsin \left(m - \frac{1}{N} \right) \frac{\lambda}{d} \approx \frac{1}{\sqrt{1 - m^2 (\lambda / d)^2}} \frac{2\lambda}{Nd}$$

Дифракционная решетка



$$\sin \varphi = \frac{m \lambda}{b}$$

Дифракционная решетка разлагает белый свет на составляющие, причем свет с большей длиной волны (красный) отклоняется на больший угол, в отличие от призмы, где все происходит наоборот:



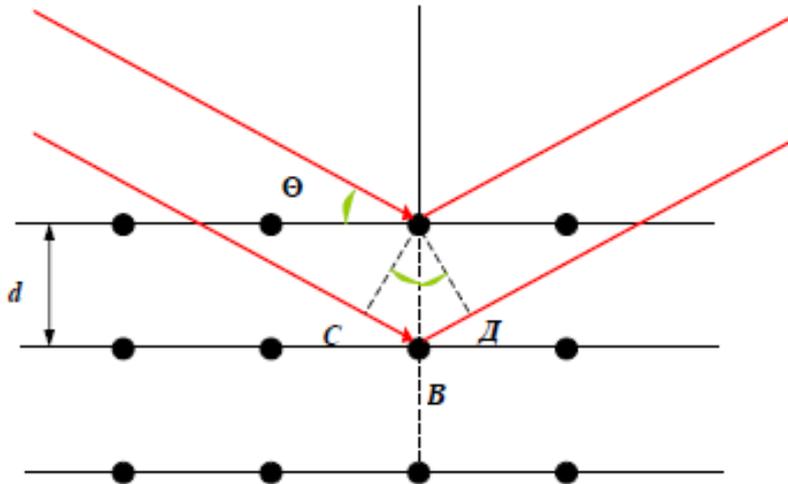
Дифракция на пространственной решетке. Дифракция рентгеновских лучей.

- **Пространственной (трехмерной) дифракционной решеткой** называется такая оптически неоднородная среда, неоднородности которой периодически повторяются при изменении всех трех пространственных координат.
- Примером пространственной дифракционной решетки может служить кристаллическая решетка твердого тела. Частицы, находящиеся в узлах этой решетки, играют роль упорядоченно расположенных центров, когерентно рассеивающих падающий на них свет.

Дифракция на пространственной решетке. Дифракция рентгеновских лучей.

- Для наблюдения дифракционной картины необходимо, чтобы постоянная решетки была бы того же порядка, что и длина волны λ падающего на них излучения.
- Постоянная кристаллической решетки твердых тел много меньше λ видимого света ($d \sim 5 \cdot 10^{-10}$ м, $\lambda_{\text{видимого света}} \sim 5 \cdot 10^{-7}$ м). Следовательно, для видимого света кристаллы являются оптически однородной средой, т.е. свет распространяется в них «не замечая» её неоднородности и не испытывает дифракции.
- В то же время для рентгеновских лучей кристаллы представляют естественные дифракционные решетки. В кристаллах происходит интерференция рентгеновского излучения, зеркально отражающегося от системы параллельных плоскостей, которые проходят через узлы кристаллической решетки.

Дифракция на пространственной решетке. Дифракция рентгеновских лучей.



Разность хода лучей, отражающихся от двух соседних кристаллографических плоскостей

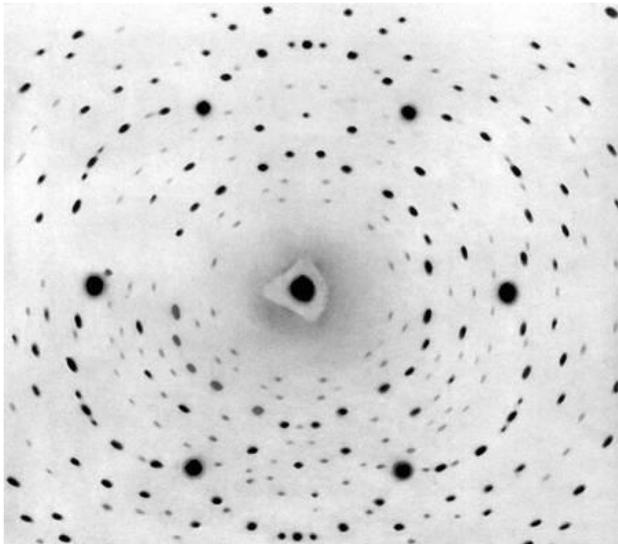
$$\Delta = CB + BD = 2d \sin \Theta .$$

Максимум интенсивности наблюдается в направлениях удовлетворяющих условию дифракционных максимумов.

$$2d \sin \Theta = m \lambda$$

– формула Вульфа-Брэггов,

$m = 1, 2 \dots$ – порядок дифракционного максимума.



Дифракция на пространственной решетке. Рассеяние света

Дифракция света может происходить в так называемых мутных средах с явно выраженными оптическими неоднородностями.



К мутным средам относятся аэрозоли (облака, дым, туман), эмульсии, коллоидные растворы и т.д.

Свет, проходя через мутную среду, дифрагирует от беспорядочно расположенных микронеоднородностей, давая равномерное распределение интенсивностей по всем направлениям, не создавая какой-либо определенной дифракционной картины.

Происходит так называемое рассеяние света в мутной среде.

Рассеяние света можно наблюдать также, например, когда узкий пучок солнечных лучей, проходя через запыленный воздух, рассеивается на пылинках и становится тем самым видимым.

Рассеяние света

- Рассеяние света (как правило, слабое) наблюдается также и в чистых средах, не содержащих посторонних частиц.
- Л. И. Мандельштам объяснил рассеяние света в средах нарушением их оптической однородности, при котором показатель преломления среды не постоянен, а меняется от точки к точке. Польский физик М. Смолуховский указал, что причиной рассеяния света могут быть также флуктуации плотности, возникающие в процессе хаотического теплового движения молекул среды. Рассеяние света в чистых средах, обусловленное флуктуациями плотности, анизотропии или концентрации, называется молекулярным рассеянием.

Рассеяние света

- Молекулярным рассеянием объясняется, например, голубой цвет неба. Согласно закону Рэлея, интенсивность рассеянного света обратно пропорциональна четвертой степени длины волны ($I \sim \lambda^{-4}$). Поэтому голубые и синие лучи рассеиваются сильнее, чем желтые и красные, обуславливая тем самым голубой цвет неба.
- По этой же причине свет, прошедший через значительную толщу атмосферы, оказывается обогащенным более длинными волнами (синевфиолетовая часть спектра полностью рассеивается) и поэтому при закате и восходе Солнце кажется красным.
- Флуктуации плотности и интенсивность рассеяния света возрастают с увеличением температуры. Поэтому в ясный летний день цвет неба является более насыщенным по сравнению с таким же зимним днем.



Основные характеристики спектральных приборов

Основные характеристики спектрального прибора

Дисперсия

Определяет угловое или линейное расстояние между двумя спектральными линиями, отличающимися по длине волны на единицу (например, на 1 Å).

Угловая дисперсия

$$D = \frac{\delta\varphi}{\delta\lambda}$$

$\delta\varphi$ – угловое расстояние между спектральными линиями, отличающимися по длине волны на $\delta\lambda$.

Линейная дисперсия

$$D_{\text{лин}} = \frac{\delta l}{\delta\lambda}$$

δl – линейное расстояние на экране или на фотопластинке между спектральными линиями, отличающимися по длине волны на $\delta\lambda$.

Разрешающая сила

Определяет минимальную разность длин волн $\delta\lambda$, при которой две линии воспринимаются в спектре отдельно.

Разрешающая сила

$$R = \frac{\lambda}{\delta\lambda}$$

$\delta\lambda$ – минимальная разность длин волн двух спектральных линий, при которой эти линии воспринимаются отдельно.

Основные характеристики спектральных приборов

Для дифракционной решетки:

Дисперсия

Угловая дисперсия

$$D = \frac{\delta\varphi}{\delta\lambda}$$

Условие max: $d\sin\varphi = \pm m\lambda$

Продифференцируем:

$$d\cos\varphi\delta\varphi = m\delta\lambda \Rightarrow$$

$$D = \frac{\delta\varphi}{\delta\lambda} = \frac{m}{d\cos\varphi}$$

Для малых углов $D \approx \frac{m}{d}$.

Линейная дисперсия

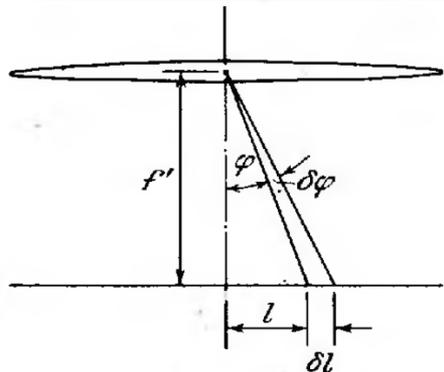
$$D_{\text{лин}} = \frac{\delta l}{\delta\lambda}$$

для малых углов φ

$$\delta l \approx f'\delta\varphi,$$

f' – фокусное расстояние линзы.

$$D_{\text{лин}} = f'D = f'\frac{m}{d}.$$



Разрешающая сила

Разрешающая сила

$$R = \frac{\lambda}{\delta\lambda}$$

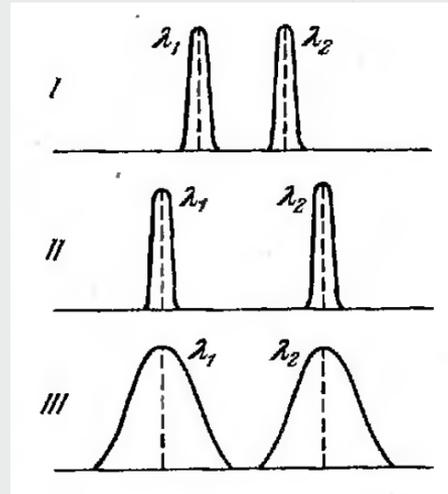
$$d \sin \varphi_{\text{max}} = m(\lambda + \delta\lambda)$$

$$d \sin \varphi_{\text{min}} = \left(m \pm \frac{1}{N}\right)\lambda$$

$$m(\lambda + \delta\lambda) = \left(m \pm \frac{1}{N}\right)\lambda$$

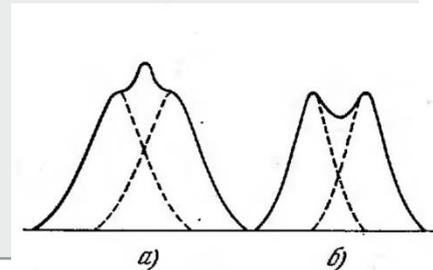
$$\Rightarrow m\delta\lambda = \frac{\lambda}{N}$$

$$R = mN$$



$$R_I = R_{II} \quad R_{II} > R_{III}$$

$$D_I < D_{II} \quad D_{II} = D_{III}$$



Основные характеристики спектральных приборов

Основные характеристики спектрального прибора

Дисперсия

Определяет угловое или линейное расстояние между двумя спектральными линиями, отличающимися по длине волны на единицу (например, на 1 Å).

Угловая дисперсия

$$D = \frac{\delta\varphi}{\delta\lambda}$$

$\delta\varphi$ – угловое расстояние между спектральными линиями, отличающимися по длине волны на $\delta\lambda$.

Линейная дисперсия

$$D_{\text{лин}} = \frac{\delta l}{\delta\lambda}$$

δl – линейное расстояние на экране или на фотопластинке между спектральными линиями, отличающимися по длине волны на $\delta\lambda$.

Разрешающая сила

Определяет минимальную разность длин волн $\delta\lambda$, при которой две линии воспринимаются в спектре отдельно.

Разрешающая сила

$$R = \frac{\lambda}{\delta\lambda}$$

$\delta\lambda$ – минимальная разность длин волн двух спектральных линий, при которой эти линии воспринимаются отдельно.

Основные характеристики спектральных приборов

Для дифракционной решетки:

Дисперсия

Угловая дисперсия

$$D = \frac{\delta\varphi}{\delta\lambda}$$

Условие макс: $d\sin\varphi = \pm m\lambda$

Продифференцируем:

$$d\cos\varphi\delta\varphi = m\delta\lambda \Rightarrow$$

$$D = \frac{\delta\varphi}{\delta\lambda} = \frac{m}{d\cos\varphi}$$

Для малых углов $D \approx \frac{m}{d}$.

Линейная дисперсия

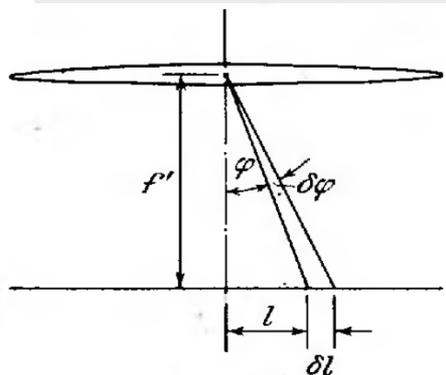
$$D_{\text{лин}} = \frac{\delta l}{\delta\lambda}$$

для малых углов φ

$$\delta l \approx f'\delta\varphi,$$

f' – фокусное расстояние линзы.

$$D_{\text{лин}} = f'D = f'\frac{m}{d}.$$



Разрешающая сила

Разрешающая сила

$$R = \frac{\lambda}{\delta\lambda}$$

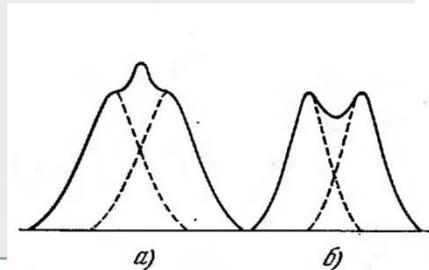
$$d \sin \varphi_{\text{max}} = m(\lambda + \delta\lambda)$$

$$d \sin \varphi_{\text{min}} = \left(m \pm \frac{1}{N}\right)\lambda$$

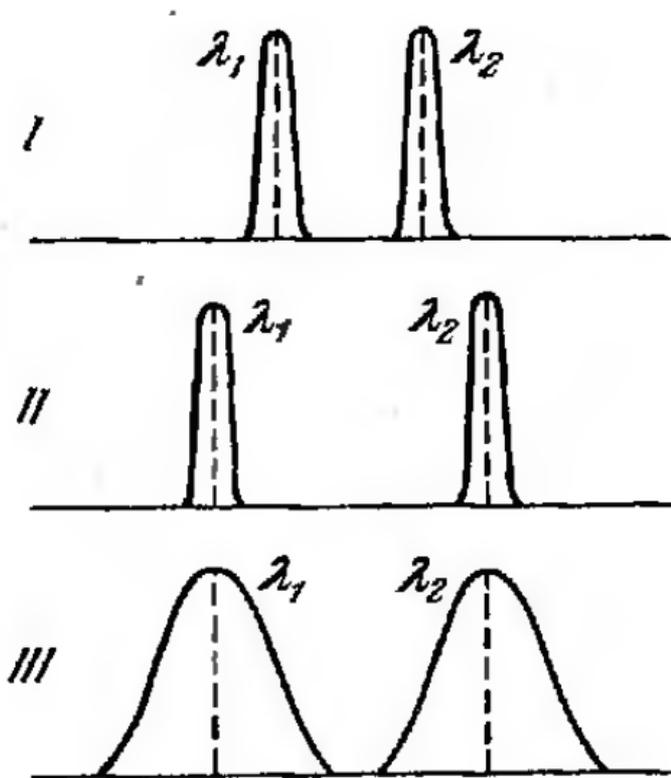
$$m(\lambda + \delta\lambda) = \left(m \pm \frac{1}{N}\right)\lambda$$

$$\Rightarrow m\delta\lambda = \frac{\lambda}{N}$$

$$R = mN$$



Основные характеристики спектральных приборов



$$N_I = N_{II}$$

$$N_{II} = 2N_{III}$$

$$R_I = R_{II}$$

$$R_{II} > R_{III}$$

$$d_I = 2d_{II}$$

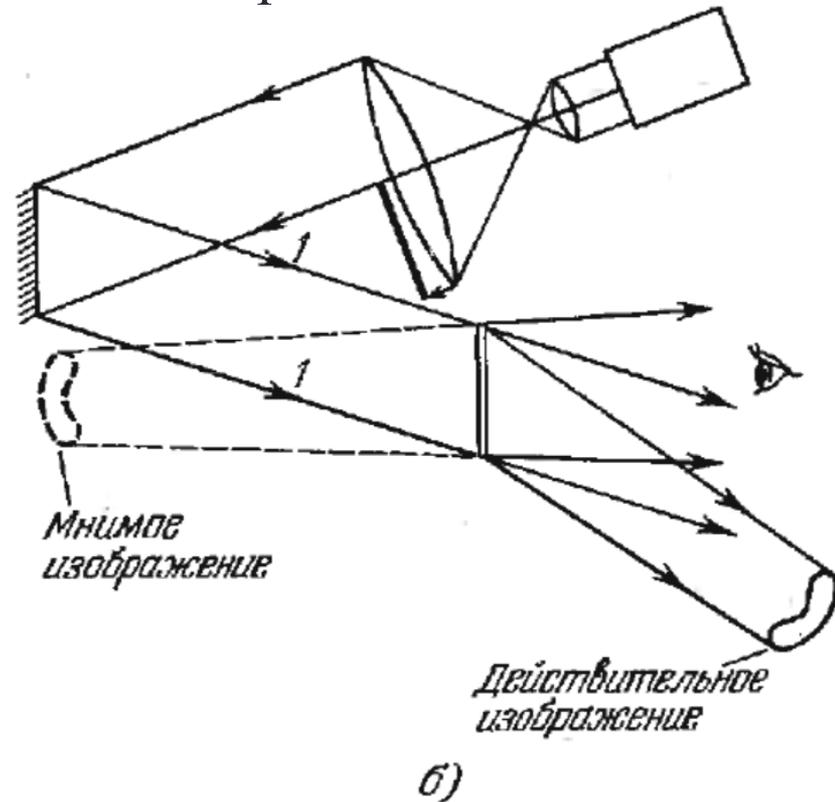
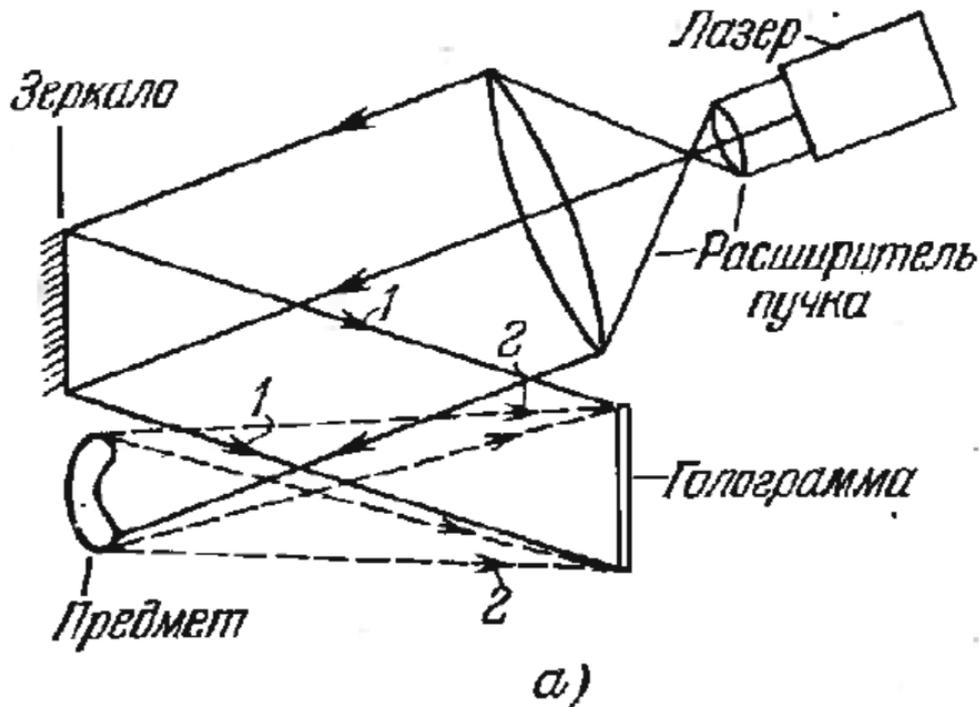
$$d_{II} = d_{III}$$

$$D_I < D_{II}$$

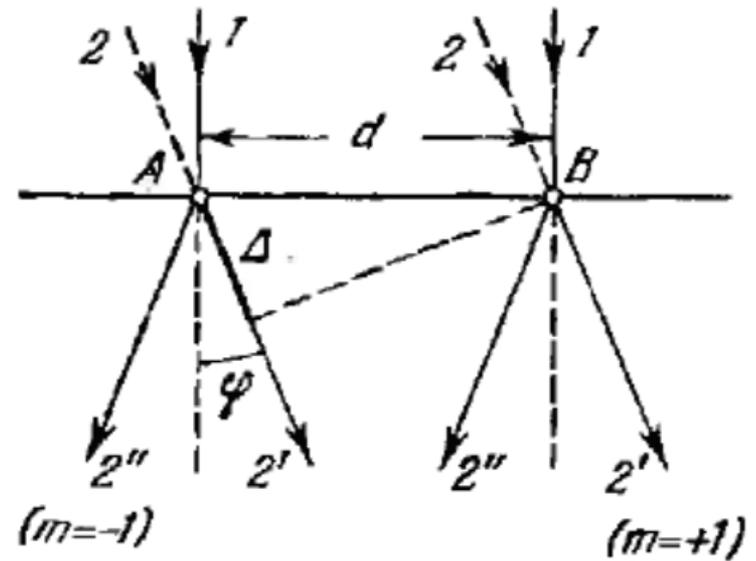
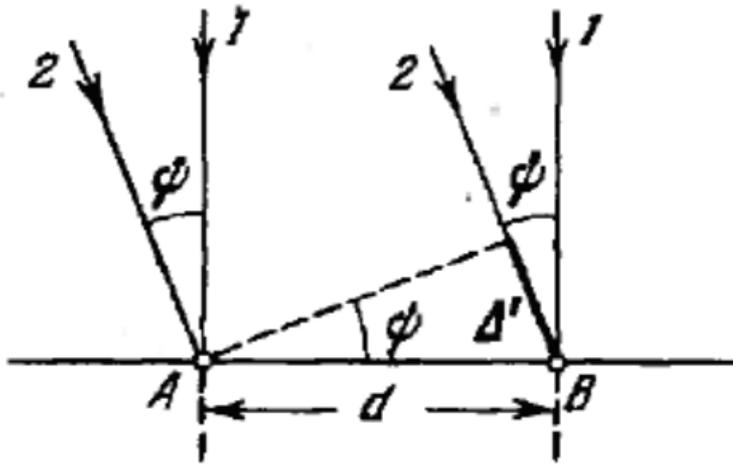
$$D_{II} = D_{III}$$

Голография

- **Голография** – особый способ фиксирования на фотопластинке структуры световой волны, отраженной предметом. При освещении этой пластинки (голограммы) пучком света зафиксированная на ней волна восстанавливается в почти первоначальном виде, так что при восприятии восстановленной волны глазом зрительное ощущение бывает практически таким, каким оно было бы при наблюдении самого предмета.



Голография



Пучок 1 – опорный, пучок 2 – предметный.

Точки A и B – середины соседних интерференционных максимумов.

$$\Delta' = d \sin \varphi = \lambda$$

На фотопластинке получаем дифракционную решетку с периодом:

$$d = \frac{\lambda}{\sin \varphi}$$

При освещении пластинки опорным пучком возникает дифракционная картина, максимумы которой определяются условием:

$$d \sin \varphi = m \lambda$$

