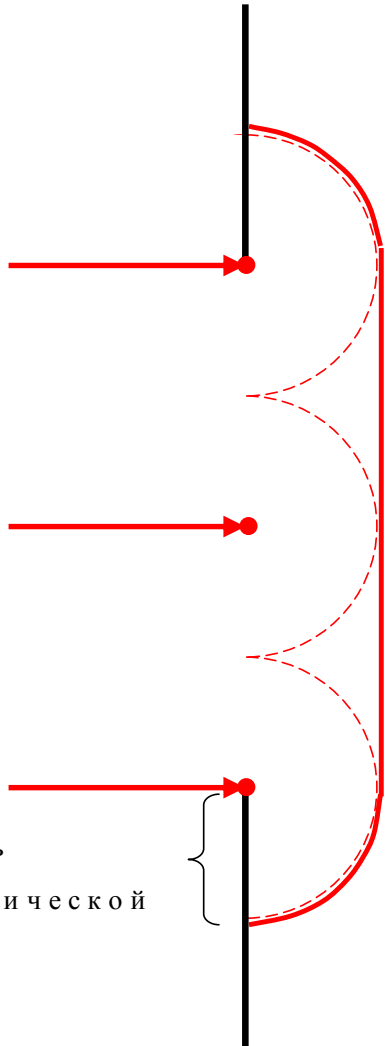


Дифракция света

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



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 не объясняет того, что свет не попадает в область геометрической тени (предметы, освещенные светом, дают резкую тень).

Френель добавил к принципу Гюйгенса идею интерференции вторичных волн.

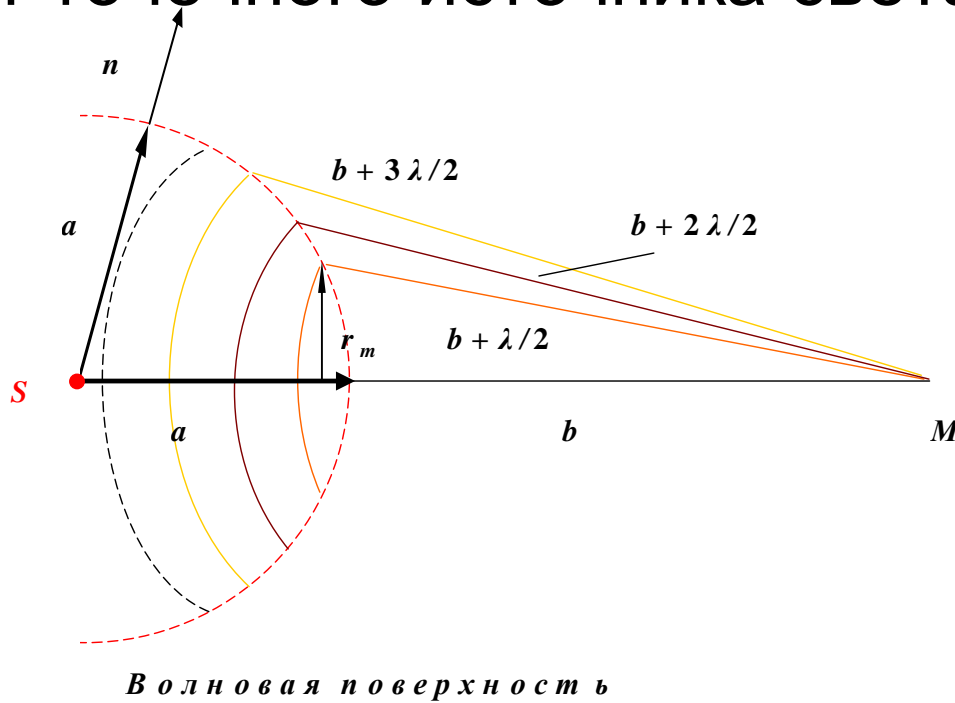
Принцип Гюйгенса-Френеля:

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.

Метод зон Френеля

(от точечного источника света)



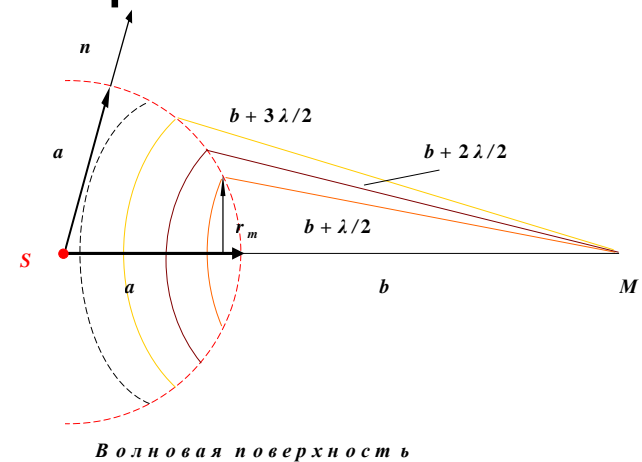
Зоны Френеля – кольцевые зоны на волновой поверхности, расстояния от краев которых до точки М, в которой определяется амплитуда световой волны от точечного источника S, отличаются на $\frac{\lambda}{2}$.

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

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

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

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



Т.к. количество зон велико, то амплитуду колебаний

от m зоны можно записать как $A_m = \frac{A_{m-1} + A_{m+1}}{2}$.

Получаем

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

т.е. амплитуда результирующего колебания в произвольной точке M определяется действием только половины центральной зоны Френеля.

Действие всей волновой поверхности сводится к действию её малого участка меньшего центральной зоной.

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

При небольшом количестве зон радиус внешней границы m зоны Френеля:

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

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

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

С учетом $A = \frac{A_1}{2}$

можно сказать, что распространение света от S к M происходит так, как будто световой поток амплитудой $\frac{A_1}{2}$ распространяется вдоль SM внутри узкого канала, другими словами, *прямолинейно*.

Дифракция Френеля

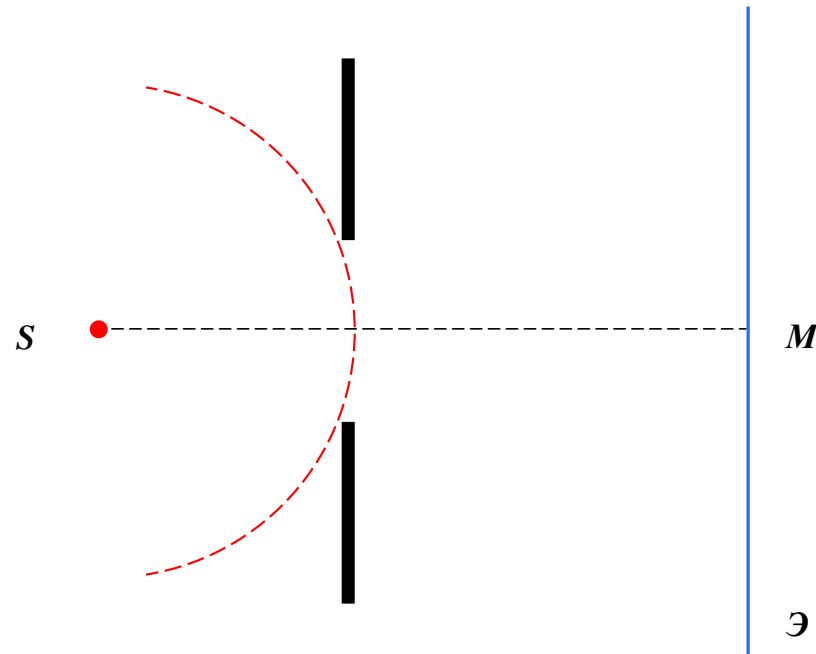
(дифракция в расходящихся лучах)

- Дифракция на круглом отверстии

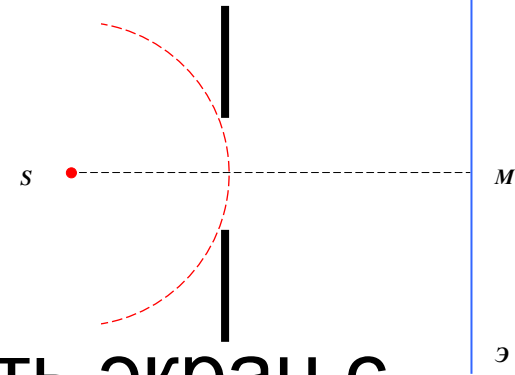
Амплитуда
результатирующего
колебания в точке М
зависит от числа зон
Френеля m , открываемых
отверстием

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

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



Открыта 1 зона: $m = 1$,



если на пути света поставить экран с отверстием ,

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

то амплитуда в точке M 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.

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 на диске, закрывающем m зон Френеля.

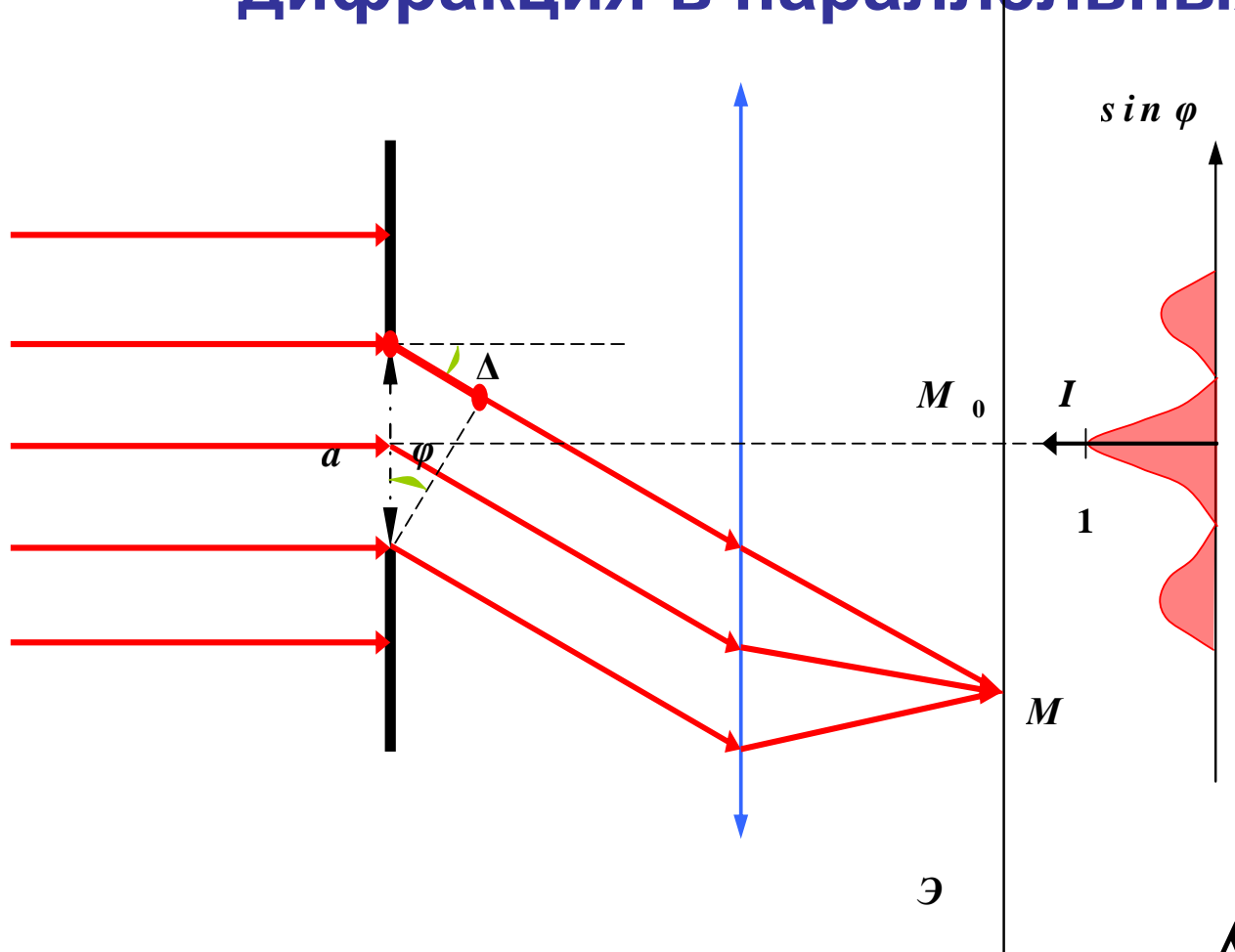
Амплитуда результирующего колебания

$$A = \frac{A_{m+1}}{2}.$$

В центре экрана наблюдается интерференционный максимум равный $\frac{1}{2}$ амплитуды первой открытой зоны Френеля.

Дифракция Фраунгофера

(дифракция плоских световых волн,
дифракция в параллельных лучах)

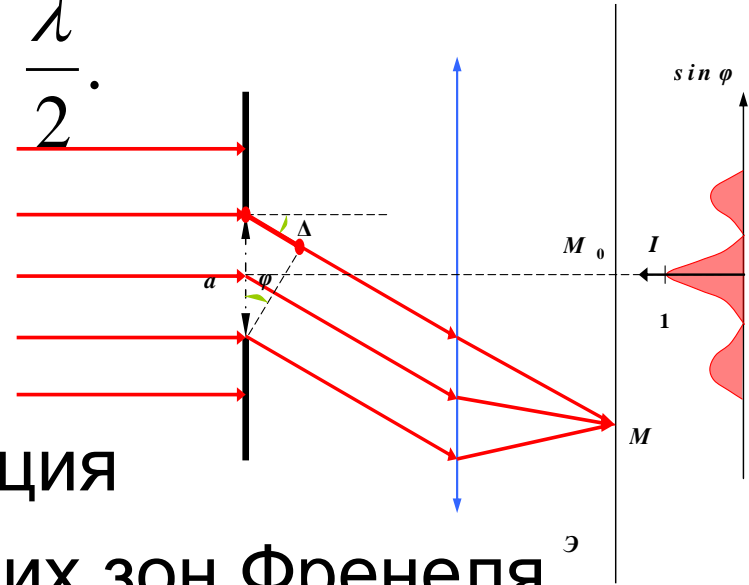


- Дифракция на одной щели (ширина щели $a \ll$ длины щели).

Оптическая разность хода между крайними лучами (от краев щели)

$$\Delta = a \sin \varphi.$$

Разобьем щель на зоны Френеля, разность хода от краев которых равна $\frac{\lambda}{2}$.



Следовательно, интерференция света от каждой пары соседних зон Френеля дает амплитуду световой волны $A = 0$.

Число зон Френеля, располагающихся на щели шириной a , зависит от угла φ в направлении точки M .

Число зон нечетное. $\Delta = a \sin \varphi = \pm \underbrace{(2m + 1)}_{\text{нечет}} \frac{\lambda}{2}$

- *дифракционный максимум* в точке M , соответствующий действию одной некомпенсированной зоны Френеля.

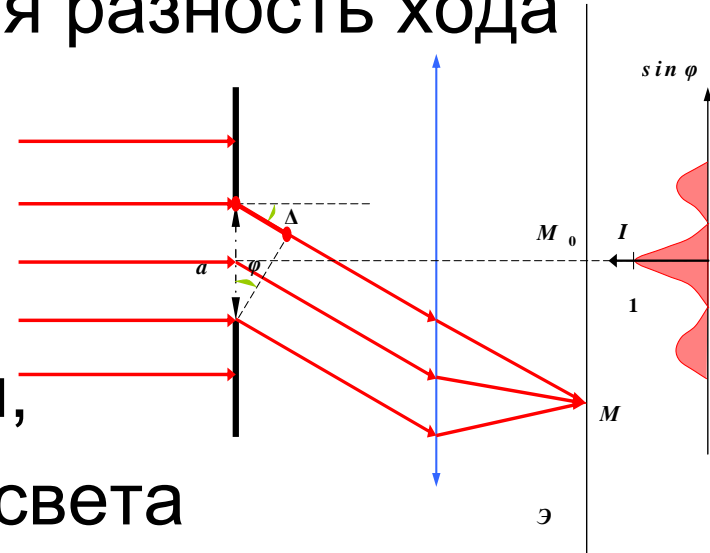
$$m = 0, 1, 2, 3, \dots$$

Число зон четное. $\Delta = a \sin \varphi = \pm 2m \frac{\lambda}{2}$

- *дифракционный минимум.*

В направлении $\varphi = 0$ оптическая разность хода
 $\Delta = 0$,

т.е. в этом направлении щель
действует, как одна зона Френеля,
и в центре экрана интенсивность света
максимальная, в точке M_0 наблюдается
центральный дифракционный максимум.



$\sin \varphi_{\max} = \pm \frac{2m+1}{a} \frac{\lambda}{2}$ – в этом направлении
на экране наблюдается
максимум.

$\sin \varphi_{\min} = \pm \frac{2m}{a} \frac{\lambda}{2}$ – в этом направлении
на экране наблюдается минимум.

Т.к. $\varphi_{\max} = f(\lambda) \Rightarrow$

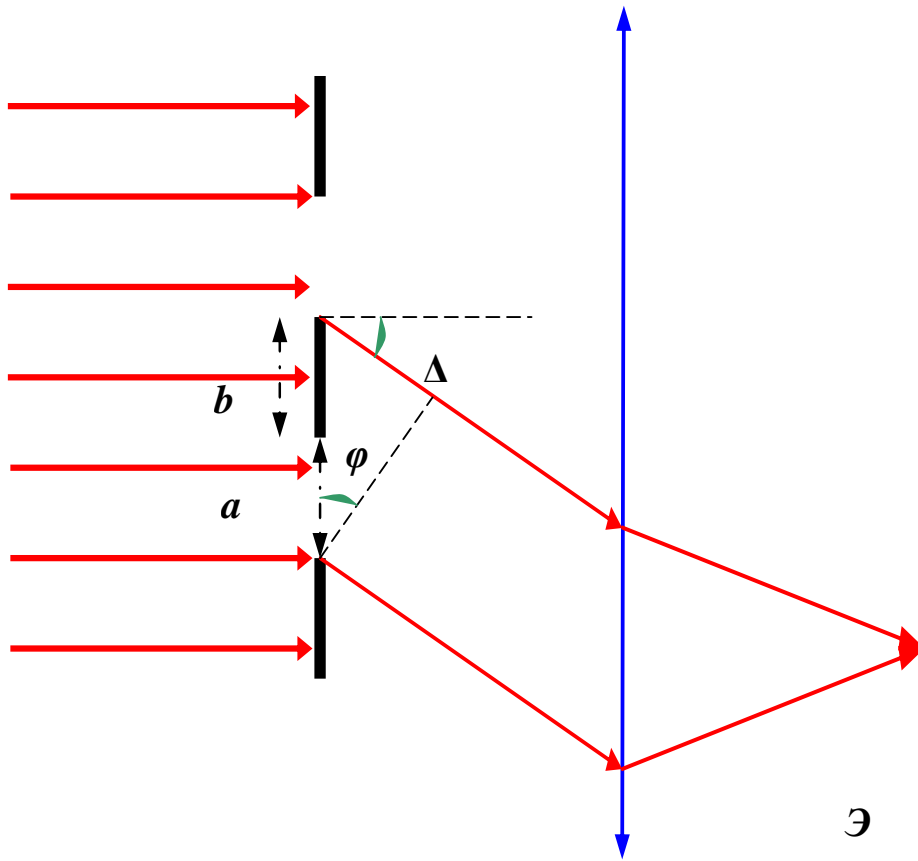
Наблюдается дифракционный спектр –
распределение интенсивности на экране
зависит от угла φ и от длины волны λ .
Основная часть энергии сосредоточена в
центральной максимуме, имеющем белый
свет. Боковые максимумы радужно
окрашены.

При $a \gg \lambda$ дифракционная картина исчезает,
т.е. наблюдается прямолинейное
распространение света.

- Дифракция на дифракционной решетке

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*.



$d = a + b$ – постоянная
(период)дифракционной
решетки.

- Для двух щелей

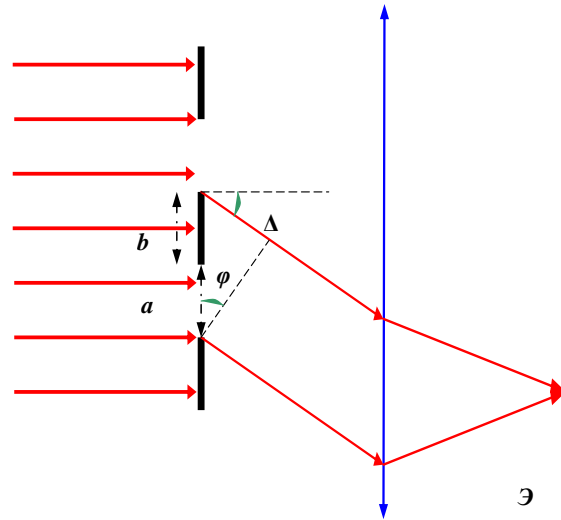
В тех направлениях, в
которых свет не
распространяется от
одной щели, свет не
будет
распространяться и от
2, 3 ... щелей.

Условие главного минимума:

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

– дифракционный минимум.

- 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: –

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

интерференционный минимум.

$$d \sin \varphi = \frac{\lambda}{2}; \frac{3}{2} \lambda; \frac{5}{2} \lambda \dots$$

т.е. условие выполняется для лучей, у которых оптическая разность хода кратна $\frac{\lambda}{2}$.

В других направлениях действие одной щели усиливает действие другой.

Следовательно, возникает

условие главных максимумов:

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

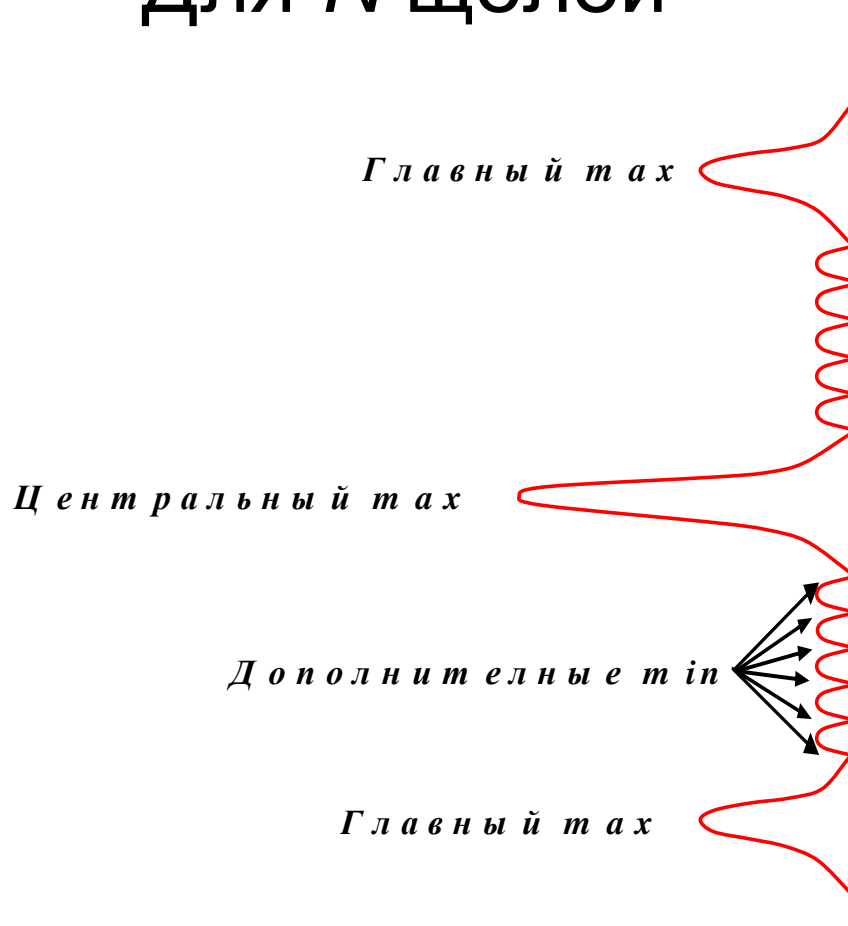
интерференционный максимум.

$$d \sin \varphi = 0; \lambda; 2\lambda; 3\lambda \dots$$

Между двумя главными максимумами располагается один дополнительный минимум, например, между максимумами $(0, \lambda)$ – 1 минимум $(\lambda / 2)$.

Положение главных максимумов зависит от λ , т.е. все максимумы, кроме центрального $m = 0$, разложатся в спектр. Таким образом, дифракционная решетка может использоваться как *спектральный прибор*.

- Для N щелей



Условия дифракции:

Главный минимум

$$\Delta = a \sin \varphi = \pm 2m \frac{\lambda}{2} = \pm m\lambda,$$

$$m = 0, 1, 2, \dots$$

Главный максимум

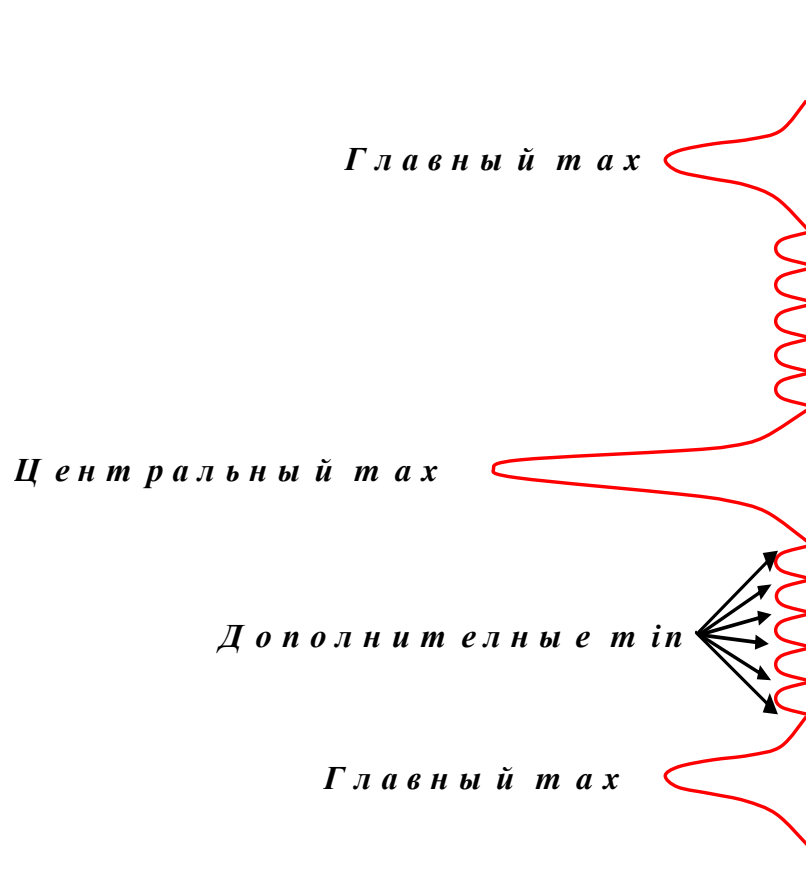
$$\Delta = d \sin \varphi = \pm 2m \frac{\lambda}{2} = \pm m\lambda$$

Дополнительные

МИНИМУМЫ

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

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



Между двумя главными максимумами располагается $(N - 1)$ дополнительных минимумов, разделенных вторичными максимумами малой интенсивности.

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.

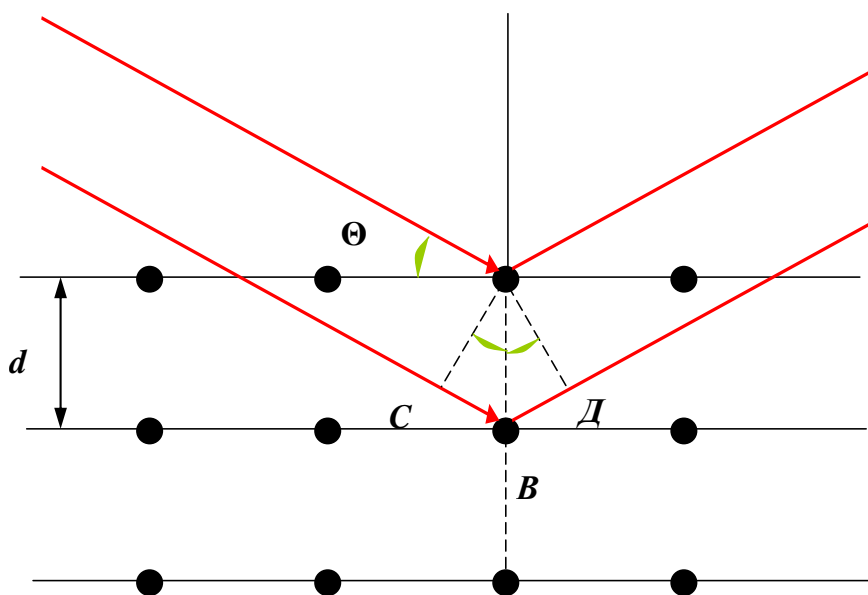
Для наблюдения дифракционной картины необходимо, чтобы постоянная решетки была бы того же порядка, что и длина волны λ падающего на них излучения.

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.



Разность хода лучей,
отражающихся от двух
соседних
кристаллографических
плоскостей

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

Максимум интенсивности наблюдается в направления
удовлетворяющих условию дифракционных максимум

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

– формула Вульфа-Брэггов,

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