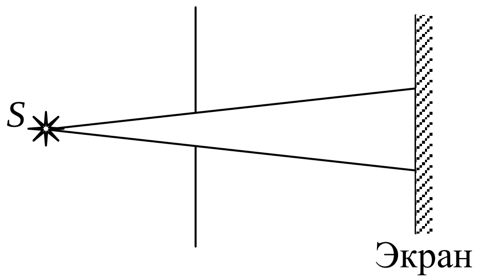
Л Е К Ц И Я № 2

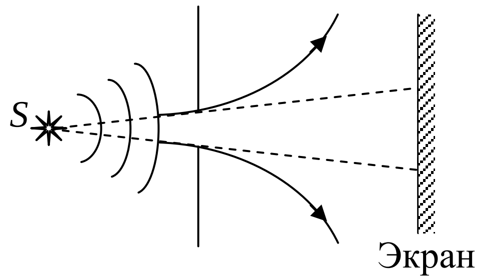
4. Дифракция световых волн.

Ньютон: свет - поток корпускул.

Гюйгенс, Френель: свет – волна.

преграда: круглое отверстие, диск и др.





Объяснить это явление можно с помощью принципа Гюйгенса-Френеля:

каждая точка пространства, до которой дошел фронт волны в данный момент времени, становится источником вторичных волн, огибающая которых дает фронт волны в новый момент времени; вторичные волны – когерентные и при наложении их друг на друга образуют интерференционную картину.

Явление огибания волнами встречающихся препятствий, соизмеряемых с длиной волны, называется **<u>дифракцией волн</u>** (для световых волн – дифракцией света, при этом происходит отклонение от законов геометрической оптики).

– дифракция Френеля (в ближайшей волновой зоне)

– дифракция Фраунгóфера (в дальней волновой зоне)

Определение

Дифракция волн (лат. *diffractus* — буквально разломанный, переломанный) — явление, которое можно рассматривать как отклонение от законов геометрической оптики при распространении волн.

Первоначально понятие дифракции относилось только к огибанию волнами препятствий, но в современном, более широком толковании, с дифракцией связывают весьма широкий круг явлений, возникающих при распространении волн в неоднородных средах, а также при распространении ограниченных в пространстве волн.

Причина дифракции, как и интерференции , - суперпозиция волн, которая приводит к перераспределению интенсивности.

Если число интерферирующих источников конечно, то говорят об интерференции волн.

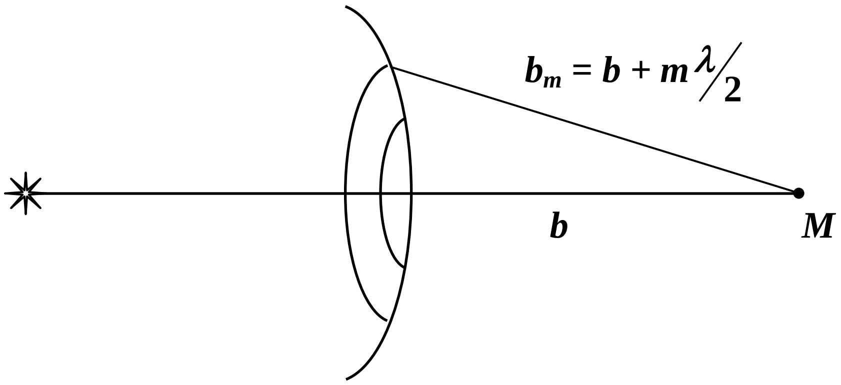
При непрерывном распределении источников говорят о дифракции волн

5. Дифракция Френеля на круглом отверстии и диске

Для описания дифракции в ближней зоне (дифракция Френеля) Френель предложил метод зон (метод зон Френеля).

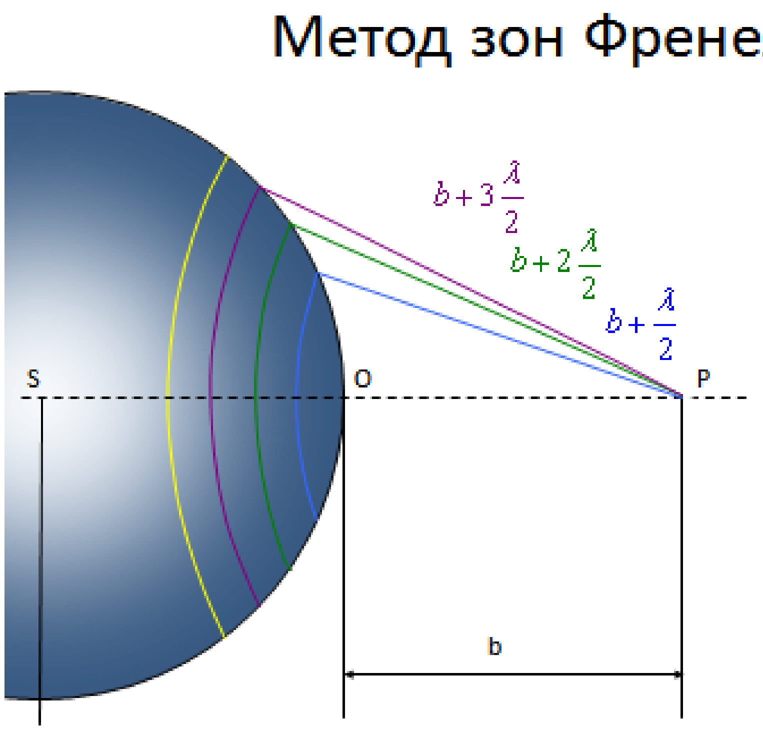
Суть метода заключается в следующем.

Фронт волны разбивается на небольшие участки (зоны Френеля), расстояние от краев которых до точки наблюдения отличается на $\lambda/2$.



$$b_m = b + m\lambda/2,\ m = 0, 1, 2, \dots \qquad (2\text{-}1)$$

Зоны Френеля выполняют роль источников вторичных волн.



Ввиду малости зон Френеля будем считать амплитуду всех волн, идущих от одной зоны, приблизительно одинаковой и обозначим их как $A_1, A_2, A_3 ..., Am$.

Так как в точку наблюдения *M* света от каждой следующей зоны будет приходиться все меньше и меньше, тогда ряд амплитуд будет представлять собой убывающую прогрессию

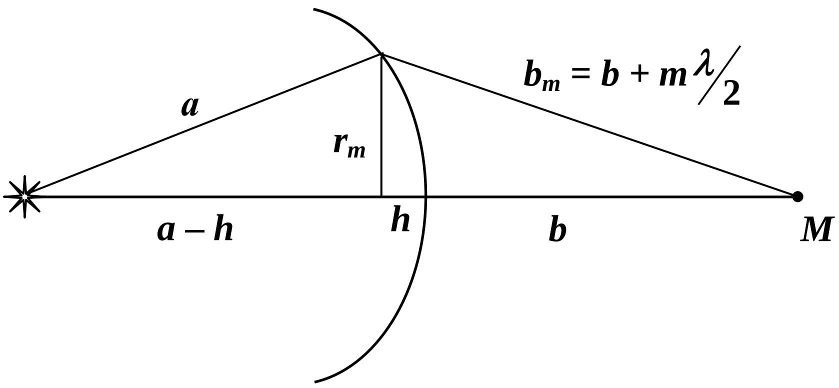
$$A_1 > A_2 > A_3 > ... > Am$$

Колебания от двух соседних зон будут приходить в точку наблюдения M в противофазе и тогда при наложении друг на друга результирующая амплитуда может быть вычислена:

$$\boldsymbol{A} = \boldsymbol{A}_1 - \boldsymbol{A}_2 + \boldsymbol{A}_3 - \boldsymbol{A}_4 + \ldots =$$
$$= \frac{\boldsymbol{A}_1}{2} + \left(\frac{\boldsymbol{A}_1}{2} - \boldsymbol{A}_2 + \frac{\boldsymbol{A}_3}{2}\right) + \left(\frac{\boldsymbol{A}_3}{2} - \boldsymbol{A}_4 + \frac{\boldsymbol{A}_5}{2}\right)\ldots = \frac{\boldsymbol{A}_1}{2} \pm \frac{\boldsymbol{A}_m}{2}$$

Если преград нет – полностью открытый фронт волны, тогда: $\boldsymbol{A}_m \to 0$, следовательно $\boldsymbol{A} = \dfrac{\boldsymbol{A}_1}{2}$.

Размер зон Френеля?



$$r_m^2 = a^2 - (a-h)^2 = \left(b + m\frac{\lambda}{2}\right)^2 - (b+h)^2$$

Пренебрегая величинами второго порядка малости $\left(h^2 \to 0, \lambda^2 \to 0\right)$, получим

$$h = \frac{mb\lambda}{2(a+b)} \qquad r_m = \sqrt{\frac{ab}{a+b}m\lambda} \tag{2-2}$$

Для оценки $\quad a = b = 1$ **м,** тогда

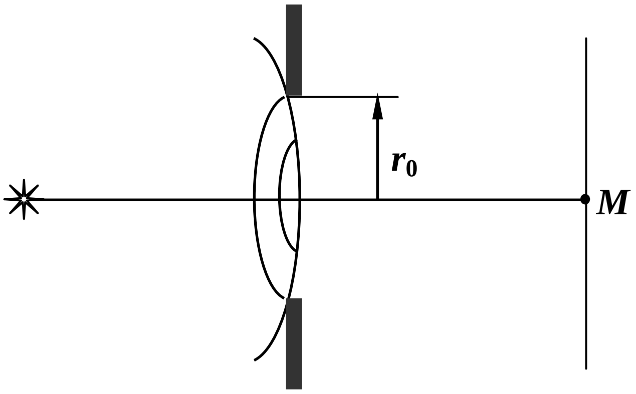
$$r_1 = \sqrt{\frac{\lambda}{2}} \sim \mathbf{1\ мм}$$

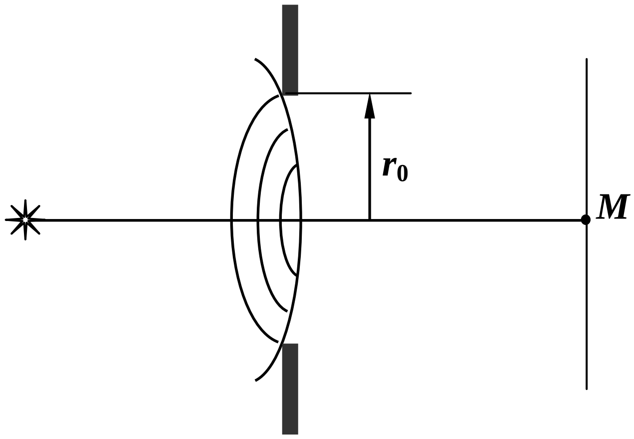
– прямолинейность распространения света!

Если на пути светового луча встречается преграда в виде круглого отверстия, в которое попадает m зон Френеля, тогда из (2-2) имеем:

$$m = \frac{r_0^2}{\lambda}\left(\frac{1}{a} + \frac{1}{b}\right) \tag{2-3}$$

Круглое отверстие





$\boldsymbol{m}$ – четное

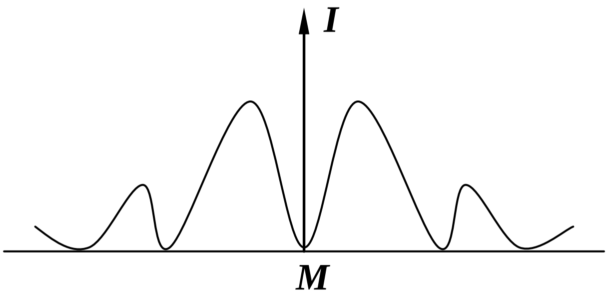
$$\boldsymbol{A} = \boldsymbol{A}_1 - \boldsymbol{A}_2 + \boldsymbol{A}_3 - \boldsymbol{A}_4 = 0$$

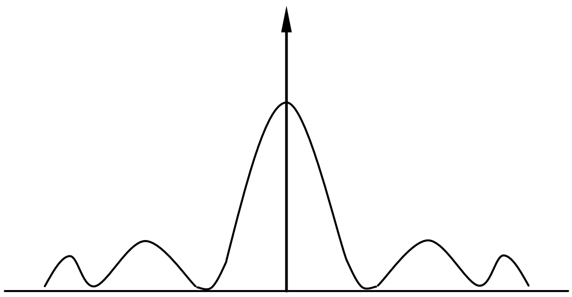
$\boxed{\textbf{min}}$

$\boldsymbol{m}$ – нечетное

$$\boldsymbol{A} = \boldsymbol{A}_1 - \boldsymbol{A}_2 + \boldsymbol{A}_3 = \frac{\boldsymbol{A}_1}{2} + \frac{\boldsymbol{A}_3}{2}$$

$\boxed{\textbf{max}}$



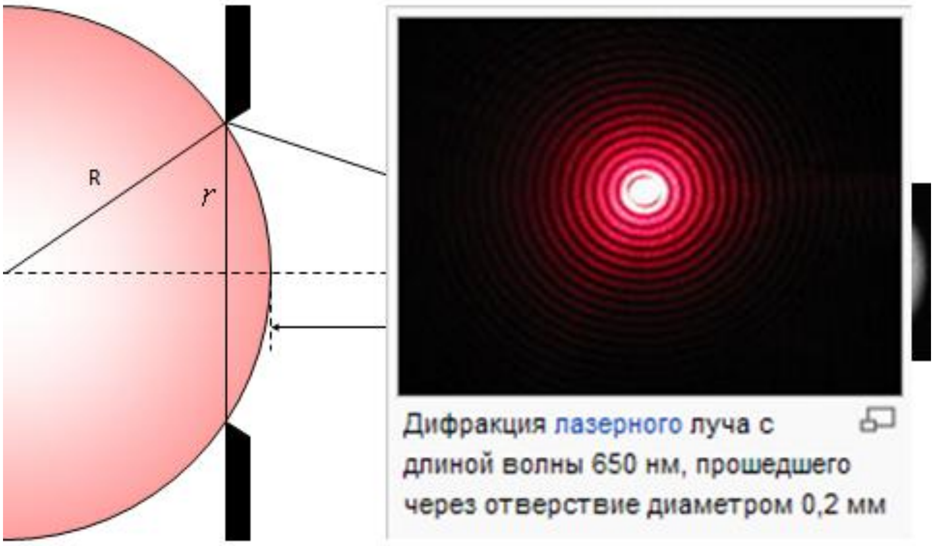


– открытый фронт: $\boldsymbol{A} = \dfrac{\boldsymbol{A}_1}{2}$ $\quad$ $\boldsymbol{I} = \boldsymbol{I}_1$

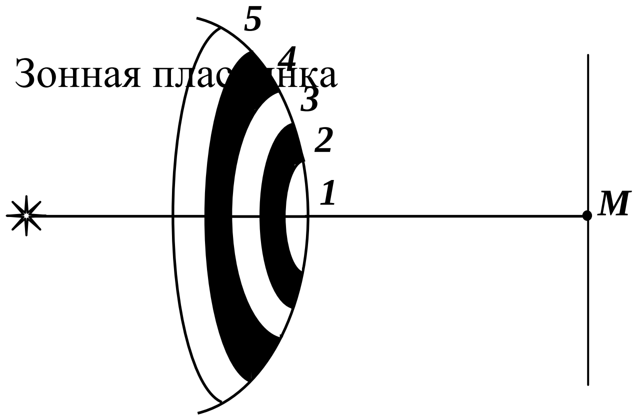
– круглое отверстие: $\boldsymbol{r}_0 = \boldsymbol{r}_1$ $\quad$ $\boldsymbol{A} = \boldsymbol{A}_1$ $\quad$ $\uparrow$ в 2 раза

$\boldsymbol{I} = 4\boldsymbol{I}_1$ $\quad$ $\uparrow$ в 4 раза

Дифракция на отверстии

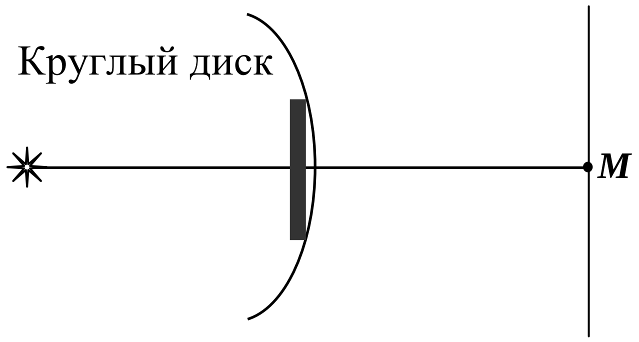


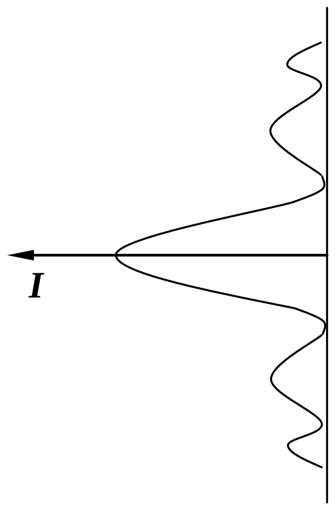
Зонная пластинка



$$A = A_1 + A_3 + A_5 + \ldots >> A_1$$

Круглый диск





$$A = \frac{A_m}{2} + \left(\frac{A_m}{2} - A_{m+1} + \frac{A_{m+2}}{2}\right) + \left(\frac{A_{m+2}}{2} - \ldots\right) = \frac{A_m}{2}.$$

пятно Пуассона !

Из формулы (2-3) следует, что, например, для плоского фронта волны, когда $a \to \infty$ имеем

$$m = \frac{r_0^{\ 2}}{\lambda b}$$

Тогда, если $m = \frac{r_0^{\ 2}}{\lambda b} \sim 1$, то наблюдается дифракция Френеля;

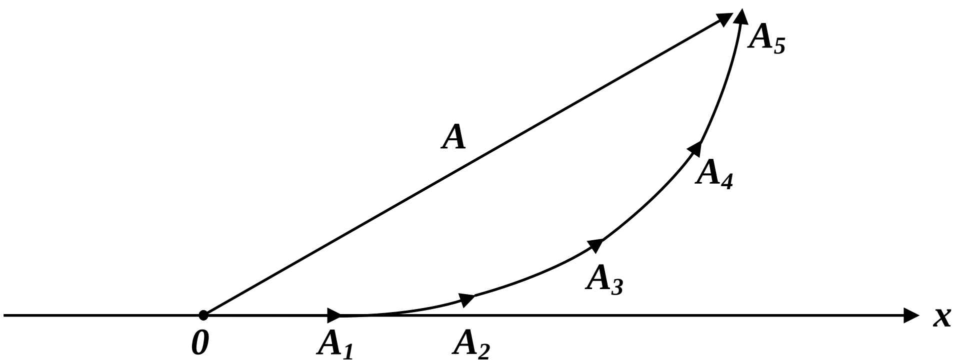
Если $m = \frac{r_0^{\ 2}}{\lambda b} >> 1$, это соответствует геометрической оптике;

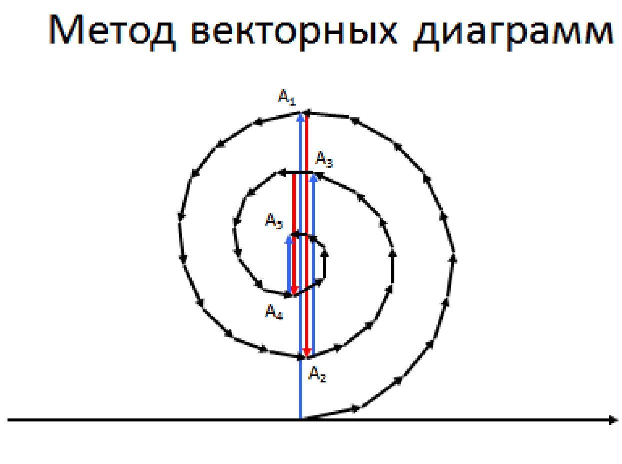
Если $m = \frac{r_0^{\ 2}}{\lambda b} << 1$, это соответствует дифракции Фраунгофера.

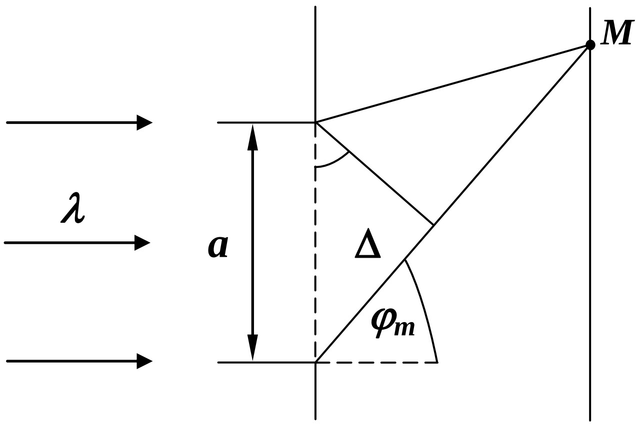
6. Дифракция Фраунгофера на щели.

Дифракция Фраунгофера – это дифракция в дальней волновой зоне. Для объяснения этого вида дифракции используют метод векторных диаграмм.

Часть фронта волны, попадающую в отверстие щели, разбивают на очень маленькие участки, которые выполняют роль вторых источников. Амплитуды колебаний от этих участков $A_1, A_2, A_3 ..., A_m$, а разность фаз между соседним участком $\Delta\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3 ..., \Delta\varphi_m$, тогда







φ_m – угол дифракции – угол, на который отклоняются лучи, прошедшие через щель.

Оптическая разность хода лучей.

$$\Delta = a \cdot \sin\varphi_m$$

Если $\Delta\varphi = 0$, тогда $A = A_1 + A_2 + A_3 + ... = A_{max}$ – это главный (центральный) ***max***.

Если $\Delta\varphi = 2\pi \cdot m$, $m = 1, 2, 3, \ldots$, тогда $A = 0$, что соответствует условию ***min***, тогда

$$a \cdot Sin\varphi_m = \pm m\lambda, \; m = 1, 2, 3... \qquad (2\text{-}4)$$

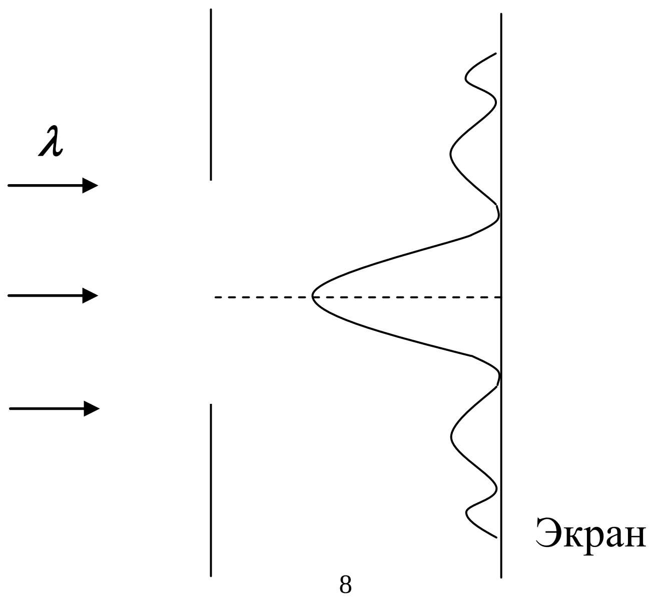
– это условие дифракционного ***min*** на щели.

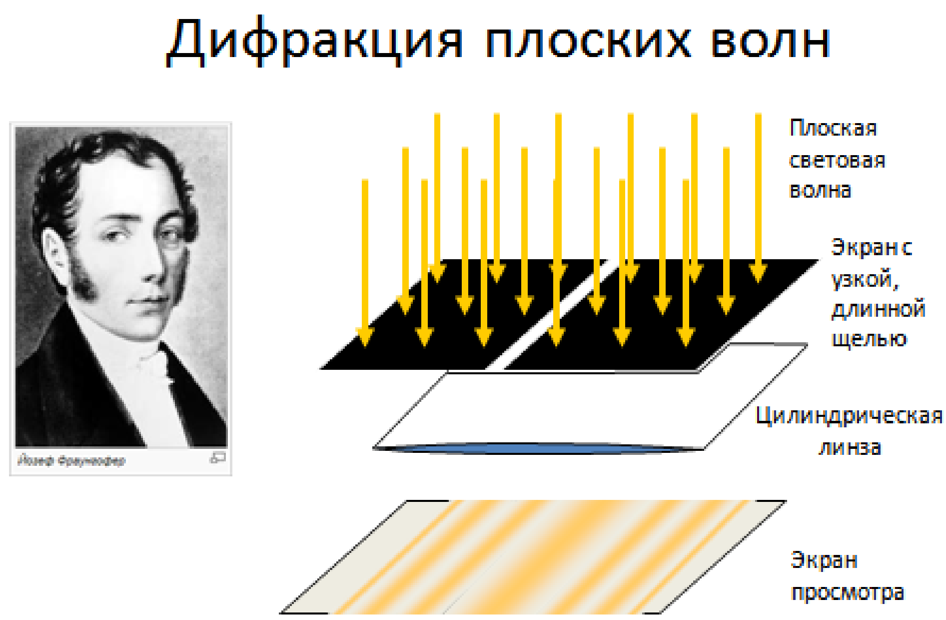
Если $\Delta\varphi = 2\pi\left(m + \frac{1}{2}\right), m = 1, 2, 3, \ldots$, $A = A_{max}$, что соответствует условию ***max***, тогда

$$a \cdot Sin\varphi_m = \pm\left(m + \frac{1}{2}\right)\lambda, \; m = 1, 2, 3... \qquad (2\text{-}5)$$

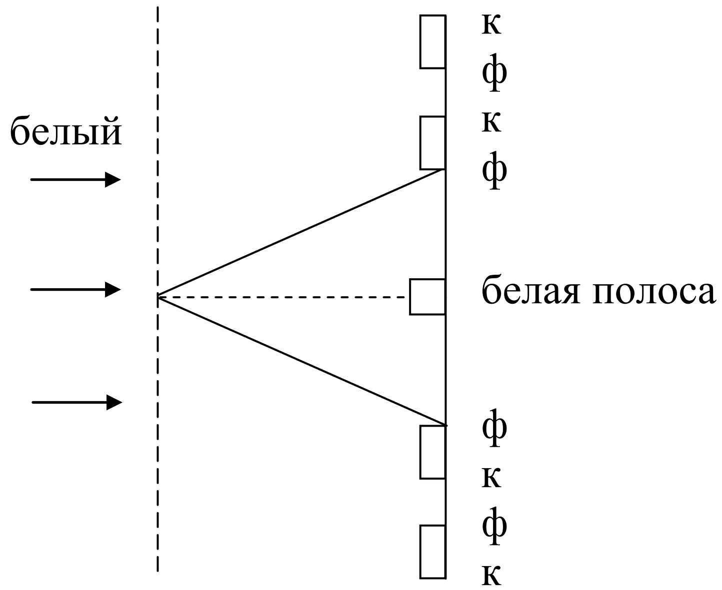
– это условие дифракционного ***max*** на щели.

Распределение интенсивности на экране при дифракции монохроматического света на щели.





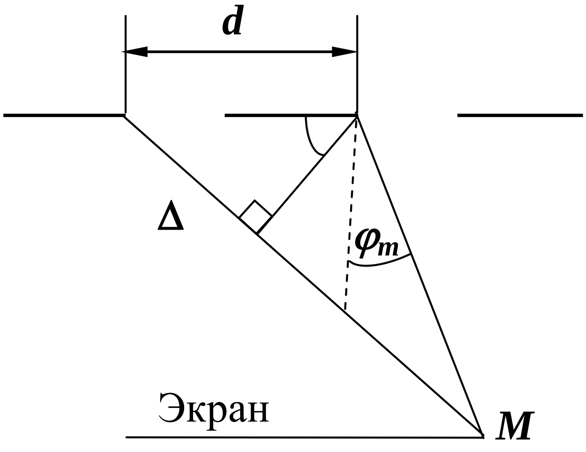
При падении на щель белого света на экране будет наблюдаться дифракционные спектры.



7. Дифракция Фраунгофера на дифракционной решетке.

Дифракционной решеткой называется совокупность большого числа одинаковых, отстоящих друг от друга на одно и то же расстояние щелей. Расстояние $\boldsymbol{d}$ между серединами соседних щелей называется <u>**периодом**</u> (постоянной) дифракционной решетки

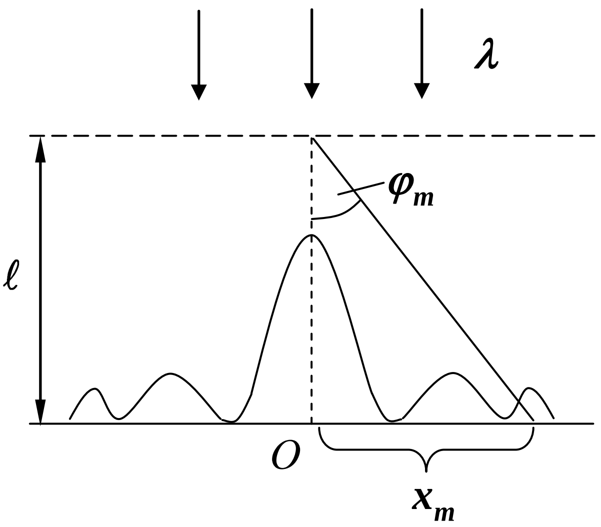
$$\boldsymbol{n} = \frac{1}{\boldsymbol{d}}$$ – число штрихов на единице длины



$\Delta = \boldsymbol{d} \cdot \mathbf{sin}\boldsymbol{\varphi_m}$ – оптическая разность хода лучей от соседних щелей.

$\boldsymbol{\varphi_m}$ – угол дифракции.

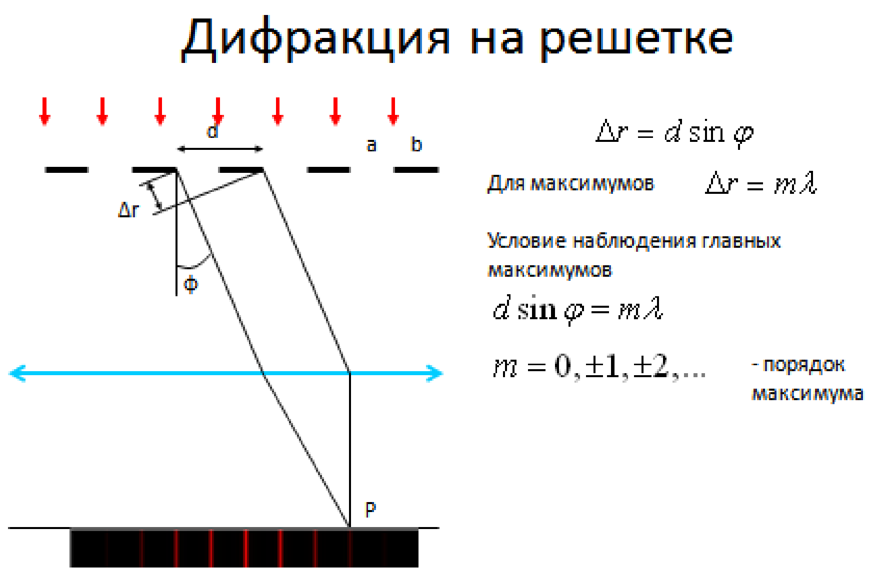
При освещении монохроматическим светом на экране будет наблюдаться дифракционная картина в виде чередующихся светлых и темных полос.



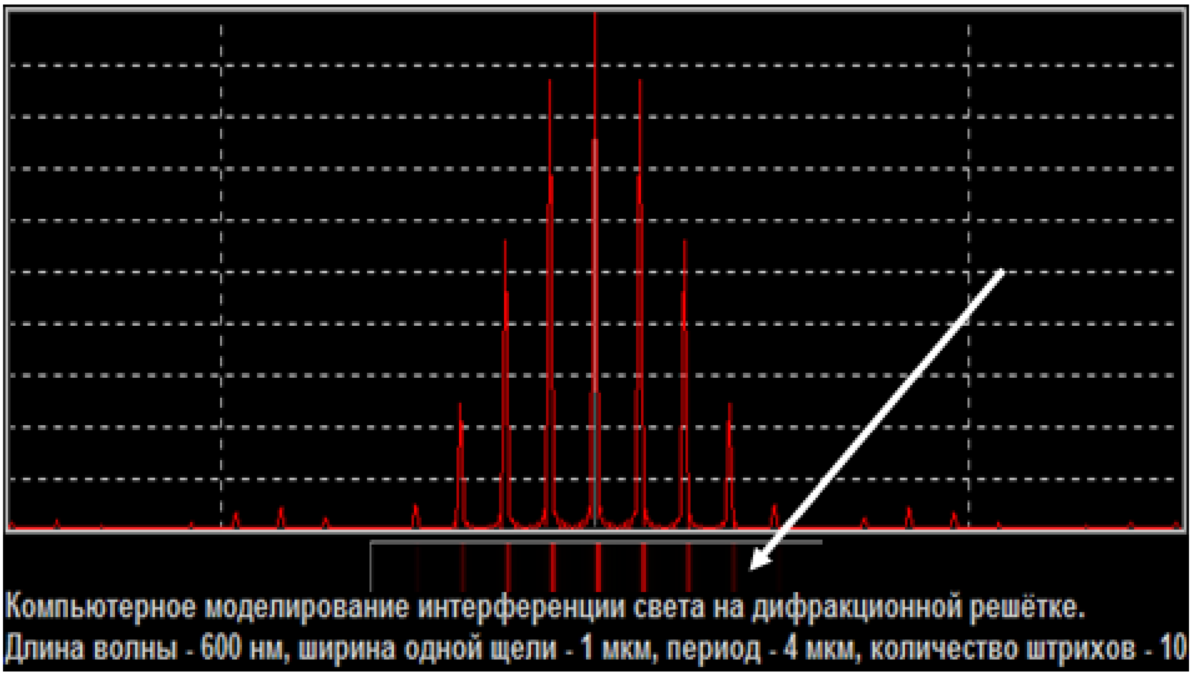
Условие главных ***max*** на экране при дифракции на дифракционной решетке

$$\boldsymbol{d} \cdot \boldsymbol{Sin\varphi_m} = \pm\, \boldsymbol{m\lambda},\ \ \boldsymbol{m} = 0,1,2,3... \quad (2\text{-}6)$$

$$\mathbf{tg}\boldsymbol{\varphi_m} = \frac{\boldsymbol{x_m}}{\ell} \quad (2\text{-}7)$$



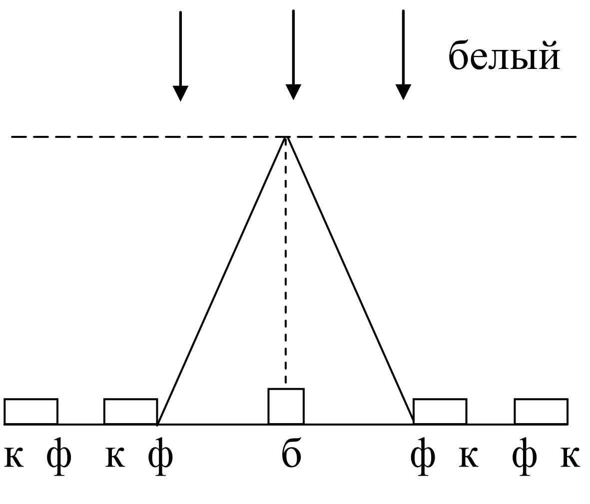
Картина дифракции на решетке



Из (2-6) следует, что $\boldsymbol{m \to \max = \frac{d}{\lambda}}$ при $\boldsymbol{Sin\varphi_m} = 1$.

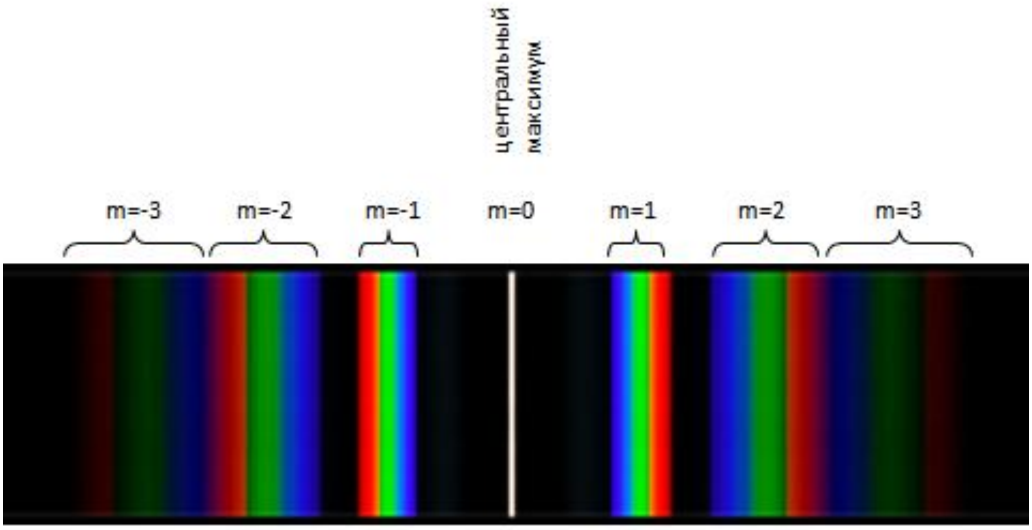
<u>Количество **max** на экране **N** = 2$\boldsymbol{m}_{\boldsymbol{max}}$ + 1</u>

При освещении белым светом на экране будут наблюдаться дифракционные спектры:



– дифракционный спектр.

Решетка и белый свет



8. Дифракция рентгеновских лучей на кристаллах.

Прозрачные кристаллы представляют собой пространственную дифракционную решетку, у которой период (постоянная) $\boldsymbol{d}$ равна межузельному расстоянию ~ 10^{-10} м.

Тогда для наблюдения дифракции необходимо излучение с длиной волны $\lambda < 10^{-10}$ м, а это рентгеновский диапазон $\boldsymbol{\lambda} \sim 10^{-11} \div 10^{-10}$ м.

Положение **max** при дифракции монохроматических рентгеновских лучей на кристаллах описывается формулой Вульфа-Брэггов:

$$\boxed{2\boldsymbol{d}\cdot\mathbf{sin}\Theta = \pm\, \boldsymbol{m\lambda},\ \ \boldsymbol{m} = 0, 1, 2, \ldots} \qquad (2\text{-}8)$$

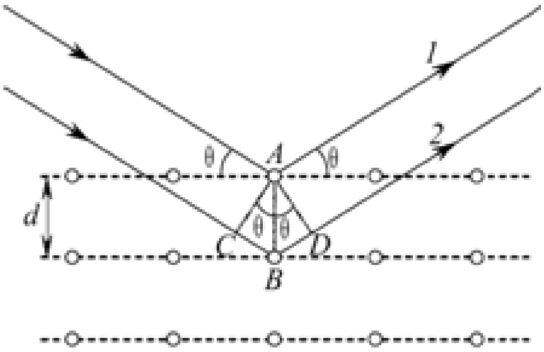
где $\boldsymbol{\Theta}$ – угол скольжения лучей (дополнительный до 90° к углу падения).

Практическое использование:

– рентгеновская спектроскопия (зная $\boldsymbol{d}$ и измеряя $\boldsymbol{\Theta}$, исследуют спектры излучения);

– рентгеноструктурный анализ (зная $\boldsymbol{\lambda}$ и измеряя $\boldsymbol{\Theta}$, исследуют структуру кристаллов).

Формула Вульфа- Брэггов



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

Рентгеноструктурный анализ

По известной длине рентгеновского излучения определяется межплоскостное расстояние d, характеризующее структуру кристалла

Рентгеноспектральный анализ

По известному межплоскостному расстоянию определяются длины волн, входящих в состав рентгеновского излучения