

## **Дифракция света**

Явление, наблюдаемое при распространении света в среде вблизи непрозрачных тел, сквозь малые отверстия и связанное с отклонениями от законов геометрической оптики.

Дифракция приводит, например, к огибанию световыми волнами препятствий и проникновению света в область геометрической тени.

### ***Принцип Гюйгенса***

Каждая точка, до которой доходит волна, служит центром вторичных волн, а огибающая этих волн дает положение волнового фронта в следующий момент времени.

Этот геометрический принцип. Он не затрагивает вопрос об амплитуде, а следовательно, и об интенсивности распространяющихся за преградой световых волн.

## *Принцип Гюйгенса — Френеля*

Френель вложил в принцип Гюйгенса физический смысл, дополнив его идеей интерференции вторичных волн. Согласно принципу Гюйгенса—Френеля световая волна, возбуждаемая каким-либо источником  $S$ , может быть представлена как результат суперпозиции когерентных вторичных волн, “излучаемых” фиктивными источниками.

Таковыми источниками могут служить бесконечно малые элементы любой замкнутой поверхности, охватывающей источник  $S$ . Обычно в качестве этой поверхности выбирают одну из волновых поверхностей, поэтому все фиктивные источники действуют синфазно.

Таким образом, волны, распространяющиеся от источника, являются результатом интерференции всех когерентных вторичных волн.

Френель исключил возможность возникновения обратных вторичных волн и предположил, что если между источником и точкой наблюдения находится непрозрачный экран с отверстием, то на поверхности экрана амплитуда вторичных волн равна нулю, а в отверстии—такая же, как при отсутствии экрана.

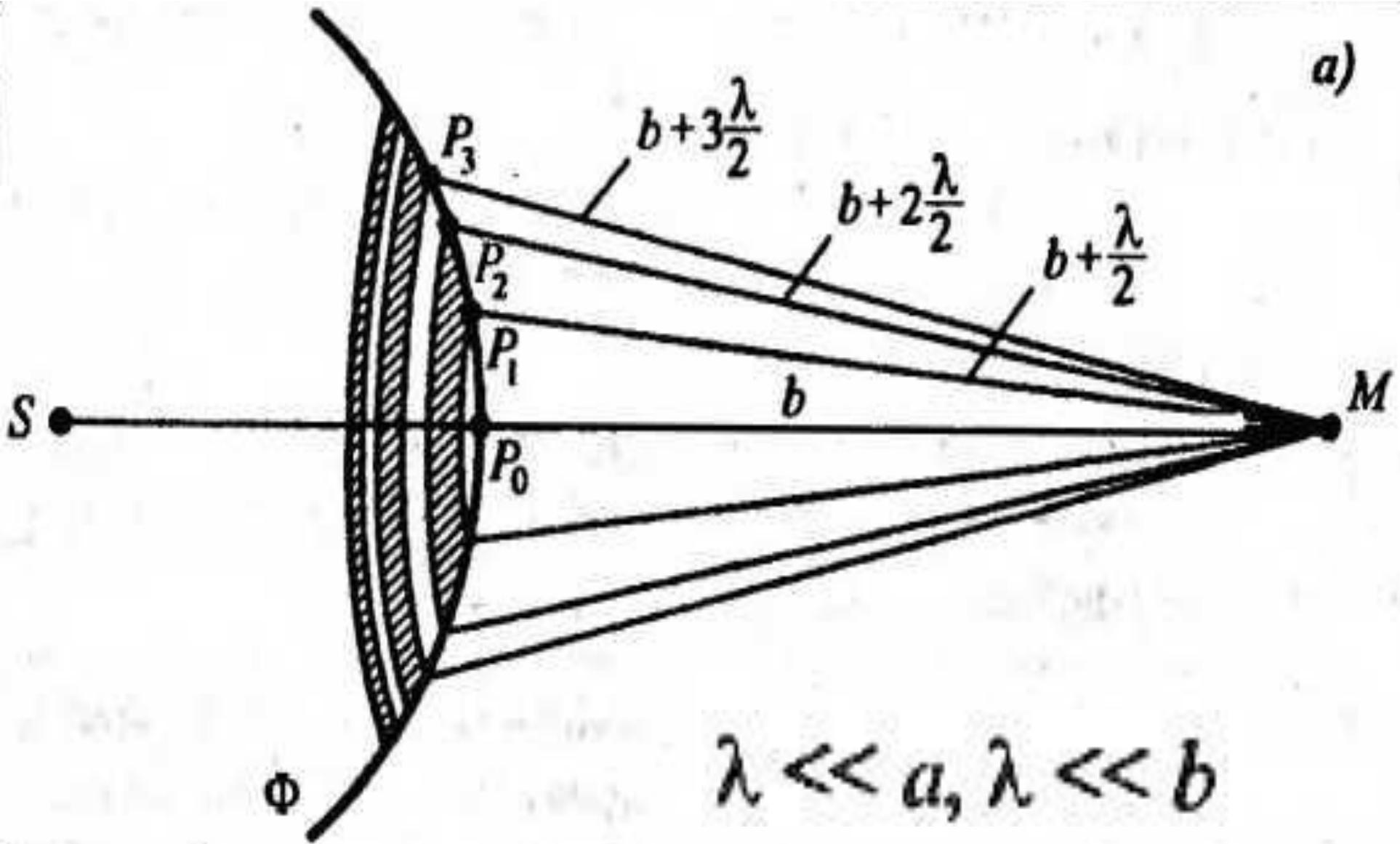
Учет амплитуд и фаз вторичных волн позволяет в каждом конкретном случае найти амплитуду (интенсивность) результирующей волны в любой точке пространства, т. е. определить закономерности распространения света.

## Метод зон Френеля

В рамках волновой теории света объяснить прямолинейное распространение света удалось на основе метода зон Френеля.

Свет распространяется из точечного источника  $S$ , а амплитуда световой волны определяется в произвольной точке  $M$ .

По принципу Гюйгенса—Френеля действие источника заменяется действием воображаемых источников, расположенных на поверхности фронта волны (поверхность сферы в точке  $S$ ). Френель разбил волновую поверхность на кольцевые зоны такие, чтобы расстояния от краев зоны до  $M$  отличались на  $\lambda/2$ , т. е.



$$P_1M - P_0M = P_2M - P_1M = P_3M - P_2M = \dots = \lambda/2.$$

Колебания от соседних зон приходят в точку М в противофазе и будут ослаблять друг друга, т. е. амплитуда результирующего светового колебания в точке М

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

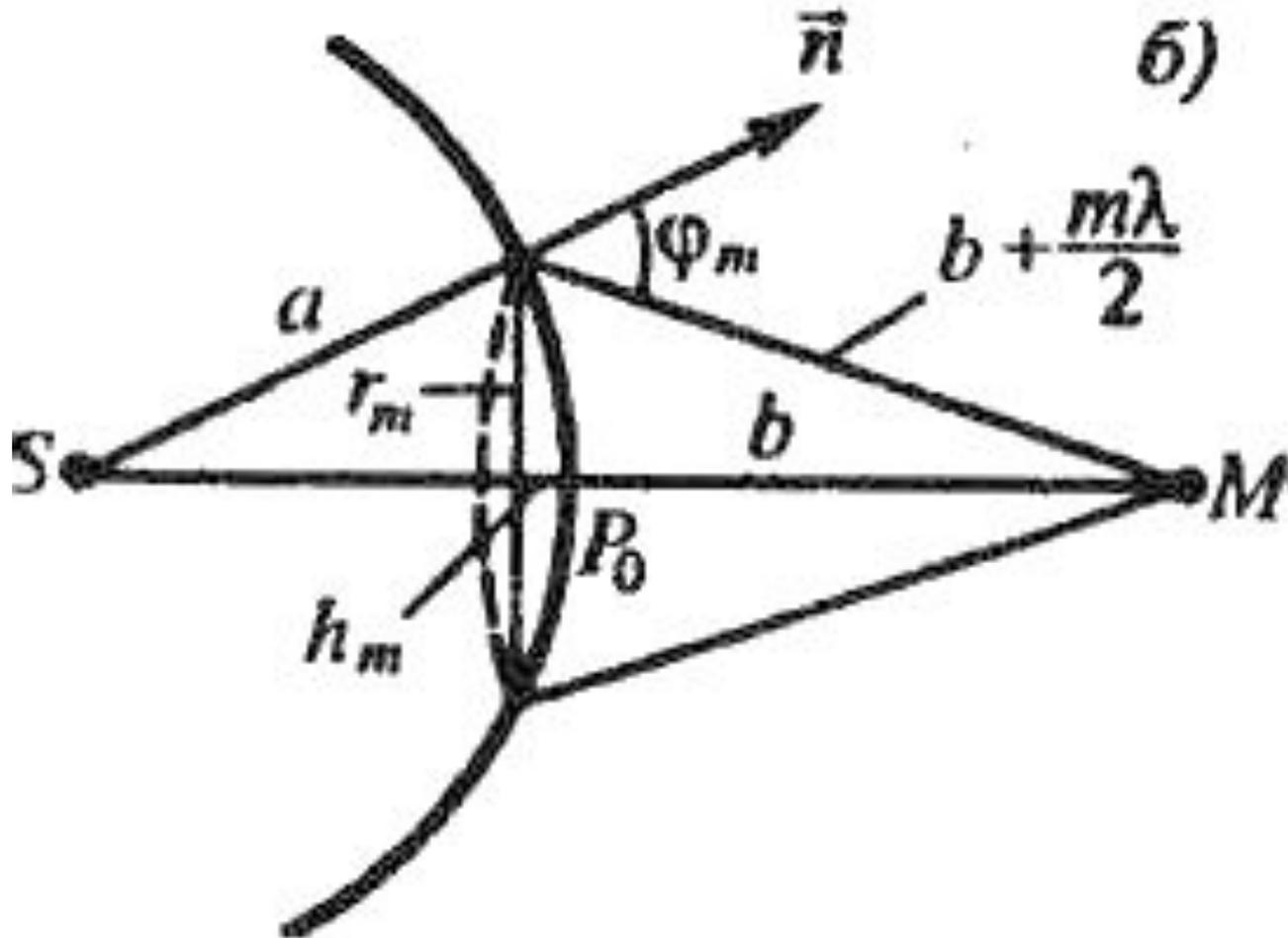
$A_1, A_2, \dots$  — амплитуды колебаний, возбуждаемых 1-й, 2-й, ...,  $m$ -й зонами.

О.Френель предположил, что действие отдельных зон на точку М уменьшается с увеличением угла  $\phi_m$ , т. е.

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

Число зон Френеля, уместяющихся на полусфере, огромно: при  $a = b = 10$  см

$$l = 0,5 \text{ мкм} \quad N = \frac{2\pi a^2}{\pi a b \lambda} (a + b) = 8 \cdot 10^5$$



Поэтому используется приближение

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

т.е. амплитуда колебания  $A_m$  от некоторой  $m$ -й зоны Френеля равна среднему арифметическому от амплитуд примыкающих к ней зон.

Тогда амплитуда результирующего светового колебания

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

(выражения, стоящие в скобках, равны нулю, а часть от амплитуды последней зоны

$$\pm A_m/2$$

очень мала) определяется действием только половины центральной зоны Френеля.

Радиус внешней границы  $m$ -й зоны Френеля

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

При  $a = b = 10$  см и  $\lambda = 0,5$  мкм радиус первой (центральной) зоны  $r_1 = 0,158$  мм. Следовательно, распространение света от S к M) происходит так, будто световой поток распространяется внутри очень узкого канала вдоль SM, т. е. прямолинейно

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

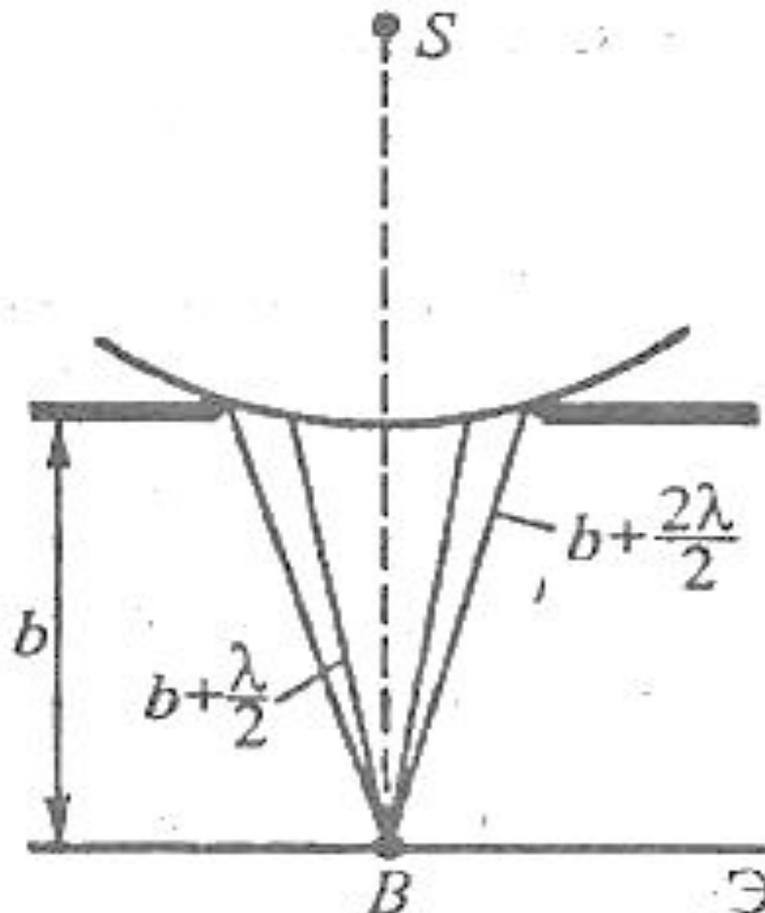
Правомерность деления волнового фронта на зоны Френеля подтверждается зонными пластинками.

Это стеклянные пластинки, состоящие из системы чередующихся прозрачных и непрозрачных концентрических колец, построенных по принципу расположения зон Френеля, т. е. с радиусами  $r_m$  зон Френеля для определенных значений  $a$ ,  $b$  и  $\lambda$  ( $m = 0, 2, 4, \dots$  для прозрачных и  $m = 1, 3, 5, \dots$  для непрозрачных колец).

Поместив ее в строго определенном месте (на расстоянии  $a$  от точечного источника и на расстоянии  $b$  от точки наблюдения на линии, соединяющей эти две точки), зонная пластинка действует как собирающая линза.

*Дифракция сферических волн, осуществляемая в том случае, когда дифракционная картина наблюдается на конечном расстоянии от препятствия, вызвавшего дифракцию.*

## Дифракция на круглом отверстии



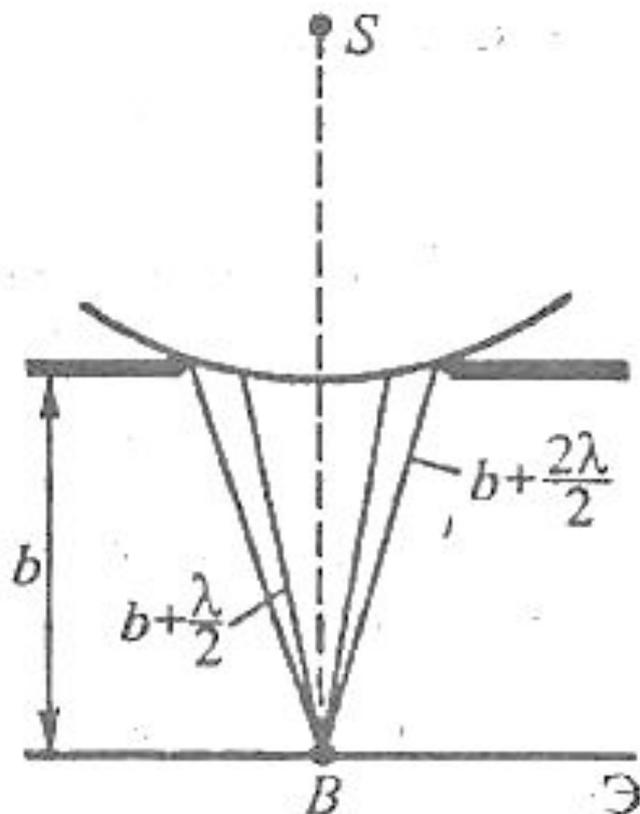
Разобьем открытую часть волнового фронта на зоны Френеля. Вид дифракционной картины зависит от числа зон Френеля, укладывающихся в отверстии.

$$A = A_1/2 \pm A_m/2,$$

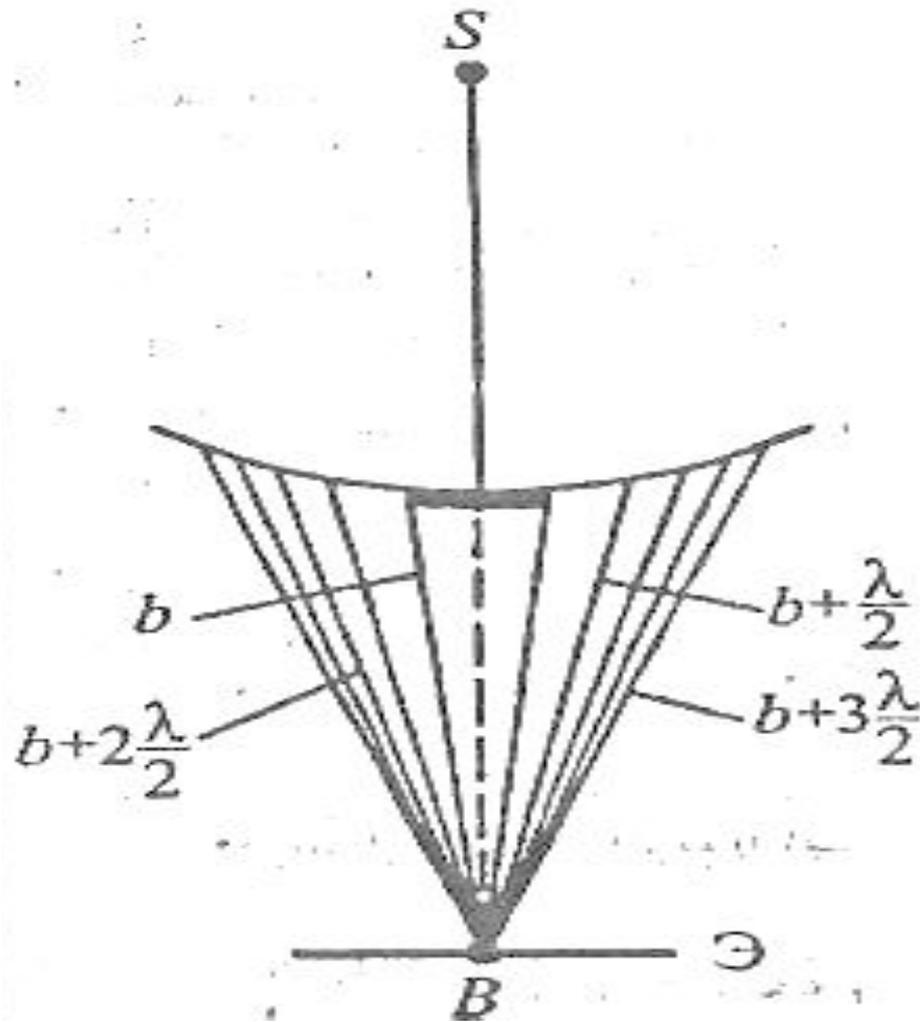
*Амплитуда результирующего колебания, возбуждаемого в точке В всеми зонами* , знак плюс соответствует нечетным  $m$  и минус — четным  $m$ .

Когда отверстие открывает нечетное число зон Френеля, амплитуда (интенсивность) в точке  $B$  будет больше, чем при свободном распространении волны, если четное, то амплитуда (интенсивность) будет равна нулю.

Если в отверстии укладывается одна зона Френеля, то в точке  $B$  амплитуда  $A = A_1$ , т. е. вдвое больше, чем в отсутствие непрозрачного экрана с отверстием. Итак, вблизи точки  $B$  будет система чередующихся колец. Если  $m$  четное, то в центре будет темное кольцо, если  $m$  нечетное — светлое.



# Дифракция на диске



Если диск закрывает  $m$  первых зон Френеля, тогда амплитуда результирующего колебания в точке В равна

$$\begin{aligned} A &= A_{m+1} - A_{m+2} + A_{m+3} - \dots = \\ &= \frac{A_{m+1}}{2} + \left( \frac{A_{m+1}}{2} - A_{m+2} + \frac{A_{m+3}}{2} \right) + \dots \end{aligned}$$

или

$$A = A_{m+1}/2.$$

В точке  $B$  всегда наблюдается интерференционный максимум (светлое пятно), соответствующий половине действия первой открытой зоны Френеля.

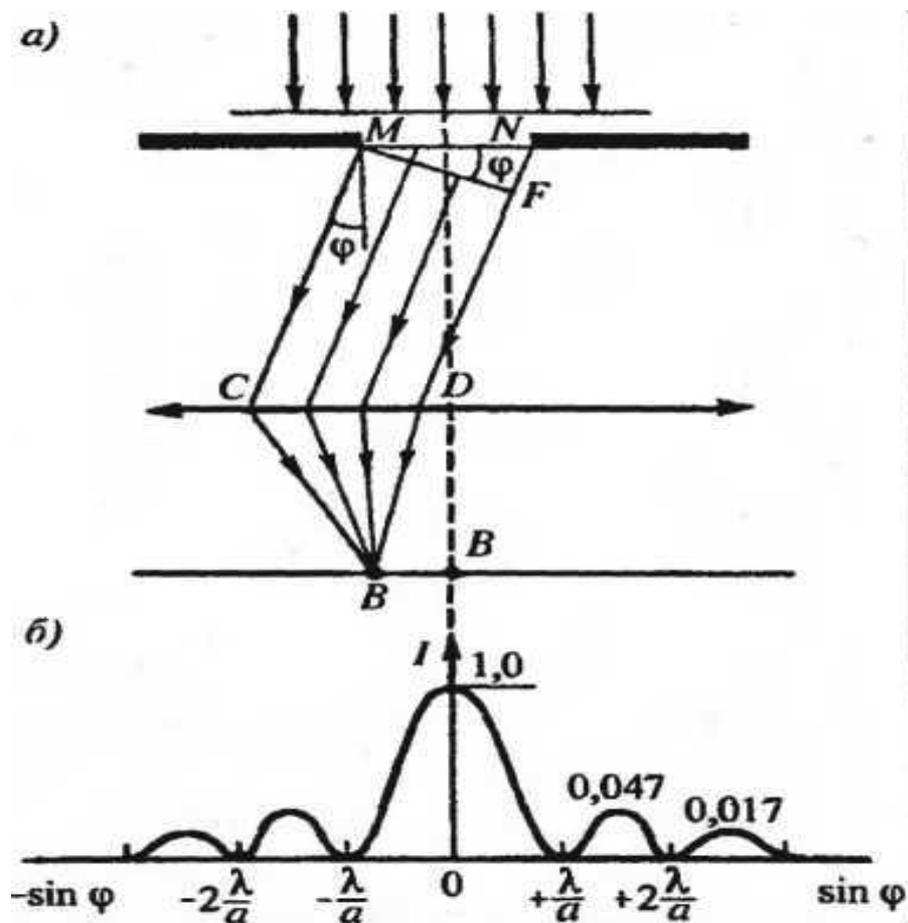
Центральный максимум окружен концентрическими с ним темными и светлыми кольцами.

## Дифракция Фраунгофера на щели (дифракция в параллельных лучах)

Дифракция Фраунгофера (дифракция в параллельных лучах) наблюдается, если источник света и точка наблюдения бесконечно удалены от препятствия, вызвавшего дифракцию.

Практически: точечный источник света помещают в фокусе собирающей линзы, а дифракцию наблюдают в фокальной плоскости другой линзы, установленной за препятствием. Оптическая разность хода между крайними лучами  $MC$  и  $ND$ , идущими от щели в произвольном направлении  $\phi$ ,

Плоская монохромная волна падает нормально плоскости узкой бесконечно длинной щели шириной  $a$  (рис.  $a$ ).



Оптическая разность хода между крайними лучами  $MC$  и  $ND$ , идущими от щели в произвольном направлении  $\phi$ ,

$$\Delta = NF = a \sin \phi .$$

Разобьем открытую часть волновой поверхности в плоскости щели  $MN$  на зоны Френеля, имеющие вид полос, параллельных ребру  $M$  щели.

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

$$\Delta: \frac{\lambda}{2} \text{ зон.}$$

Так как свет на щель падает нормально, то плоскость щели совпадает с волновым фронтом; следовательно, все точки волнового фронта в плоскости щели будут колебаться в одинаковой фазе.

Амплитуды вторичных волн в плоскости щели будут равны, так как выбранные зоны Френеля имеют одинаковые площади и одинаково наклонены к плоскости наблюдения.

Амплитуды вторичных волн в плоскости щели будут равны, так как выбранные зоны Френеля имеют одинаковые площади и одинаково наклонены к плоскости наблюдения.

Число зон Френеля, укладывающихся на открытой части волнового фронта, зависит от угла  $\phi$ . От числа зон Френеля, в свою очередь, зависит результат наложения всех вторичных волн, иными словами, определяется дифракционная картина.

Если *число зон Френеля четное*, то

$$a \sin \phi = \pm 2m \frac{\lambda}{2} \quad (m = 1, 2, 3, \dots),$$

и на экране в точке  $B$  наблюдается *дифракционный минимум* (колебания от каждой пары соседних зон взаимно гасят друг друга).

Если число зон Френеля нечетное, то

$$a \sin \varphi = \pm (2m + 1) \frac{\lambda}{2} \quad (m = 1, 2, 3, \dots),$$

наблюдается *дифракционный максимум* (одна зона Френеля не скомпенсирована).

В направлении  $\varphi = 0$  щель действует как одна зона Френеля, и в этом направлении свет распространяется с наибольшей интенсивностью, т.е. в точке  $B_0$  наблюдается *центральный дифракционный максимум*.

Из условий максимума и минимума направления на точки экрана, где амплитуда (и интенсивность)

максимальна — 
$$\sin \varphi_{\max} = \pm \frac{(2m + 1)\lambda}{2a}$$

и минимальна — 
$$\sin \varphi_{\min} = \pm \frac{m\lambda}{a}$$

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

Интенсивности в центральном и последующих максимумах относятся как  $1 : 0,047 : 0,017 : 0,0083 : \dots$  , т. е. основная часть световой энергии сосредоточена в центральном максимуме.

При сужении щели центральный (и все остальные) максимум расплывается (его интенсивность уменьшается), при расширении

$a > \lambda$  — дифракционные полосы становятся уже, а картина — ярче.

При  $a \gg \lambda$

в центре получается резкое изображение источника света (имеет место прямолинейное распространение света).

Положение максимумов зависит от  $\lambda$ , поэтому при освещении щели белым светом центральный максимум наблюдается в виде белой полосы; он общий для всех длин волн (при  $\phi = 0$  разность хода равна нулю для всех  $\lambda$ ).

Боковые максимумы радужно окрашены, так как условие максимума при любых  $m$  различно для разных  $\lambda$ .

Отчетливого разделения различных длин волн с помощью дифракции на одной щели получить невозможно, так как максимумы расплывчаты.

## Дифракция Фраунгофера на дифракционной решетке

Дифракционная решетка это совокупность 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. в дифракционной решетке осуществляется *многолучевая интерференция* когерентных дифрагированных пучков света, идущих от всех щелей.

Период решетки  $d = a + b$   $d = \frac{1}{N_0}$

$a$  — ширина каждой щели решетки,  $b$  — ширина непрозрачных участков между щелями.

$N_0$  — число щелей, приходящихся на единицу длины.

В случае дифракционной решетки условия

*главных минимумов:*

$$a \sin \varphi = \pm m \lambda \quad (m = 1, 2, 3, \dots);$$

*главных максимумов:*

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

*дополнительных минимумов:*

$$d \sin \varphi = \pm \frac{m' \lambda}{N}$$

( $m' = 1, 2, 3, \dots$ , кроме  $0, N, 2N, \dots$ )

$d$  — период дифракционной решетки;  $N$  — число штрихов решетки).

В случае  $N$  щелей между двумя главными максимумами располагаются  $N-1$  дополнительных минимумов, разделенных  $N-2$  вторичными максимумами, создающими весьма слабый фон.

Число максимумов, даваемое дифракционной решеткой

$$m \leq \frac{d}{\lambda},$$

Так как  $|\sin \varphi| \leq 1$ .

Дифракционная решетка разлагает белый свет в спектр и может использоваться в качестве *спектрального прибора*.

## Дифракция на пространственной решетке

Пространственные образования, 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.

В качестве пространственных дифракционных решеток могут быть использованы кристаллические тела, так как в них неоднородности (атомы, молекулы, ионы) регулярно повторяются в трех направлениях.

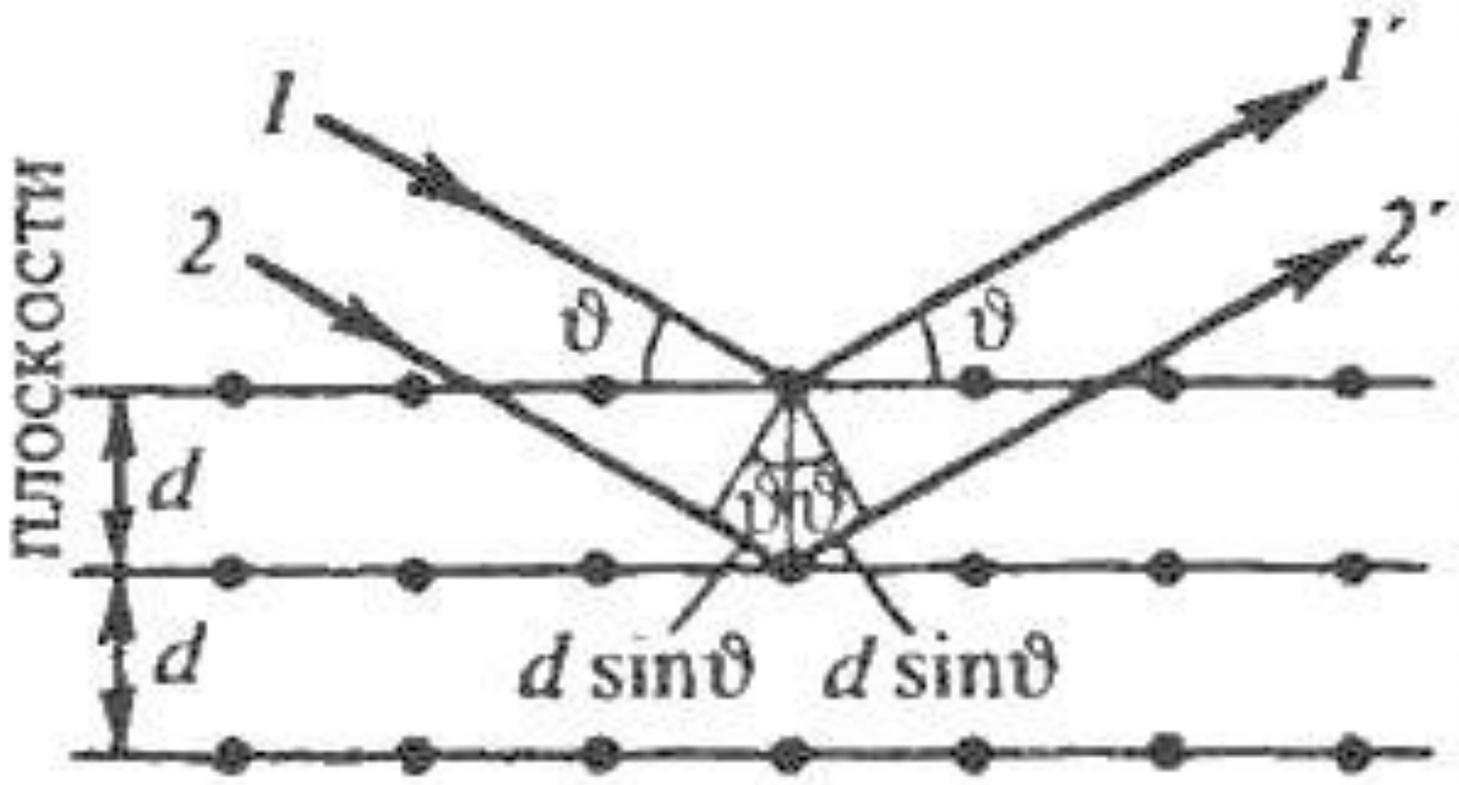
Для наблюдения дифракции необходимо, чтобы  $d \approx \lambda$ . Поэтому кристаллы могут использоваться для изучения дифракции рентгеновского излучения.

## Формула Вульфа—Брэггов

Пучок параллельных монохроматических рентгеновских лучей ( $1, 2$ ) падает под *углом скольжения*  $\vartheta$  (угол между направлением падающих лучей и кристаллографической плоскостью) и возбуждает атомы кристаллической решетки, которые становятся источниками когерентных вторичных волн  $1'$  и  $2'$ , интерферирующих между собой, подобно вторичным волнам, от щелей дифракционной решетки.

Максимумы интенсивности (дифракционные максимумы) наблюдаются в тех направлениях, в которых все отраженные атомными плоскостями волны будут находиться в одинаковой фазе.

Кристаллографические  
ПЛОСКОСТИ

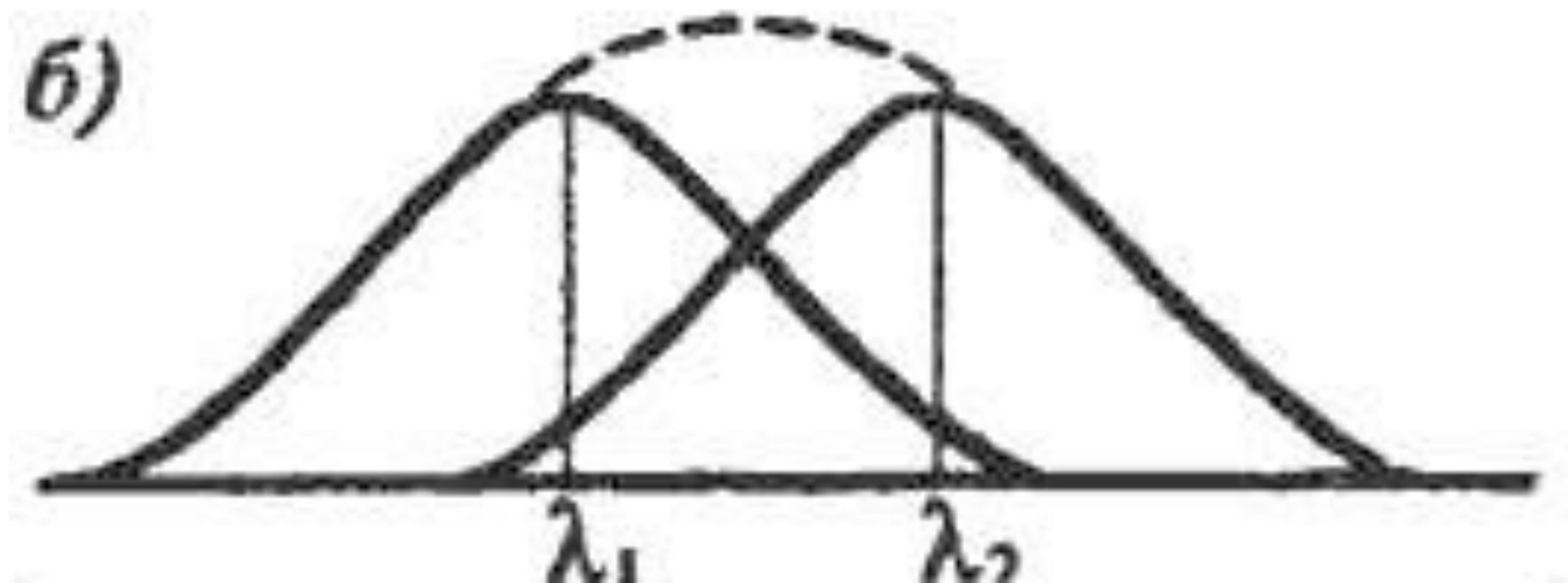
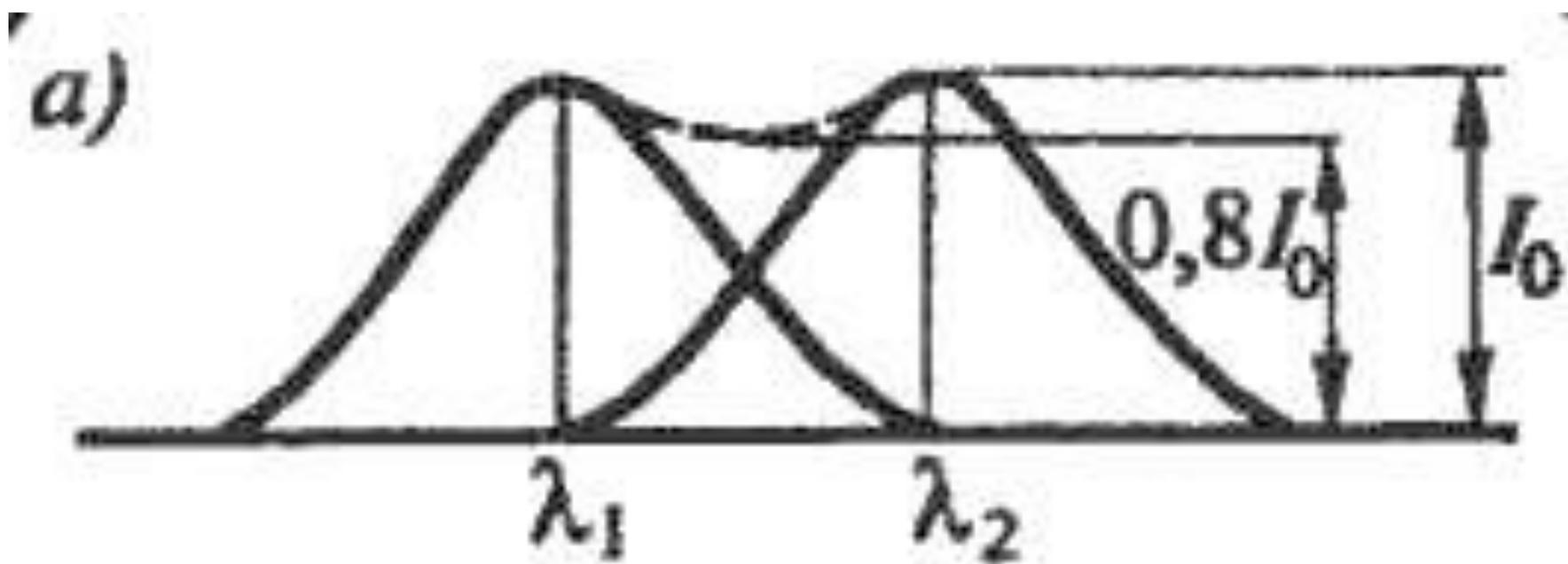


Если бы даже существовала идеальная оптическая система (без дефектов и aberrаций), изображение любой светящейся точки из-за волновой природы света будет в виде центрального светлого пятна, окруженного чередующимися темными и светлыми кольцами

*Критерий Рэля: 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 выполнении критерия Рэля интенсивность “провала” между максимумами составляет 80% интенсивности в максимуме, что является достаточным для разрешения линий  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ . Если критерий Рэля нарушен, то наблюдается одна линия (рис. б).

**Разрешающая способность спектрального прибора**



# **Разрешающая способность спектрального прибора**