

# Дифракция света

## Содержание лекции:

- Понятие дифракции
- Принцип Гюйгенса - Френеля
- Зоны Френеля
- Дифракция Френеля от простейших преград
- Дифракция Фраунгофера
- Дифракционная решетка

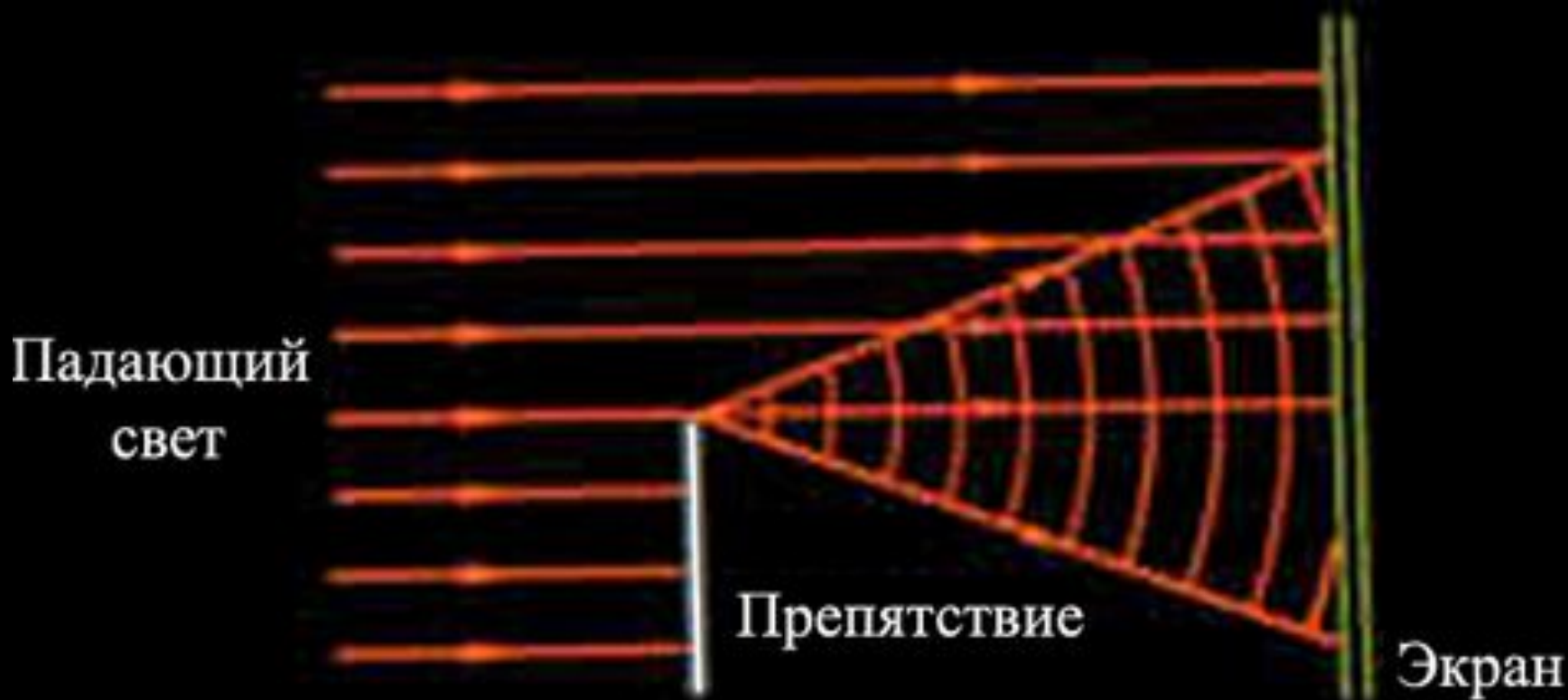
# 1. Понятие дифракции

*Дифракцией* называется совокупность явлений, наблюдаемых при распространении света в среде с резкими неоднородностями и связанных с отклонениями от законов геометрической оптики.

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

Легко наблюдается дифракция звуковых, сейсмических и радиоволн (длина волны от нескольких метров до нескольких километров).

Для наблюдения дифракции световых волн необходимо создание специальных условий (длина волны от 400 до 760 нм).



Огибание электромагнитными волнами препятствий и проникновение их в область геометрической тени наиболее отчетливо обнаруживается в тех случаях, когда размер огибаемых препятствий соизмерим с длиной волны



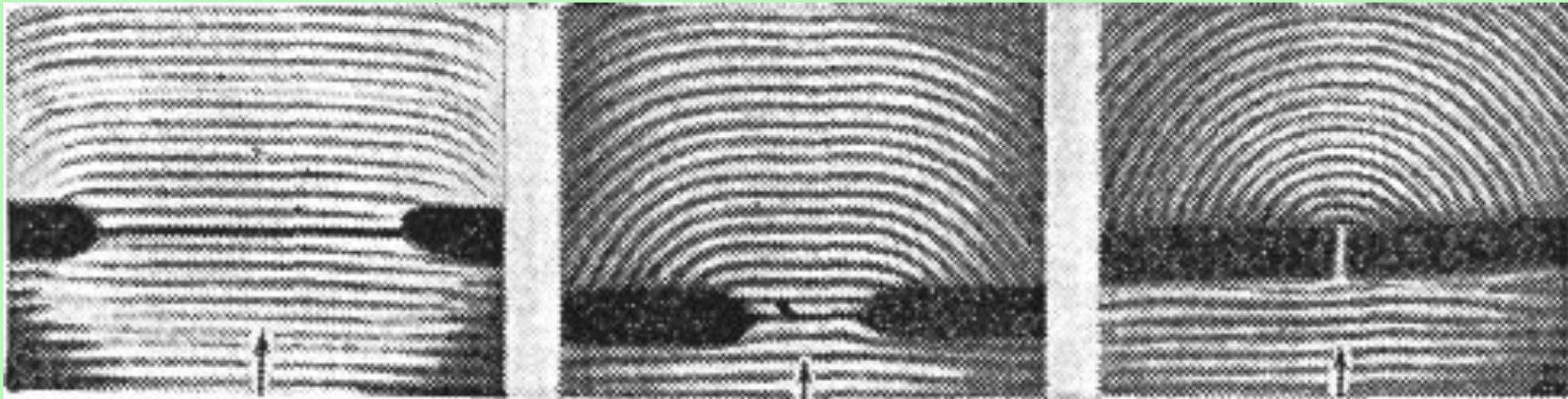
- **Если размер отверстия или препятствия заметно меньше длины волны, то волна с ним не взаимодействует** (в шторм волны не проникают в бухту с узким входом, т. к. морские волны длиннее, чем вход в бухту, и «не замечают» этого входа).

Толщина стволов деревьев, стоящих в воде, меньше длины волны, и волны не взаимодействуют с ними

- **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



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**



**Между интерференцией и дифракцией нет существенного физического различия - оба явления заключаются **в перераспределении светового потока в результате суперпозиции волн.****

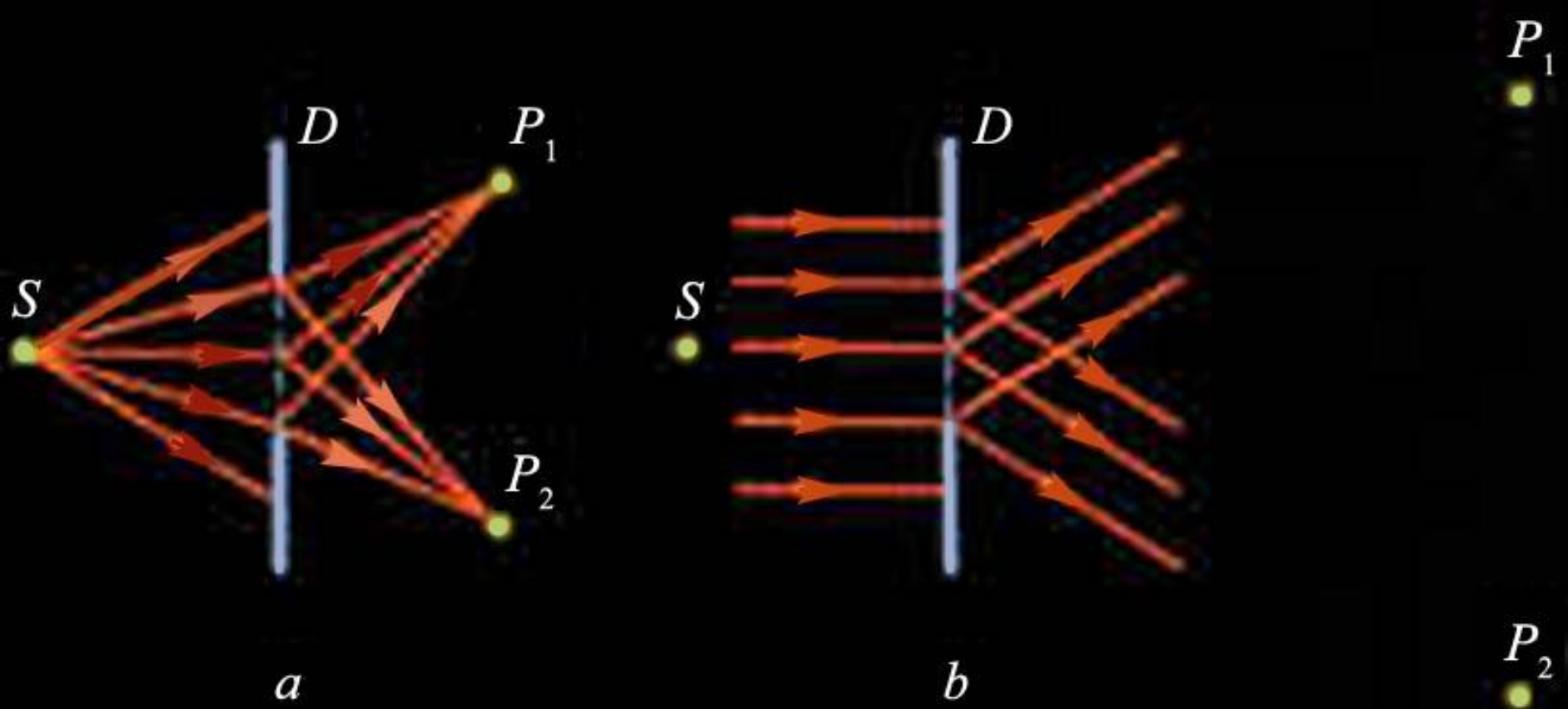
*Перераспределение интенсивности, возникающее в результате суперпозиции волн, возбуждаемых конечным числом дискретных когерентных источников, принято называть **интерференцией**.*

*Перераспределение интенсивности, возникающее вследствие суперпозиции волн, возбуждаемых когерентными источниками, расположенными непрерывно, называют **дифракцией волн**.*

Различают 2 вида дифракции:

- 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*.





$a$  – дифракция Френеля;  
 $b$  – дифракция Фраунгофера

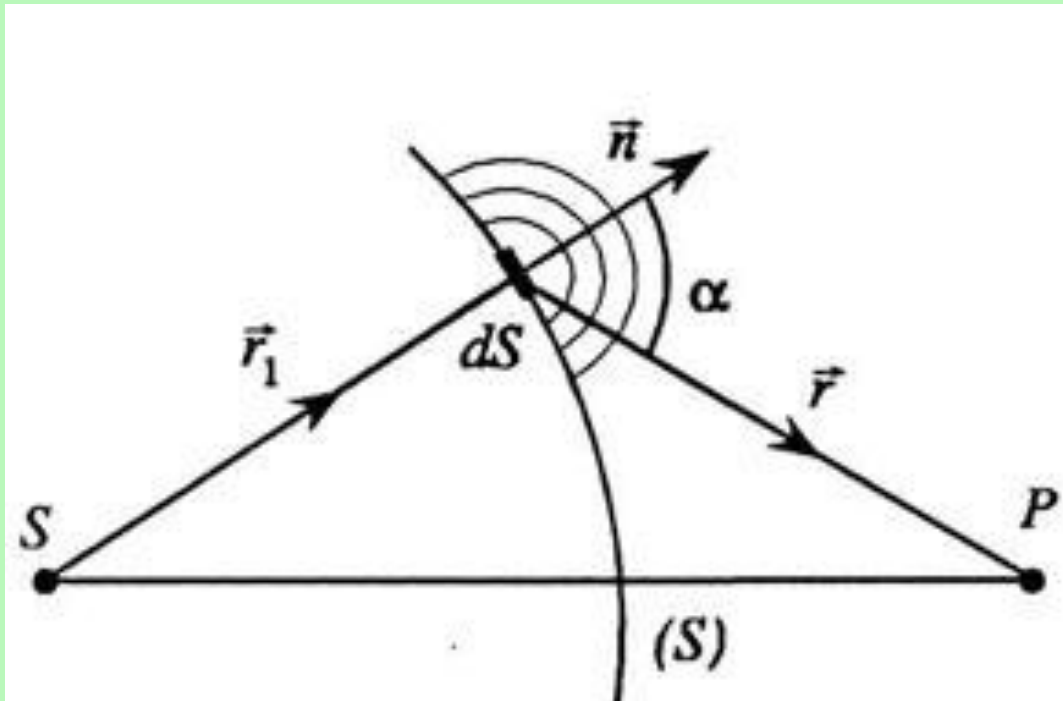
## 2. Принцип Гюйгенса – Френеля

Явление дифракции объясняется с помощью *принципа Гюйгенса*, который не дает никакой информации об амплитуде (интенсивности) волн, распространяющихся в различных направлениях.

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***

- 1. Каждую точку фронта волны можно рассматривать как источник вторичных волн.***
- 2. Все вторичные источники фронта волны, исходящей из одного источника, когерентны между собой.***
- 3. Равные по площади участки волновой поверхности излучают равные интенсивности.***
- 4. Каждый вторичный источник излучает свет преимущественно в направлении внешней нормали к волновой поверхности в этой точке.***
- 5. Для вторичных источников справедлив принцип суперпозиции.***



Каждый элемент волновой поверхности  $S$  служит источником вторичной сферической волны, амплитуда которого пропорциональна величине элемента  $dS$



## **Дифракция круговой волны на узкой щели**

Согласно принципу Гюйгенса - Френеля, волновое возмущение за непроницаемой стенкой со щелью есть результат интерференции вторичных волн, образующихся в пространстве щели.

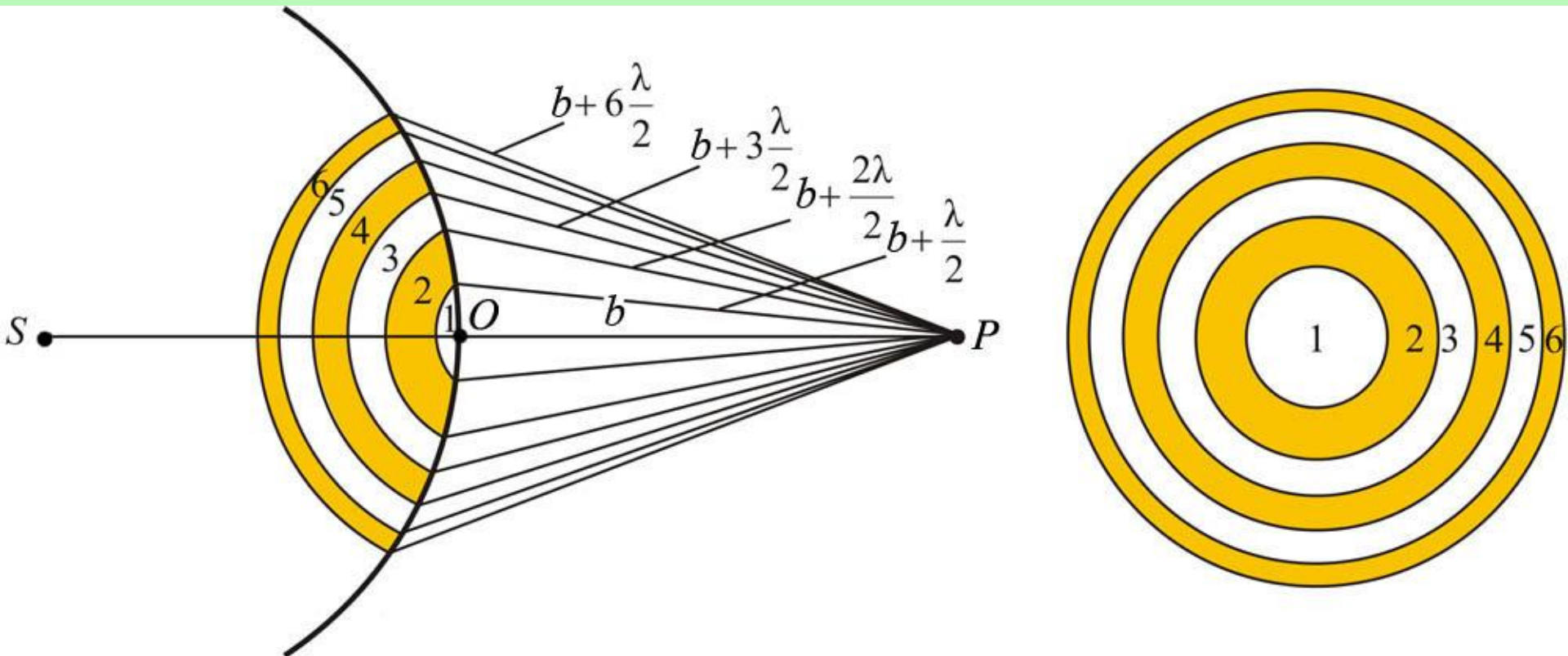
Если щель узкая и удалена на значительное расстояние от источника, то за стенкой будет распространяться круговая волна, центром которой является щель.

**Так как большая часть волны от источника гасится на стенке, амплитуда прошедшей волны будет много меньше падающей.**

### 3. Зоны Френеля

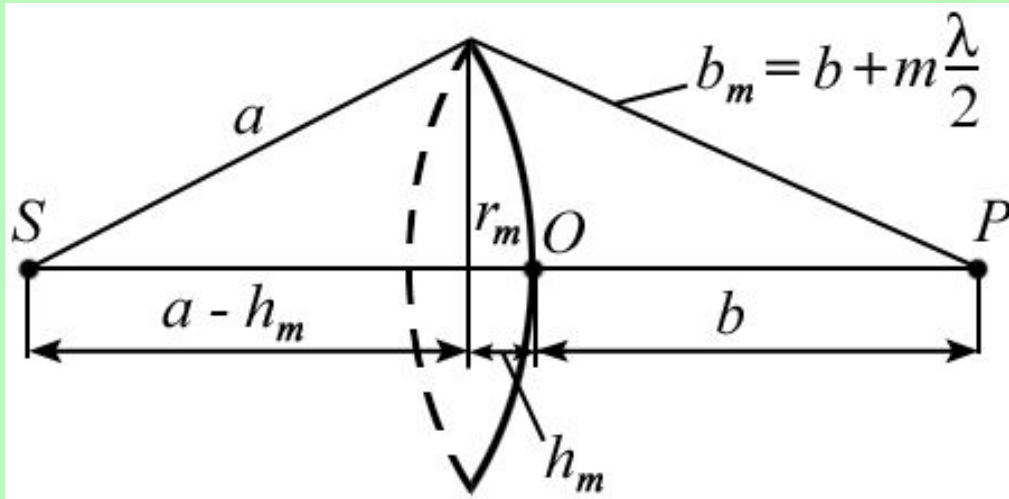
Определим амплитуду светового колебания, возбуждаемого в точке  $P$  сферической волной, распространяющейся в однородной изотропной среде из точечного источника  $S$ .

Разобьем волновую поверхность на кольцевые зоны таким образом, чтобы расстояния от краев каждой зоны до точки  $P$  отличались на  $\lambda/2$  (**зоны Френеля**),  $\lambda$  - длина волны в той среде, в которой распространяется волна.



## Свойства зон Френеля:

Если расстояние  $a$  до источника света  $S$  и расстояние  $b$  до точки наблюдения  $P$  много больше размеров зон Френеля, то (для небольших  $m$ ):



радиус внешней границы  $m$ -й зоны:

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

Площадь  $m$ -й зоны:

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

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



Амплитуды  $A_1, A_2, \dots$ , полученные от отдельных зон Френеля, в точке наблюдения  $P$  представляют собой **монотонно убывающую последовательность**

$$A_1 > A_2 > A_3 \dots > A_m \dots,$$

причем

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

Фазы колебаний, возбуждаемые соседними зонами, отличаются на  $\pi$  (т.е. **световые колебания от соседних зон гасят друг друга**). Поэтому амплитуда  $A$  результирующего колебания в точке  $P$  может быть представлена в виде

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

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

$$\begin{cases} A = A_1 + A_3 + A_5 + \dots \\ \text{или} \\ A = A_2 + A_4 + A_6 + \dots \end{cases}$$

Пластинка,  
перекрывающая  
четные зоны



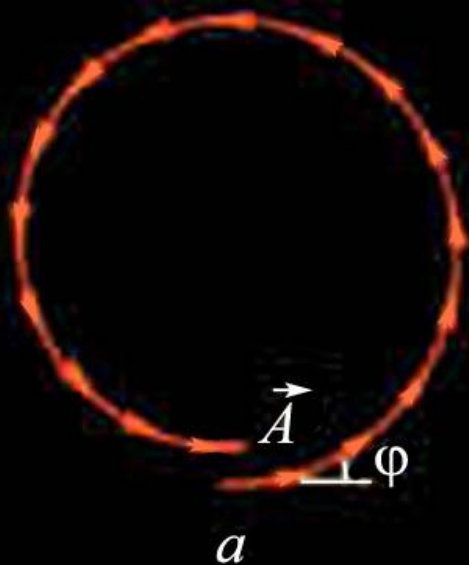
Еще большего эффекта можно достичь, изменяя фазу колебаний от четных или нечетных зон на  $\pi$  – *фазовая зонная пластинка* (варьируется толщина пластинки):

По сравнению с амплитудной дает дополнительное увеличение амплитуды в 2 раза, интенсивности в 4 раза.

## Векторная диаграмма.

Каждая зона Френеля разбивается на кольцевые подзоны. Колебание, создаваемое в точке наблюдения  $P$  каждой из подзон, изображается вектором  $\vec{A}$ , длина которого равна амплитуде колебаний, а угол  $\varphi$  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;

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

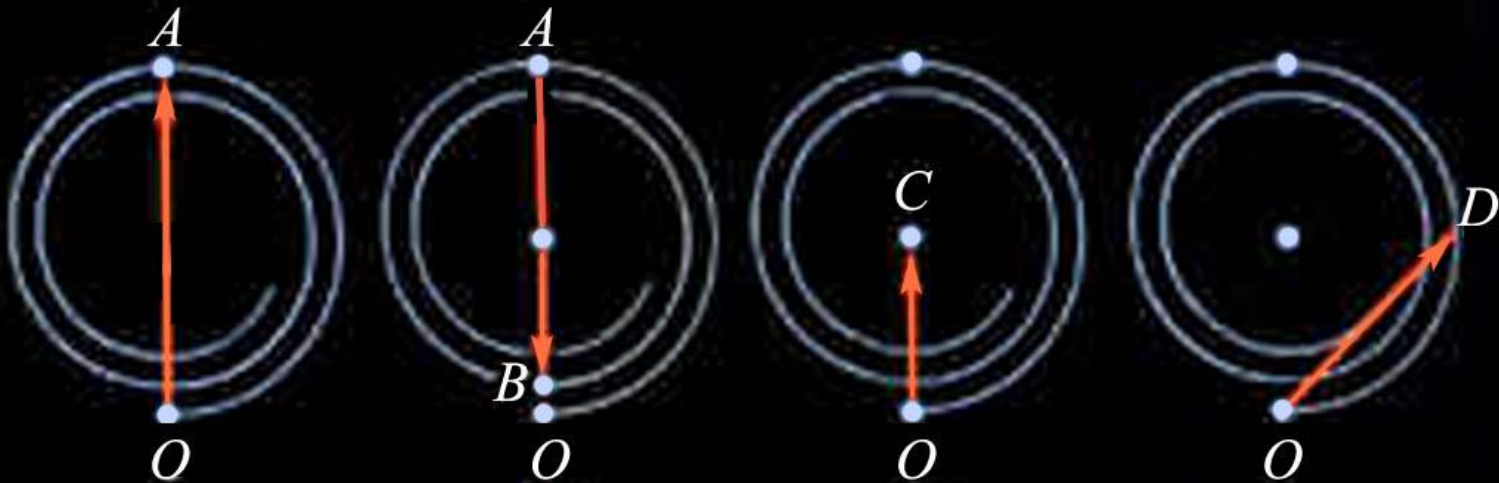
## Зоны Френеля и векторные диаграммы

$OA$  – 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.



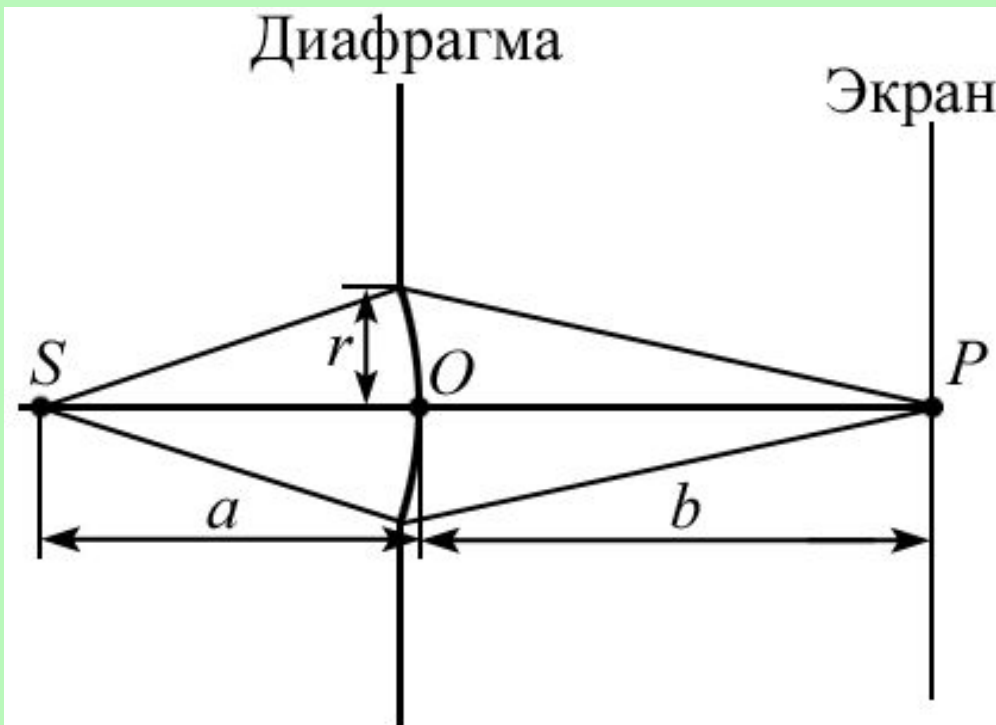
Амплитуда  $A$ , создаваемая всей волновой поверхностью, равна половине амплитуды  $A_1$ , создаваемой одной центральной зоной:

$$A = \frac{A_1}{2}$$

## 4. Дифракция Френеля от простейших преград

### Дифракция от круглого отверстия

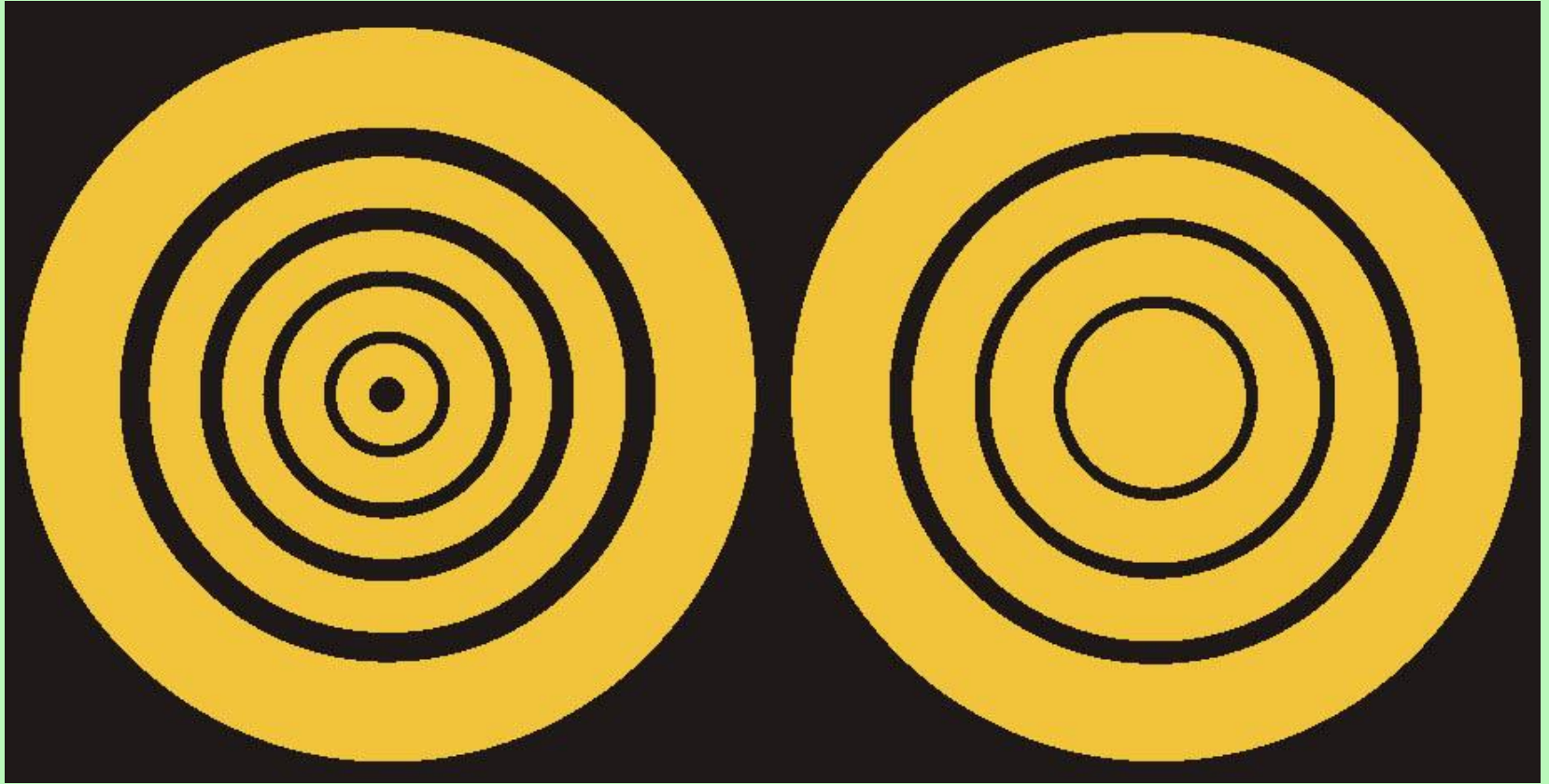
Вид дифракционной картины зависит от числа зон Френеля, открываемых отверстием.



Амплитуда в точке  $P$ :

$$A = \begin{cases} \frac{(A_1 + A_m)}{2} & (\text{веч.}) \\ \frac{(A_1 - A_m)}{2} & (\text{вечн.}) \end{cases}$$

# Дифракционная картина от круглого отверстия

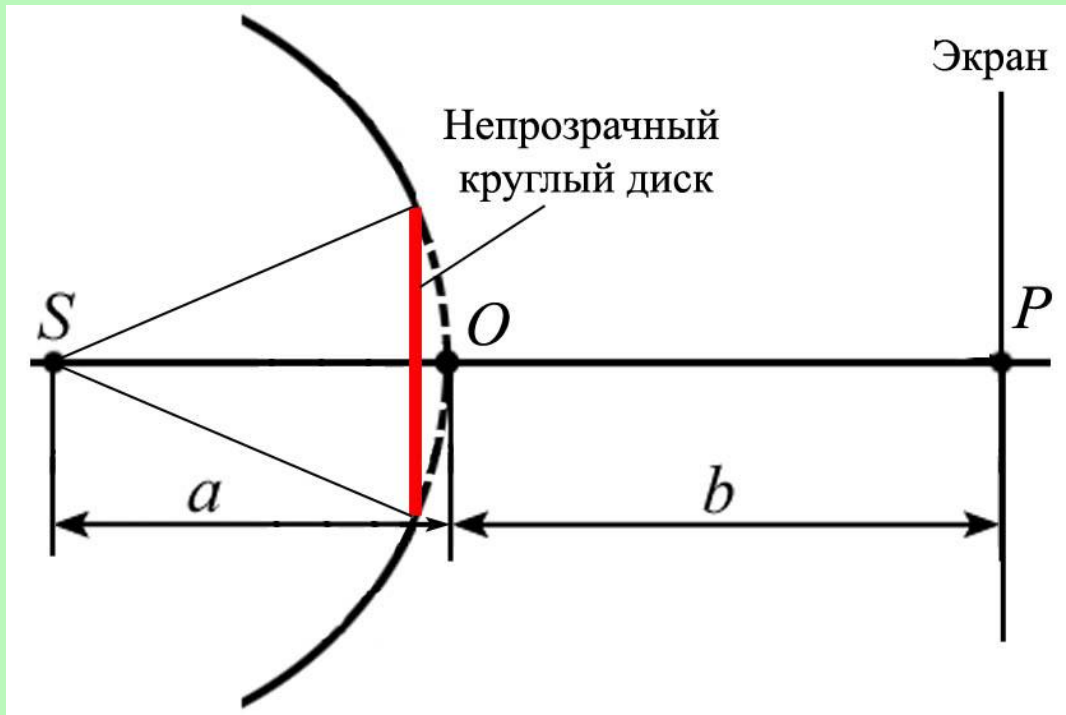


Открыто четное  
число зон

Открыто нечетное  
число зон



## Дифракция от круглого диска



**Каким бы ни был диаметр диска, в центре  $P$  его геометрической тени будет светлое пятно – пятно Пуассона.**

Если диск закроет  $m$  первых зон Френеля, амплитуда в точке  $P$  равна

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

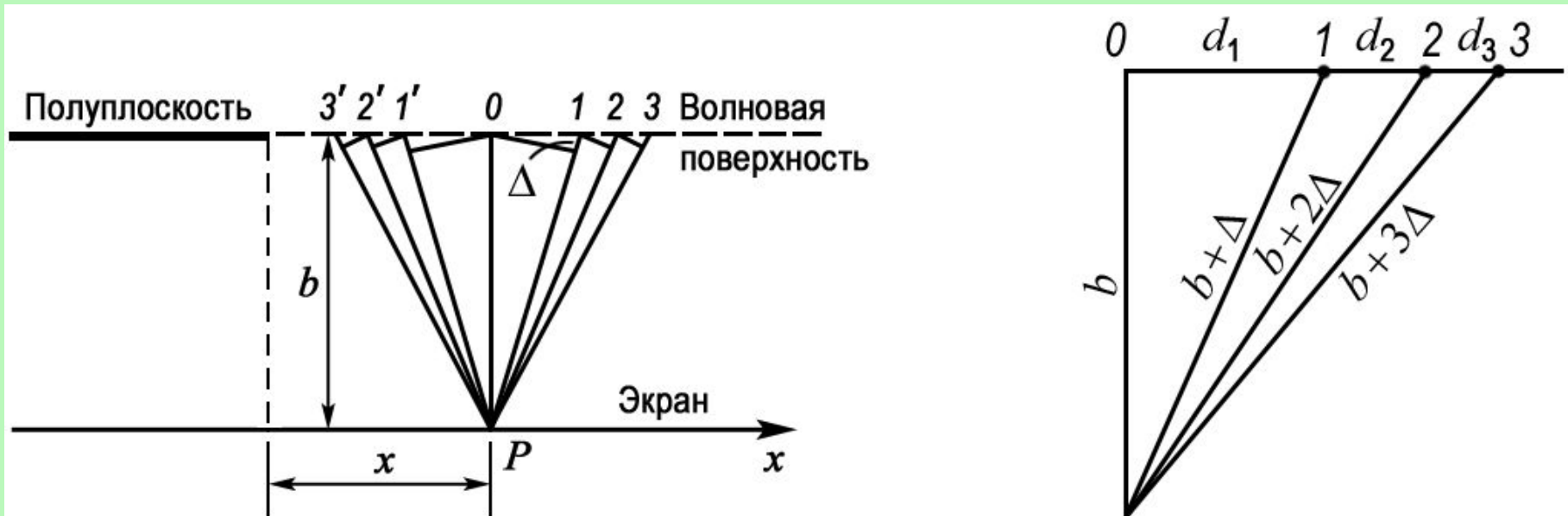


## Дифракция от прямолинейного края полуплоскости

В этом случае удобно разбивать волновой фронт не на *кольцеобразные зоны*, или *зоны Френеля*, а на *полосатые зоны*, или **зоны Шустера**:

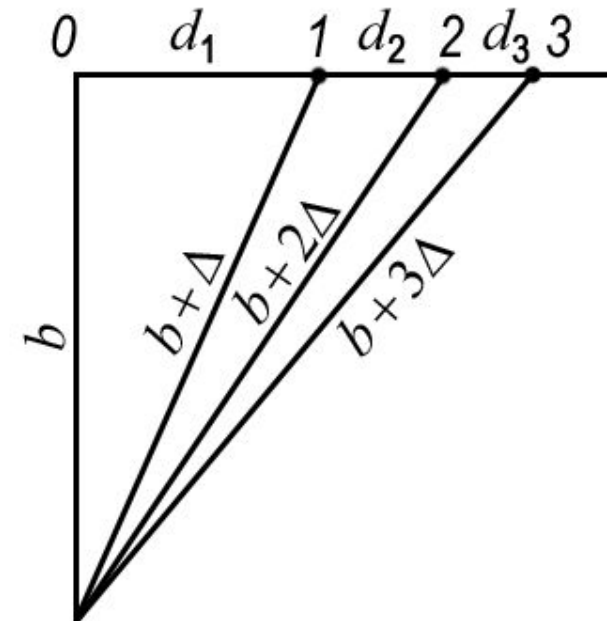
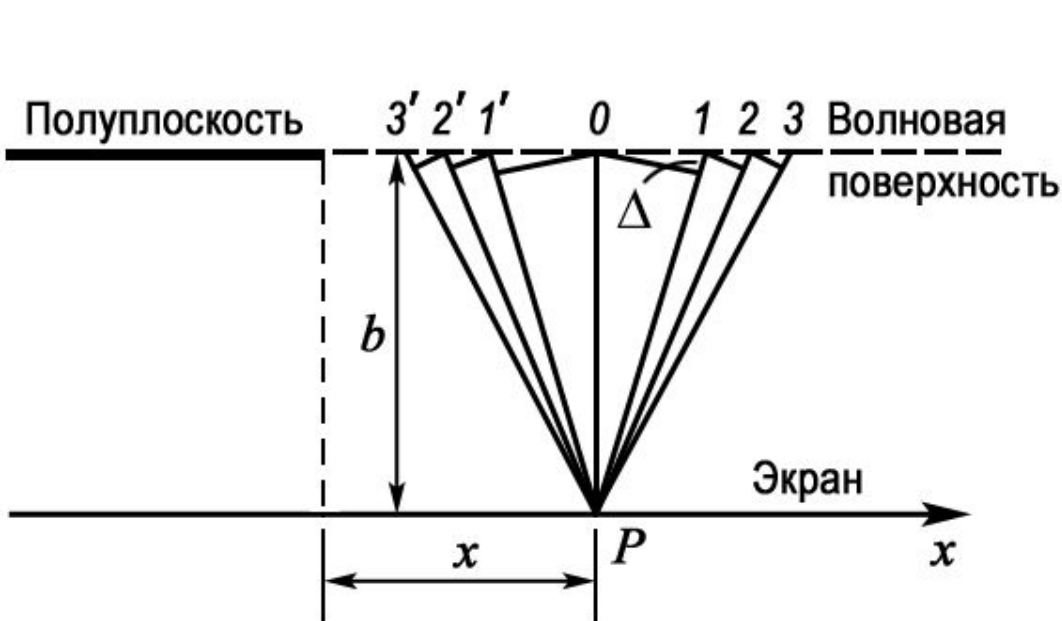
Рассмотрим плоскую световую волну, падающую на непрозрачную полуплоскость (ее положение совпадает с одной из волновых поверхностей).

Открытая часть волновой поверхности разбивается на зоны, имеющие вид очень узких прямолинейных полосок, параллельных краю полуплоскости.



**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  $m$  и  $m'$  имеют одинаковую ширину и расположены относительно точки  $P$  симметрично (**создаваемые ими в  $P$  колебания совпадают по амплитуде и фазе**).



## Зависимость амплитуды от номера зоны $m$ :

Можно показать, что

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

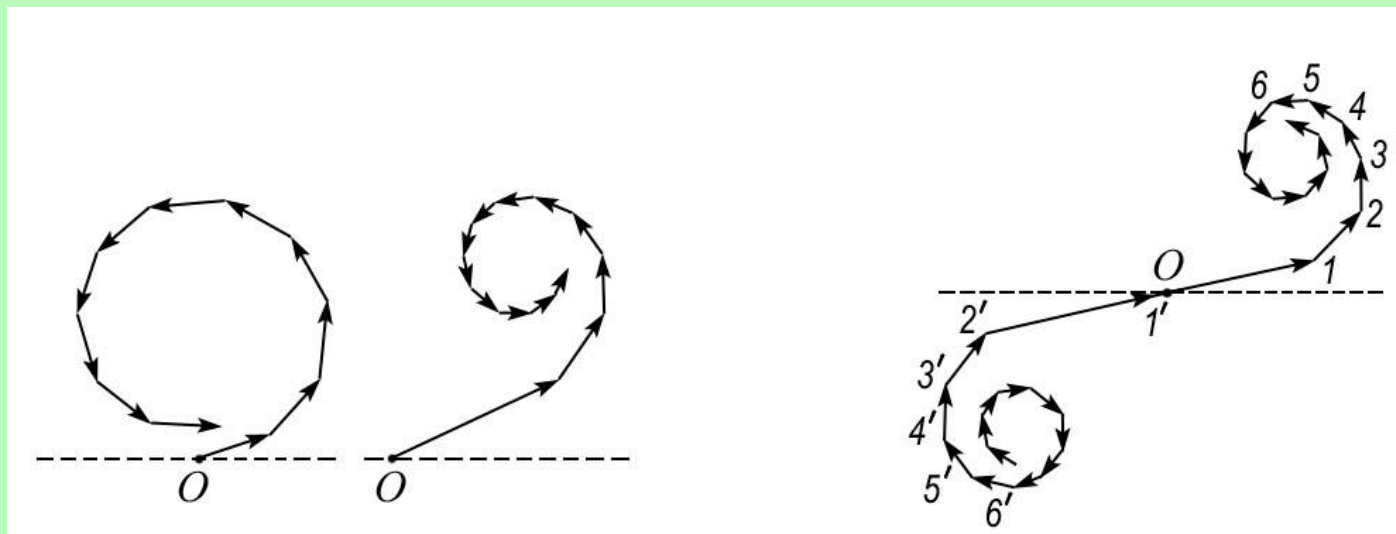
Расчет дает следующие отношения:

$$d1 : d2 : d3 : d4 : \dots = 1 : 0,41 : 0,32 : 0,27 : \dots$$

В таких же соотношениях находятся и площади зон.

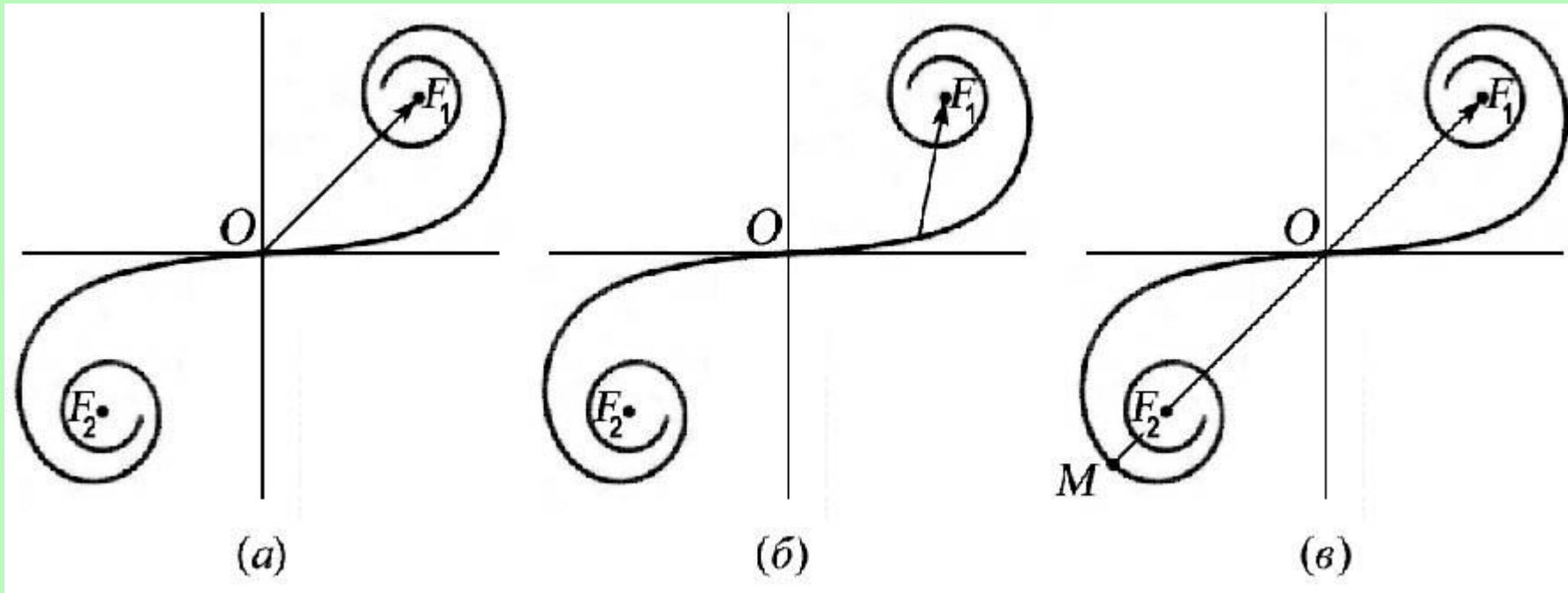
Это означает, что амплитуда колебаний, создаваемых в точке  $P$  отдельными зонами, вначале (для первых зон) убывает очень быстро, затем это убывание становится медленным.

Ломаная линия, получающаяся при графическом сложении колебаний, идет **сначала более полого**, чем в случае **кольцевых зон** (площади которых при аналогичном построении примерно равны). **В обоих случаях отставание по фазе каждого следующего колебания взято одним и тем же.**

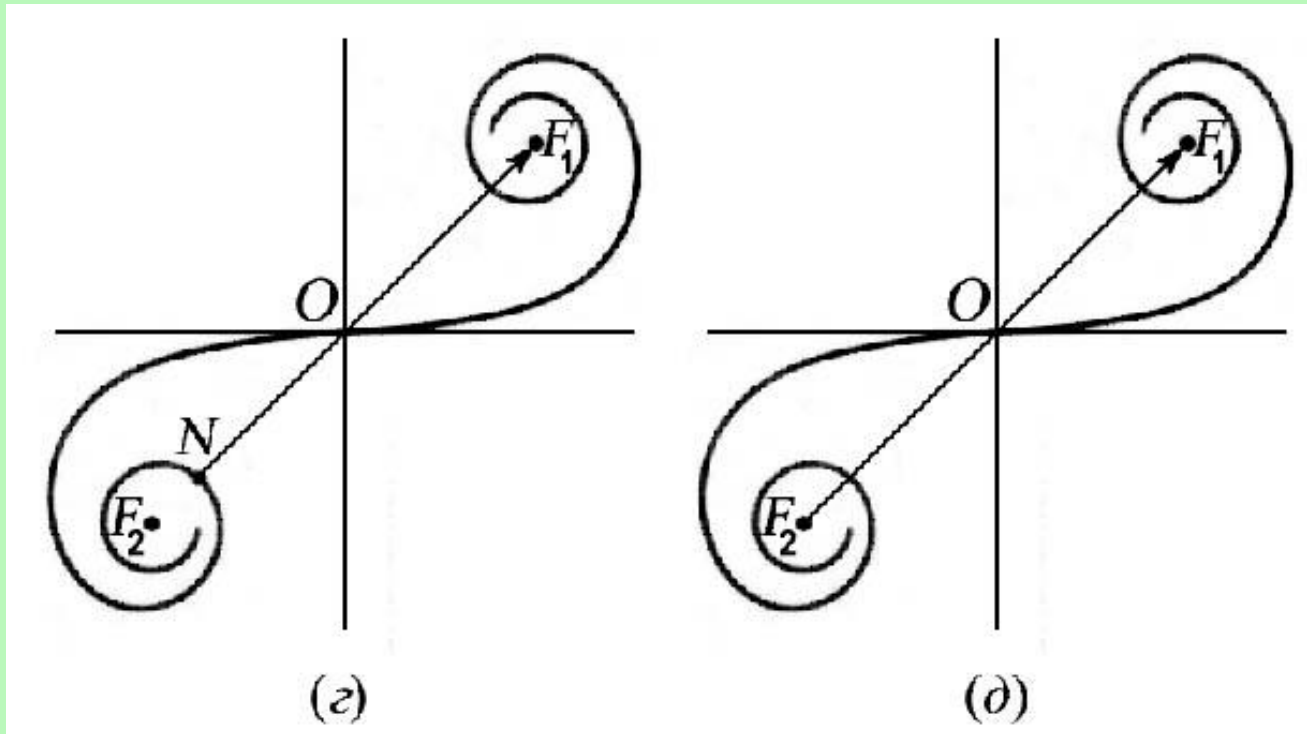


Векторы, изображающие соответствующие симметричным относительно  $P$  зонам  $m$  и  $m'$  колебания, располагаются симметрично относительно начала координат  $O$ .

Если ширину зон устремить к нулю, ломаная линия превратится в плавную кривую - ***спираль Корню***.



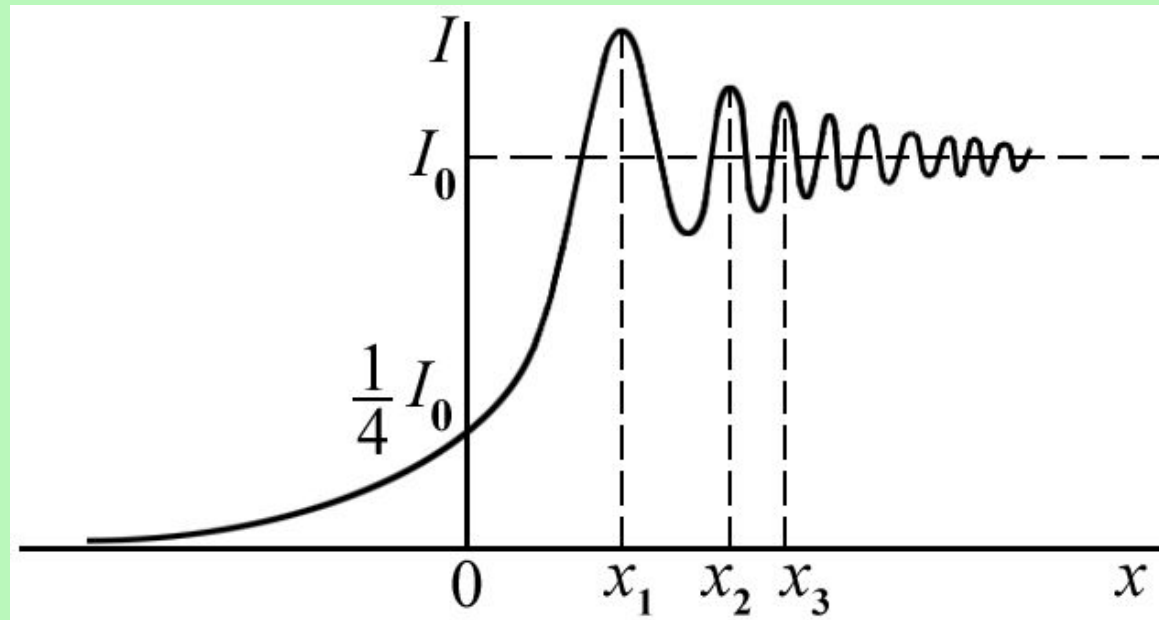
- (а) - точка  $P$  лежит на границе геометрической тени, все штрихованные зоны закрыты. Результирующее колебание изобразится вектором  $OF_1$ ;
- (б) - при смещении точки  $P$  в область геометрической тени начало результирующего вектора перемещается по правому завитку в направлении полюса  $F_1$  - амплитуда колебания монотонно стремится к нулю;
- (в) - точка  $P$  смещается от границы геометрической тени вправо, начало результирующего вектора скользит по левому завитку спирали в направлении к полюсу  $F_2$  ( $MF_1$  - случай первого максимума).



(z) – в этом же случае первый из минимумов -  $NF_1$ ;

(d) - волновая поверхность полностью открыта, амплитуда равна длине отрезка  $F_2F_1$ , что в два раза превышает амплитуду на границе геометрической тени (интенсивность – в 4 раза).

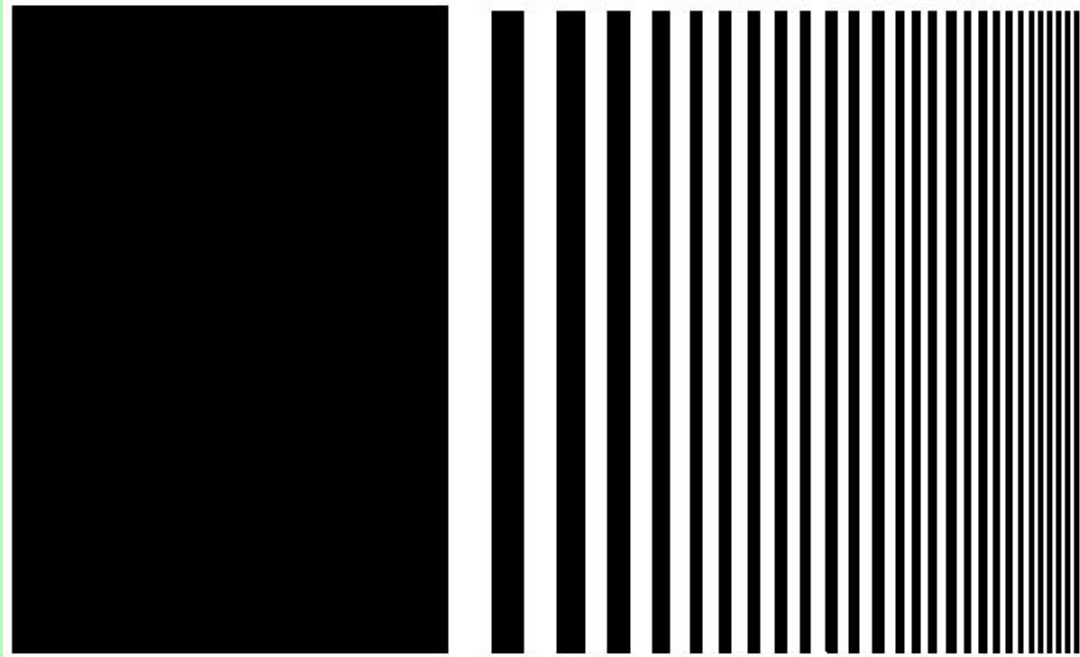
## Зависимость интенсивности света $I$ от координаты $x$



На границе геометрической тени  $I$  составляет  $\frac{1}{4} I_0$ , получающейся на экране в отсутствие преград.

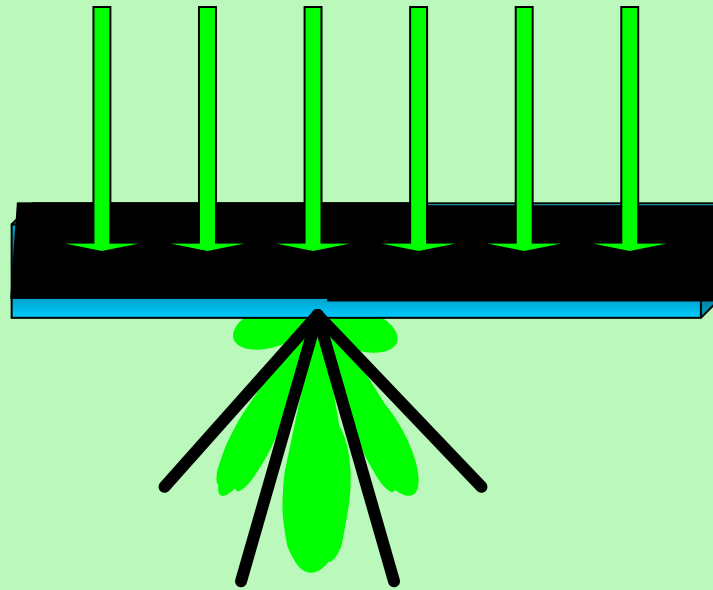
При переходе в область геометрической тени интенсивность меняется не скачком, а постепенно стремится к нулю. Справа от границы геометрической тени расположен ряд чередующихся максимумов и минимумов интенсивности.



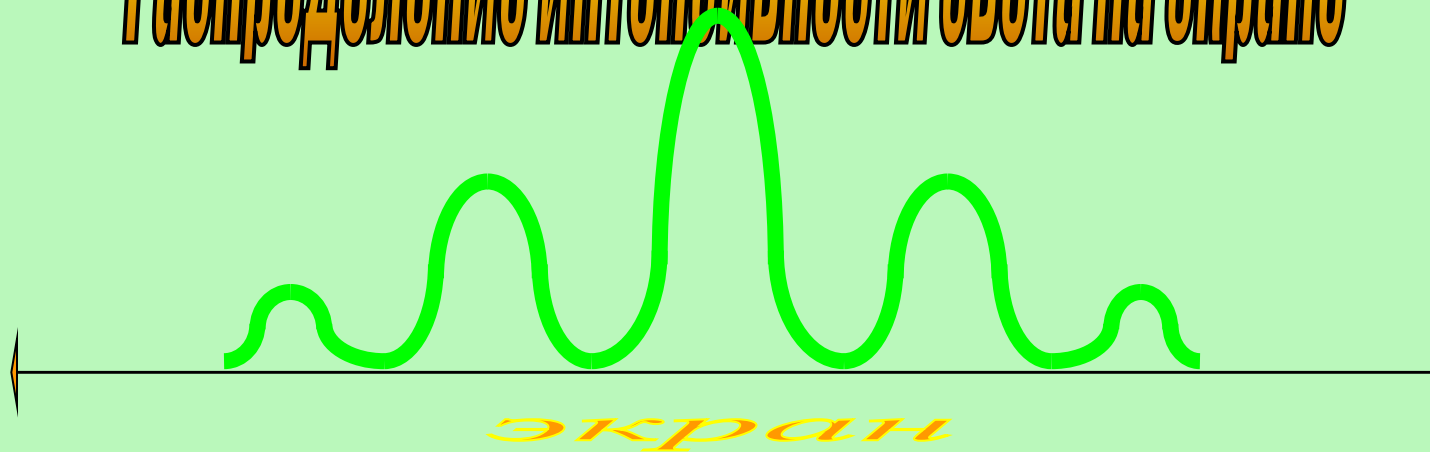


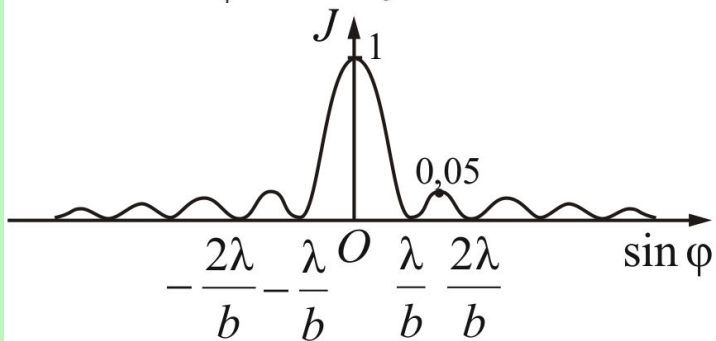
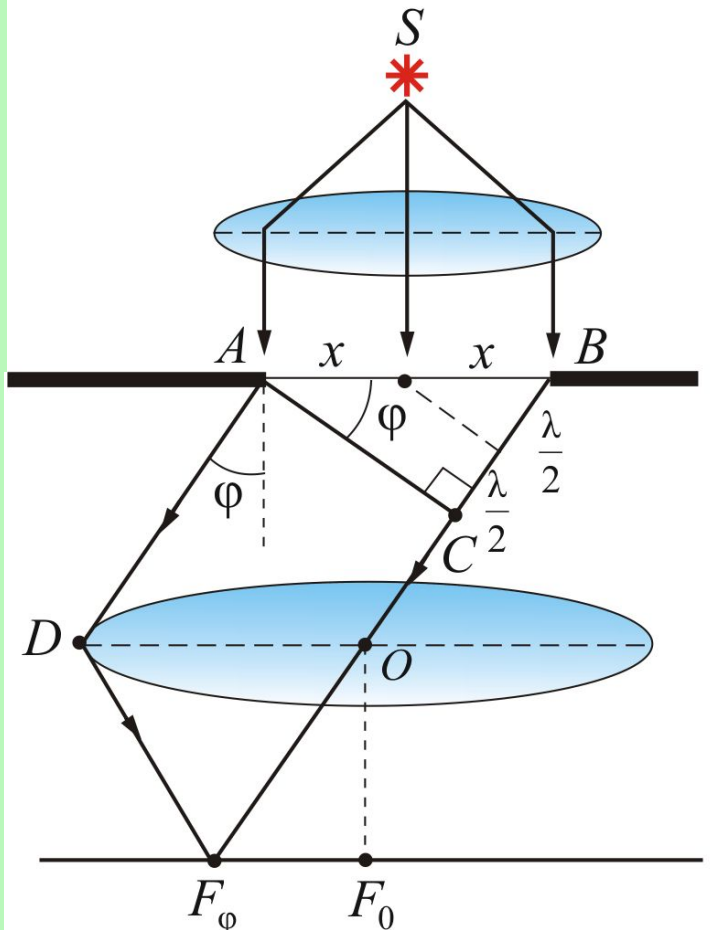
**Дифракционная картина от края полуплоскости**

# 5. Дифракция Фраунгофера



**Распределение интенсивности света на экране**





Рассмотрим плоскую световую волну, падающую на щель:

разность хода лучей, идущих от краев щели

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

**Условие минимумов интенсивности:**

$$b \sin \varphi = \pm k \lambda \quad (k = 1, 2, 3 \dots)$$

Целое  $k$  соответствует четному количеству зон с разностью хода между ними  $\lambda/2$ .

**Колебания от каждой пары соседних зон взаимно погашают друг друга – минимум интенсивности.**

С увеличением ширины щели  $b$  положения минимумов сдвигаются к центру, центральный максимум становится резче.

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



## Условие максимумов интенсивности:

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

- в этом случае число зон будет нечетным, действие одной из них окажется некомпенсированным.

## Интенсивность света

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

$I_{\varphi}$  – интенсивность в точке, определяемой углом  $\varphi$ ;

$I_0$  – интенсивность в центре дифракционной картины ( $\varphi = 0$ )

**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

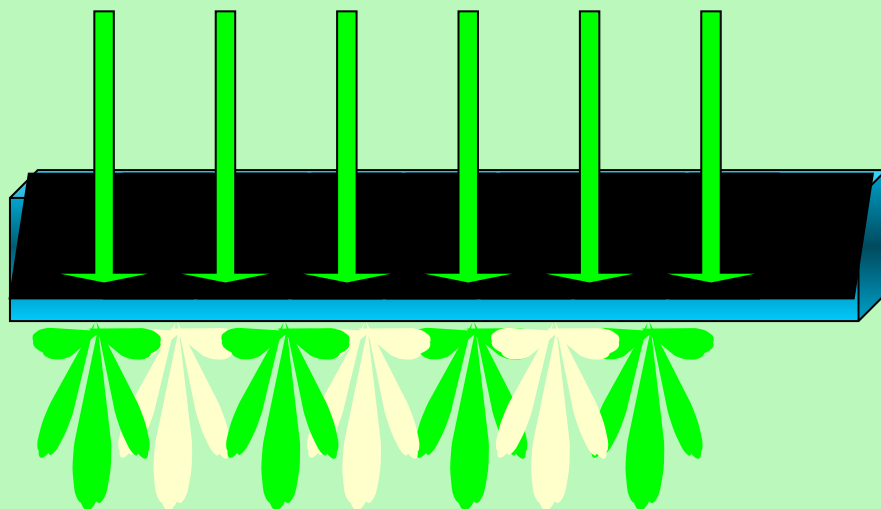
$$\frac{b^2}{l\lambda} \begin{cases} \ll & \text{дифракция Фраунгофера} \\ & \text{дифракция Френеля} \\ \gg & \text{геометрическая оптика} \end{cases}$$

$b$  - ширина щели;

$l$  - расстояние от щели до экрана;

$\lambda$  - длина волны.

## 6. Дифракционная решетка

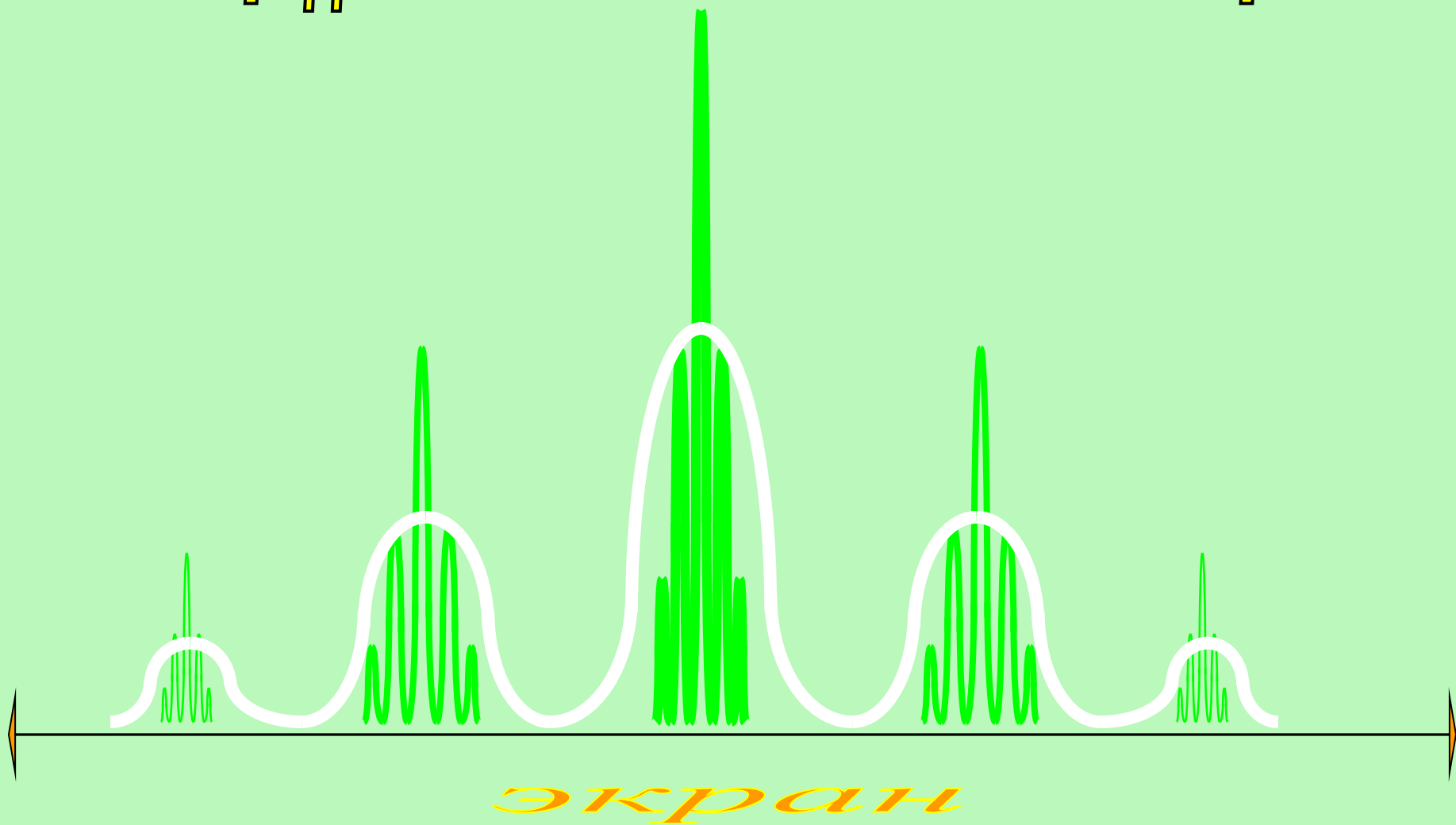


***Дифракционная решетка*** представляет собой совокупность большого числа одинаковых, отстоящих друг от друга на одно и то же расстояние щелей.

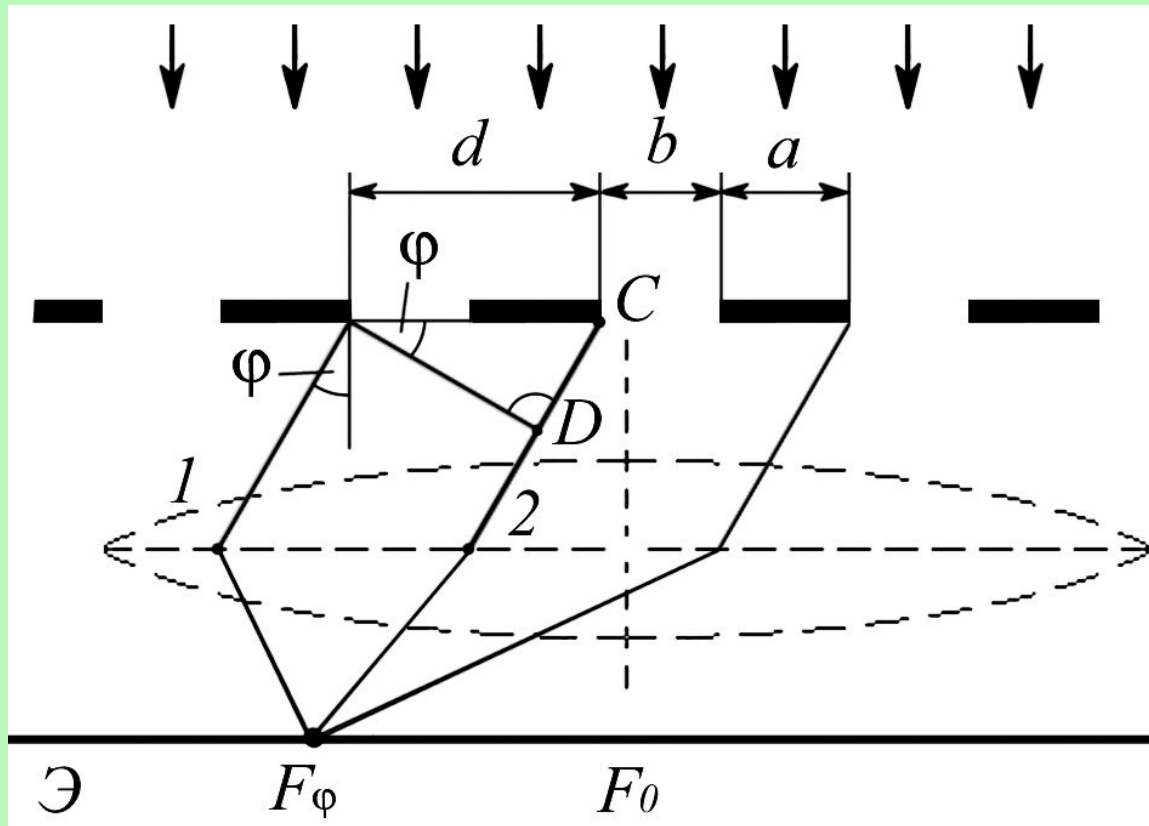
В дифракционной решетке осуществляется *многолучевая интерференция когерентных дифрагированных пучков света, идущих от всех щелей.*



# Распределение интенсивности света на экране



Рассмотрим нормальное падение на решетку плоской световой волны:



$b$  – ширина щели  
решетки;

$a$  – расстояние между  
щелями;

$\varphi$  – угол дифракции.

Разность хода от  
соседних щелей:

$$\Delta = d \sin \varphi$$

**Постоянная (период) дифракционной решетки:**

$$a + b = d$$

Условие главных максимумов для ДР:

$$d \sin \varphi = \pm m \lambda \quad (m = 0, 1, 2, \dots - \text{порядок главного максимума})$$

Связь интенсивности главных максимумов с интенсивностью, создаваемой в направлении  $\varphi$  одной щелью:

$$I_{\text{max}} = N^2 I_{\varphi}$$

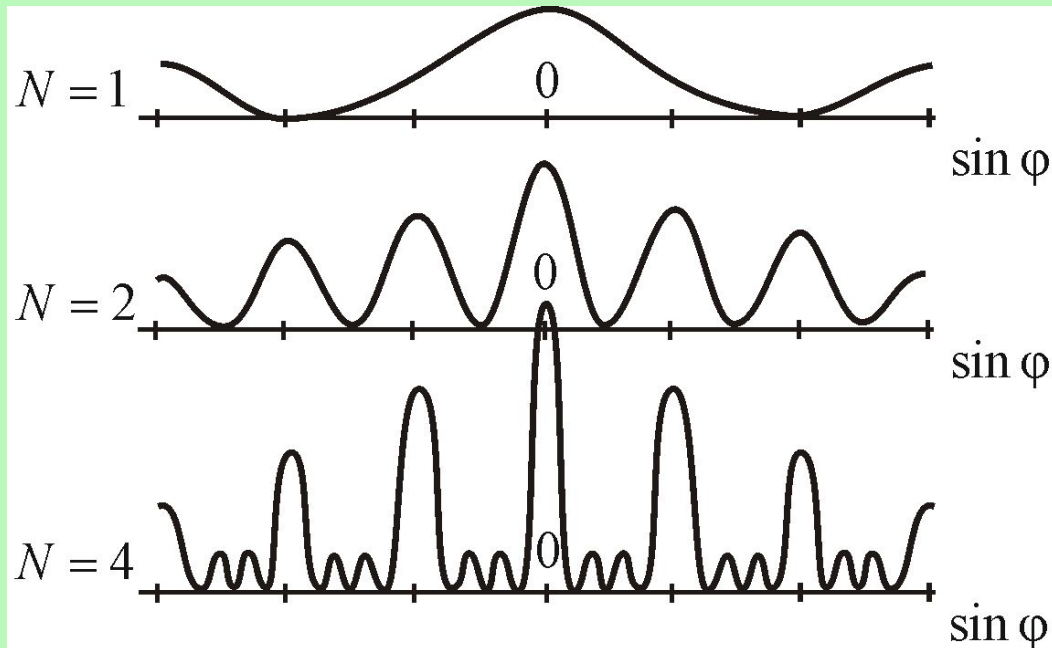
Условие минимумов для ДР (то же, что для щели):

$$b \sin \varphi = \pm k \lambda \quad (k = 1, 2, 3)$$

Помимо вышеуказанных минимумов в промежутках между соседними максимумами имеется ***(N - 1) добавочных минимумов*** (возникают в направлениях, для которых колебания от отдельных щелей взаимно погашают друг друга).

**Условие добавочных минимумов:**

$$d \sin \varphi = \pm \frac{k'}{N} \lambda \quad (k' = 1, 2, \dots, \mathbf{N - 1}, \mathbf{N + 1}, \dots)$$



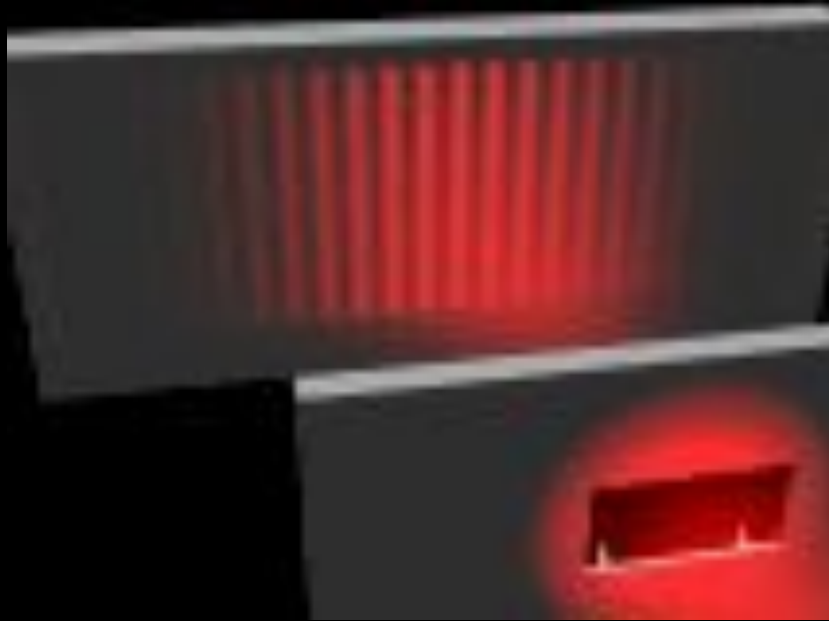
## Дифракция Фраунгофера на двух щелях (расстояние между щелями $a$ остается постоянным)



При уменьшении  $b$  ширина дифракционной картины увеличивается, а ее яркость уменьшается. При этом период интерференционных полос остаётся неизменным.

## Дифракция Фраунгофера на двух щелях

( $b = \text{const}$  (1000 нм),  $a$  изменяется в диапазоне 1000-10000 нм )

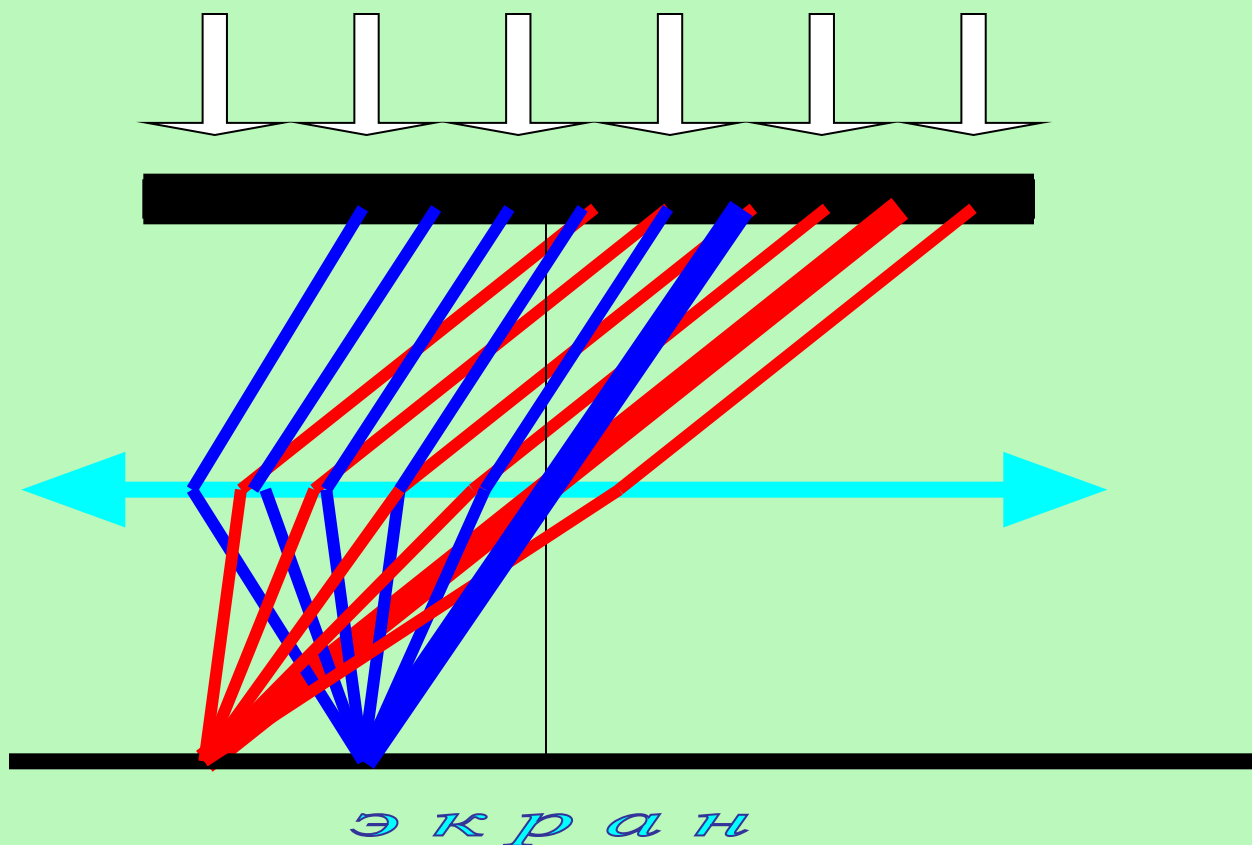


Частота следования интерференционных полос увеличивается пропорционально расстоянию  $a$  между щелями, в то время как ширина дифракционной картины остаётся неизменной и зависит только от  $b$ .

ДР разлагает белый свет на составляющие, причем из формулы

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

видно, что свет с большей длиной волны (красный) отклоняется на больший угол (в отличие от призмы, где все происходит наоборот)

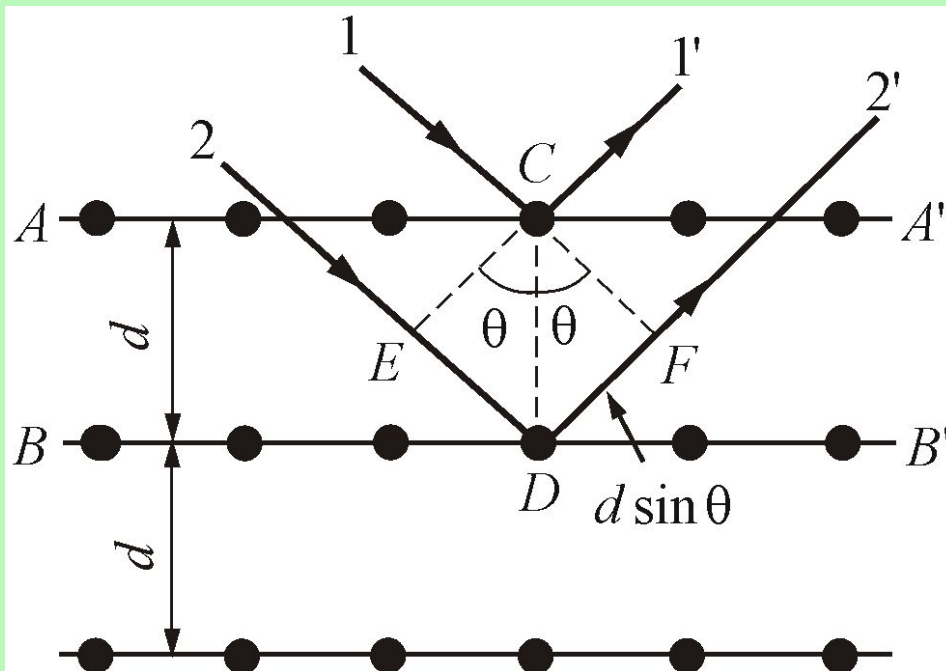




## 7. Дифракция на пространственных решетках. Дифракция рентгеновских лучей

*Пространственной* или *трехмерной* *дифракционной решеткой* называется такая *оптически неоднородная среда*, в которой *неоднородности периодически повторяются при изменении всех трех пространственных координат.*

В 1913 г. русский физик Г.В. **Вульф** и английские ученые отец и сын Генри и Лоуренс **Брэгги**, независимо друг от друга, предложили простой метод расчета дифракции рентгеновских лучей в кристаллах, как *результат отражения рентгеновских лучей от плоскостей кристалла.*

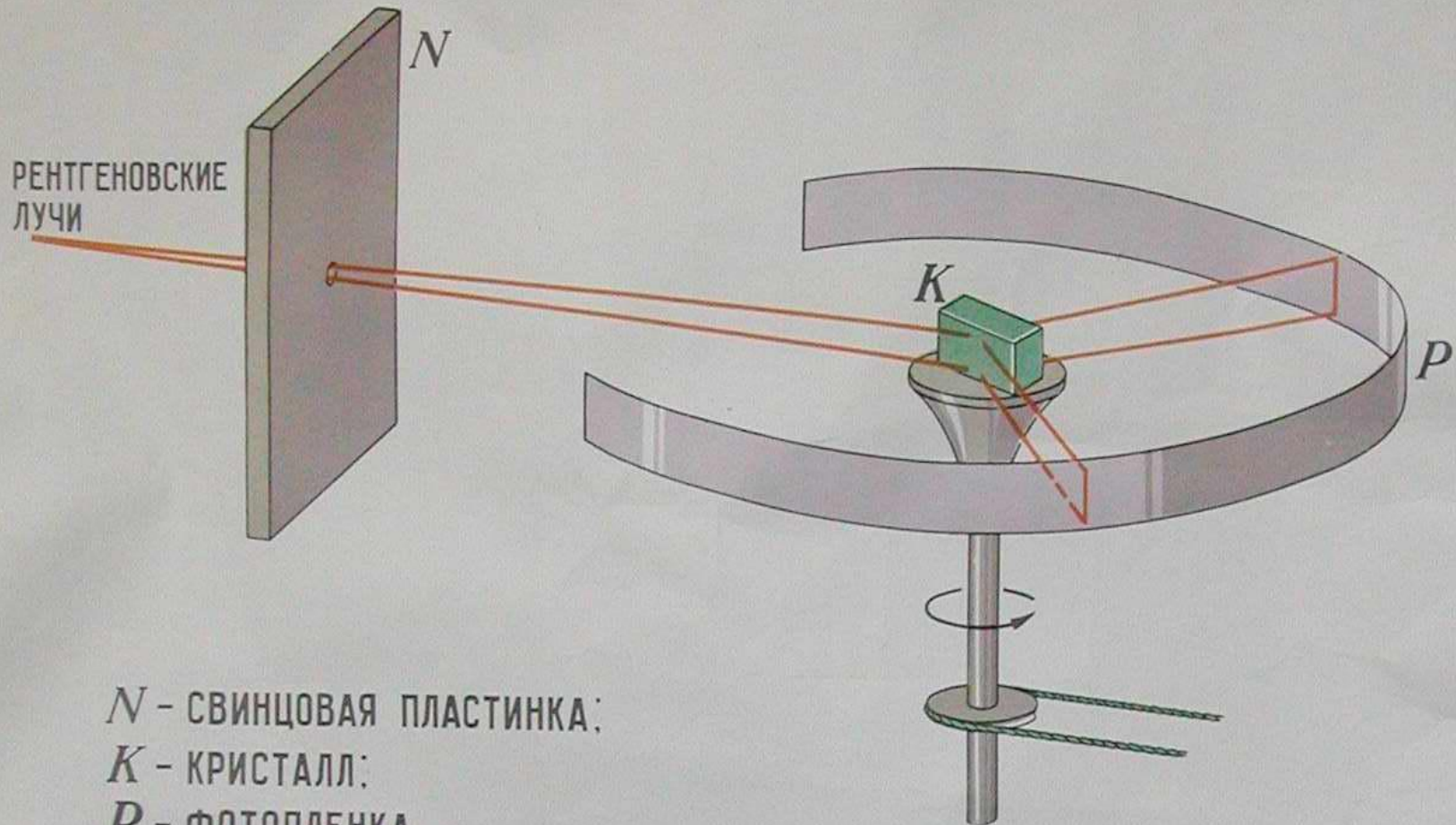


Интерференционные максимумы должны удовлетворять *условию Вульфа-Брэггов :*

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

# РЕНТГЕНОСТРУКТУРНЫЙ АНАЛИЗ (МЕТОД ВРАЩАЮЩЕГОСЯ КРИСТАЛЛА)

## СХЕМА РЕНТГЕНОВСКОГО СПЕКТРОГРАФА



*N* - СВИНЦОВАЯ ПЛАСТИНКА;  
*K* - КРИСТАЛЛ;  
*P* - ФОТОПЛЕНКА

Дифракционная решетка, как спектральный аппарат, характеризуется двумя величинами:  
*разрешающей силой и дисперсией.*

*Разрешающей силой называют величину*

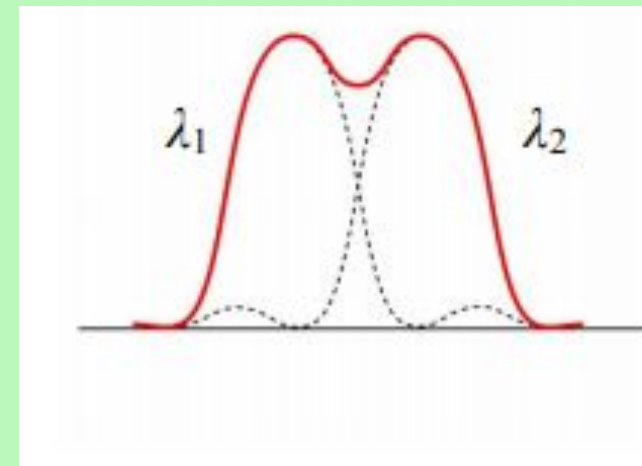
$$R = \frac{\lambda}{\delta\lambda}$$

где  $\delta\lambda$  – минимальная разность  $\delta\lambda = \lambda_1 - \lambda_2$  в длинах волн, при которой две спектральные линии воспринимаются раздельно.

Для дифракционной решетки  $R = k \cdot N$ , размещающая сила пропорциональна порядку спектра  $k$  и числу щелей  $N$ , в спектрах высших порядков разрешение больше.

Согласно критерию Рэлея принято считать линии разрешенными, если максимум интенсивности одной попадает на минимум интенсивности другой.

Если две линии имеют одинаковую интенсивность и форму, результирующая интенсивность имеет вид двугорбой кривой, в которой высота седловины составляет 80% от высоты горба.



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

*Угловой дисперсией* называется величина

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

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

