

ОПТИКА

Лекция 28.

Тема: Дифракция света

Учебник:

Трофимова Т.И. Курс физики : учеб. пособ. для вузов / Т. И. Трофимова. - М.: Академия, 2007.- с. **331-347**.

к.ф.-м.н.
Куручкин А.
Р

Дифракция света –

это совокупность явлений,
наблюдаемых при распространении света
сквозь малые отверстия или
вблизи границ непрозрачных тел,
обусловленных **волновой природой света.**

Дифракция – отклонение волны от
прямолинейного распространения. Волна
огibtает край препятствия и заходит в область
геометрической тени.

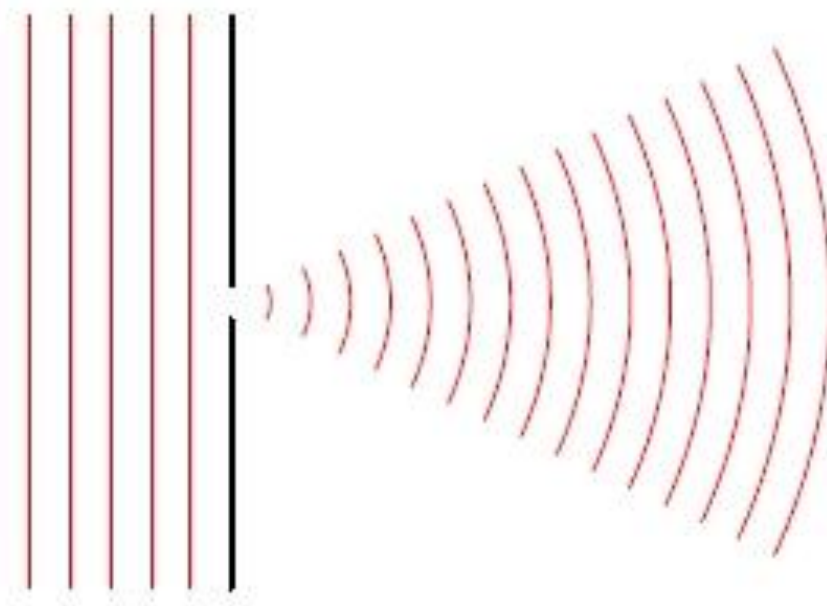
Особенности физической природы интерференции и дифракции

- **интерференцией волн** принято называть перераспределение интенсивности, возникающее в результате суперпозиции волн, возбуждаемых конечным числом дискретных когерентных источников.
- **дифракцией** принято называть перераспределение интенсивности, возникающее в результате суперпозиции волн, возбуждаемых когерентными источниками, расположенными непрерывно.

Поэтому говорят, например, об
интерференционной картине
от **двух узких щелей**

И

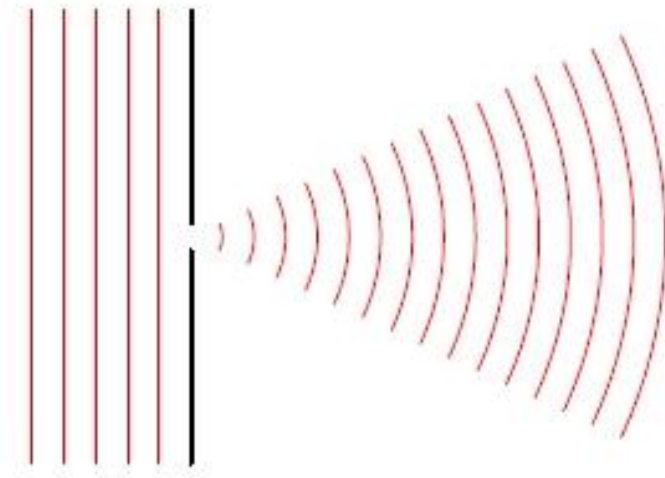
о **дифракционной картине**
от **одной щели.**



Дифракция на щели

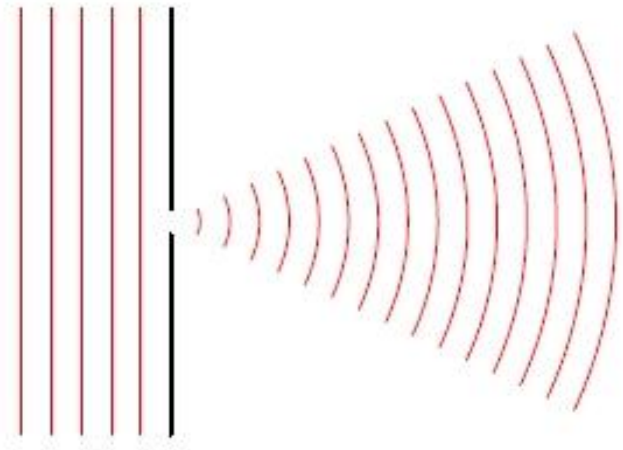
Особенности возникновения дифракции на щели

1. **Дифракционные явления** выражены тем отчетливее, чем **меньше препятствие**.
2. **Дифракция** наиболее существенна в тех случаях, когда размер препятствия **меньше или порядка длины волны**.
3. Чем **больше** отношение λ/a , тем **расходимость** волны будет **больше**.



a – ширина щели,
 λ – длина световой волны.

Пояснение пункта №2. Чтобы зафиксировать **отклонение** световых лучей **от прямолинейного распространения**, экран должен находиться далеко.



Например:

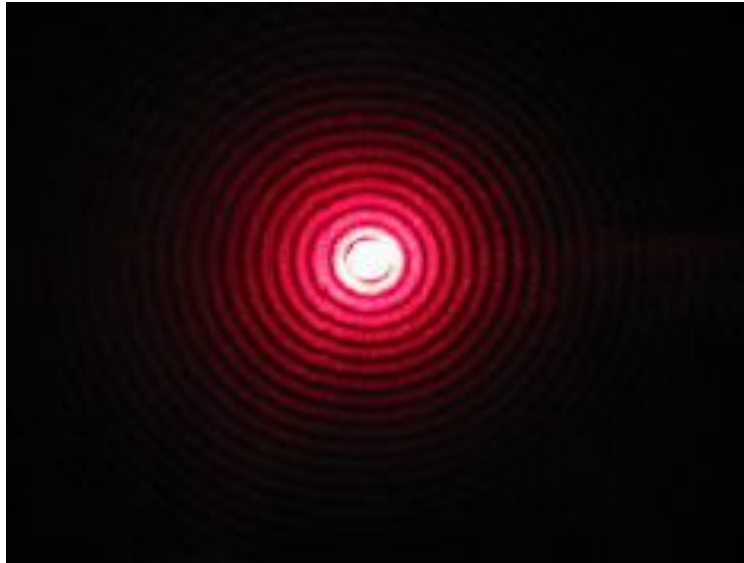
$$\lambda = 500 \text{ нм}, a = 0,5 \text{ мм} \Rightarrow$$

$$\frac{\lambda}{a} = 0,001 \approx 0,057^\circ.$$

$$1 \text{ рад} \approx 57^\circ; 1^\circ \approx 0,017 \text{ рад}$$

a – ширина щели,

λ – длина световой волны



Дифракция лазерного
луча на отверстии
шириной $a = 2 \text{ мм}$

Что мы наблюдаем?

Мы наблюдаем **дифракционную картину**,
представляющую собой

чередующиеся светлые и темные кольца,

которые являются

максимумами и минимумами интерференции.

Принцип Гюйгенса

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

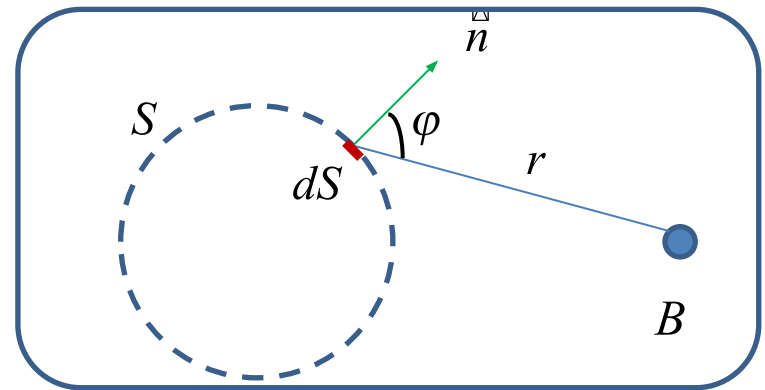
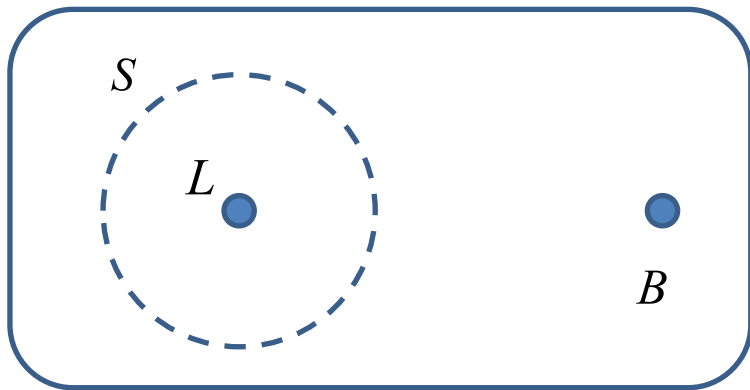


Френель
Огюстен
Жан

(1788 – 1827)

Принцип Гюйгенса-Френеля

1. Каждый элемент волновой поверхности S служит источником вторичных волн.
2. Амплитуда A вторичных волн пропорциональна величине элемента волновой поверхности dS .
3. Амплитуда вторичных волн зависит от угла наклона φ между нормалью к существующему участку вспомогательной поверхности и направлением в точку, для которой ведётся вычисление.
4. Все вторичные волны являются когерентными ввиду общности их происхождения от первичного источника.
5. Волновой процесс в окружающем пространстве есть результат интерференции вторичных волн.

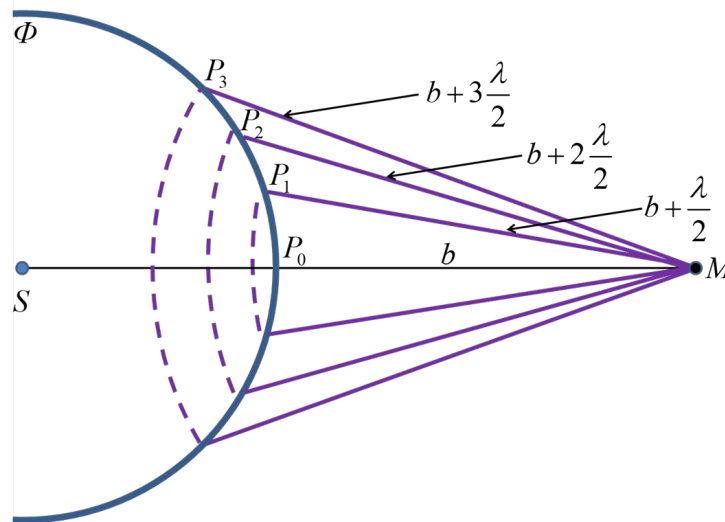


1. Окружим источник L воображаемой замкнутой поверхностью произвольной формы S .
2. Устраним источник L , а поверхность S будем рассматривать как светящуюся поверхность.
3. Излучение каждого элемента dS представим в виде сферической волны, приносящей колебания в точку B .

$$\xi(r, t) = \frac{A_0}{r} \cos(\omega t - kr + \varphi)$$

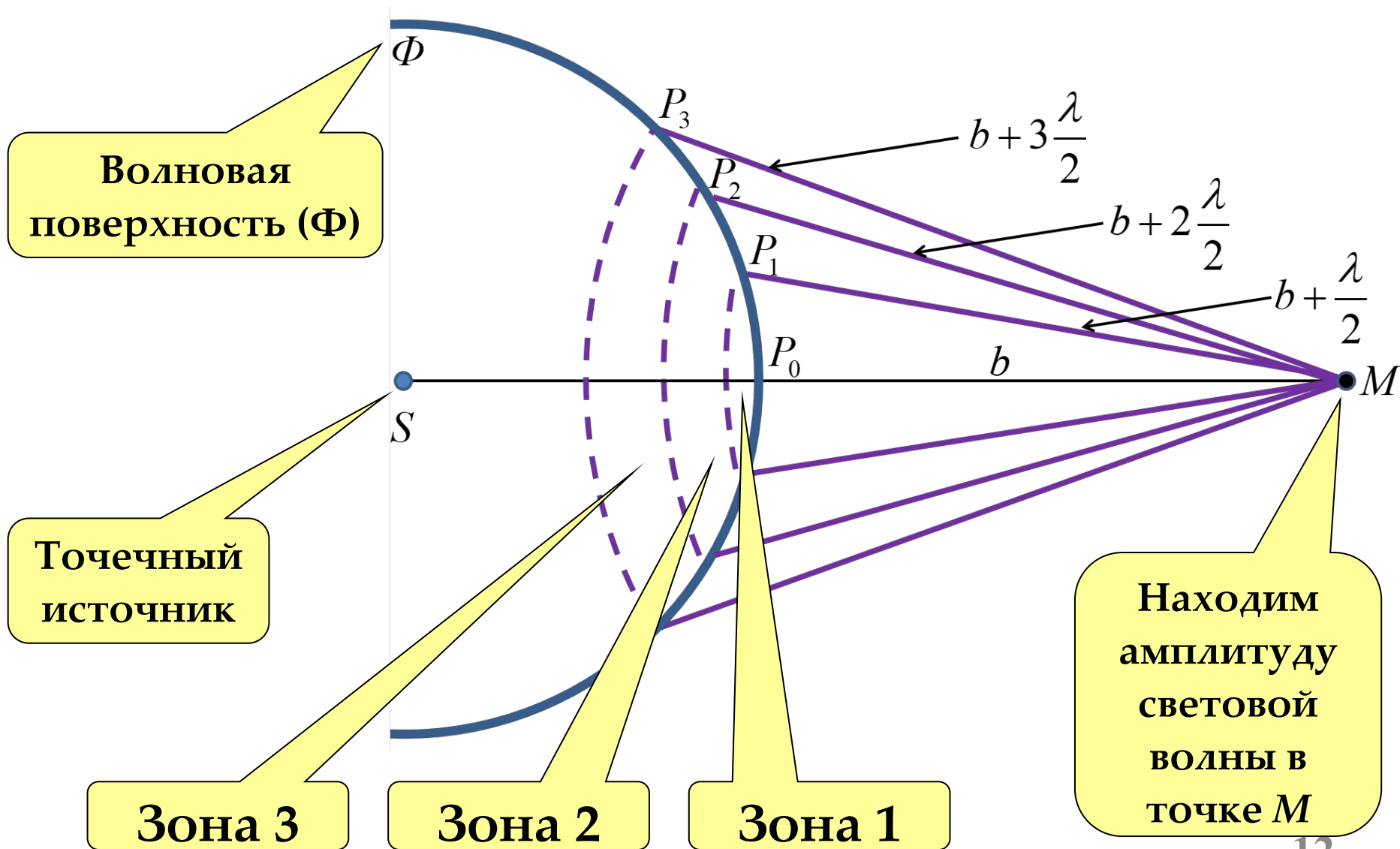
4. Амплитуды сферических волн A_0 , будем считать пропорциональными элементам dS .
5. Фазы всех вспомогательных источников dS определяются возмущением, идущим из L , то они строго согласованы между собой, следовательно, вспомогательные источники dS когерентны.
6. Вычисляя результаты интерференции волн, посылаемые вспомогательными источниками, мы можем перейти к значению амплитуды (интенсивности) в точке B .

Метод Зон Френеля



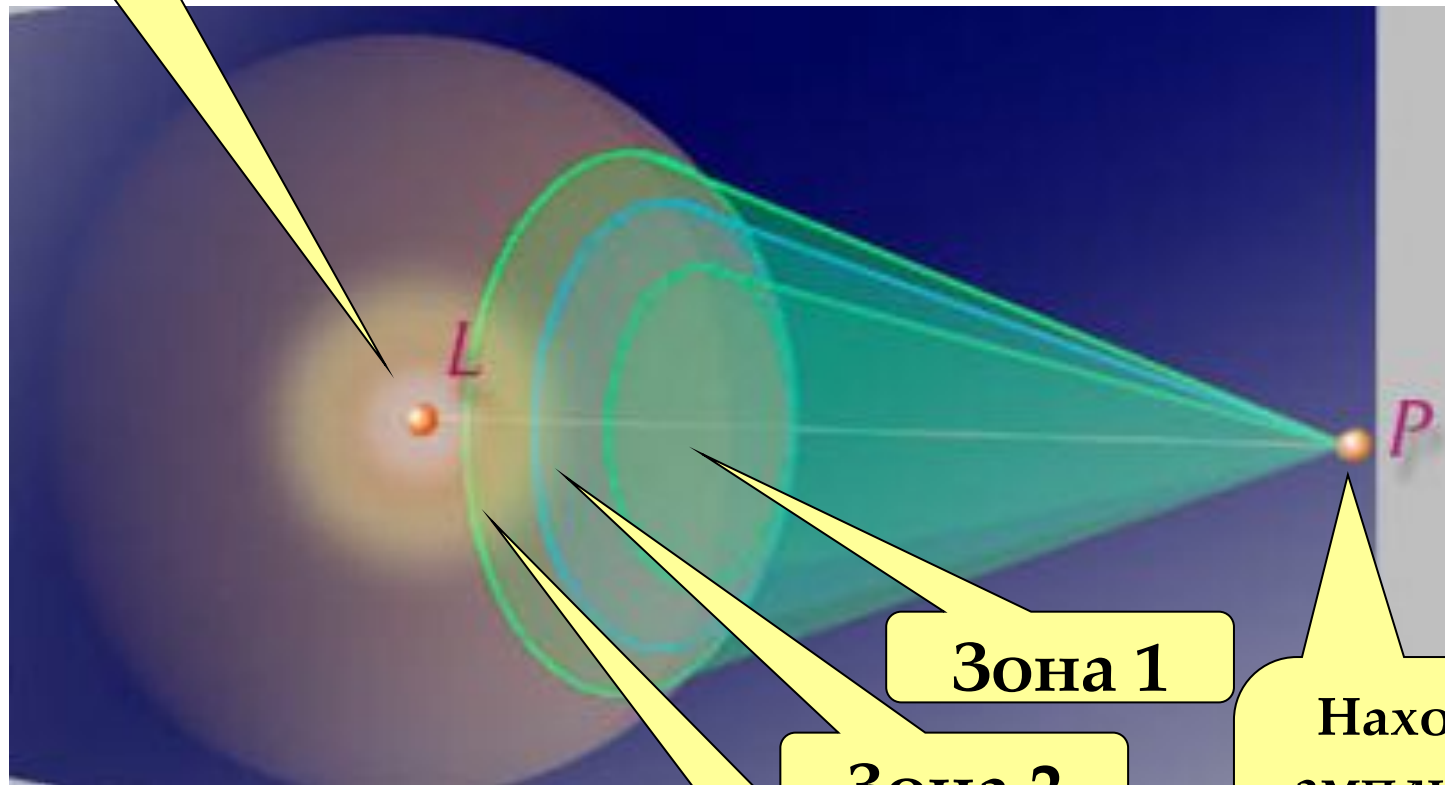
- Рассмотрим действие световой волны из точки **S** (источник) в какой-либо точке наблюдения **M**.
- Согласно принципу Гюйгенса-Френеля заменим действие источника **S** действием воображаемых источников, расположенной на вспомогательной поверхности **Φ**.
- В качестве вспомогательной поверхности **Φ** выберем поверхность фронта волны (поверхность сферы с центром в т. **S**)
- Разобьём поверхность **Φ** на зоны такого размера, чтобы расстояния от краёв зоны до т. **M** отличались на $\lambda/2$.

Метод зон Френеля



Точечный
источник

Метод зон Френеля

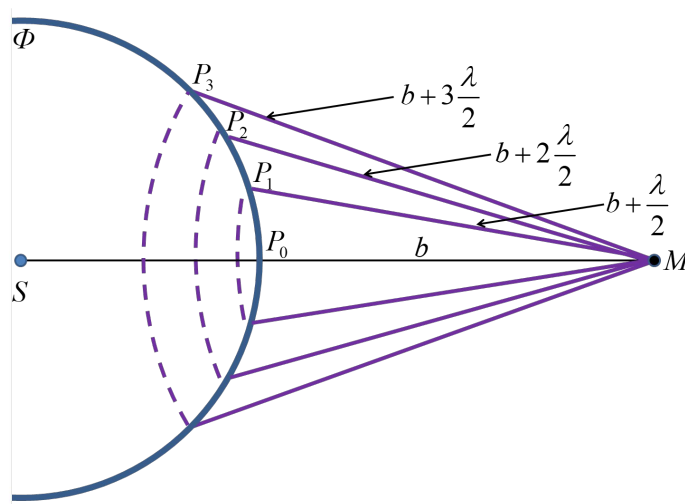


Зона 1

Зона 2

Зона 3

Находим
амплитуду
световой
волны в
точке P



$$P_1M - P_0M = P_2M - P_1M = P_3M - P_2M = \dots = \frac{\lambda}{2}.$$

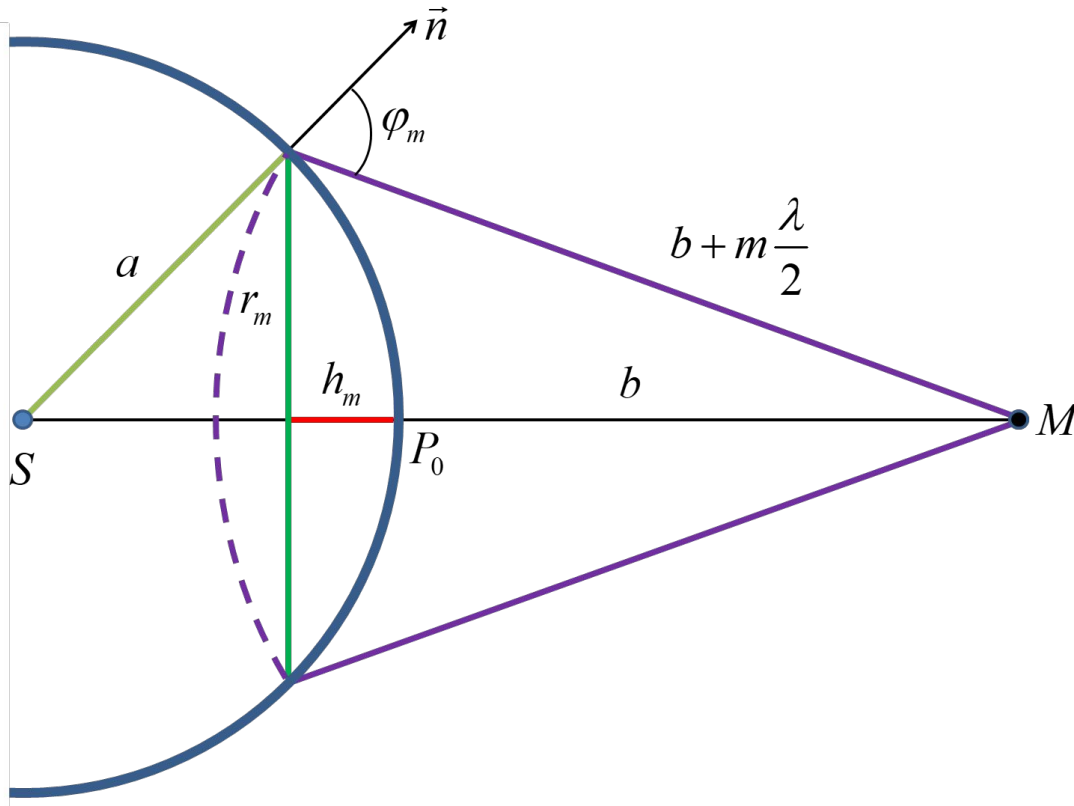
Так как колебания от соседних зон проходят до точки ***M*** расстояния, **отличающиеся на $\lambda/2$** , то в точку ***M*** они приходят **в противоположной фазе** и при наложении эти колебания будут **взаимно ослаблять друг друга**.

Амплитуда результирующего светового колебания в точке *M*:

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

где **A_1, A_2, \dots** - амплитуды колебаний возбуждаемых 1-й, 2-й, ... зонами.

Площади зон Френеля



Из рисунка следует

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

m – номер зоны,

a – радиус волновой поверхности,

b – расстояние от вершины волновой поверхности P_0 до точки M ,

r_m – радиус внешней границы зоны Френеля,

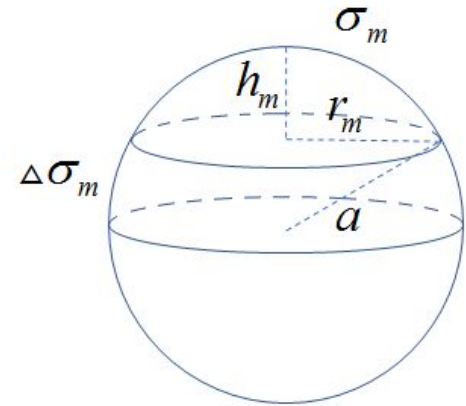
h_m – высота сферического сегмента,

n – нормаль к поверхности зоны,

φ_m – угол между нормалью и направлением на M .

Учитывая $\lambda \ll a$ и $\lambda \ll b$, получим

Площадь сферического сегмента σ_m m -й зоны Френеля равна



$$h_m = \frac{bm\lambda}{2(a+b)}.$$

$$\Delta\sigma_m = \sigma_m - \sigma_{m-1} = \frac{\pi ab\lambda m}{(a+b)} - \frac{\pi ab\lambda (m-1)}{(a+b)} = \frac{\pi ab\lambda}{(a+b)}$$

Выражение не зависит от m , следовательно, при не слишком больших m **площади зон Френеля одинаковы.**

Таким образом, построение зон Френеля разбивает волновую поверхность сферической волны на равновеликие зоны.

Действие отдельных зон на точку M тем меньше, чем больше угол φ между нормалью к поверхности зоны и направлением на M .

Действие зон постепенно убывает от центральной к периферическим (с ростом m):

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

Общее число зон Френеля, уместяющихся на полусфере, очень велико ($N \approx 10^5$ при $a=b=10\text{см}$ и $\lambda=0,5\text{мкм}$), поэтому можно допустить, что амплитуда колебания A_m от некоторой m -й зоны Френеля равна среднему арифметическому от амплитуд примыкающих к ней зон

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

Тогда выражение

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

примет вид

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

Вывод: Амплитуда результирующих колебаний в произвольной точке M определяется как бы действием только половины центральной зоны Френеля.

Радиус внешней границы m -й зоны Френеля

Если в выражении $r_m^2 = a^2 - (a - h_m)^2 = \left(b + m \frac{\lambda}{2}\right)^2 - (b + h_m)^2$

положить высоту сегмента $h_m \ll a$, тогда

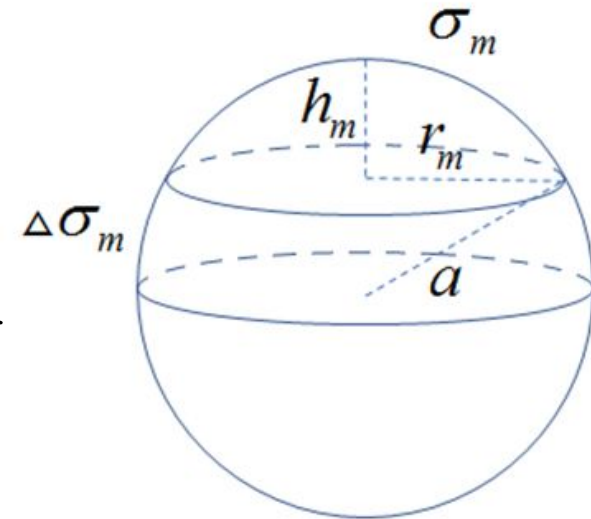
$$r_m^2 = 2ah_m.$$

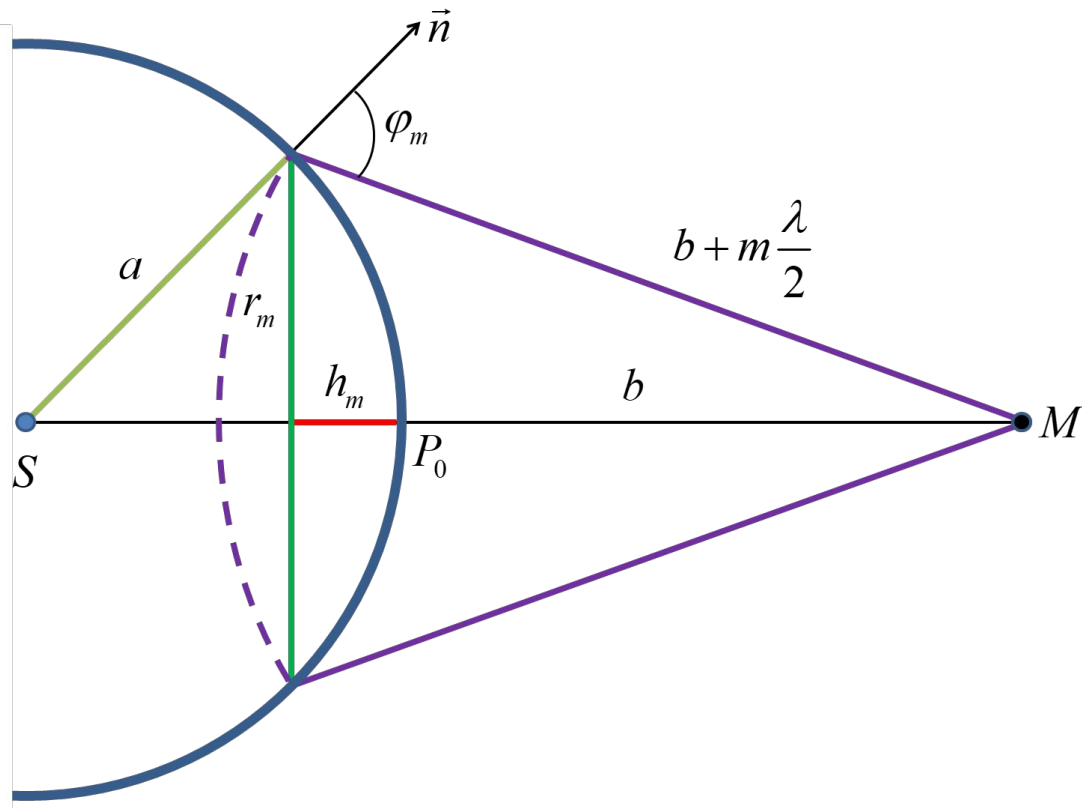
Подставив сюда выражение $h_m = \frac{bm\lambda}{2(a+b)}$,

найдем радиус внешней границы m -й зоны Френеля:

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

- $a=b=10$ см,
 - $\lambda=0,5$ мкм
- $r_1=0,158$ мм.**





Вывод: Распространение света от S к M происходит так, будто световой поток распространяется внутри очень узкого канала вдоль SM , т.е. **прямолинейно**.

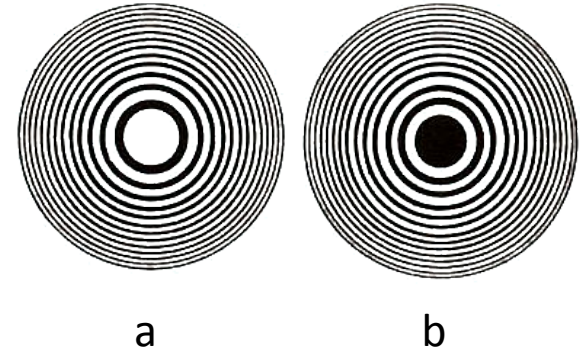
т.о., **принцип Гюйгенса-Френеля**

позволяет объяснить

прямолинейное распространение света.

Зонные пластинки

Это стеклянные пластинки, состоящие из системы чередующихся прозрачных и непрозрачных концентрических колец, построенных по принципу расположения зон Френеля.



Для света длиной волны λ **зонная пластинка (b) перекроет чётные зоны и оставит свободными нечётные, начиная с центральной.** В результате этого результирующая амплитуда будет равна:

$$A = A_0 + A_2 + A_4 + A_6 + \dots$$

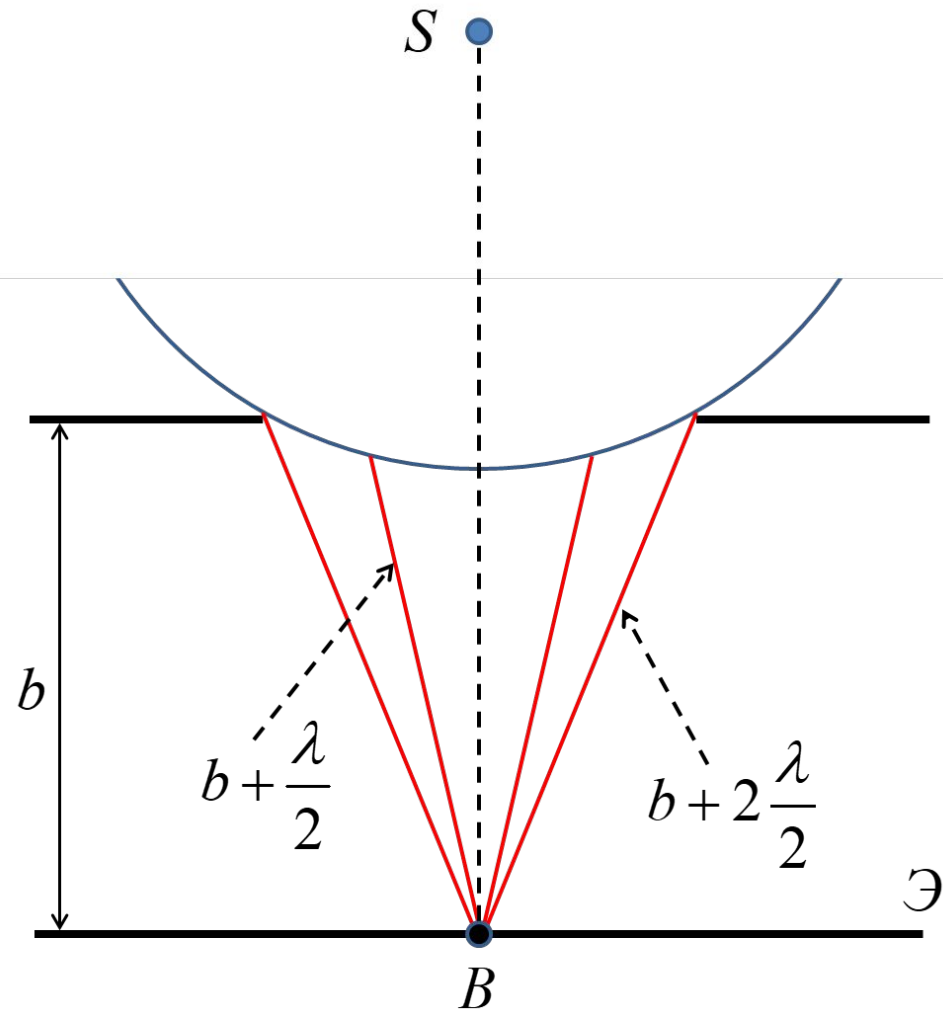
- **Через такую пластинку, до точки наблюдения, должно прийти почти в двое больше света, чем без неё.**
- **Зонная пластинка увеличивает интенсивность в точке M , действуя подобно собирающей линзе.**

I. Дифракция Френеля **(дифракция в сходящихся лучах)**

В этом случае на препятствие падает **сферическая** или **плоская волна**, а **дифракционная картина** наблюдается **на экране**, находящемся за препятствием **на конечном от него расстоянии.**

Дифракция Френеля на круглом отверстии

Разобьём открытую часть волновой поверхности на зоны Френеля.



S – точечный источник света,

b – расстояние от плоскости отверстия до экрана,

B – точка, лежащая на линии, соединяющей S и центр отверстия.

Выводы

- Если отверстие открывает **нечетное число зон Френеля**, то **амплитуда (интенсивность)** в точке B будет **больше**, чем при свободном распространении волны, если **чётное**, то **амплитуда (интенсивность) равна нулю**;

Для малых значений m (с ростом m уменьшается A), получим

Открыты все зоны

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

Открыто нечетное число зон

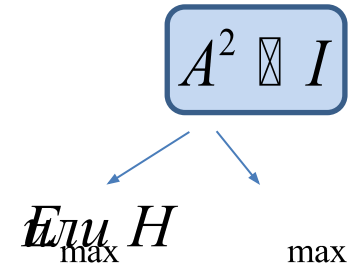
$$A = \frac{A_1}{2} + \left(\frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2} \right) + \frac{A_3}{2} = \frac{A_1}{\cancel{2} \boxtimes \cancel{2}} + \frac{A_3}{\cancel{2}} = A_1$$

$\approx A_1$

Открыто четное число зон

$$A = \frac{A_1}{2} + \left(\frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2} \right) + \left(\frac{A_3}{2} - A_4 \right) = \frac{A_1}{\cancel{2} \boxtimes \cancel{2}} + \frac{A_3}{\cancel{2}} - A_4 = 0$$

$\approx A_4$



2. Если отверстие открывает **одну зону Френеля**, то **амплитуда** в точке B будет равна A_1 , т.е. **вдвое больше**, чем в отсутствие непрозрачного экрана с отверстием;

Открыты все зоны

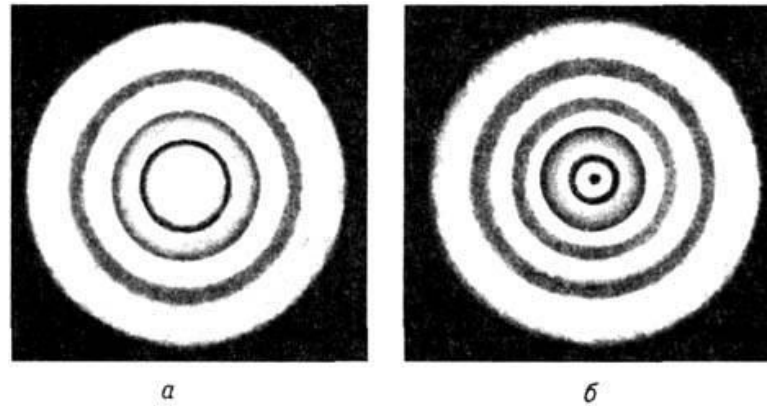
$$A = \frac{A_1}{2} + \left(\frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2} \right) + \left(\frac{A_3}{2} - A_4 + \frac{A_5}{2} \right) + \dots = \frac{A_1}{2}$$

Открыта 1 зона

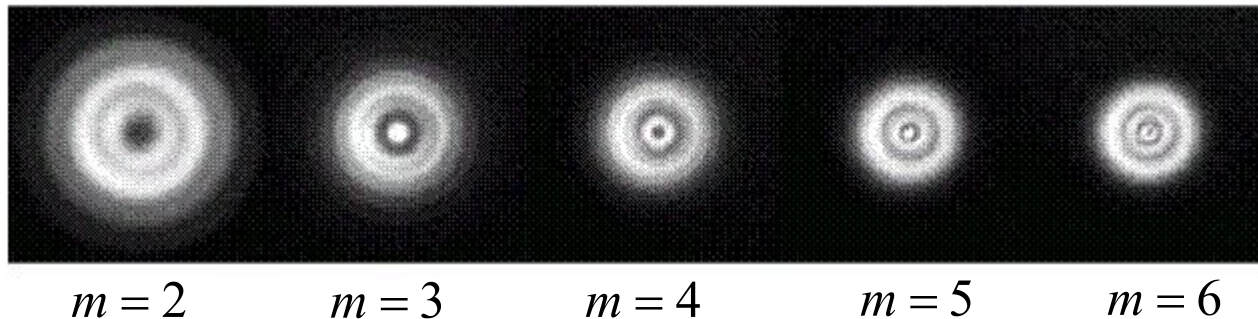
$$A = A_1$$

3. Дифракционная картина от круглого отверстия вблизи точки B будет иметь вид чередующихся темных и светлых колец с центрами в точке B

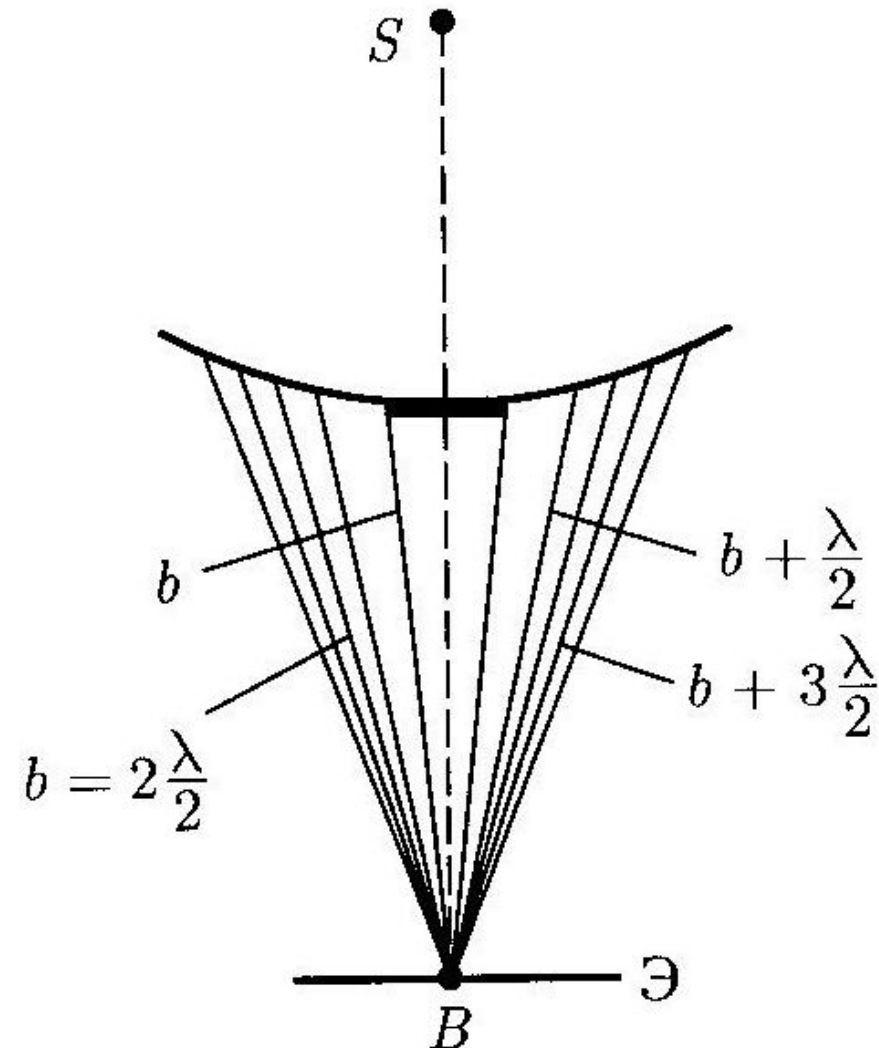
- если m **четное**, то в центре будет **темное кольцо** (б),
- если m **нечетное** – то **светлое кольцо** (а).



Число открытых зон Френеля



Дифракция Френеля на диске



S – точечный источник света,

b – расстояние от диска до экрана,

B – точка, лежащая на линии, соединяющей S и центр диска.

Внимание! Закрытый диском участок волнового фронта надо исключить из рассмотрения и строить зоны Френеля, начиная с краёв диска.

Амплитуда результирующего колебания, возбуждаемого в точке ***B*** всеми зонами равна

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

ИЛИ

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

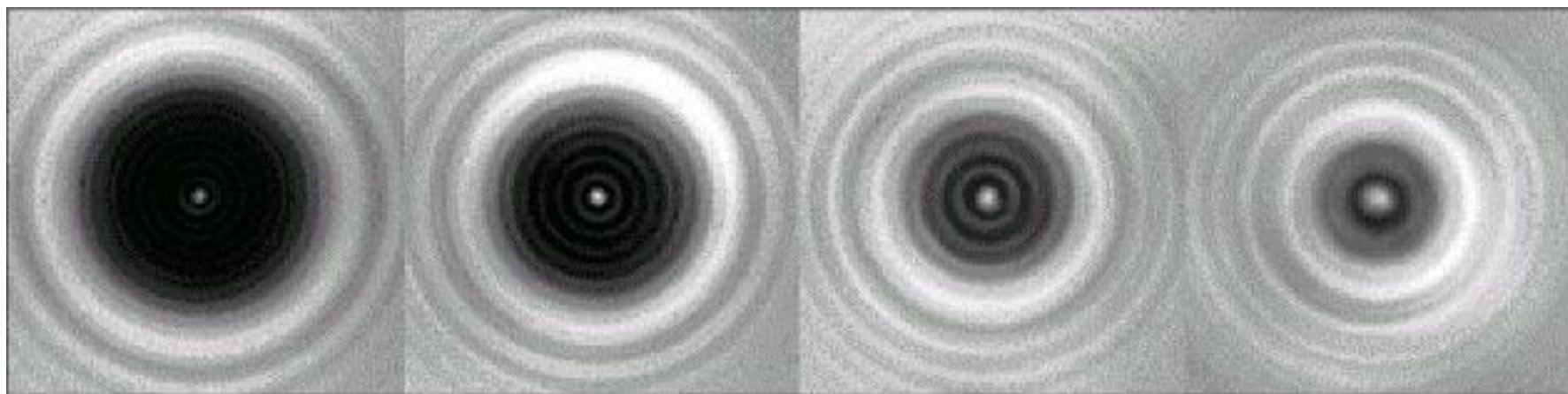
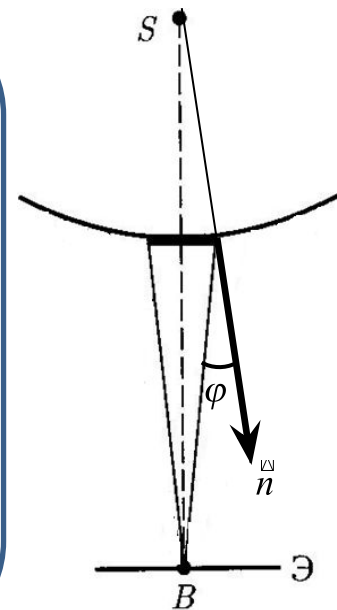
Вывод.

В точке B **всегда наблюдается**
интерференционный максимум
(светлое пятно Пуассона), соответствующий
половине действия
первой открытой **зоны Френеля**.
Центральный максимум окружен
концентрическими темными и светлыми кольцами,
а интенсивность в максимумах
убывает с расстоянием от центра картины.



С увеличением диаметра диска первая открытая зона Френеля удаляется от точки B и увеличивается угол φ между нормалью к поверхности этой зоны и направлением на точку B .

В результате интенсивность центрального максимума с увеличением размеров диска уменьшается.



Диаметр и яркость пятна Пуассона увеличиваются при уменьшении диаметра диска.

II. Дифракция Фраунгофера **(дифракция в параллельных лучах)**

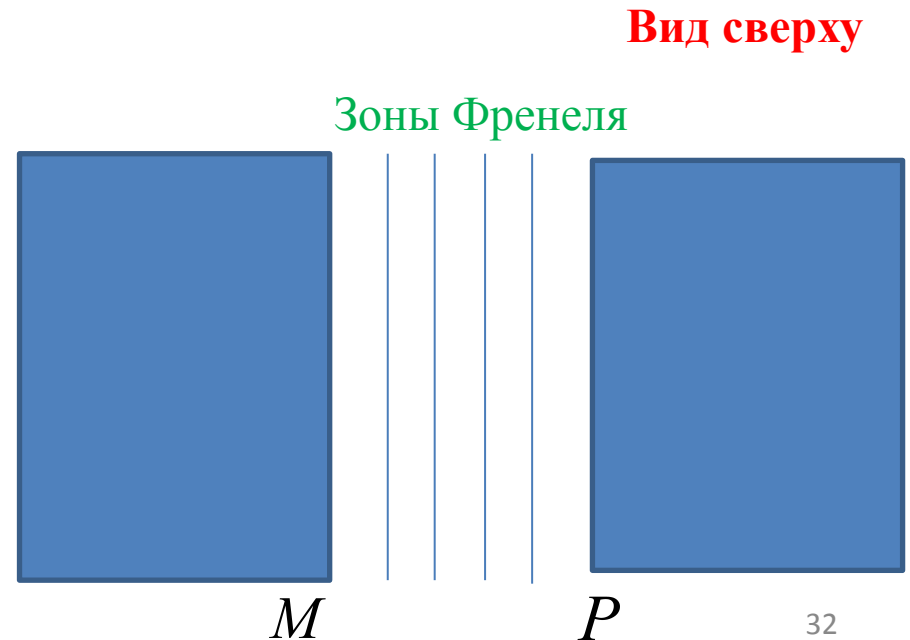
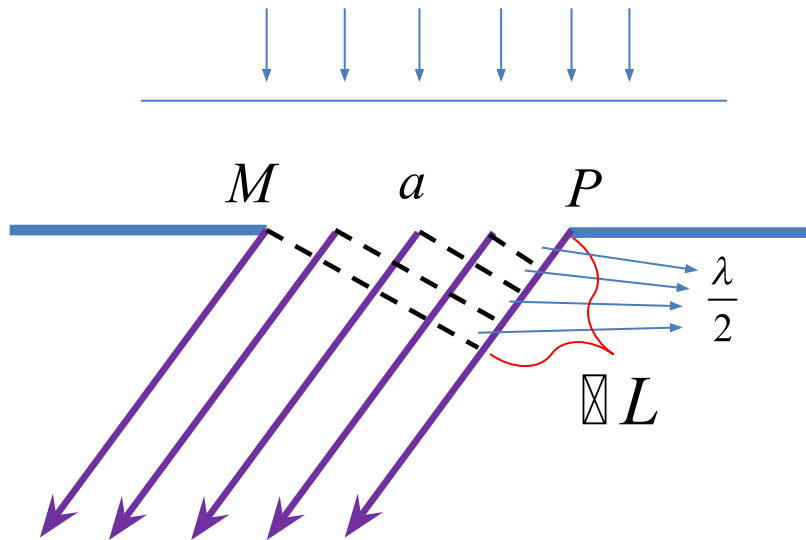
Наблюдается в том случае,
когда источник света и точка наблюдения
бесконечно удалены
от препятствия, вызвавшего **дифракцию**.

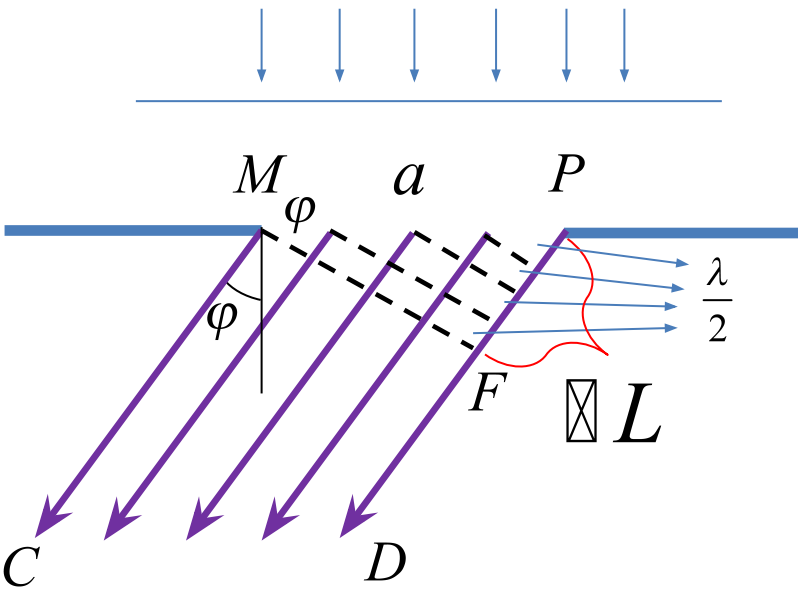


Фраунгофер
Йозеф
(1787 – 1826)

Чтобы осуществить этот тип **дифракции**,
достаточно направить на
«бесконечно» длинную щель (длина больше ширины)
плоскую световую волну,
а **дифракционную картину**
исследовать в **фокальной плоскости**
второй **собирающей линзы**,
установленной за препятствием.

- Пусть плоская монохроматическая световая волна падает **нормально** плоскости узкой щели шириной a .
- Согласно принципу Гюйгенса – Френеля, каждая точка щели является источником вторичных когерентных волн.
- Открытую часть волновой поверхности в плоскости щели MP разбивают на зоны Френеля, имеющие вид полос, параллельных ребру M щели.
- Амплитуды вторичных волн в плоскости щели будут равны, т.к. зоны Френеля имеют одинаковые площади и одинаково наклонены к направлению наблюдения.





Оптическая разность хода ΔL между крайними лучами **MC** и **PD** , идущими от щели в произвольном направлении **φ**

\boxtimes ~~Интерференция~~ φ ($a -$)

Ширина каждой зоны выбирается так, чтобы **разность хода от краев этих зон была равна $\lambda/2$** , т.е. всего на ширине щели уместится $N = \frac{\boxtimes L}{\lambda/2}$ зон.

Следовательно, что число зон Френеля, укладываемых на ширине щели **a** , **зависит** от угла **φ** .

- Если число зон Френеля **чётное**, то

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

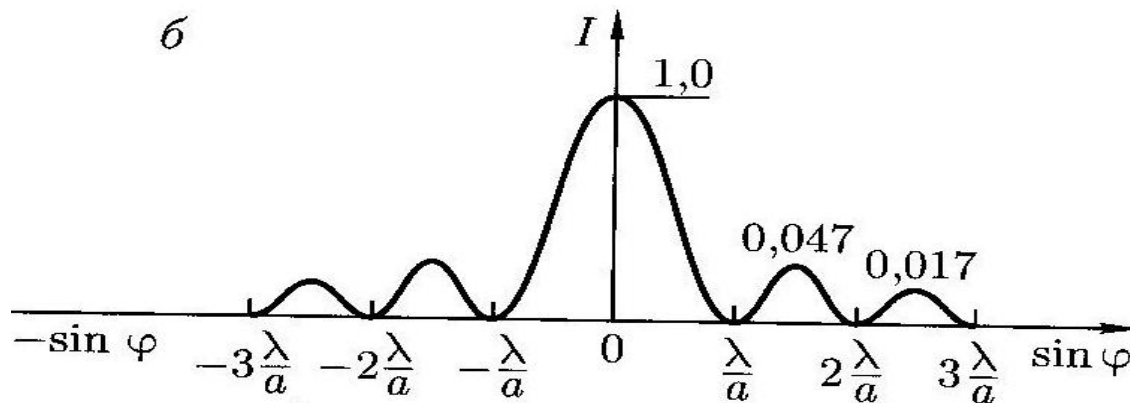
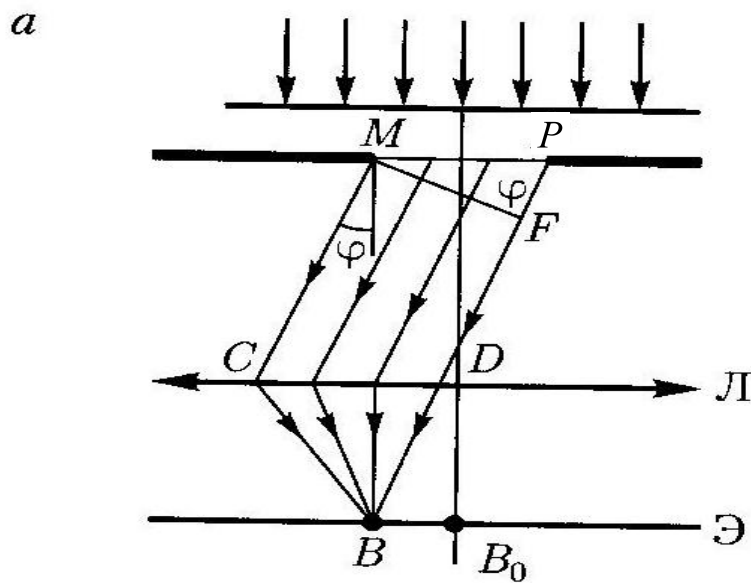
В точке *B* наблюдается **дифракционный минимум**
(полная темнота)

- Если число зон Френеля **нечётное**, то

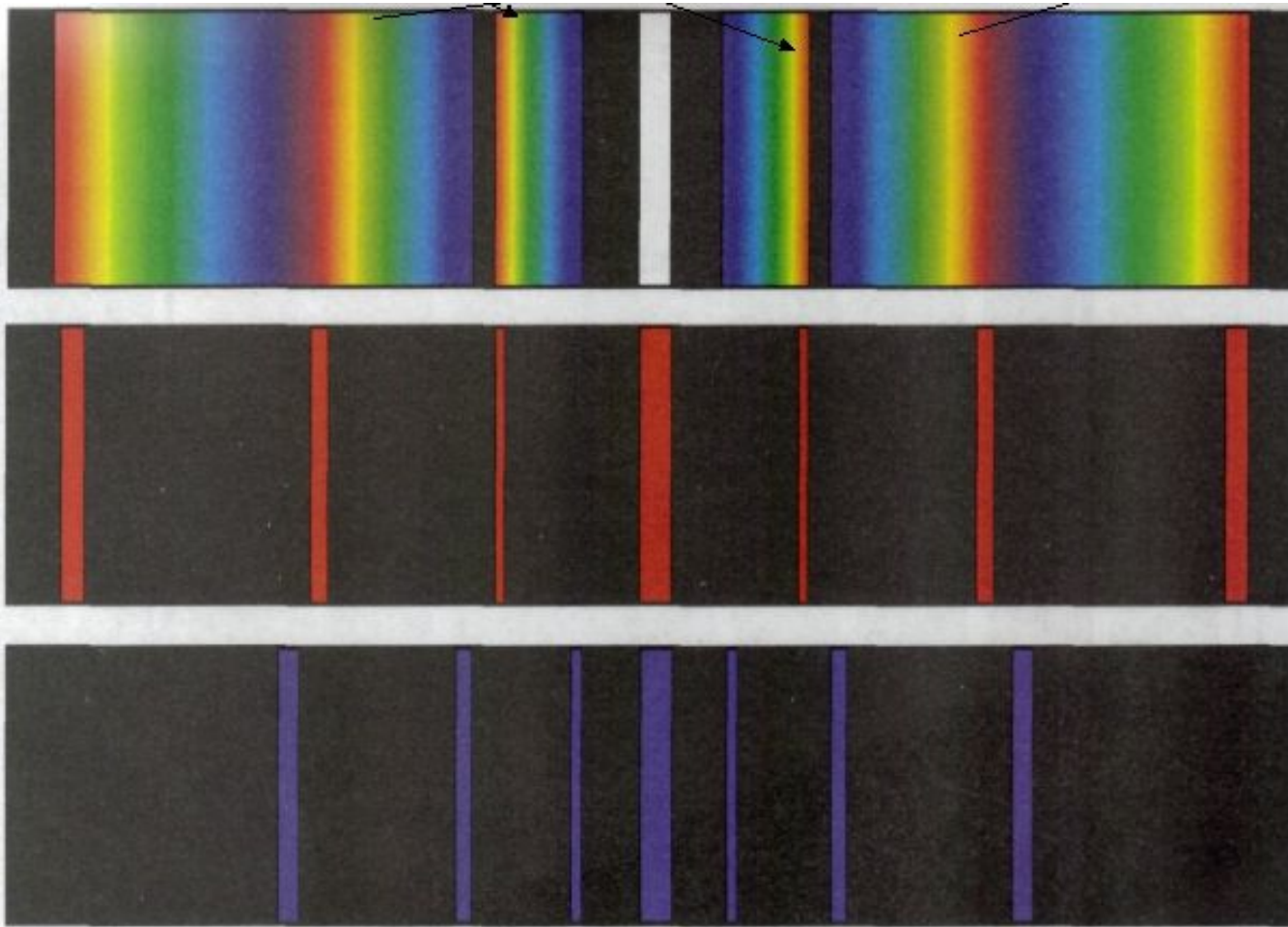
$$a \sin \varphi = \pm (2m + 1) \frac{\lambda}{2} \quad (m = 1, 2, 3 \dots)$$

В точке *B* наблюдается **дифракционный максимум**

Дифракция Фраунгофера на одной щели



Дифракционный спектр от одной щели



Для белого света

Для **красного** света

$$\lambda_k = (625 - 740) \text{ нм}$$

Для **фиолетового** света

$$\lambda_\phi = (380 - 440) \text{ нм}$$

$$m = 3 \quad m = 2 \quad m = 1 \quad m = -1 \quad m = -2 \quad m = -3$$

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

1. Из формулы для дифракционного минимума

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

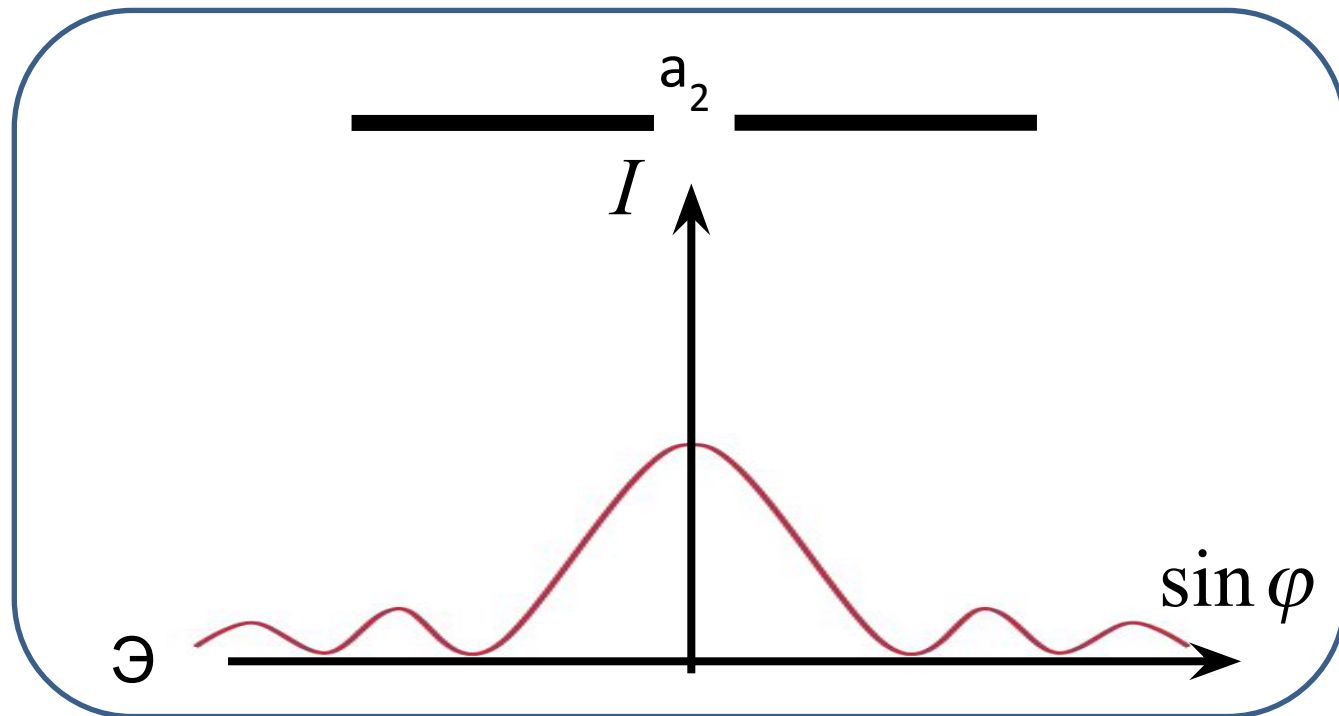
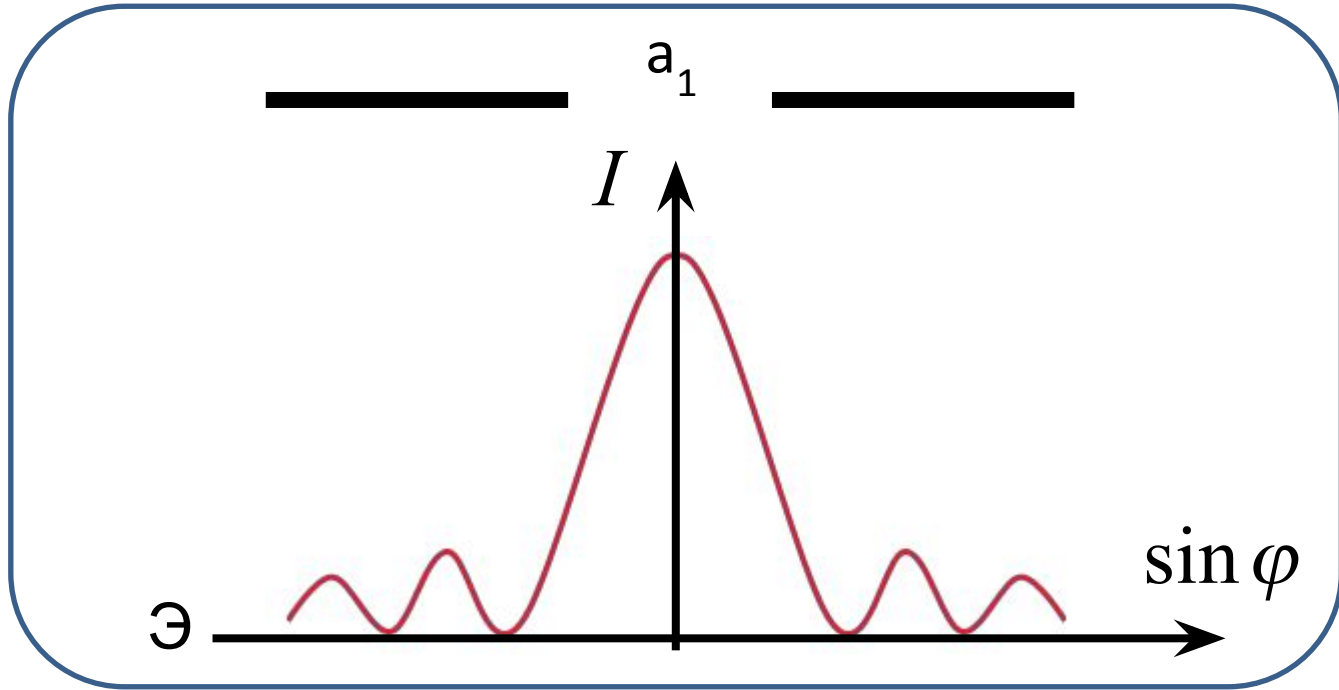
$$\varphi = \pm \arcsin \left(\frac{m\lambda}{a} \right)$$

следует, что с уменьшением ширины щели a центральная светлая полоса расширяется, а интенсивность уменьшается (интенсивность уменьшается, т.к. уменьшается энергия проходящая через уменьшающуюся щель).

Всё сказанное относится и к другим максимумам.

2. Положение дифракционных максимумов зависит от длины волны λ .

3. При $a \gg \lambda$ в центре получается резкое изображение источника света.



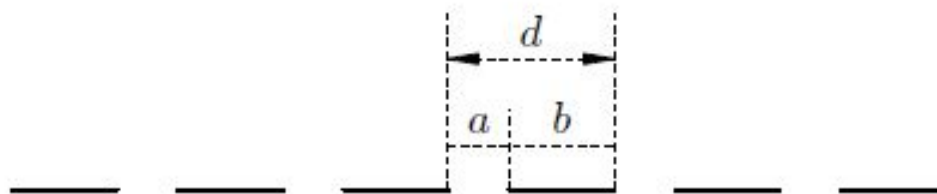
4. При освещении щели **белым светом** центральный максимум наблюдается в виде белой полоски, переходящей в цветную каёмку. Он общий для всех длин волн (при разность хода равна нулю для всех λ). **Боковые максимумы расплывчато радужно окрашены, фиолетовым краем к центру дифракционной картины.**
5. При помощи дифракции на **1 щели** спектрального разложения по длинам волн получить нельзя.

Дифракционная решётка

Это оптический прибор, позволяющий получать разложение света на спектральные составляющие и измерять длины волн.

Дифракционные решётки

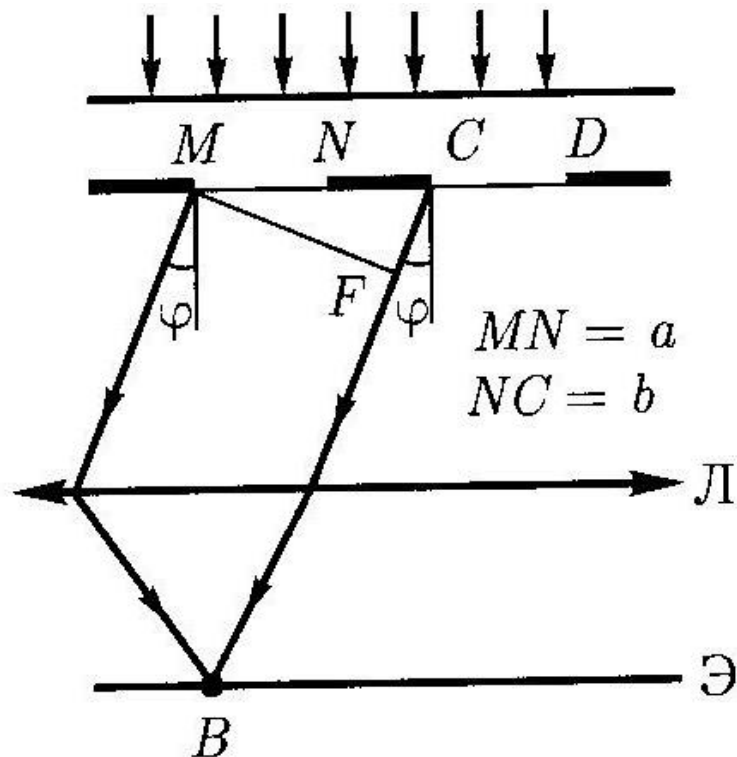
1. Прозрачные;
2. Отражательные.



d – период решетки, $d=a+b$,
 a – ширина щели,
 b – ширина непрозрачного участка,

Дифракция Фраунгофера на дифракционной решетке

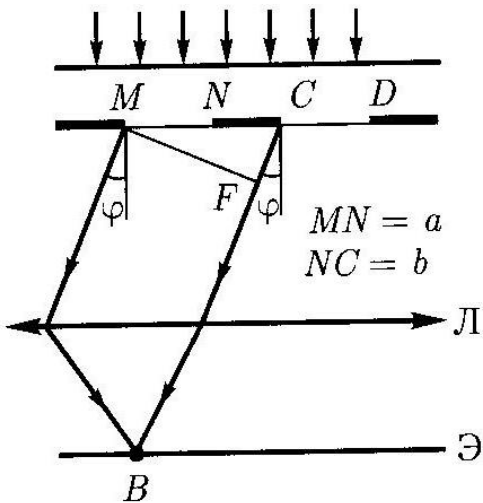
В **дифракционной решетке** осуществляется
многолучевая интерференция
когерентных дифрагированных пучков света.



На дифракционную
решетку падает плоская
монохроматическая
волна

Т.к. щели находятся друг от друга на одинаковых расстояниях, то **разности хода лучей**, идущих от двух соседних щелей, будут для данного направления φ **одинаковы** в пределах всей **дифракционной решетки**:

$$\boxed{L = CF = (a + b) \sin \varphi = d \sin \varphi}$$



В направлениях, в которых ни одна из щелей не распространяет свет, он не будет распространяться и при двух щелях, т.е. **прежние главные минимумы интенсивности** будут наблюдаться в направлениях, определяемых условием (8)

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

Но в **дифракционной решетке** возникнут **дополнительные минимумы**, так как вследствие **взаимной интерференции** световых лучей, посылаемых двумя щелями, в некоторых направлениях они будут **гасить** друг друга:

$$d \sin \varphi = \pm (2m + 1) \frac{\lambda}{2} \quad (m = 0, 1, 2, \dots) \quad (12)$$

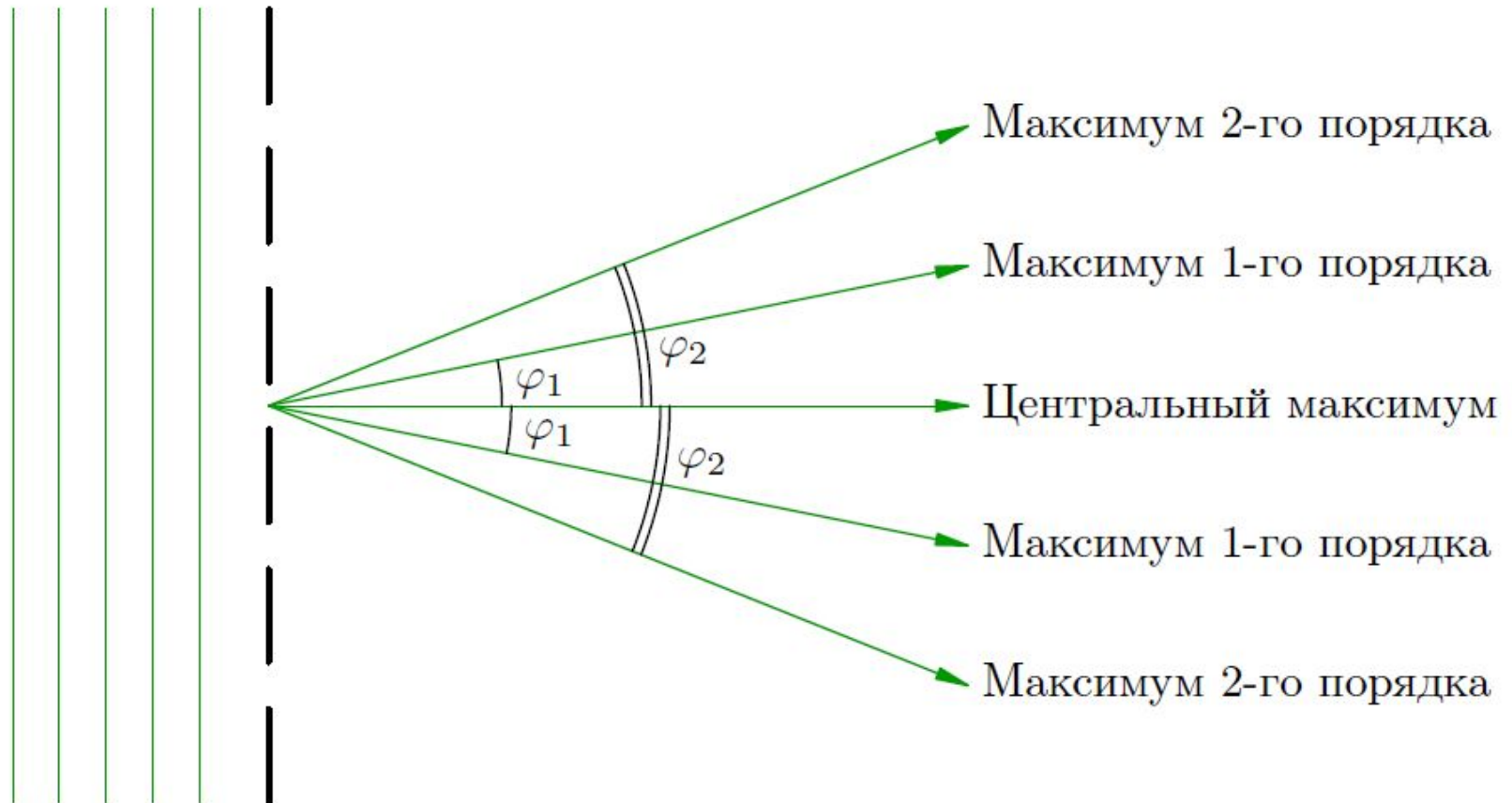
Наоборот, действие одной щели будет усиливать действие другой, если

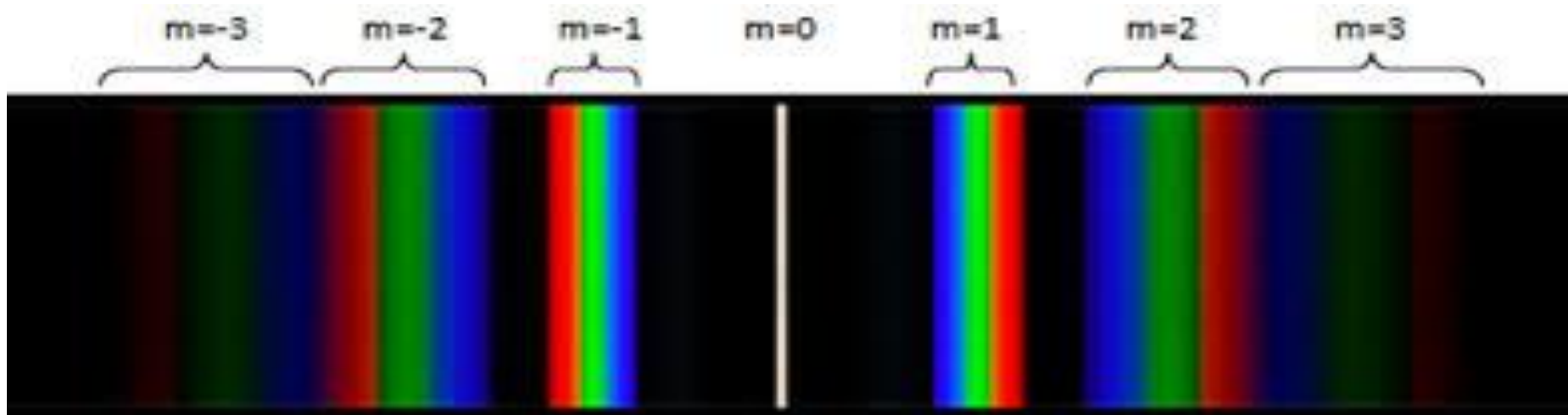
$$d \sin \varphi = \pm 2m \frac{\lambda}{2} \quad (m = 0, 1, 2, 3 \dots) \quad (13) \Rightarrow$$

$$\varphi_m = \arcsin \frac{m\lambda}{d}.$$

Это **условие главных максимумов**.
Максимумов **нулевого** порядка только **один**,
максимумов 1-го, 2-го и т.д. порядков
имеется по два.

Максимумы первых двух порядков





- Дифракционный спектр — **равномерный во всех областях** и располагается в порядке возрастания длин волн: от фиолетового к красному

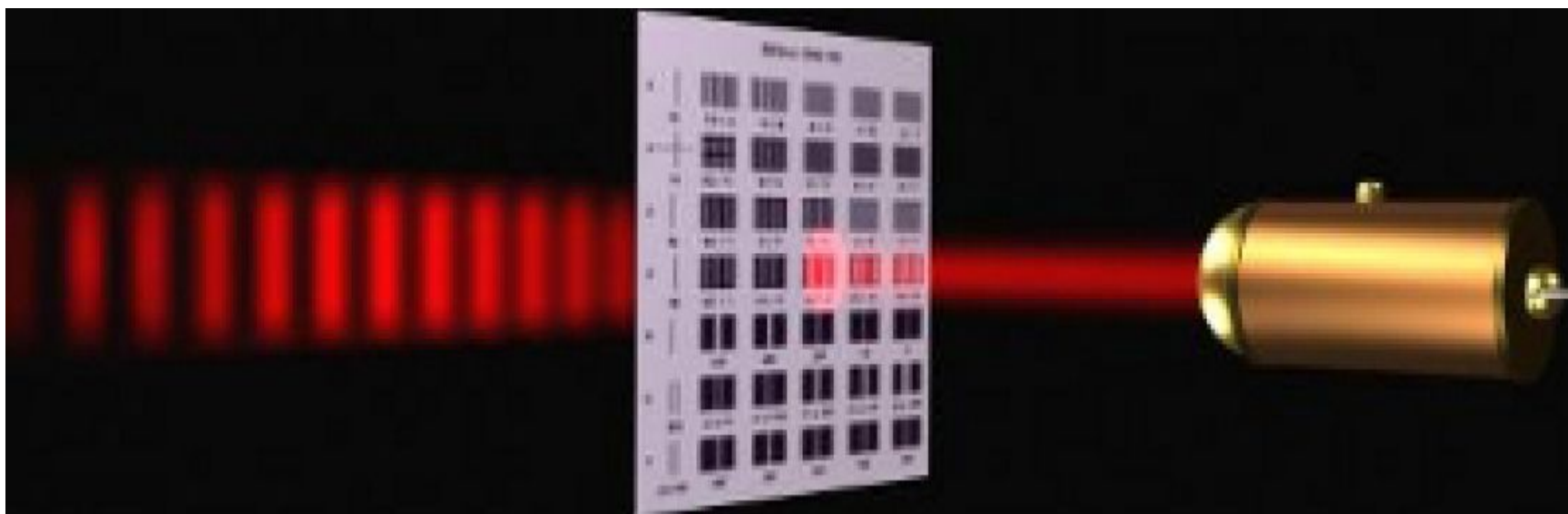
$$d \sin \varphi = \pm m \lambda$$

- Дифракционная решетка разлагает падающий свет непосредственно по длинам волн, поэтому по измеренным углам (по направлениям соответствующих максимумов) **МОЖНО ВЫЧИСЛИТЬ ДЛИНУ ВОЛНЫ.**

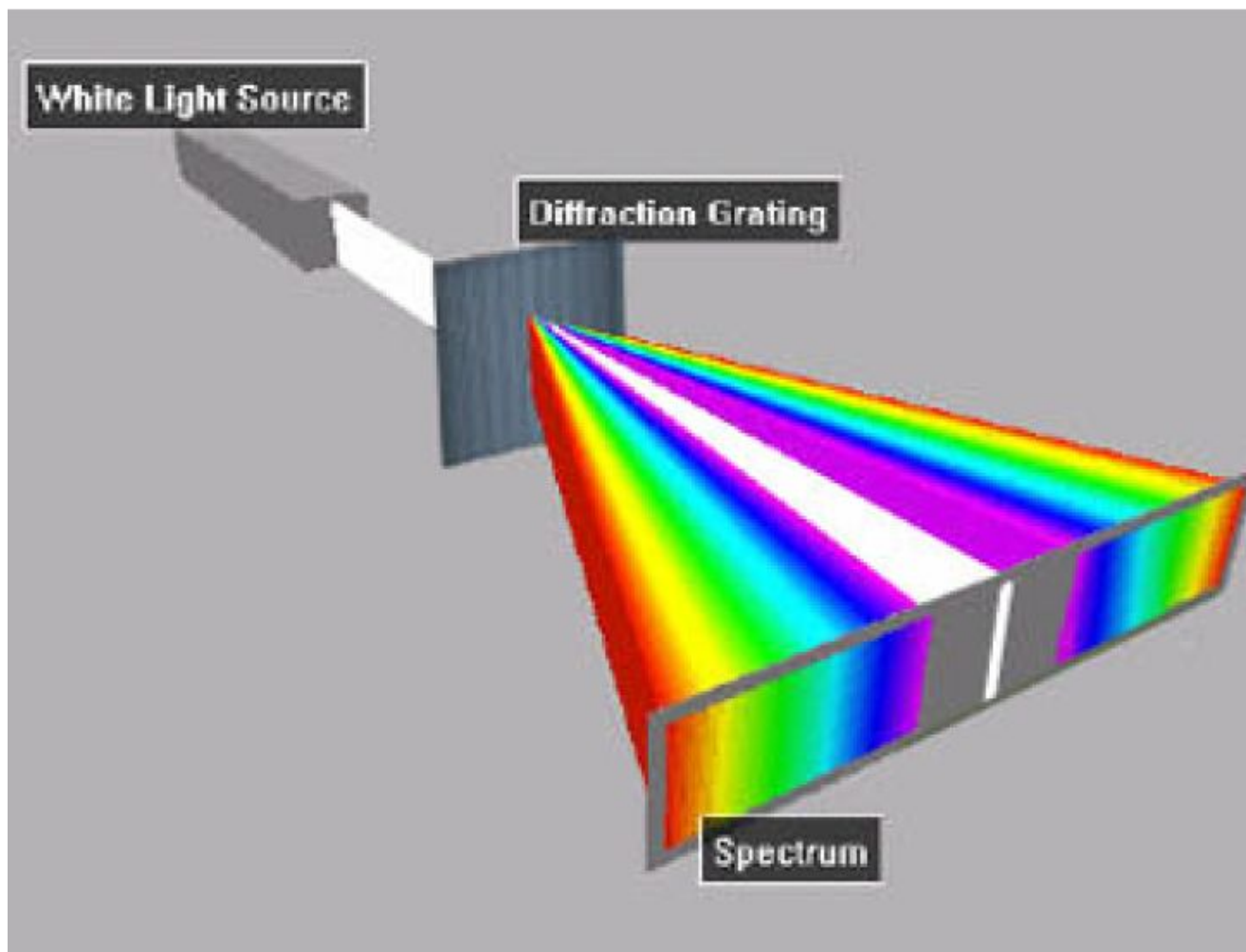
Примеры дифракционных решёток

- перья птиц;
- крылья бабочек;
- перламутровая поверхность морской раковины;
- компакт-диск (дорожки на поверхности диска образуют отражательную дифракционную решётку);
- Если, прищурившись, посмотреть на солнечный свет, то можно увидеть радужную окраску вокруг ресниц. Наши ресницы действуют в данном случае как прозрачная дифракционная решётка

Дифракция лазерного луча на дифракционной решетке



Дифракция белого света на дифракционной решетке



**Дифракция
на компакт-диске
(отражательная дифракционная решетка)**



Почему свет распространяется только в одну сторону?

Вторичные волны, **интерферируя**,
усиливают друг друга на огибающей
своих волновых поверхностей
в направлении **«вперёд»**,
обеспечивая дальнейшее распространение волны.
А в направлении **«назад»** происходит их
интерференция с исходной волной,
наблюдается **взаимное гашение**,
и обратная волна не возникает.

