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.
Курочкин А. В

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 огибает край препятствия и заходит в область геометрической тени.

Особенности физической природы интерференции и дифракции

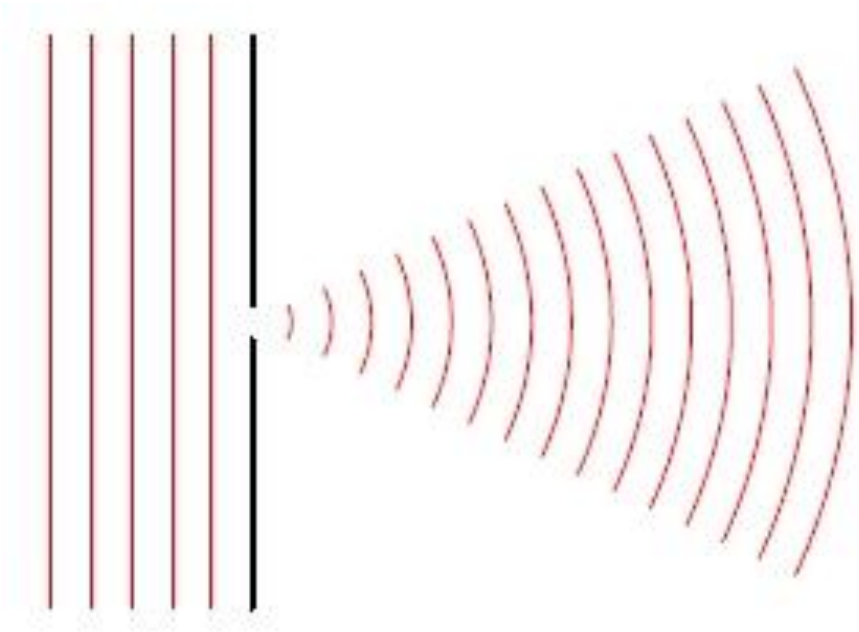
- **интерференцией волн** принято называть перераспределение интенсивности, возникающее в результате суперпозиции волн, возбуждаемых **конечным числом дискретных когерентных источников.**

- **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.**



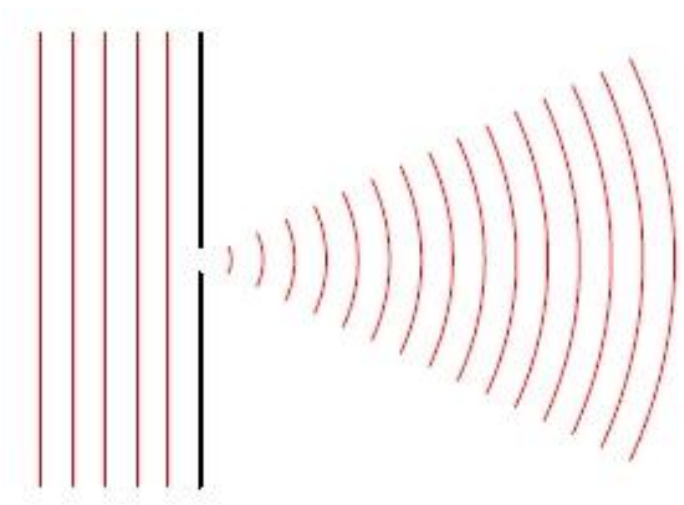
Дифракция на щели

Особенности возникновения дифракции на щели

1. **Дифракционные явления** выражены тем отчетливее, чем **меньше препятствие**.

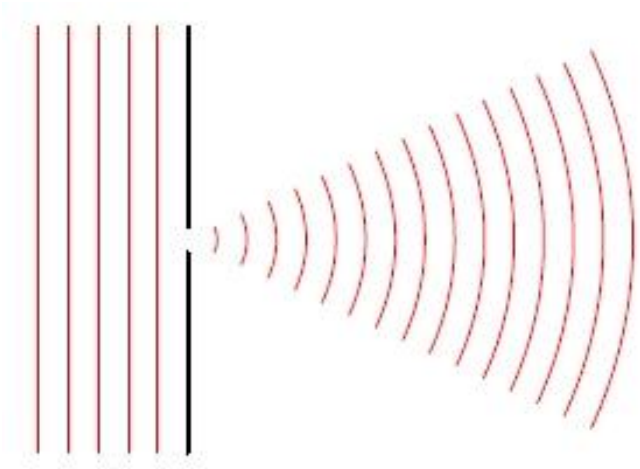
2. **Дифракция** наиболее существенна в тех случаях, когда размер препятствия **меньше или порядка длины волны**.

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:

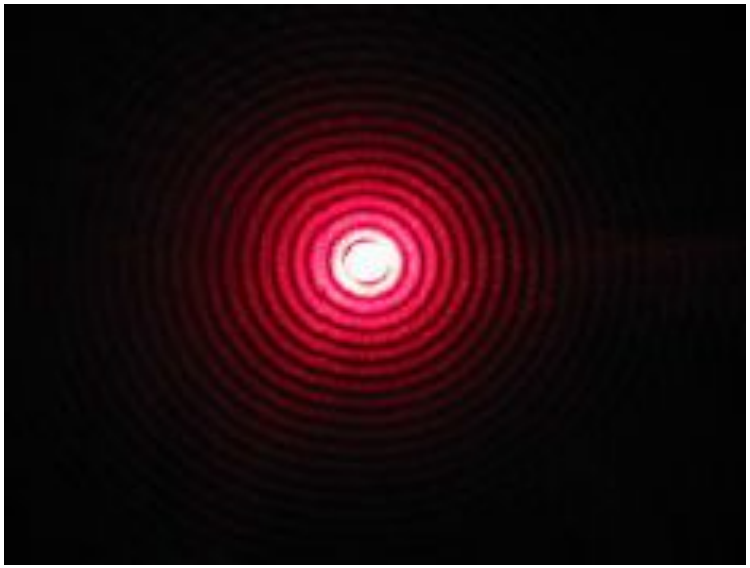
$$\lambda = 500\ нм,\ a = 0,5\ мм \Rightarrow$$

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

$$1\ рад \approx 57^0; 1^0 \approx 0,017\ рад$$

a – ширина щели,

λ – длина световой волны



Дифракция лазерного луча на отверстии шириной *a* = 2 мм

Что мы наблюдаем?

Мы наблюдаем **дифракционную картину**, представляющую собой чередующиеся светлые и темные кольца, которые являются **максимумами и минимумами интерференции**.

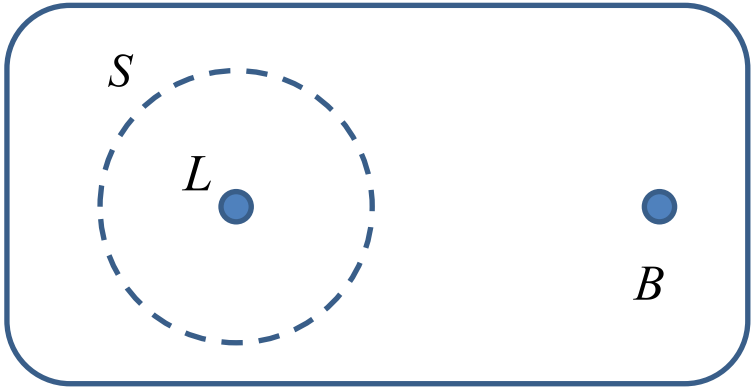
Принцип Гюйгенса

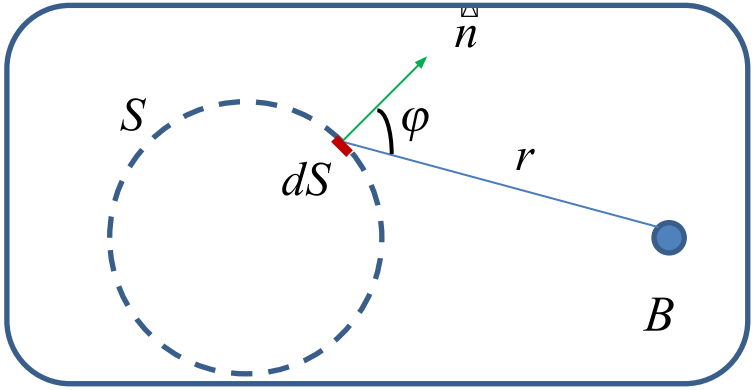
Каждая точка, до которой доходит волна, служит центром вторичных волн, а огибающая этих волн задает положение волнового фронта в следующий момент времени.

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.



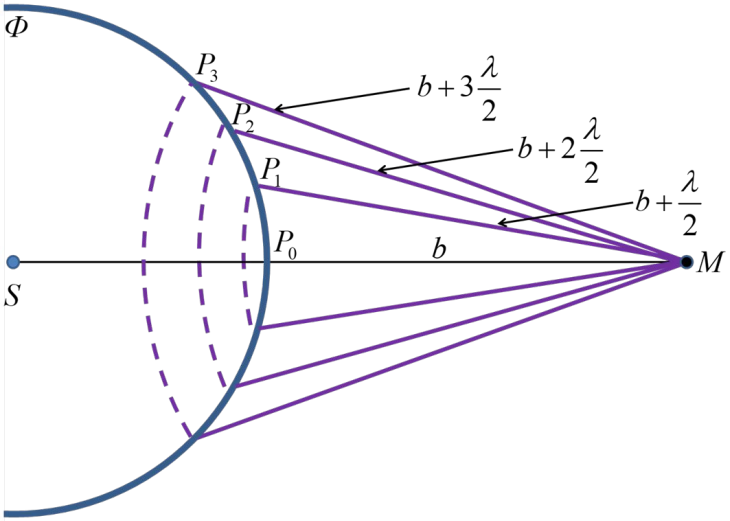


1. Окружим источник ***L*** воображаемой замкнутой поверхностью произвольной формы ***S***.
2. Устраним источник ***L***, а поверхность ***S*** будем рассматривать как светящуюся поверхность.
3. Излучение каждого элемента ***dS*** представим в виде сферической волны, приносящей колебания в точку ***B***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

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

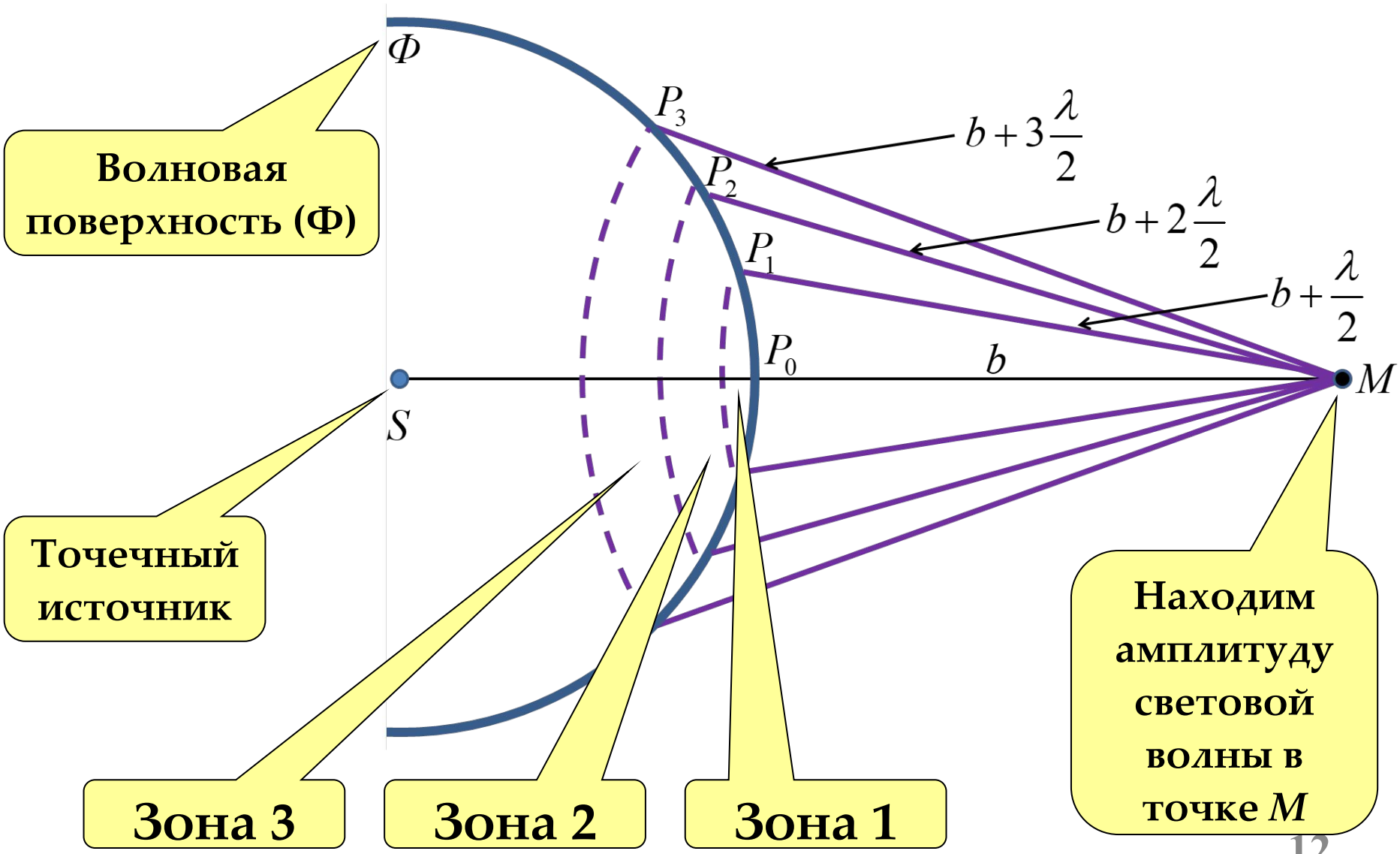
4. Амплитуды сферических волн A_0 , будем считать пропорциональными элементам ***dS*****.**
5. Фазы всех вспомогательных источников ***dS*** определяются возмущением, идущим из ***L***, то они строго согласованы между собой, следовательно, вспомогательные источники ***dS*** когерентны.
6. Вычисляя результаты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

Метод Зон Френеля

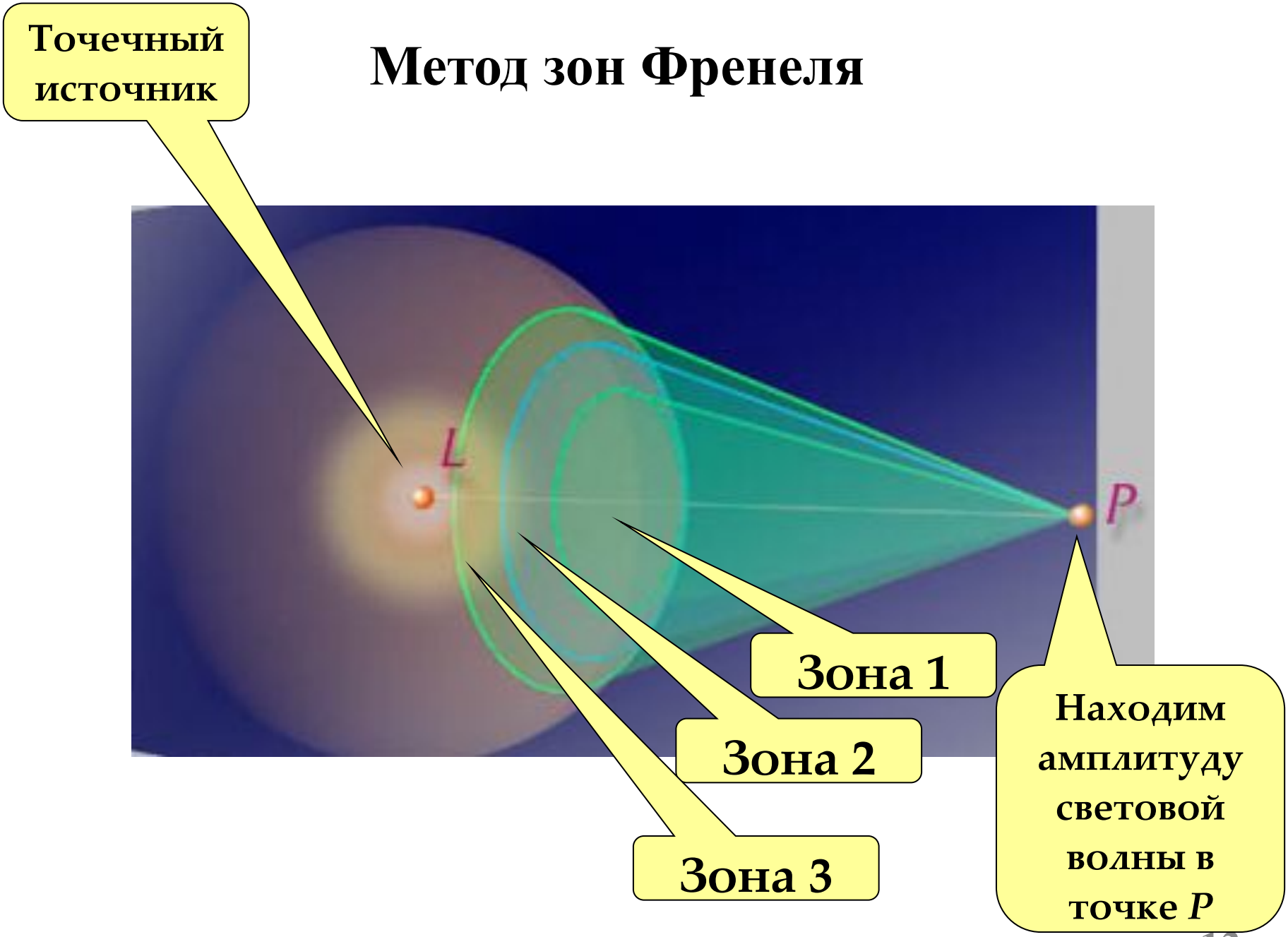


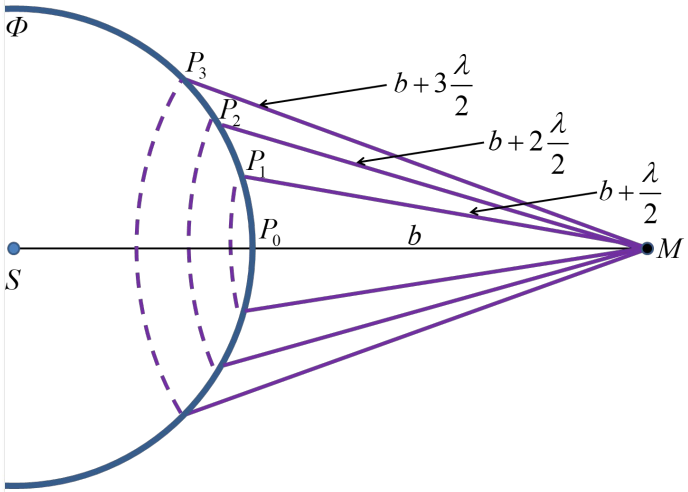
- Рассмотрим действие световой волны из точки ***S*** (источник) в какой-либо точке наблюдения ***M***.
- Согласно **принципу Гюйгенса-Френеля** заменим действие источника ***S*** действием воображаемых источников, расположенной на вспомогательной поверхности ***Ф***.
- В качестве вспомогательной поверхности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

Метод зон Френеля



Метод зон Френеля





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

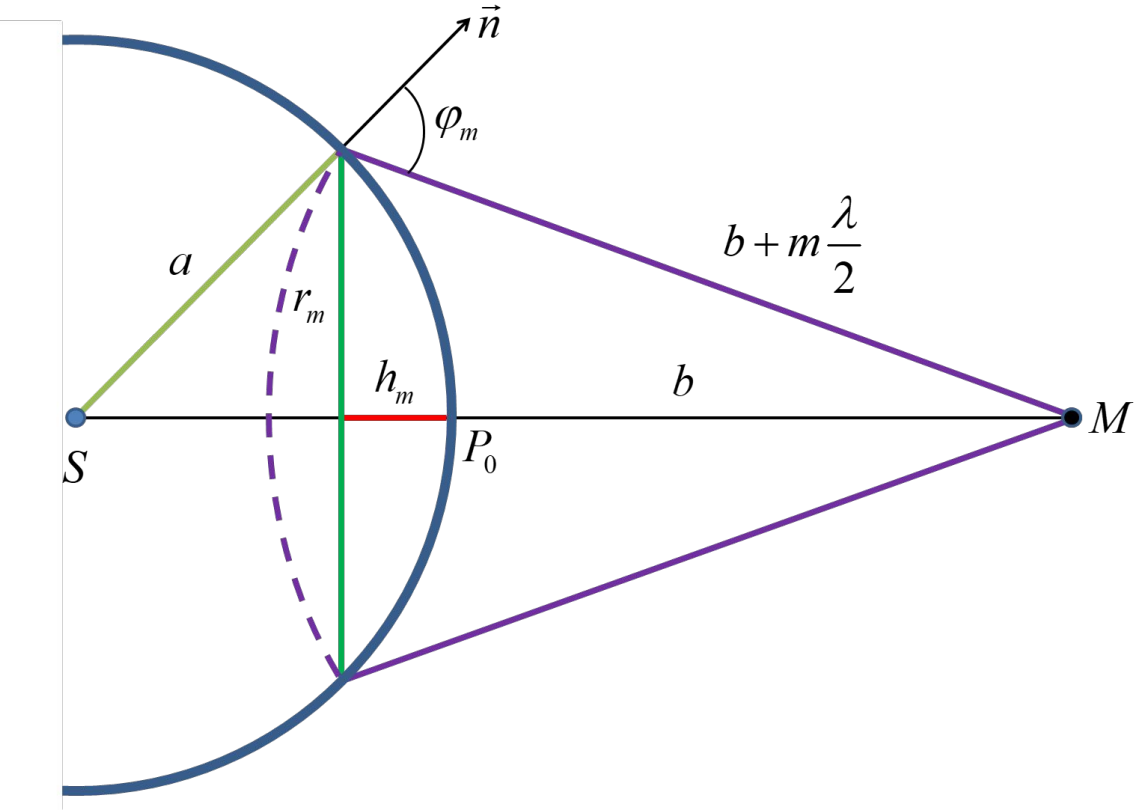
Так как <u>колебания от соседних зон</u> проходят до точки ***M*** расстояния, **отличающиеся на *λ*/2**, то в точку ***M*** они приходят **в противоположной фазе** и при наложении эти колебания будут **взаимно ослаблять друг друга**.

Амплитуда результирующего светового колебания в точке *M:*

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

где A_1, A_2,… - 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,

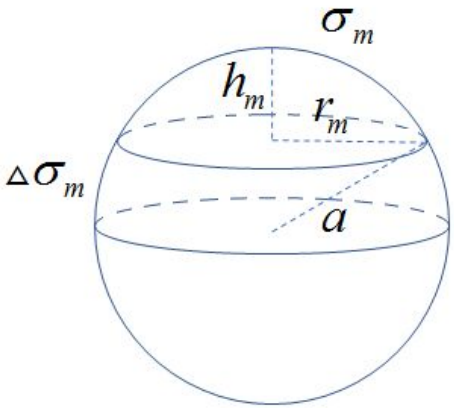
$\boldsymbol{r_m}$ – радиус внешней границы зоны Френеля,

$\boldsymbol{h_m}$ – высота сферического сегмента,

n – нормаль к поверхности зоны,

$\boldsymbol{\varphi_m}$ – 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 равны

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

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

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***):

$$A_1 > A_2 > A_3 > A_4 > \ldots$$

Общее число зон Френеля, умещающихся на полусфере, очень велико (***N*≈10⁵** при ***a*=*b*=10см** и ***λ*=0,5мкм**), 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**

$$\boxed{A = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + \ldots,}$$

примет вид

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

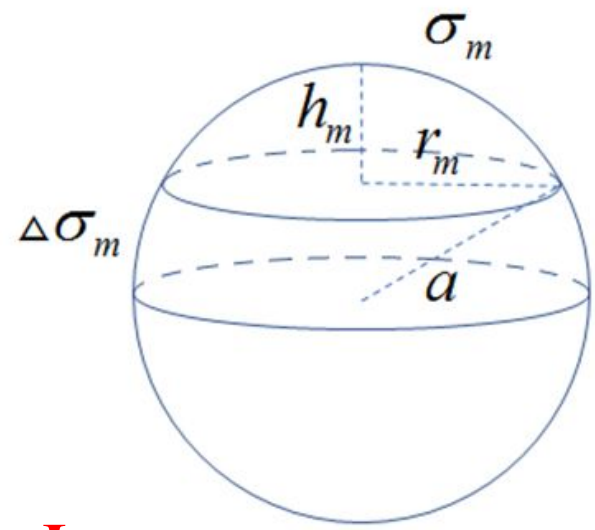
Вывод: Амплитуда результирующих колебаний в произвольной точке ***M*** определяется как бы **действием только половины центральной зоны Френеля**.

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

$$r_m^2 = 2ah_m.$$



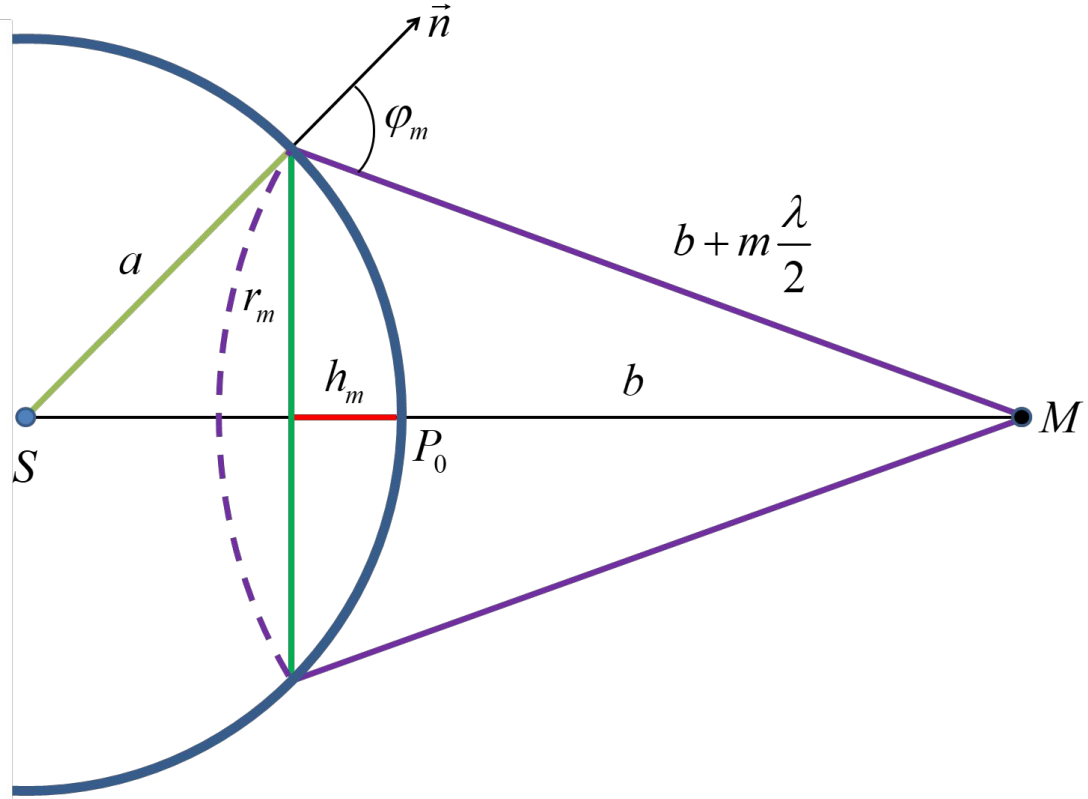
Подставив сюда выражение $h_m = \dfrac{bm\lambda}{2(a+b)}$,

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.

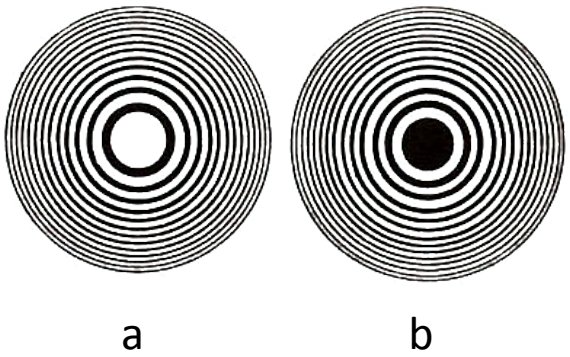


Вывод: Распространение света от ***S*** к ***M*** происходит так, будто световой поток распространяется внутри очень узкого канала вдоль ***SM***, т.е. **прямолинейно**.

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:

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

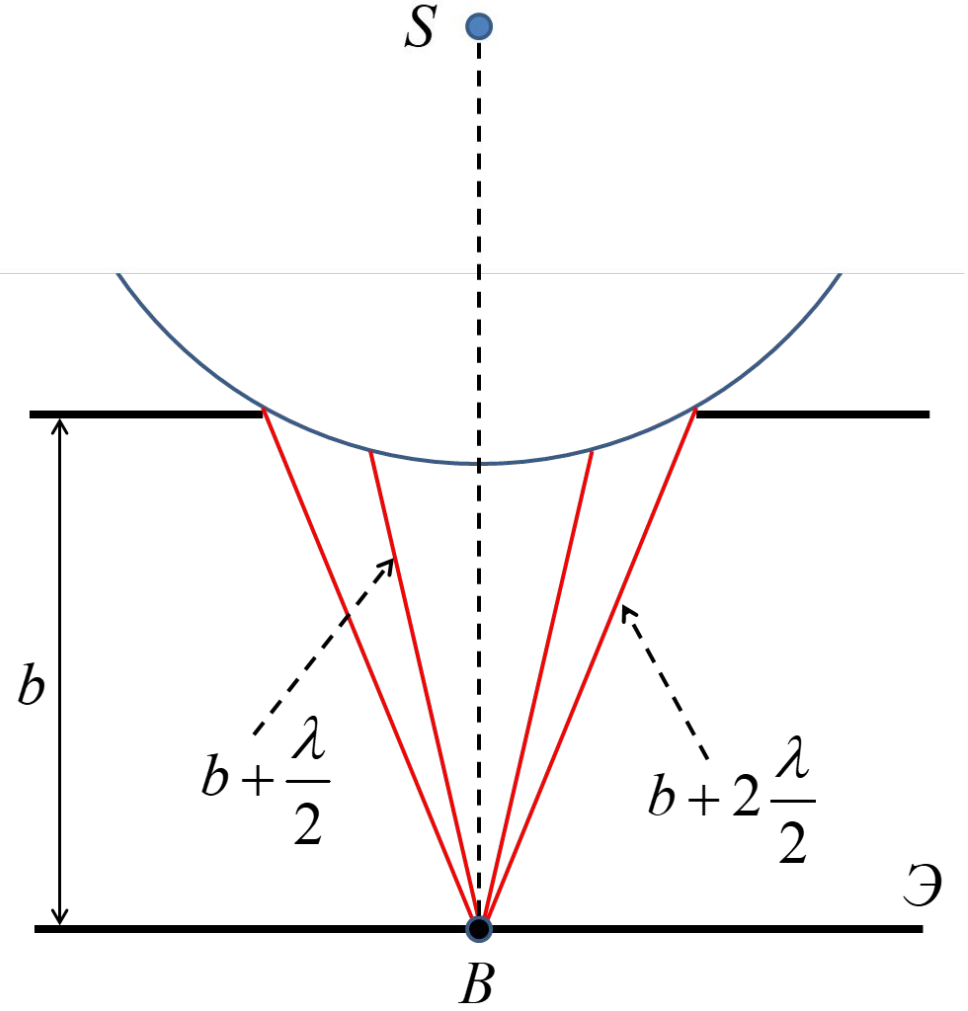
- **Через такую пластинку, до точки наблюдения, должно дойти почти в двое больше света, чем без неё.**
- **Зонная пластинка увеличивает интенсивность в точке *M*, действуя подобно собирающей линзе.**

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

1. 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

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

Открыто нечетное число зон

$$A = \frac{A_1}{2} + \left(\frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2}\right) + \frac{A_3}{2} = \underbrace{\frac{A_1}{2} + \frac{A_3}{2}}_{\approx A_1} = A_1$$

Открыто четное число зон

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

$$A^2 \propto I$$

$$I_{max} \qquad I_{max}$$

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

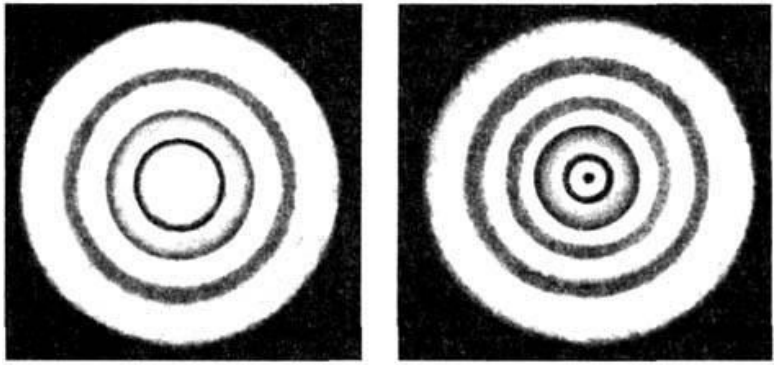
$$A = \frac{A_1}{2} + \left(\frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2}\right) + \left(\frac{A_3}{2} - A_4 + \frac{A_5}{2}\right) + \ldots = \frac{A_1}{2}$$

Открыта 1 зона

$$A = A_1$$

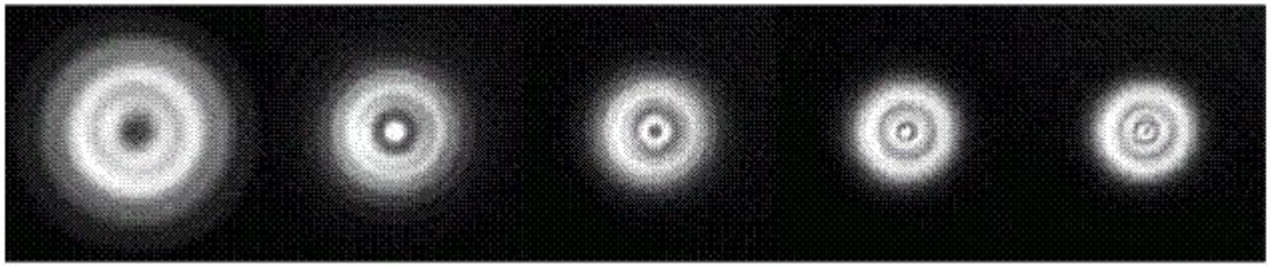
3. **Дифракционная картина** от круглого отверстия вблизи точки *B* будет иметь вид чередующихся темных и светлых колец с центрами в точке *B*

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



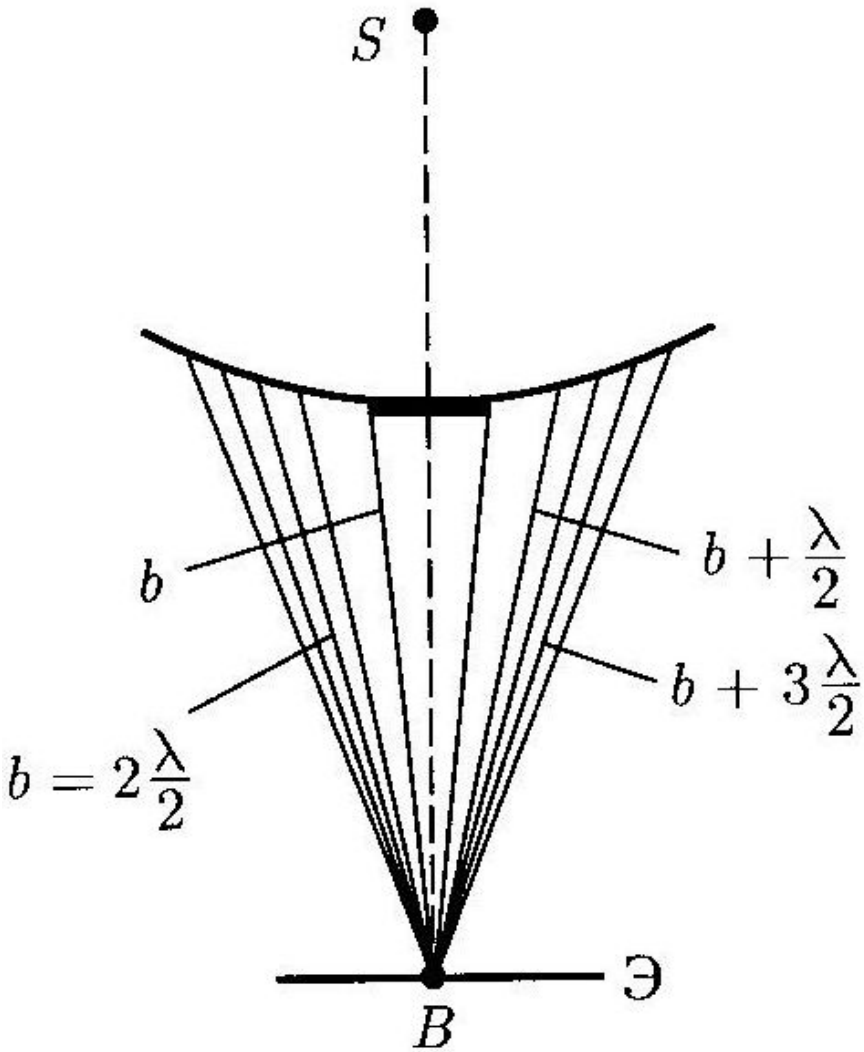
а б

Число открытых зон Френеля



$m = 2$ $m = 3$ $m = 4$ $m = 5$ $m = 6$

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 <u>строить зоны Френеля, начиная с краёв диска</u>.

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

$$A = A_{m+1} - A_{m+2} + A_{m+3} - \ldots = \frac{A_{m+1}}{2} + \underbrace{\left(\frac{A_{m+1}}{2} - A_{m+2} + \frac{A_{m+3}}{2} \right)}_{0} + \ldots$$

или

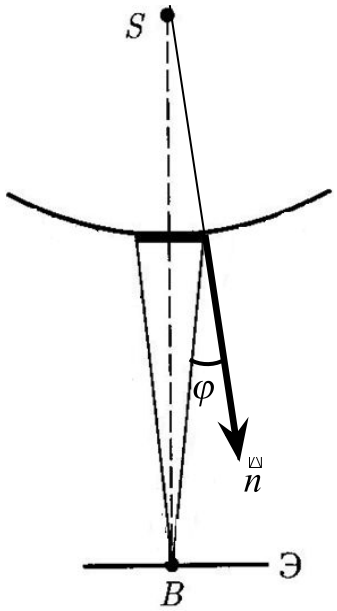
$$\boxed{A = \frac{A_{m+1}}{2}.}$$

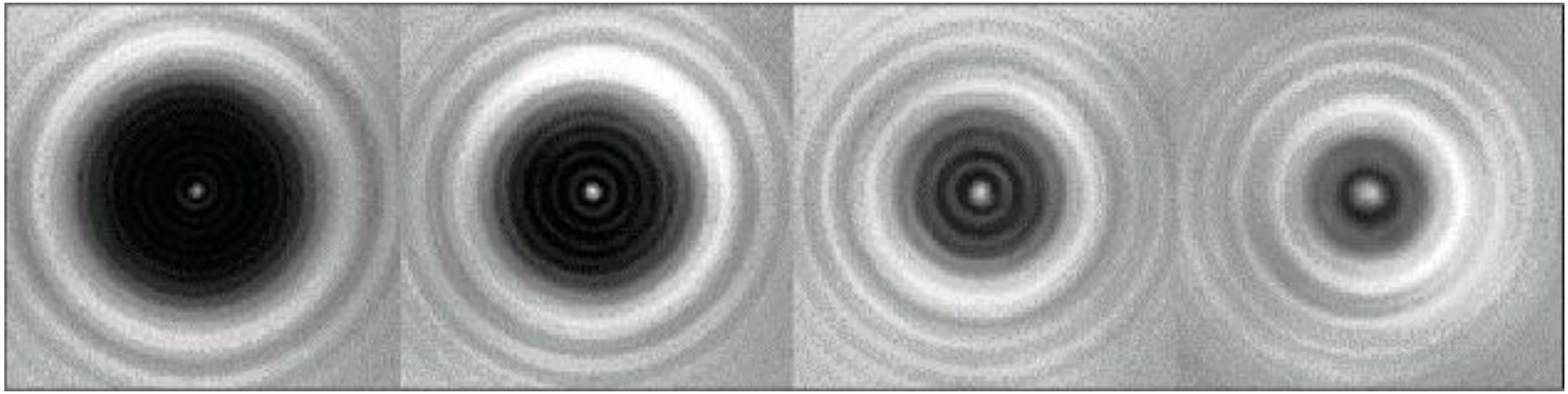
Вывод.

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**.

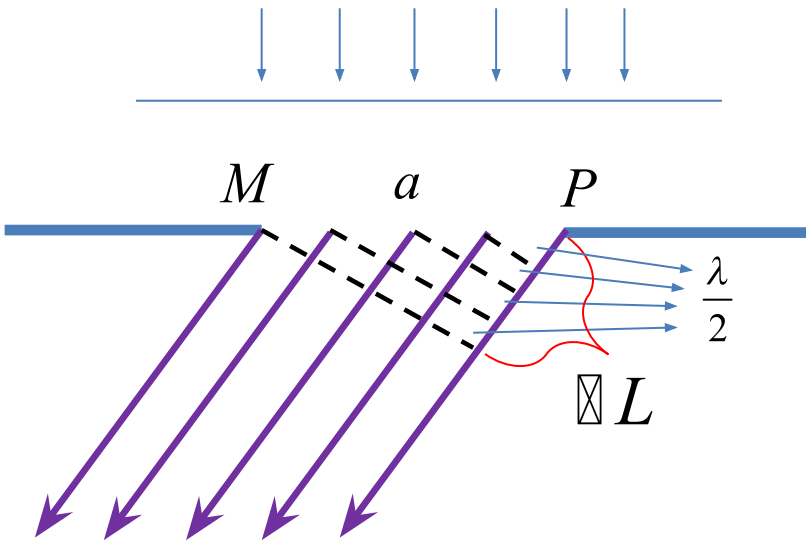
II. Дифракция Фраунгофера (дифракция в параллельных лучах)

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

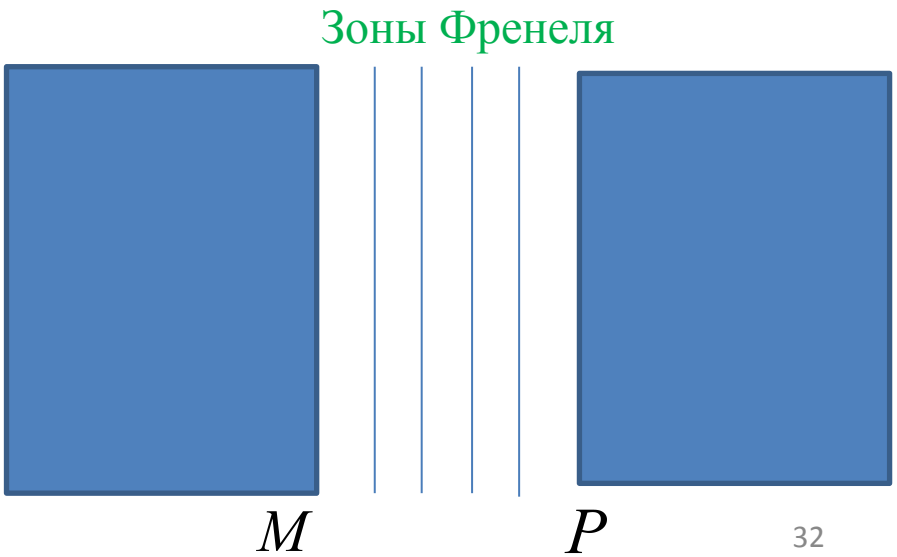
Фраунгофер Йозеф
(1787 – 1826)

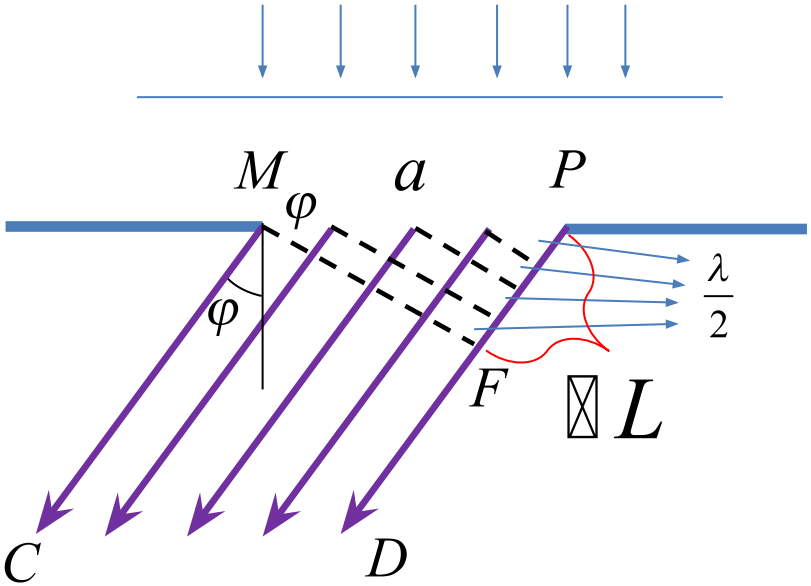
Чтобы осуществить этот тип **дифракции**,
достаточно направить на
«бесконечно» длинную щель (длина больше ширины)
плоскую световую волну,
а **дифракционную картину**
исследовать **в фокальной плоскости**
второй **собирающей линзы**,
установленной за препятствием.

- 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 раны, т.к. зоны Френеля имеют одинаковые площади и одинаково наклонены к направлению наблюдения.



Вид сверху





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

$$\Delta L = PF = a \sin\varphi$$

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

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

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

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

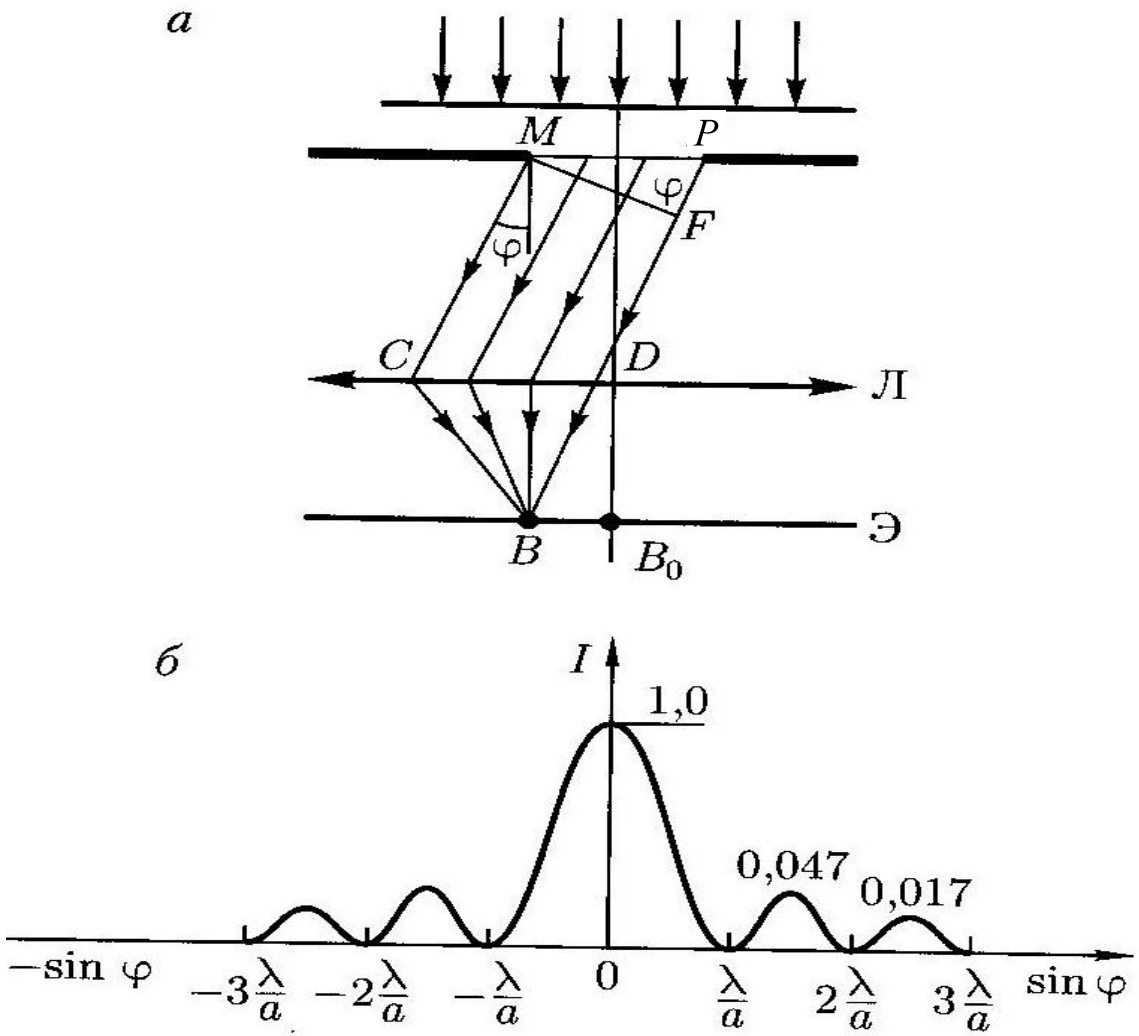
В точке *B* наблюдается дифракционный минимум (полная темнота)

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

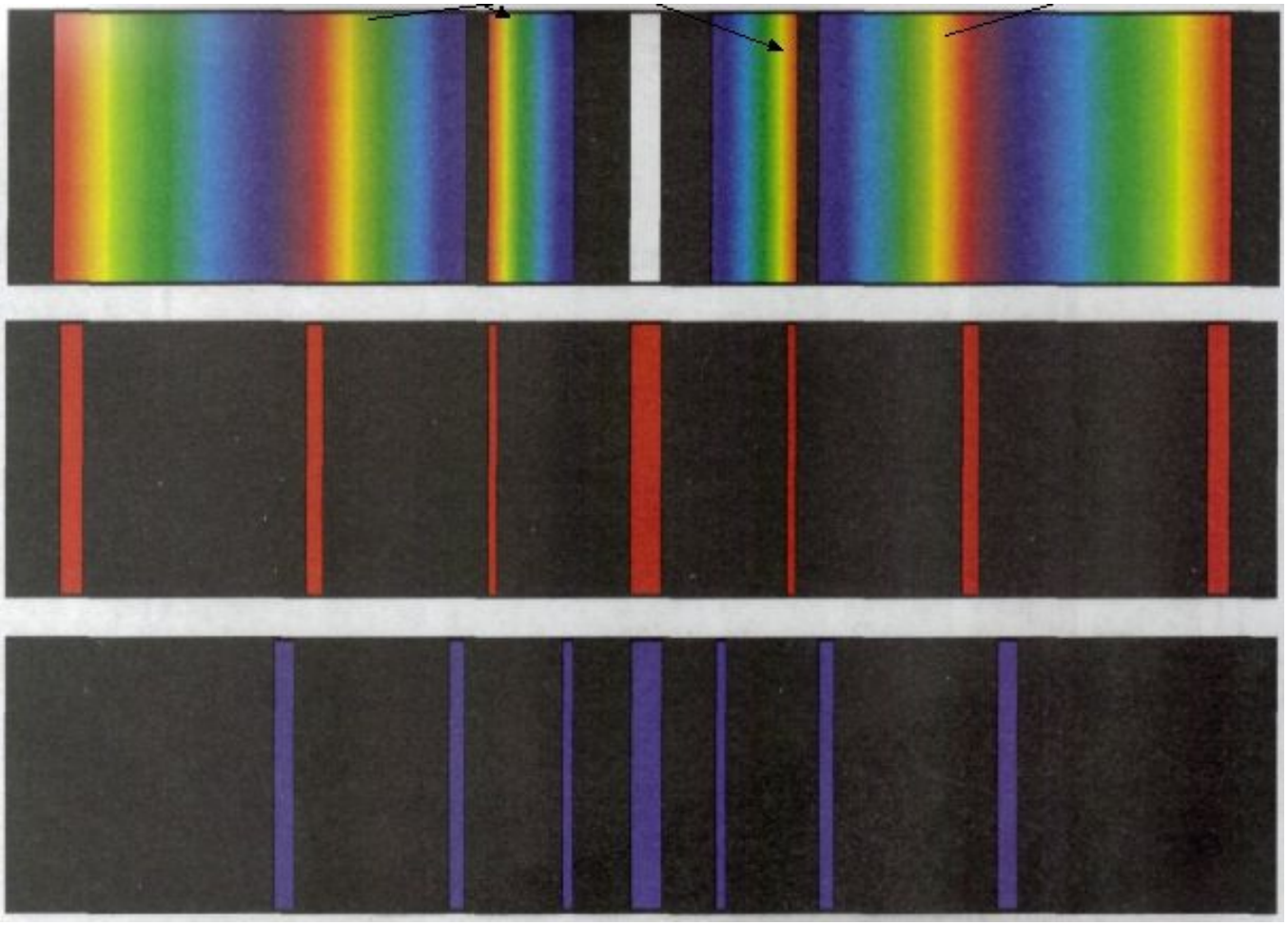
$$a\sin\varphi = \pm(2m+1)\frac{\lambda}{2} \quad (m = 1, 2, 3\ldots)$$

В точке *B* наблюдается дифракционный максимум

Дифракция Фраунгофера на одной щели



Дифракционный спектр от одной щели



Для белого света

Для **красного** света

$$\lambda_к = (625 - 740)\ нм$$

Для **фиолетового** света

$$\lambda_ф = (380 - 440)\ нм$$

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

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

1. Из формулы для дифракционного минимума

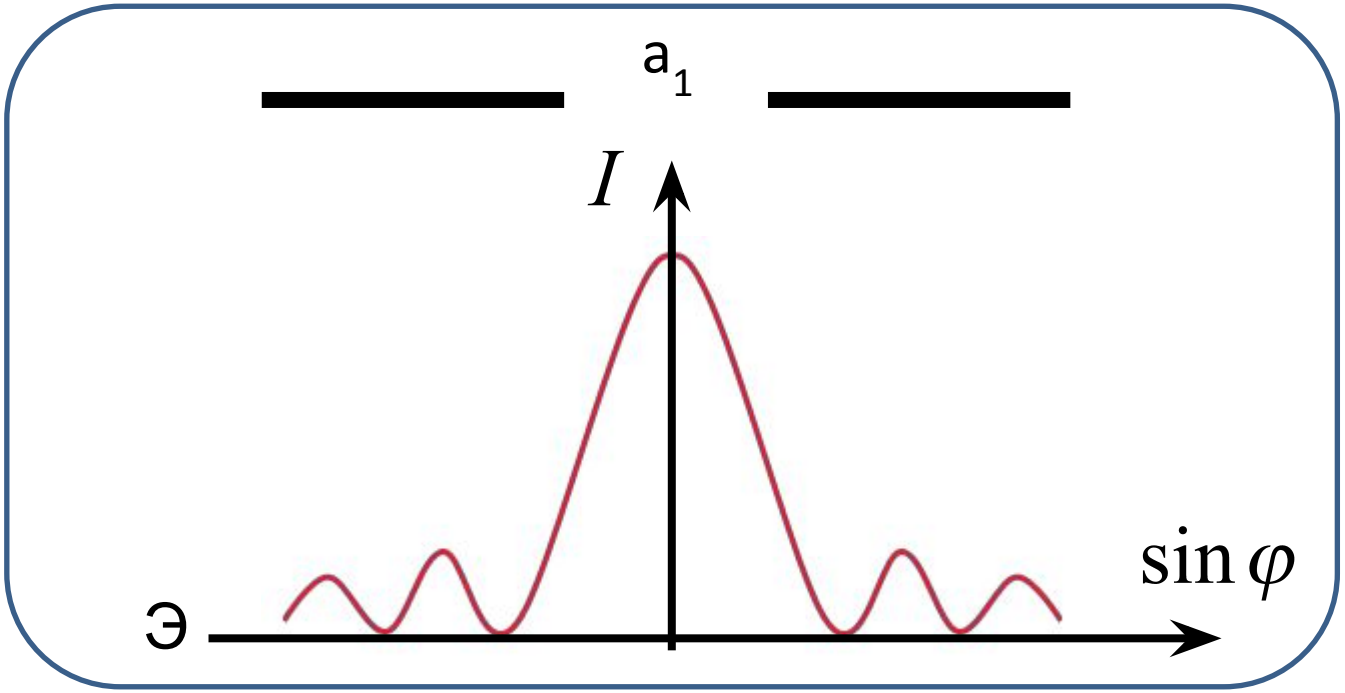
$$a \sin\varphi = \pm 2m\frac{\lambda}{2}$$

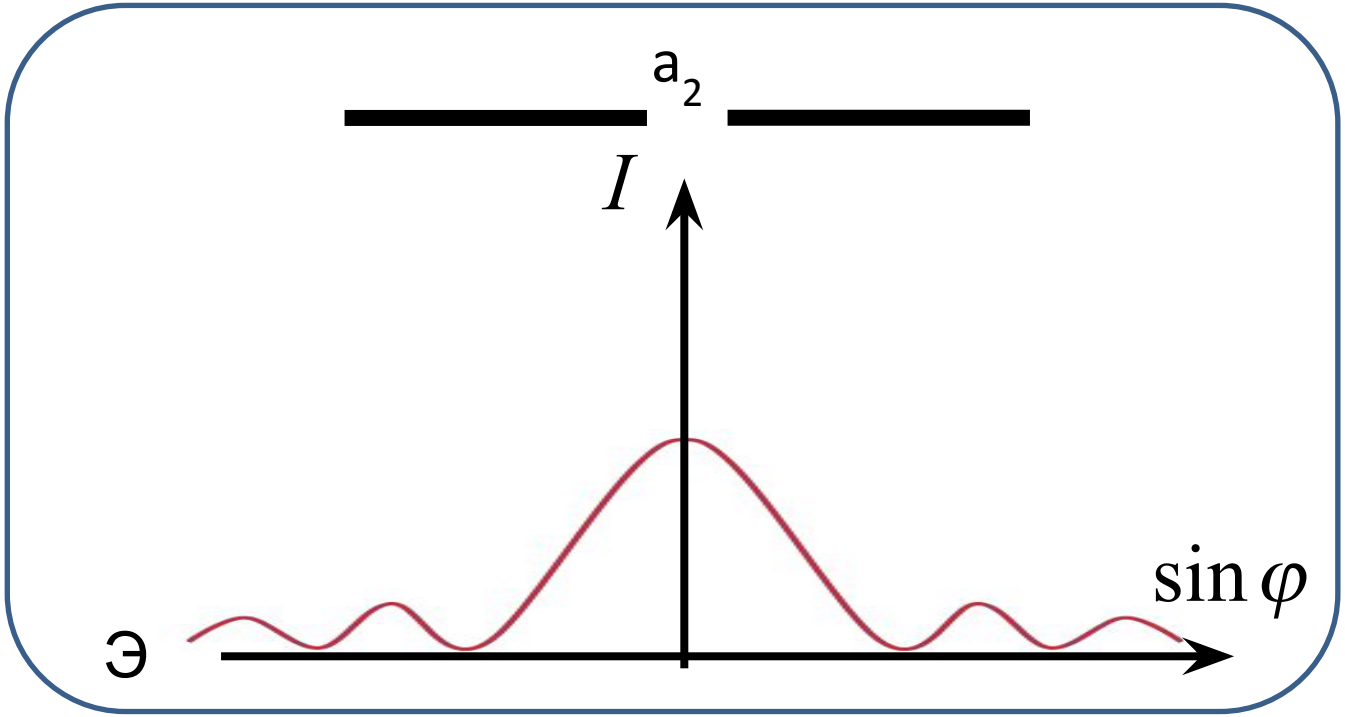
$$\varphi = \pm \arcsin\left(\frac{m\lambda}{a}\right)$$

следует, что <u>с уменьшением ширины щели</u> ***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>>λ** в центре получается резкое изображение источника света.


a1
I
sin φ
Э


a2
I
sin φ
Э

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.

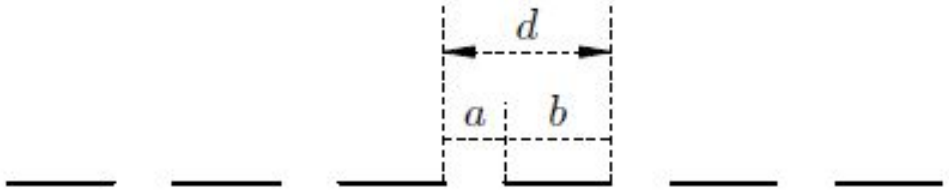
5. При помощи дифракции на 1 щели спектрального разложения по длинам волн получить нельзя.

Дифракционная решётка

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

Дифракционные решётки

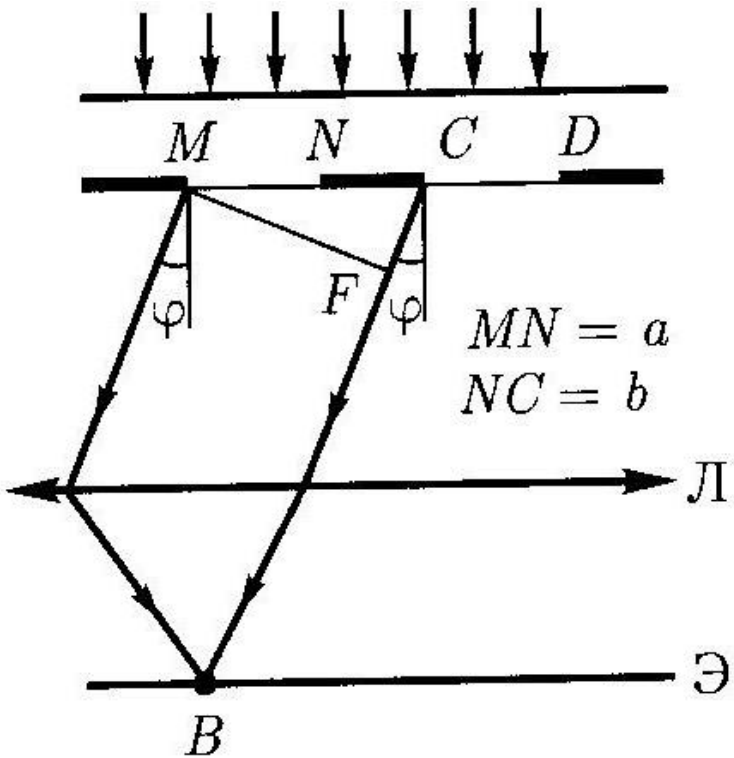
1. Прозрачные;
2. Отражательные.



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

Дифракция Фраунгофера на дифракционной решетке

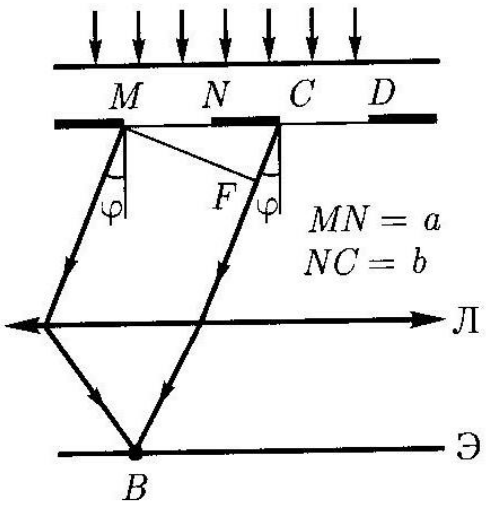
В **дифракционной решетке** осуществляется **многолучевая интерференция когерентных дифрагированных** пучков света.



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**:

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



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)

$$a\sin\varphi = \pm 2m\frac{\lambda}{2}\left(m = 1, 2, 3\ldots\right)$$

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:

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

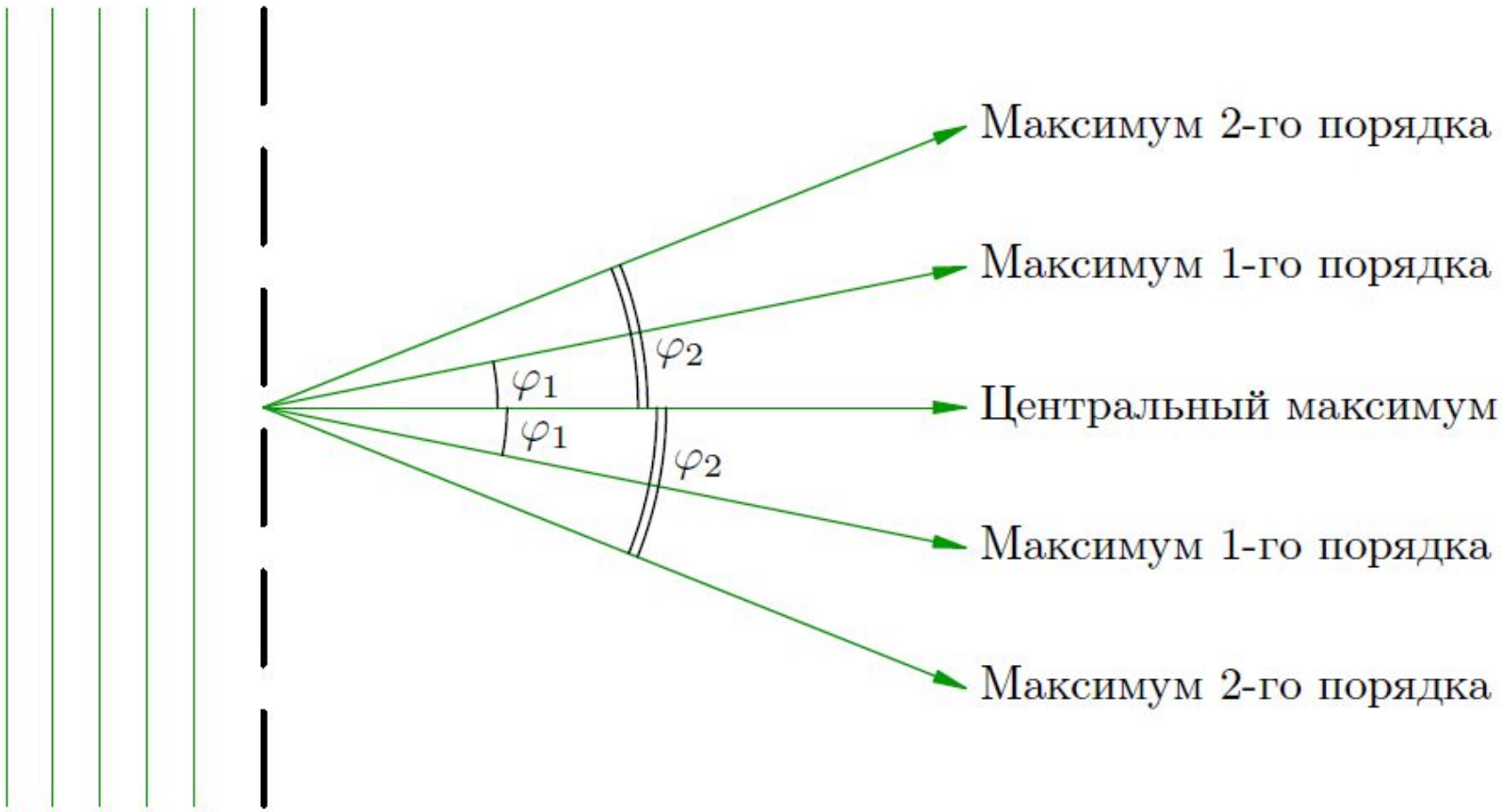
Наоборот, действие одной щели будет усиливать действие другой, если

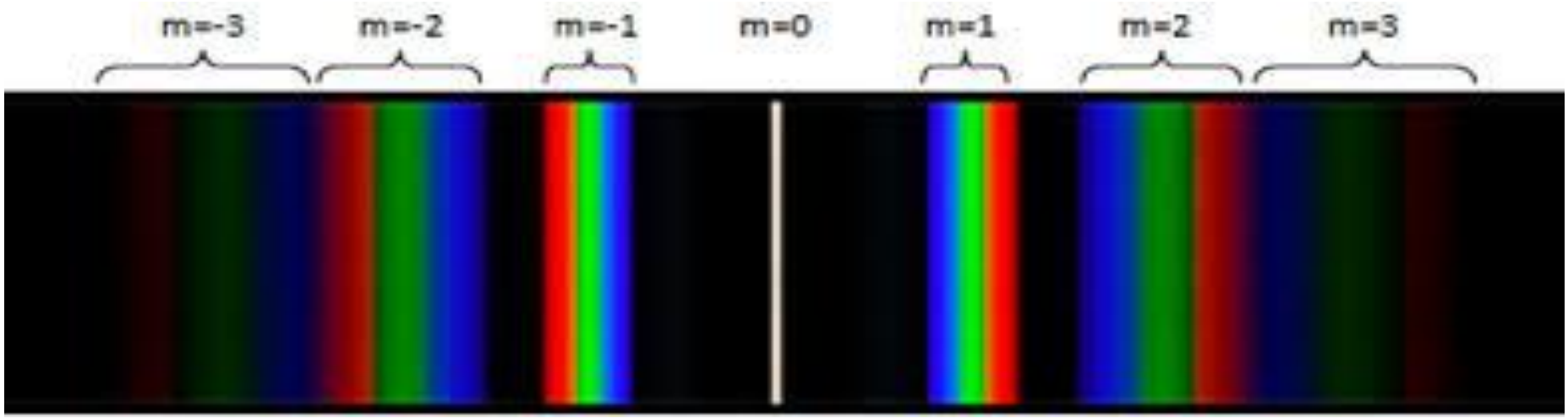
$$d\sin\varphi = \pm 2m\frac{\lambda}{2}\left(m = 0,1,2,3\ldots\right) \quad (13) \Rightarrow$$

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

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

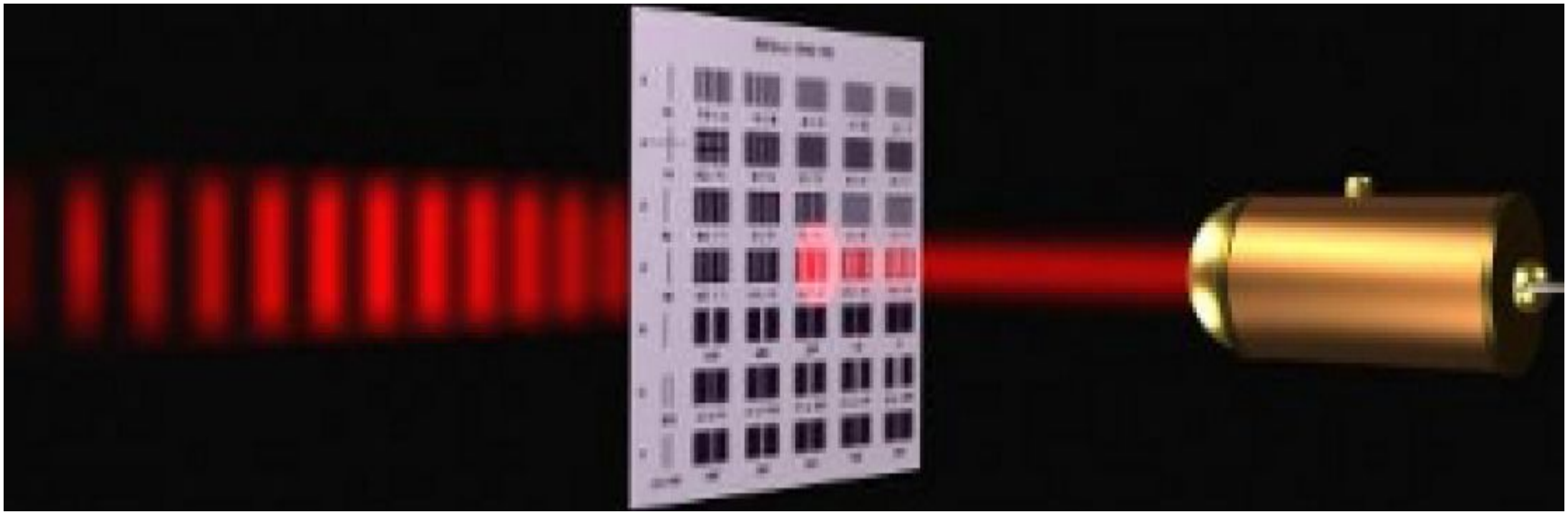
$$d \sin \varphi = \pm m\lambda$$

- Дифракционная решетка разлагает падающий свет непосредственно по длинам волн, поэтому по измеренным углам (по направлениям соответствующих максимумов) **можно вычислить длину волны**.

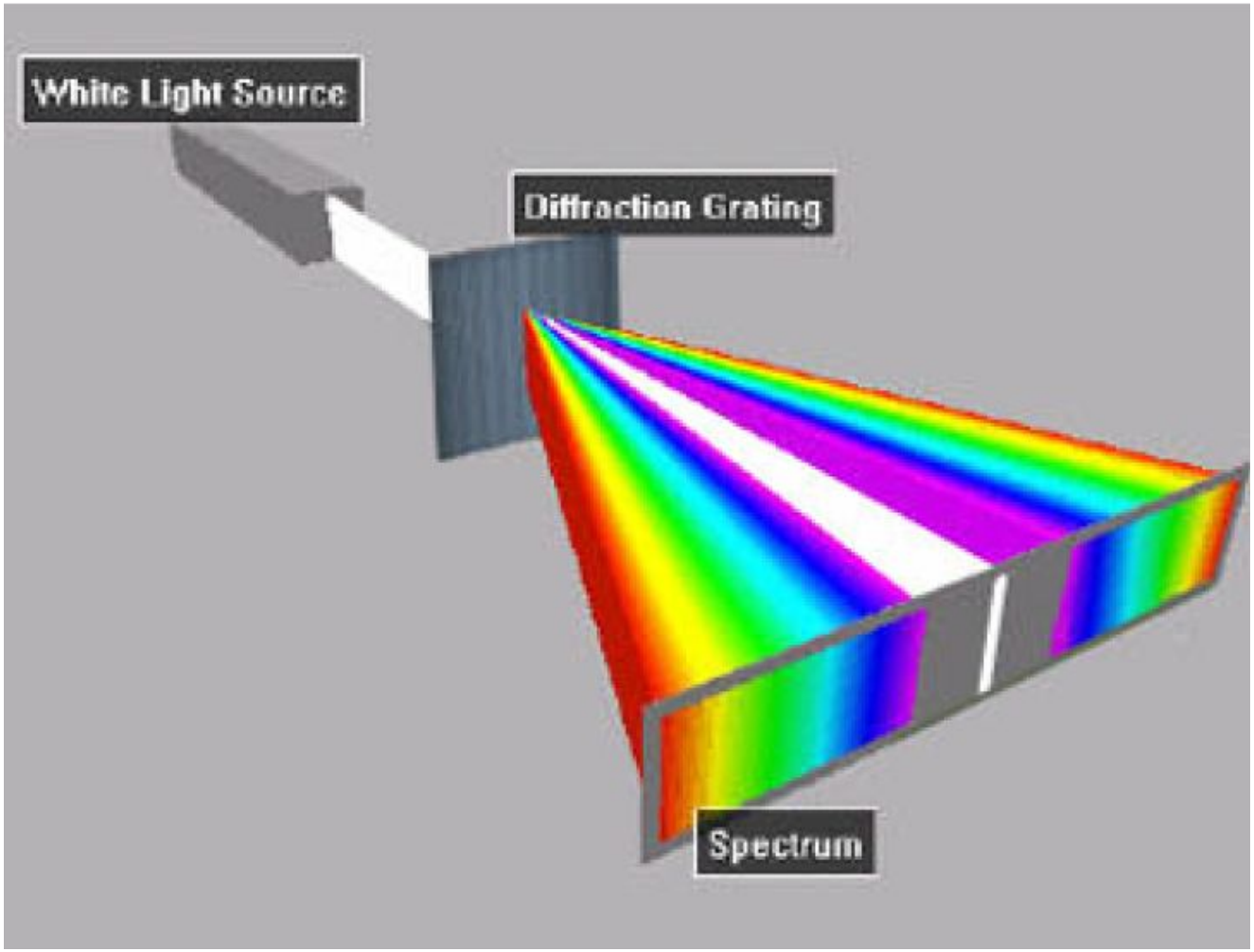
Примеры дифракционных решёток

- 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



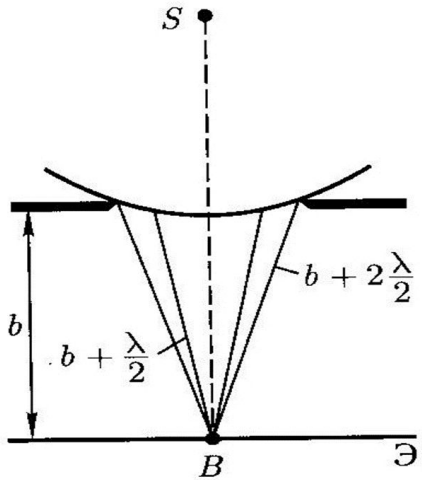
Дифракция белого света на дифракционной решетке

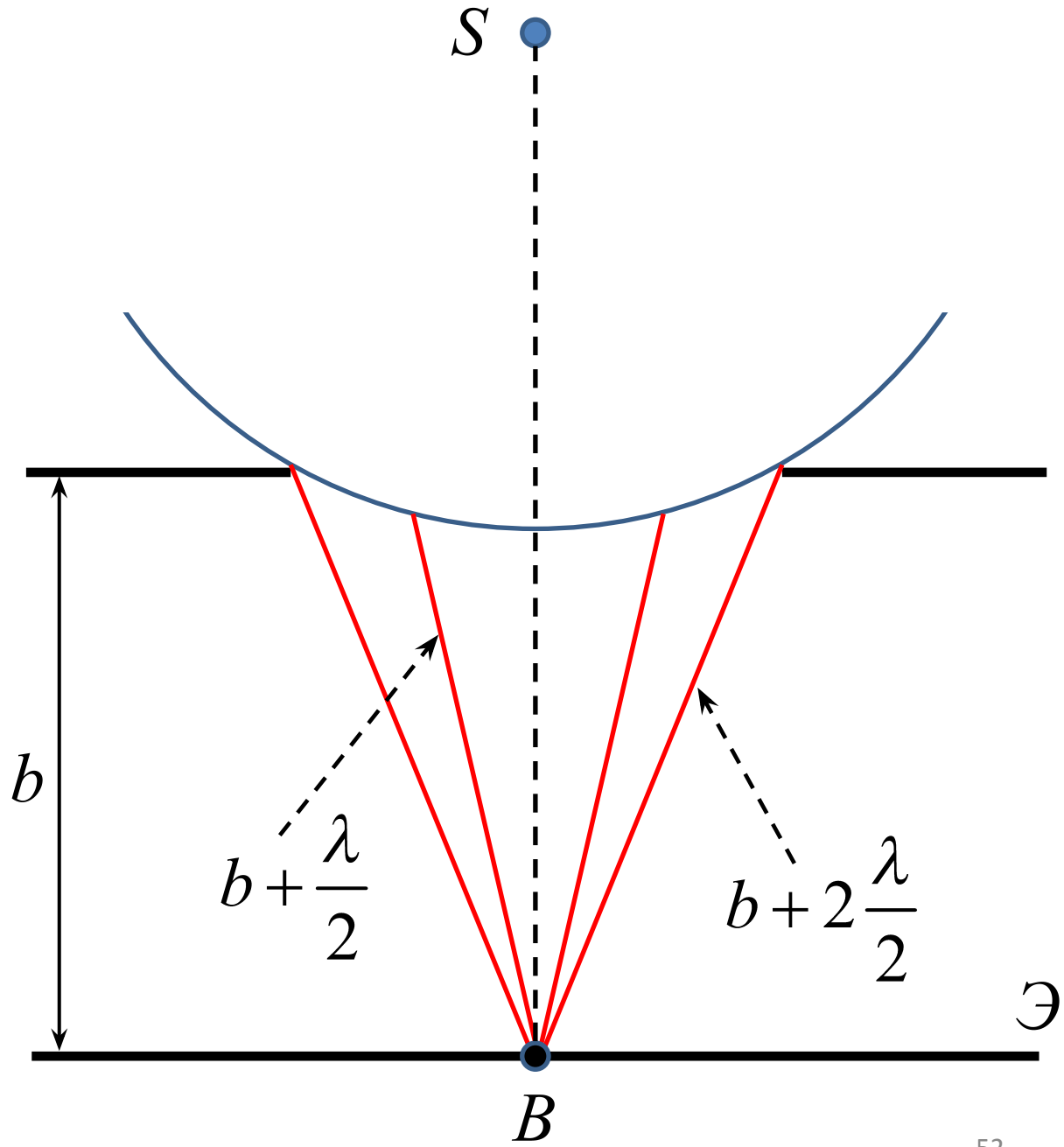


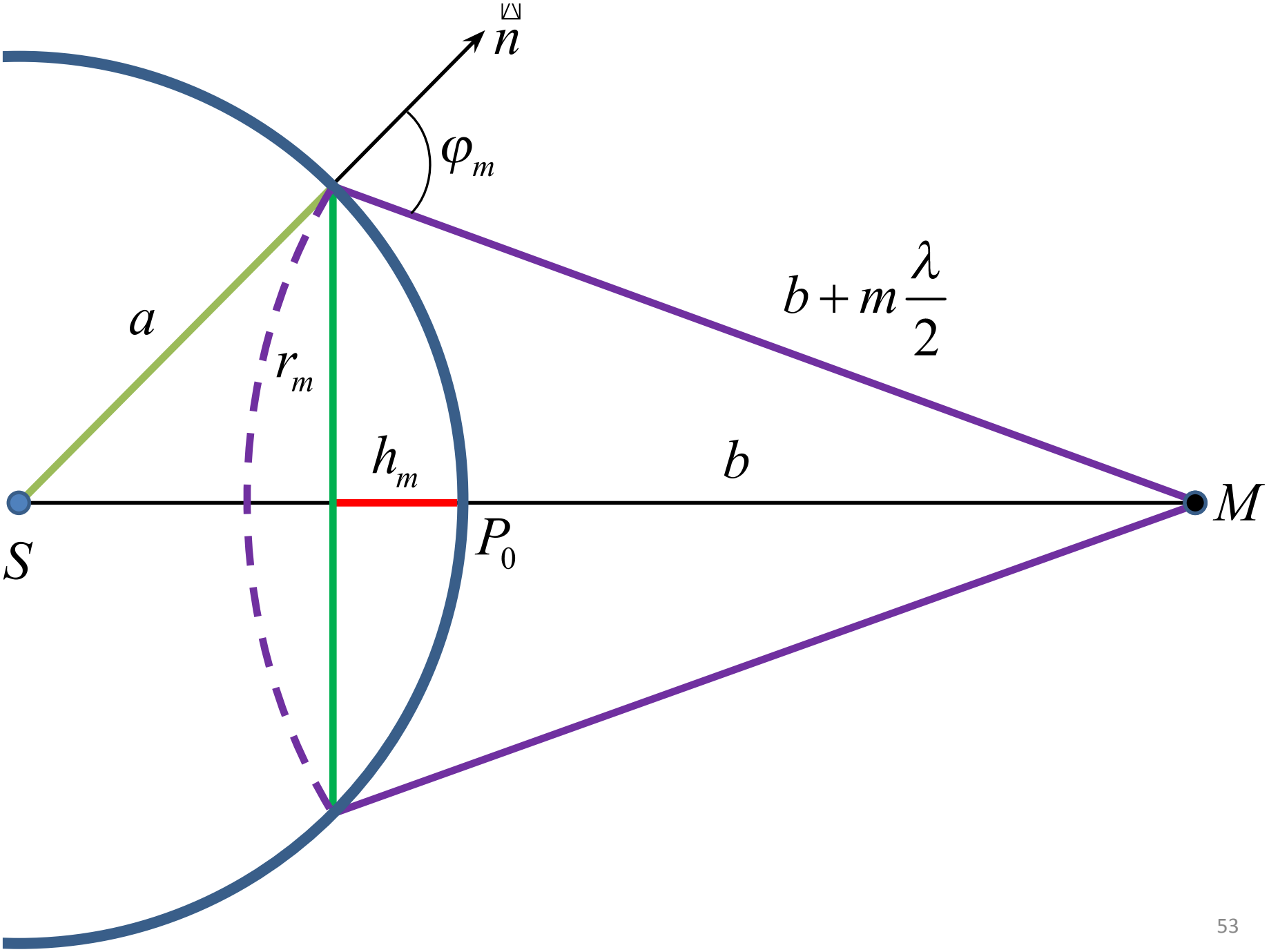
Дифракция
на компакт-диске
(отражательная дифракционная решетка)

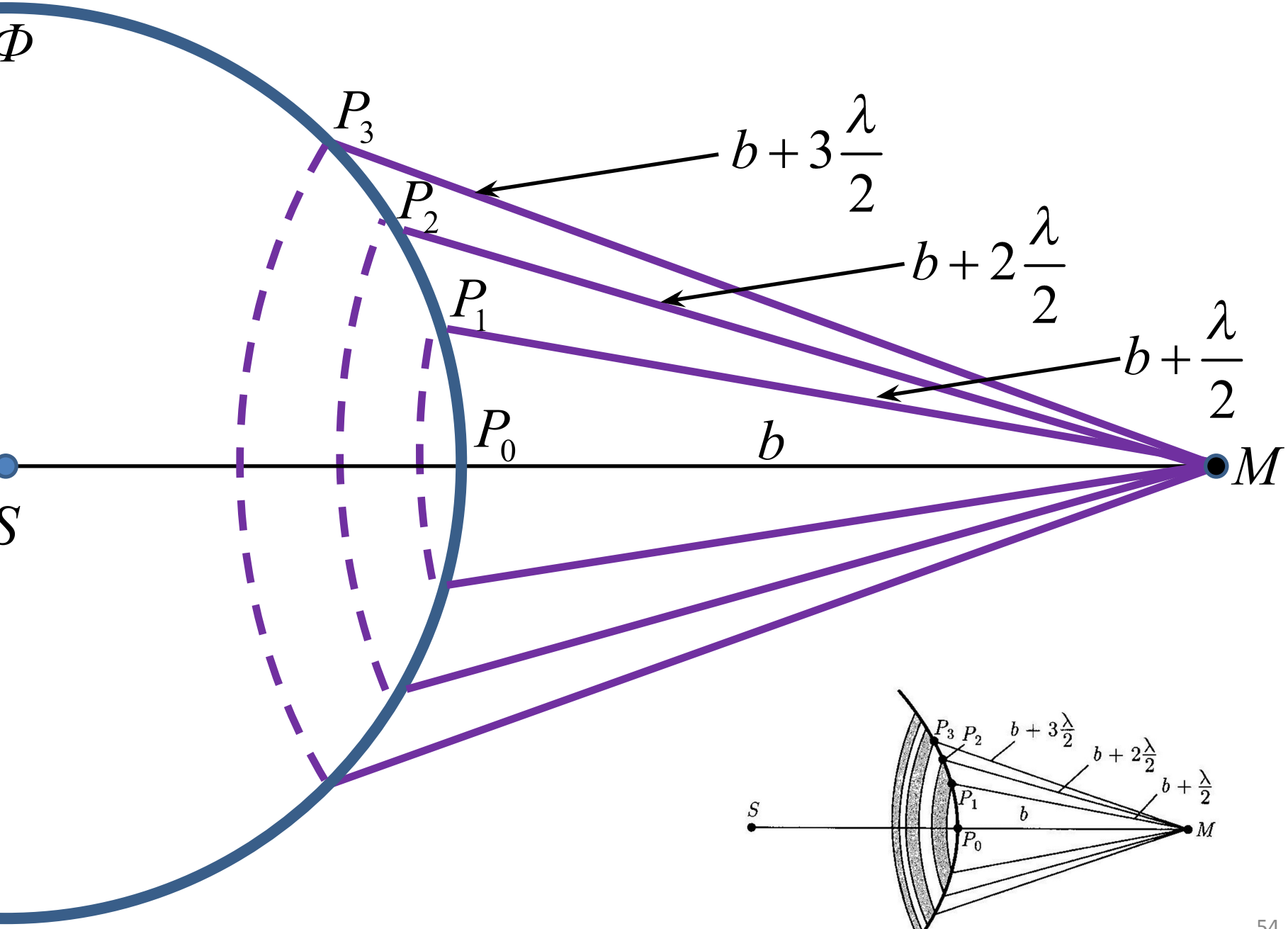
Почему свет распространяется только в одну сторону?

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.


S
b
$b+\frac{\lambda}{2}$
$b+2\frac{\lambda}{2}$
B
Э


S
b
$b+\frac{\lambda}{2}$
$b+2\frac{\lambda}{2}$
Э
B


$\vec{n}$
φ_m
a
r_m
$b + m\frac{\lambda}{2}$
h_m
b
S
P_0
M


Φ
P_3
P_2
P_1
P_0
$b+3\frac{\lambda}{2}$
$b+2\frac{\lambda}{2}$
$b+\frac{\lambda}{2}$
b
S
M
P_3 P_2
$b+3\frac{\lambda}{2}$
$b+2\frac{\lambda}{2}$
$b+\frac{\lambda}{2}$
P_1
S
b
M
P_0
Φ