

# ВЛНОВАЯ ОПТИКА

## ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ СВЕТА

## 1. Волновая природа света.

Свет представляет собой видимые глазом *электромагнитные волны*. Световые волны, как и другие электромагнитные волны (радиоволны, инфракрасные волны и др.) есть процесс распространения в пространстве гармонических колебаний связанных друг с другом электрического и магнитного полей.

Теория Максвелла доказывает, что электромагнитная волна является поперечной волной, и колебания векторов напряженности электрического поля и магнитного поля происходят во взаимно перпендикулярных направлениях. На рис. 1 представлено наглядное изображение электромагнитной волны, распространяющейся в направлении.

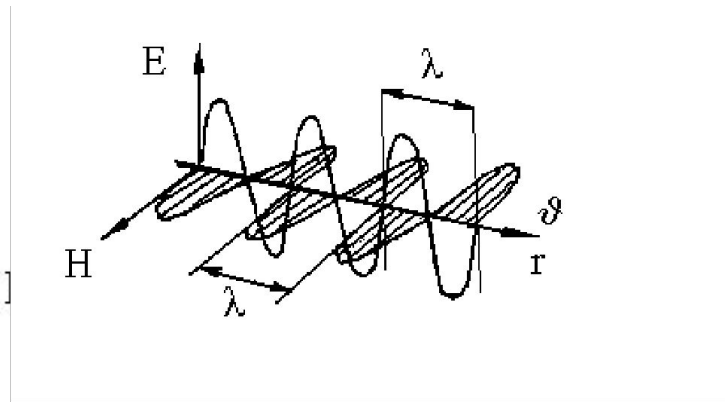


Рис.1

Одной из количественных характеристик электромагнитной волны является длина волны  $\lambda$ , которую можно определить как расстояние, пробегаемое волной за время одного полного колебания векторов  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$ .

*Скорость распространения* электромагнитной волны зависит от среды, в которой она распространяется. Скорость света в вакууме  $c = 3 \cdot 10^8$  м/с.

Свет различных длин волн человеческий глаз воспринимает как различные цвета. В таблице 1 даны длины волн в различных единицах измерения, соответствующие разным цветам .

Таблица 1

Интервалы длин волн			Цвета
Ангстремы ( $1 \text{ \AA} = 10^{-10} \text{ м}$ )	м		
4000- 4500	400- 450	$(4- 4,5) 10^{-7}$	фиолетовый
4500 - 4900	450 - 490	$(4,5-4,9) 10^{-7}$	синий
4900 - 5200	490 - 520	$(4,9-5,2) 10^{-7}$	голубой
5200 - 5700	520 - 570	$(5,2-5,7) 10^{-7}$	зеленый
5700 - 5900	570 - 590	$(5,7-5,9) 10^{-7}$	желтый
5900 - 6100	590 - 610	$(5,9-6,1) 10^{-7}$	оранжевый
6100 - 7500	610 - 750	$(6,1-7,5) 10^{-7}$	красный

Рассмотрим уравнение электромагнитной волны. Поскольку физическое и химическое действия света вызываются главным образом действием электрической составляющей электромагнитной волны, то в дальнейшем целесообразно рассматривать в световой волне вектор напряженности электрического поля .

Уравнение волны, распространяющейся в направлении  $\vec{r}$ , имеет вид:

$$E = E_0 \sin(\omega t - \vec{k} \vec{r} + \varphi_0), \quad (1)$$

где  $E_0$  - амплитудное значение вектора напряженности электрического поля,  $\omega$  - циклическая частота колебаний вектора  $\vec{E}$ ;  $k = 2\pi/\lambda$  - модуль волнового вектора, показывающего направление распространения волны и равного по модулю числу длин волн, укладывающихся на расстоянии равном  $2\pi$  м;  $\lambda$  - длина волны ;  $t$  - текущее значение времени ;  $r$  - расстояние от источника света до рассматриваемой точки;  $\varphi_0$  - начальная фаза волны . Выражение в скобках представляет собой фазу колебаний в точке, находящейся на расстоянии  $r$  от источника колебаний в момент времени  $t$ . Колебания, приходящие в эту точку, отстают по фазе от колебаний в начале координат на величину  $k\vec{r}$ , представляющую собой скалярное произведение двух векторов - волнового вектора  $\vec{k}$  и радиуса-вектора  $\vec{r}$ , направленного из начала координат в рассматриваемую точку пространства.

Если свет от источника распространяется в разных направлениях, электромагнитное поле в пространстве может быть описано с помощью *волновых поверхностей*. ВОЛНОВАЯ ПОВЕРХНОСТЬ может быть представлена как геометрическое место точек, в которых колебания происходят в одной фазе. Волновые поверхности точечного источника представляют собой концентрические сферы, в центре которых находится источник. Если поместить точечный источник света в фокус собирающей линзы, то после преломления в линзе волновые поверхности преобразуются из сферических в плоские. Волновая поверхность, отделяющая пространство в котором распространяются электромагнитные волны, идущие от источника, от пространства, в которое ещё не дошли электромагнитные колебания, называется ФРОНТОМ ВОЛНЫ.

В среде могут распространяться одновременно несколько электромагнитных волн. В этом случае результирующее колебание в каждой точке среды будет геометрической суммой каждой из волн в отдельности. Волны накладываются одна на другую, не возмущая друг друга. Этот принцип называется принципом *суперпозиции волн*. При этом результирующее колебание в любой точке среды, в которой дошли две или более волн, зависит от амплитуды и соотношения фаз этих колебаний.

Частным случаем суперпозиции электромагнитных волн является *интерференция света*.

Интерференцией света называется явление наложения световых волн приводящее к образованию устойчивой во времени картины чередования минимумов и максимумов интенсивности света (интерференционной картины).

Для устойчивости интерференционной картины во времени необходимо, чтобы складываемые колебания были *когерентными*. Когерентные колебания дают источники, излучающие волны с одинаковой частотой и постоянной во времени разностью начальных фаз. Если это условие не выполняется, то мгновенное распределение интенсивности при наложении волн не будет устойчивым во времени и вместо интерференционной картины мы увидим картину усредненной освещенности

Вывод условия максимальной и минимальной интенсивности в интерференционной картине. Рассмотрим суммарное колебание в точке  $B$ , создаваемое двумя когерентными источниками, удаленными от точки  $B$  на расстояние  $S_1B = r_1$  и  $S_2B = r_2$  (рис. 2)

Интерференционная картина получается более наглядной, если интенсивности, а следовательно и амплитуды складываемых волн, равны ( $E_{01} = E_{02} = E_0$ ). Для простоты вывода положим начальные фазы волн равными нулю ( $\varphi_{01} = \varphi_{02} = 0$ ).

Плоские монохроматические волны в этом случае описываются уравнениями:

$$E_1 = E_0 \sin(\omega t - kr_1), \quad (2)$$

$$E_2 = E_0 \sin(\omega t - kr_2).$$

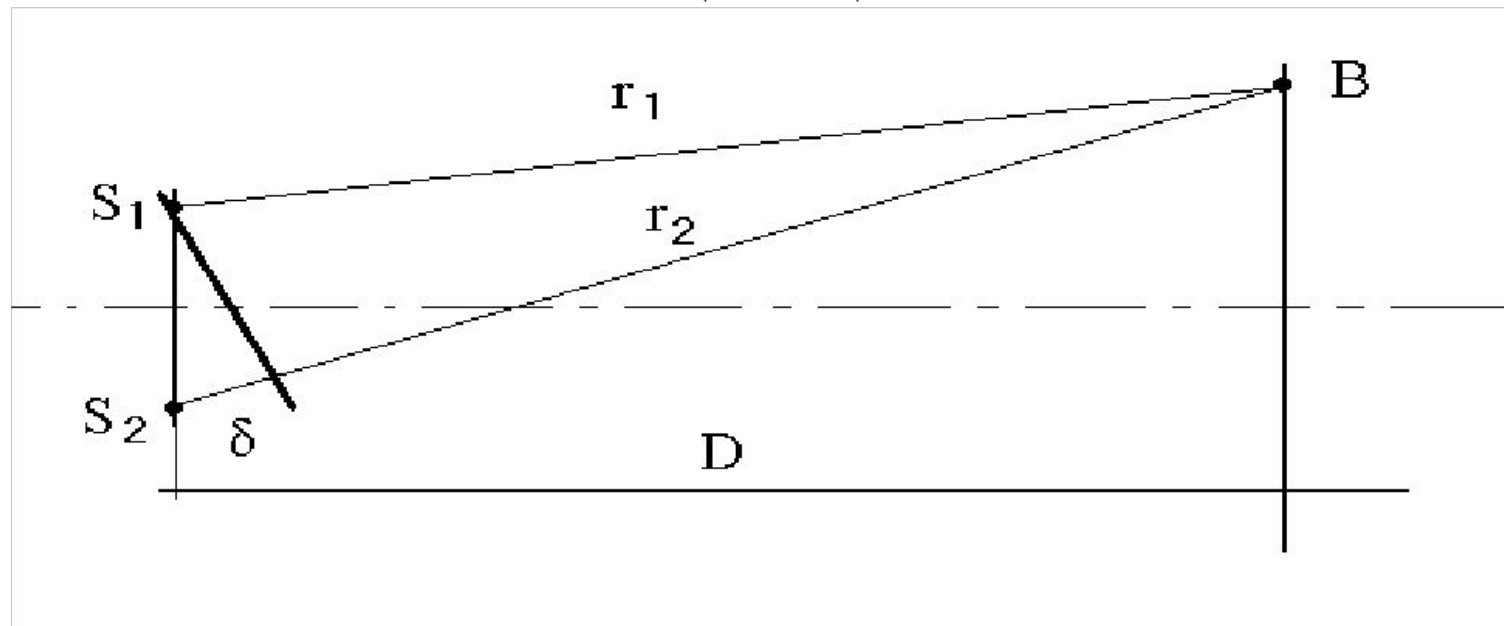


Рис. 2



Колебания в точке В можно найти в результате сложения  $E_1$  и  $E_2$ :

$$E = E_1 + E_2 = E_0 \sin(\omega t - kr_1) + E_0 \sin(\omega t - kr_2) = 2E_0 \cos \frac{k(r_1 - r_2)}{2} \sin(\omega t - k \frac{r_1 + r_2}{2}), \quad (3)$$

Величина, стоящая в (3) перед синусом, не зависит от времени и характеризует амплитуду результирующего колебания в любой точке пространства, куда приходит одновременно две волны от источников  $S_1$  и  $S_2$ .

Известно, что интенсивность света  $I$  пропорциональна квадрату амплитуды электромагнитной волны, т.е.

$$I = 4bE_0^2 \cos^2 \frac{k(r_2 - r_1)}{2} = 2bE_0^2 [1 + \cos k(r_2 - r_1)] = 2bE_0^2 \left[ 1 + \cos \frac{2\pi}{\lambda} (r_2 - r_1) \right], \quad (4)$$

где  $b$  - коэффициент пропорциональности.

Исследуем полученное выражение для  $I$  и найдем те значения разности хода волн  $\Delta = r_2 - r_1$ , при которых наблюдается максимальная и минимальная интенсивности света. Максимальная интенсивность  $I_{max}$  получится в случае, когда  $\cos \frac{2\pi}{\lambda} (r_2 - r_1)$  станет равным 1, т.е.:

$$\frac{2\pi}{\lambda} (r_2 - r_1) = \pm 2\pi m; \quad m = \pm(0, 1, 2, 3, \dots) \quad \text{или}$$
$$\Delta = r_2 - r_1 = m\lambda = 2m \frac{\lambda}{2}. \quad (5)$$

Из формулы (5) видно, что максимум интенсивности будет наблюдаться в той точке, разность хода волн  $\Delta$  до которой будет равна четному числу длин полуволин. При выполнении условия (5) волны от  $S_1$  и  $S_2$  придут в точку наблюдения в одинаковых фазах, и интенсивность в таких точках станет равна :

$$I_{max} = 4bE_0^2 \quad (6)$$

Минимальную интенсивность  $I_{min}$  получаем, когда  $\cos \frac{2\pi}{\lambda}(r_2 - r_1) = -1$ , т.е.  
 $\frac{2\pi}{\lambda}(r_2 - r_1) = \pi \pm 2m\pi$  или

$$\Delta = r_2 - r_1 = (2m \pm 1) \frac{\lambda}{2} . \quad (7)$$

Таким образом, минимум интенсивности наблюдается в той точке интерференционной картины, разность хода волн  $\Delta$  до которой будет равна нечетному числу полуволин.

В этом случае  $I_{min} = 0$ , т.к. волны от  $S_1$  и  $S_2$  приходя в точку наблюдения в противоположных фазах. Таким образом, при переходе от какой-либо точки экрана к соседней, в силу изменения разности хода  $\Delta = r_2 - r_1$ , будем наблюдать систему чередующихся максимумов и минимумов света (систему чередующихся светлых и темных полос, если когерентными источниками  $S_1$  и  $S_2$  являются освещенные узкие щели ).

Независимые источники света обычно оказываются некогерентными, что связано с особенностями процесса излучения света. Можно осуществить различные схемы, в которых искусственно создаются когерентные пучки световых волн посредством разделения первичного светового потока на два и последующего их наложения в некоторой области пространства.

Расчет интерференционной картины. Положение интерференционных максимумов и минимумов легко определить, воспользовавшись схемой, представленной на рис. 3. Здесь  $S_1$  и  $S_2$  - два когерентных источника, колебания которых *синфазны*.

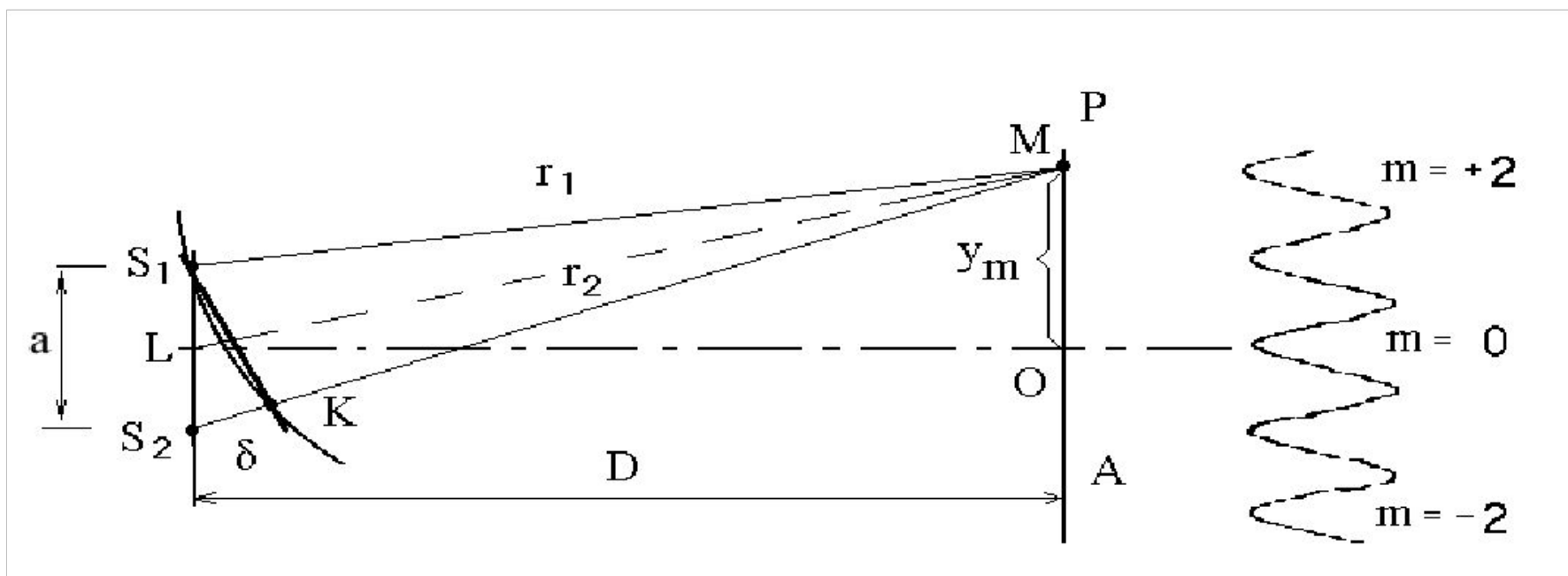


рис. 3

Результат интерференции волн, доходящих от  $S_1$  и  $S_2$  до некоторой точки  $M$  экрана, будет зависеть только от разности хода  $\Delta = r_2 - r_1$ . Если  $\Delta$  равно целому числу волн  $\lambda$ , то волны от обоих источников приходят в одинаковых фазах и интенсивность в этой точке будет максимальной.

Если же  $\Delta$  равно нечетному числу полуволн, то волны приходят в противофазе, и интенсивность в такой точке будет минимальной. При других значениях  $\Delta$  интенсивность будет иметь промежуточные значения.

Выведем формулу, позволяющую рассчитать длину световой волны по интерференционной картине. Пусть  $y_m$  - расстояние между точкой наблюдения  $M$ , где получился максимум  $m$ -ого порядка ( $\Delta = m\lambda$ ) и точкой  $O$  (рис. 3), где располагается центральный максимум, для которого  $\Delta = 0$ . Тогда, по теореме Пифагора, получаем:

$$r_1^2 = D^2 + (y_m - a/2)^2 \quad (8)$$

и

$$r_2^2 = D^2 + (y_m + a/2)^2. \quad (9)$$

Вычтя из уравнения (9) уравнение (8), получим:

$$r_2^2 - r_1^2 = (r_2 - r_1)(r_2 + r_1) = \Delta 2D = 2y_m a, \quad (10)$$

где  $(r_2 - r_1)$  - есть разность хода  $\Delta$ , а сумма этих расстояний  $(r_2 + r_1)$  - приблизительно равна удвоенному расстоянию от плоскости расположения источников до плоскости экрана, на котором ведут наблюдение интерференционной картины.

Из (10) следует, что

$$y_m = \Delta D / a. \quad (11)$$

Подставив в (11) условие максимума интенсивности (5), получим:

$$y_m = m\lambda D/a. \quad (12)$$

Аналогично для следующего интерференционного максимума (m+1)-ого порядка имеем

$$y_{m+1} = (m+1)\lambda D/a. \quad (13)$$

Для ширины интерференционной полосы (расстояние между двумя соседними максимумами или минимумами ) имеем :

$$b = (y_{m+1} - y_m) = (m+1)\lambda D/a - m\lambda D/a = \lambda D/a. \quad (14)$$

Из (3.14) получим :

$$\lambda = \frac{ab}{D}, \quad (15)$$

где  $D$ - расстояние между плоскостью, в которой расположены источники  $S_1$  и  $S_2$  и плоскостью, в которой наблюдается интерференционная картина,  $a$ - расстояние между источниками света  $S_1$  и  $S_2$ ,  $b$  - ширина интерференционной полосы .

Из формулы (14) видно, что ширина интерференционной полосы  $b$  зависит от длины волны света  $\lambda$  и от расположения источников по отношению друг к другу ( $a$ ) и к экрану  $PP$  ( $D$ ), на котором мы рассматриваем интерференционную картину.

# ДИФРАКЦИЯ СВЕТА

Интерференция света является убедительным доказательством волновой природы света. Тем не менее, при рассмотрении интерференции также используется представление о бесконечно тонких световых лучах, прямолинейно распространяющихся в однородной среде. Уточнение этого представления, по сравнению с понятиями геометрической оптики, заключается в том, что лучи рассматриваются как направления распространения световых колебаний.

## Метод зон Френеля.

Волновые представления о свете первоначально развил Гюйгенс. Принцип Гюйгенса заключается в том, что каждая точка волнового фронта является источником вторичных сферических волн, и огибающая этих вторичных волн в следующий момент времени представляет собой фронт волны в этот момент времени. С его помощью можно объяснить размывание очертаний тени, отбрасываемой на экран краями отверстия, при уменьшении размеров отверстия. Рассмотрим рис. 4. На рис. 4.а изображен фронт вторичных волн, возникающий на отверстии значительно большем, чем длина волны. Из рисунка видно, что в районе краев этого отверстия свет будет заходить в область геометрической тени. На рис. 4б показан фронт вторичных волн, когда отверстие соизмеримо с длиной падающей волны. Как видно, в этом случае захождение лучей в область геометрической тени выражено значительно ярче.



Огибание волнами препятствий и захождение света в область геометрической тени называется ДИФРАКЦИЕЙ.

Для создания количественных представлений о дифракционной картине Френель внес дополнения в принцип Гюйгенса. Рассмотрим рис.5, дающий возможность наглядно представить себе смысл дополнений Френеля.

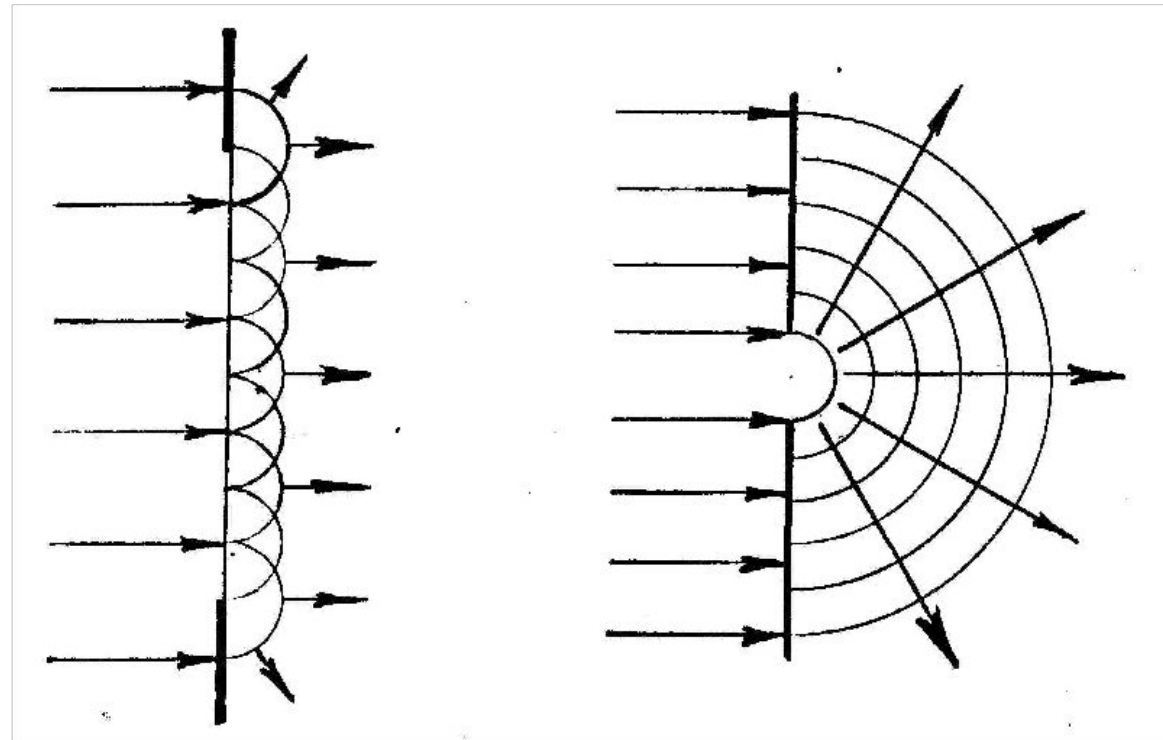


Рис.4.а

Рис.4. б

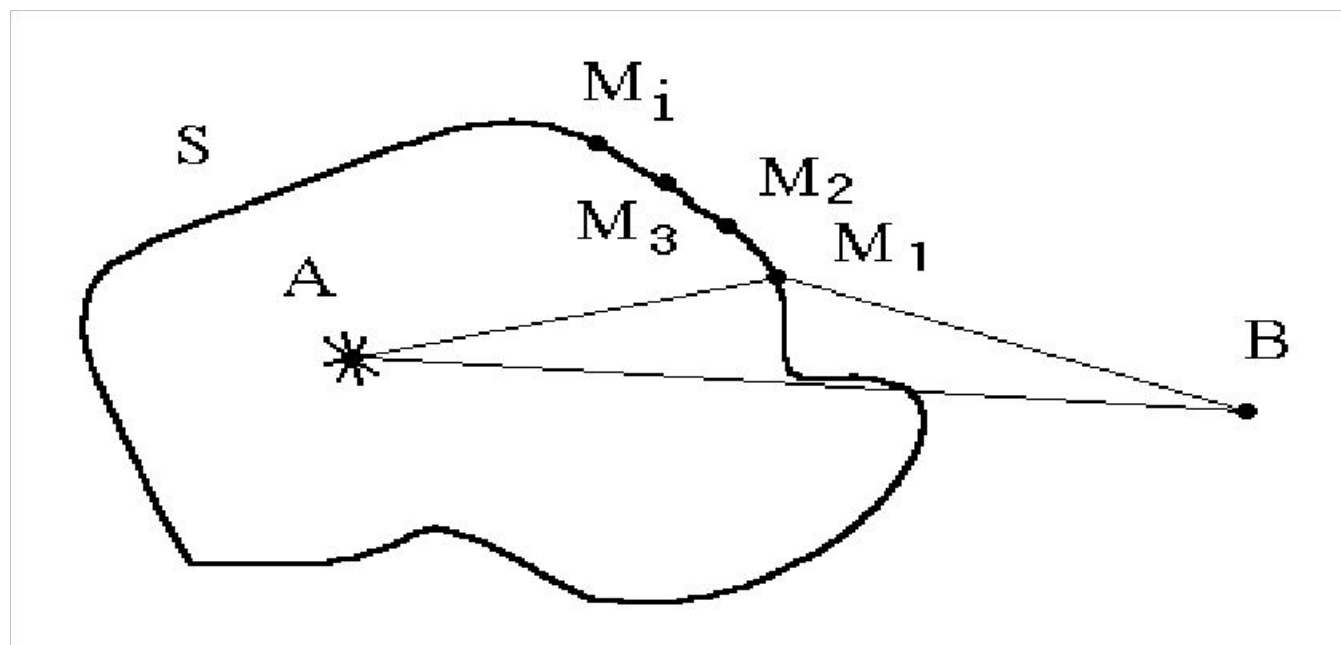


Рис.5.

Окружим источник  $A$  воображаемой замкнутой поверхностью любой формы. Правильное значение интенсивности (амплитуды) волны в любой точке  $B$  за пределами  $S$  может быть получено так: уберем источник  $A$  и заменим его распределенными по поверхности  $S$  вспомогательными источниками  $M_1, M_2, M_3, \dots$ , подобранными соответствующим образом. Действие в  $B$  определяется как совокупное воздействие  $M_1, M_2, M_3$  и т.д.

Согласно Френелю, каждую точку  $M$  поверхности  $S$  надо рассматривать как источник, амплитуда и фаза колебаний которого определяется волной, дошедшей до данной точки от источника (постулат Френеля).

Так как фазы всех этих вспомогательных источников определяются возмущением, идущим из одной точки  $A$ , то они КОГЕРЕНТНЫ. Поэтому вторичные волны, исходящие из этих источников, будут интерферировать между собой, т.е. их совокупное действие в каждой точке может быть определено как интерференционный эффект. Френель, таким образом, дополнил принцип Гюйгенса, вложив в него идею интерференции волн и придал ему тем самым определенный физический смысл. Задача определения амплитуды (интенсивности света) в любой точке пространства свелась к задаче расчета интерференции волн от вспомогательных (вторичных) источников.

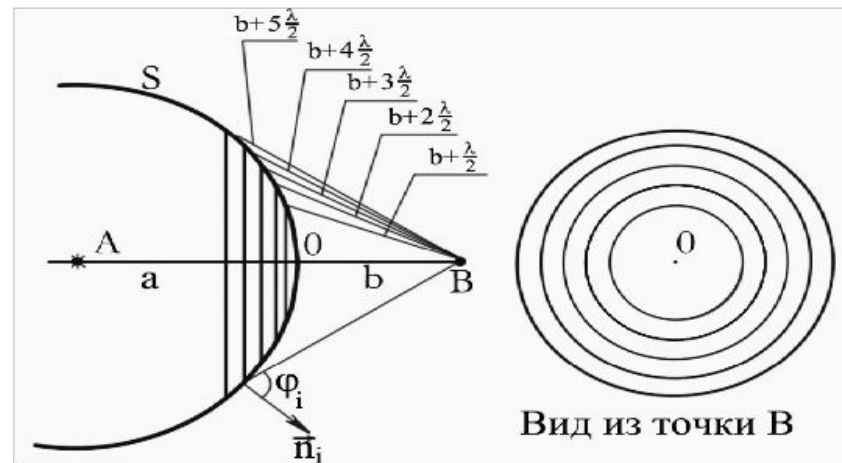


Рис.6.

Рассмотрим решение такой задачи для случая сферической волны, распространяющейся от точечного источника  $A$  (рис.3). Выберем поверхность  $S$  так, чтобы она совпадала с поверхностью фронта волны. В этом случае все вторичные источники, находящиеся на поверхности  $S$ , будут излучать когерентные волны с одинаковыми амплитудами и равными начальными фазами. Вычисление результата интерференции этих волн будем проводить **МЕТОДОМ ЗОН ФРЕНЕЛЯ**.

Для этого соединяем  $A$  с  $B$  и разбиваем поверхность  $S$  на сферические сегменты таким образом, чтобы расстояние от краев этих сегментов до точки  $B$  отличалось на  $\lambda/2$ . Эти сегменты получили название **ЗОНЫ ФРЕНЕЛЯ**. Первой или центральной зоной Френеля называется сегмент, включающий в себя точку  $C$  пересечения поверхности  $S$  с прямой, соединяющей источник  $A$  с точкой наблюдения  $B$ . Соседний сегмент называется второй зоной Френеля и т.д.

Расчет интенсивности света в точке  $B$  по методу зон Френеля сводится к вычислению результата интерференции света, излучаемого этими зонами. Принимая во внимание, что амплитуды излучения от отдельных вторичных источников, расположенных на фронте волны равны, как было показано выше, можно сделать вывод, что амплитуда излучения с единицы поверхности фронта будет одинакова во всех точках фронта. А так как для расчета результата интерференции от  $n$  зон Френеля необходимо знать амплитуду излучения от каждой зоны, прежде всего надо определить число вторичных источников, а для этого вычислить площадь каждой зоны.

Рассмотрим рис.7. На этом рисунке изображен фронт сферической волны, идущей из  $A$ , и две центральные зоны Френеля (первая и вторая).  $B$  - точка наблюдения.

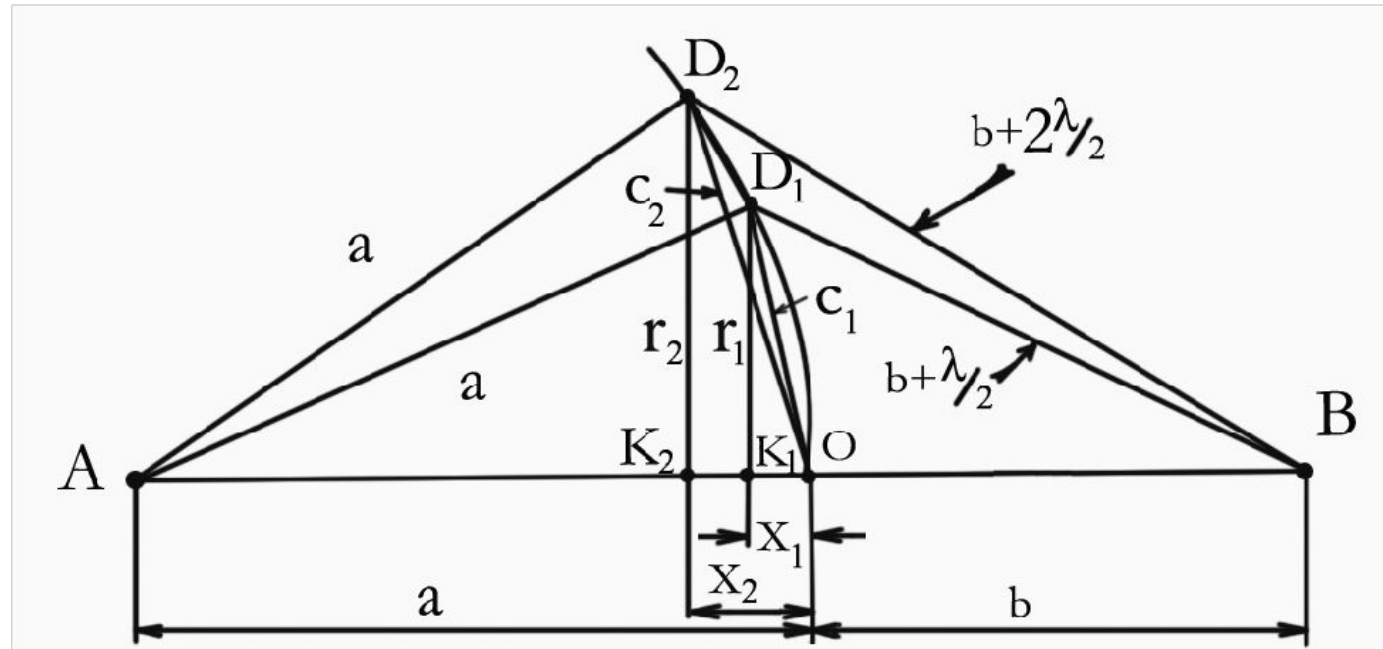


Рис.7.

Из треугольников  $AD_1K_1$  и  $BD_1K_1$  можно записать:

$$r^2 = a^2 - (a - x_1)^2 = \left(b + \frac{\lambda}{2}\right)^2 - (b + x_1)^2. \quad (16)$$

Раскрыв скобки правого равенства, получим:

$$a^2 - a^2 + 2ax_1 - x_1^2 = b^2 + 2b\frac{\lambda}{2} + \frac{\lambda^2}{4} - b^2 - 2bx_1 - x_1^2. \quad (17)$$

Теперь, учтя, что  $\lambda \ll a, b$  и пренебрегая  $\frac{\lambda^2}{4}$  в сравнении с  $2b\frac{\lambda}{2}$ , приходим к окончательному выражению для  $x_1$

$$x_1 = \frac{b}{a+b} \cdot \frac{\lambda}{2}. \quad (18)$$

Площадь сферического сегмента  $S = 2\pi ax$  ( $a$  – радиус сферы,  $x$  – высота сегмента). Тогда, окончательное выражение для площади центральной зоны Френеля будет иметь вид:

$$S_1 = 2\pi ax_1 = \frac{\pi ab}{a+b} \lambda. \quad (19)$$

Теперь рассмотрим треугольники  $AD_2K_2$  и  $BD_2K_2$ . Составляя равенство для  $r_2^2$ , аналогичное (16), получим:

$$r_2^2 = a^2 - (a - x_2)^2 = \left(b + 2\frac{\lambda}{2}\right)^2 - (b + x_2)^2 \quad (20)$$

откуда

$$x_2 = \frac{2b}{a+b} \cdot \frac{\lambda}{2}. \quad (21)$$

Учитывая, что в выражение площади сферического сегмента входит неизменная величина  $a$  и только что определенная нами величина  $x_2$ , мы опустим промежуточные преобразования, аналогичные (19) - (21). Таким образом, получаем:

$$S_2^1 = 2\pi a x_2 = \frac{2\pi a b}{a + b} \lambda \quad (22)$$

Надо учесть, что площадь полученного нами сегмента (22) включает в себя первую и вторую зоны Френеля. Поэтому, для выяснения площади второй зоны необходимо из (22) вычесть площадь первой зоны (19). Прделав эту операцию, получаем:

$$S_2 = S_2^1 - S_1 = \frac{\pi a b}{a + b} \lambda . \quad (23)$$



Таким образом, площади всех зон Френеля равны между собой. Это очень важный факт, который указывает на то, что в каждой зоне Френеля находится одинаковое число источников вторичных волн и что в этом смысле все зоны Френеля эквивалентны между собой.

Для дальнейшего вычисления надо учесть, что действие отдельных зон в точке  $B$  тем меньше, чем больше угол  $\alpha_i$  между нормалью  $n_i$ , к поверхности зоны и направлением на  $B$ . Таким образом, действие зон постепенно убывает от центра к периферии.

Для получения окончательного результата учтем, что волны, приходящие в  $B$  от соседних зон Френеля, находятся в противофазах, так как разность хода у них равна  $\lambda/2$ . Поэтому, если амплитуда волны, пришедшей от центральной зоны, будет равна  $A_1$ , то от второй ( $-A_2$ ), от третьей  $A_3$  и т.д.; кроме того:  $|A_1| > |A_2| > |A_3| > \dots$

Таким образом, результирующее воздействие в точке  $B$  от всех зон Френеля можно записать в следующей форме:

$$A = A_1 - A_2 + A_3 - \dots \pm A_n = A_1 - (A_2 - A_3) - (A_4 - A_5) \dots \quad (24)$$

Все выражения в скобках больше нуля, следовательно, результирующая амплитуда в точке  $B$  будет меньше амплитуды, создаваемой центральной зоной Френеля.

С хорошей степенью точности оправдывается допущение о том, что амплитуда волны, пришедшей из  $i$ -ой зоны Френеля в точку наблюдения  $B$ , определяется как среднее арифметическое от амплитуд двух соседних с ней зон:

$$A_i = \frac{A_{i+1} + A_{i-1}}{2} . \quad (25)$$

Следовательно, (24) можно переписать как:

$$A = \frac{A}{2} + \left( \frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2} \right) + \left( \frac{A_3}{2} - A_4 + \frac{A_5}{2} \right) + \dots . \quad (26)$$

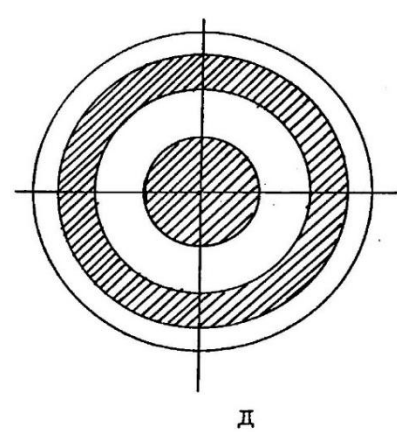
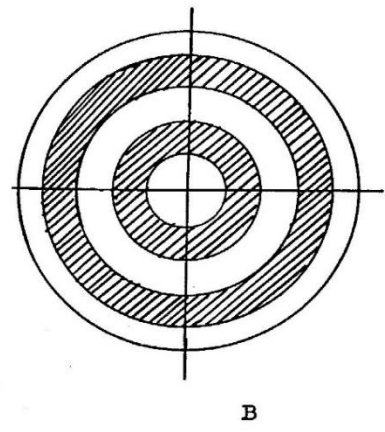
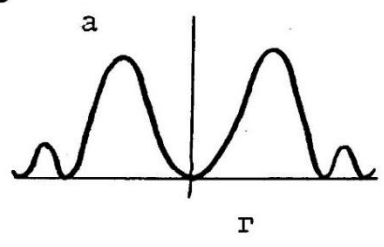
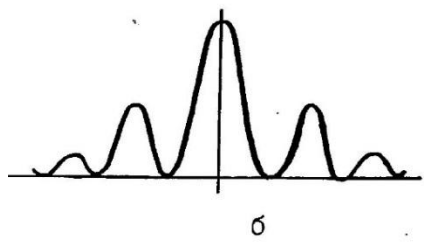
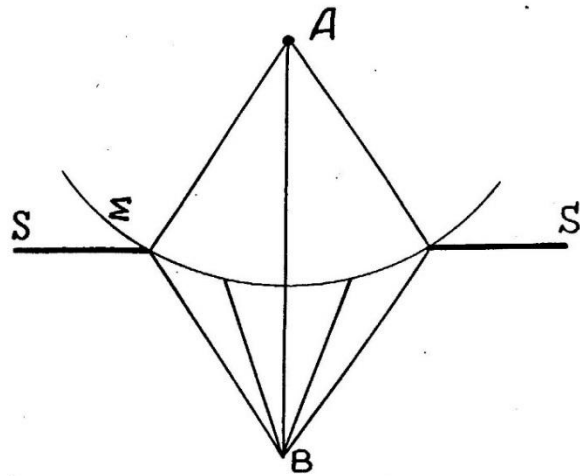
Все выражения в скобках (при неограниченном числе зон Френеля, т.е. при отсутствии препятствия) равны нулю и амплитуда колебаний в точке  $B$  равна половине амплитуды, созданной центральной зоной Френеля. Другими словами, воздействие в точке  $B$  равносильно воздействию части центральной зоны Френеля, площадь которой  $S = \frac{\pi ab}{a+b} \lambda$  .

Рассмотрим ряд примеров применения метода зон Френеля для расчета дифракционных картин.

## Дифракция на круглом отверстии.

Если между источником сферической световой волны и экраном поставить непрозрачную преграду с отверстием радиуса  $r$ , то на экране можно наблюдать дифракционную картину (рис.8).

Вспомогательная поверхность Френеля должна проходить через плоскость преграды  $SS$ , а внутри отверстия - по поверхности сферической волны  $\Sigma$ . При разбиении волнового фронта на зоны Френеля обнаруживаем, что в зависимости от размеров отверстия мы имеем различное число этих зон. Если отверстие открывает небольшое нечетное число зон Френеля (рис.8 б.в.), то в точке  $B$  наблюдается большая освещенность, чем в отсутствии преграды. Если, например, открыто 5 зон Френеля, то (24) примет вид:



Максимальная освещенность в точке  $B$  получается при размере отверстия, равном одной зоне Френеля. Если же отверстие открывает четное число зон (рис.8 г,д.), то освещенность в точке  $B$  будет меньше, чем в случае свободной волны (отсутствие преграды). Если, например открыто четыре зоны Френеля, то (24) примет вид:

$$A = \frac{A_1}{2} + \left( \frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2} \right) + \frac{A_3}{2} - A_4 < \frac{A_1}{2} \quad \text{т.к.} \quad |A_4| > \left| \frac{A_3}{2} \right| \quad (26)$$

### **Дифракция на круглом экране.**

Повторяя рассуждения пункта «Дифракция на круглом отверстии», мы можем сказать, что при достаточно малом препятствии, когда у нас закрыто небольшое число центральных зон Френеля (рис 4.6а), амплитуда волны в точке наблюдения будет определяться половиной амплитуды, создаваемой первой открытой зоной, и будет мало отличаться от амплитуды волны, созданной в отсутствии преграды. Таким образом, при достаточно малом размере препятствия в центре его геометрической тени всегда будет расположено яркое светлое пятно (рис.9б).

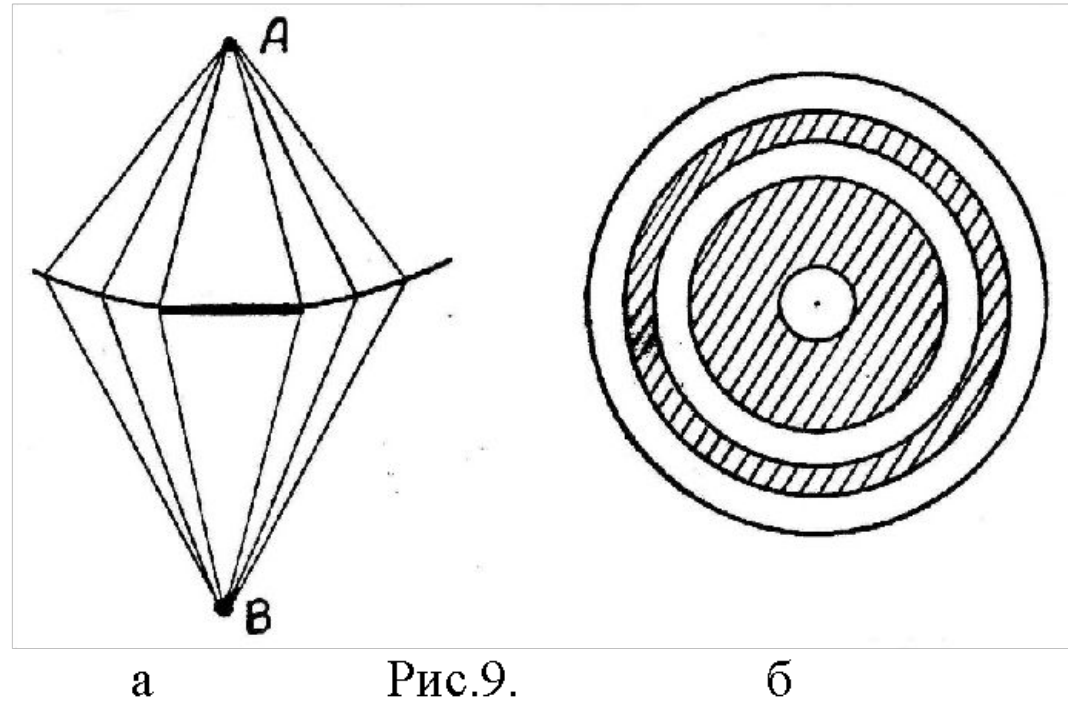


Рис.9.

### Дифракция на щели.

Пусть на узкую щель шириной  $b$  (ширина щели значительно меньше ее длины) падает параллельный пучок монохроматического света (рис.4.7).

Волновой фронт  $FF$  такого пучка представляет собой плоскость, параллельную плоскости щели. Поместим за щелью на достаточно большом расстоянии экран  $ЭЭ$ , так как показано на рис.10.

На экране обнаружатся полосы, параллельные щели, которые представляют собой чередующиеся максимумы и минимумы интенсивности. Причем интенсивность максимумов убывает от центрального, самого интенсивного, к периферии. При уменьшении ширины щели В дифракционная картина расширяется и расстояние между максимумами увеличивается. Если монохроматический свет заменить белым, или любым, имеющим сложный состав, максимумы интенсивности превращаются в спектры, расположенные по обе стороны от центрального максимума (нулевого порядка), который собирает в себе все составные части падающего света и, поэтому, имеет тот же цвет, что источник света.

Существует несколько методов качественной и количественной оценки дифракционной картины. Воспользуемся здесь методом, описанным в пункте «Дифракция на круглом отверстии».



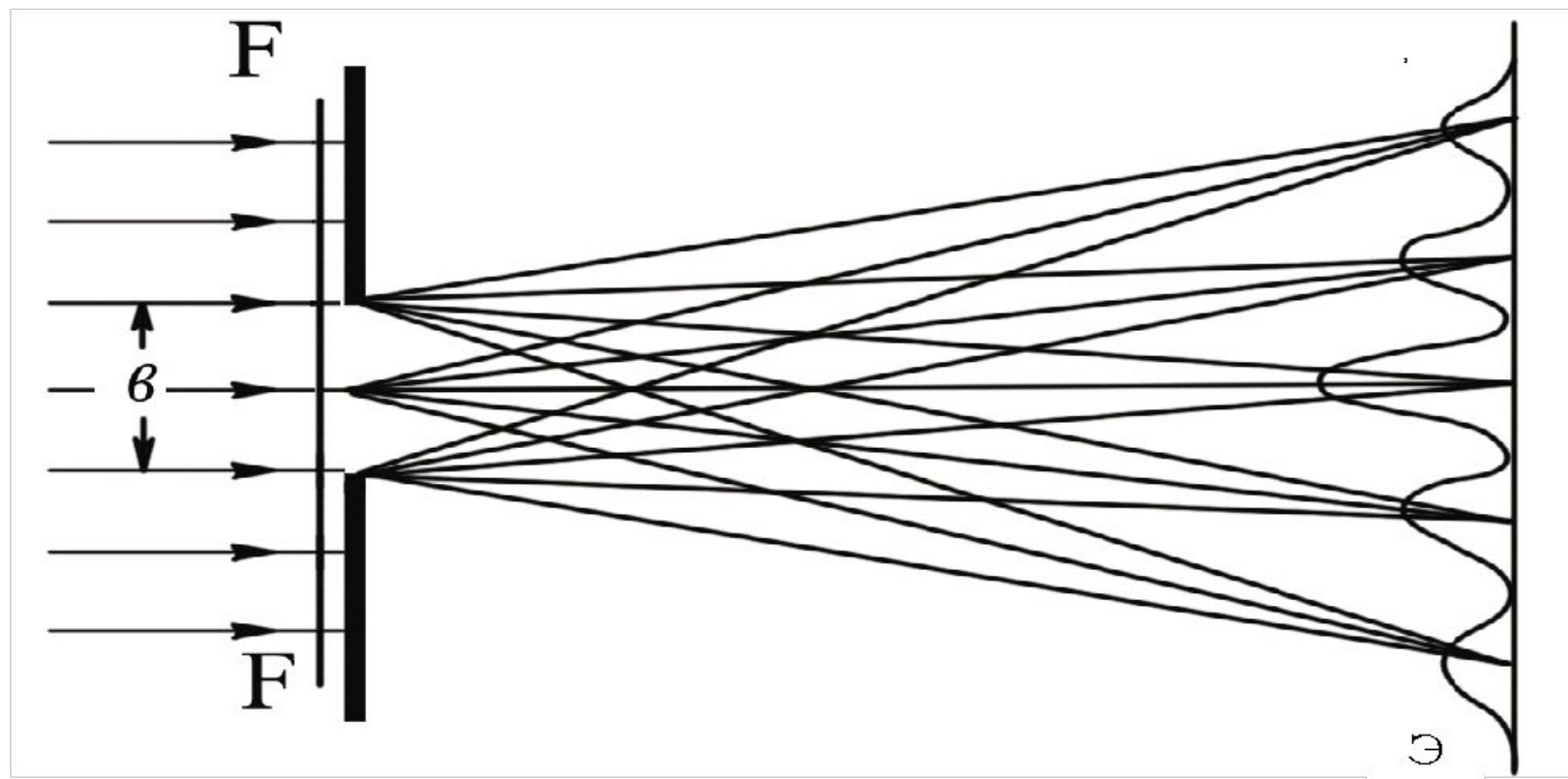


Рис.11.

Заметим прежде всего, что, не имея возможности удалить экран ЭЭ от щели на достаточно большое расстояние, мы можем поставить между щелью и экраном собирающую линзу  $L$ , фокальная плоскость которой совпадает с плоскостью экрана ЭЭ (Рис.8 а,б,в,г). Линза не вносит дополнительной разности хода в оптические пути волн, идущих от разных точек щели.

На рис.8 а,б,в,г показаны картины, дающие возможность объяснить происхождение максимумов и минимумов интенсивности на основе метода зон Френеля

Свет, падающий на щель перпендикулярно ее поверхности, имеет плоский фронт. Применяя принцип Гюйгенса, представим себе, что каждая точка волновой поверхности, совпадающей с плоскостью щели является источником вторичных волн. Источники эти, как было показано выше, когерентны, начальные фазы их равны, а длина оптического пути от каждого источника до экрана зависит от положения источника на поверхности волнового фронта и от выбранного угла дифракции  $\varphi$ .

Для расчета результата интерференции от этих источников разобьем фронт волны, имеющийся на поверхности щели, на зоны, подобные зонам Френеля, результат интерференции которых мы можем легко найти.

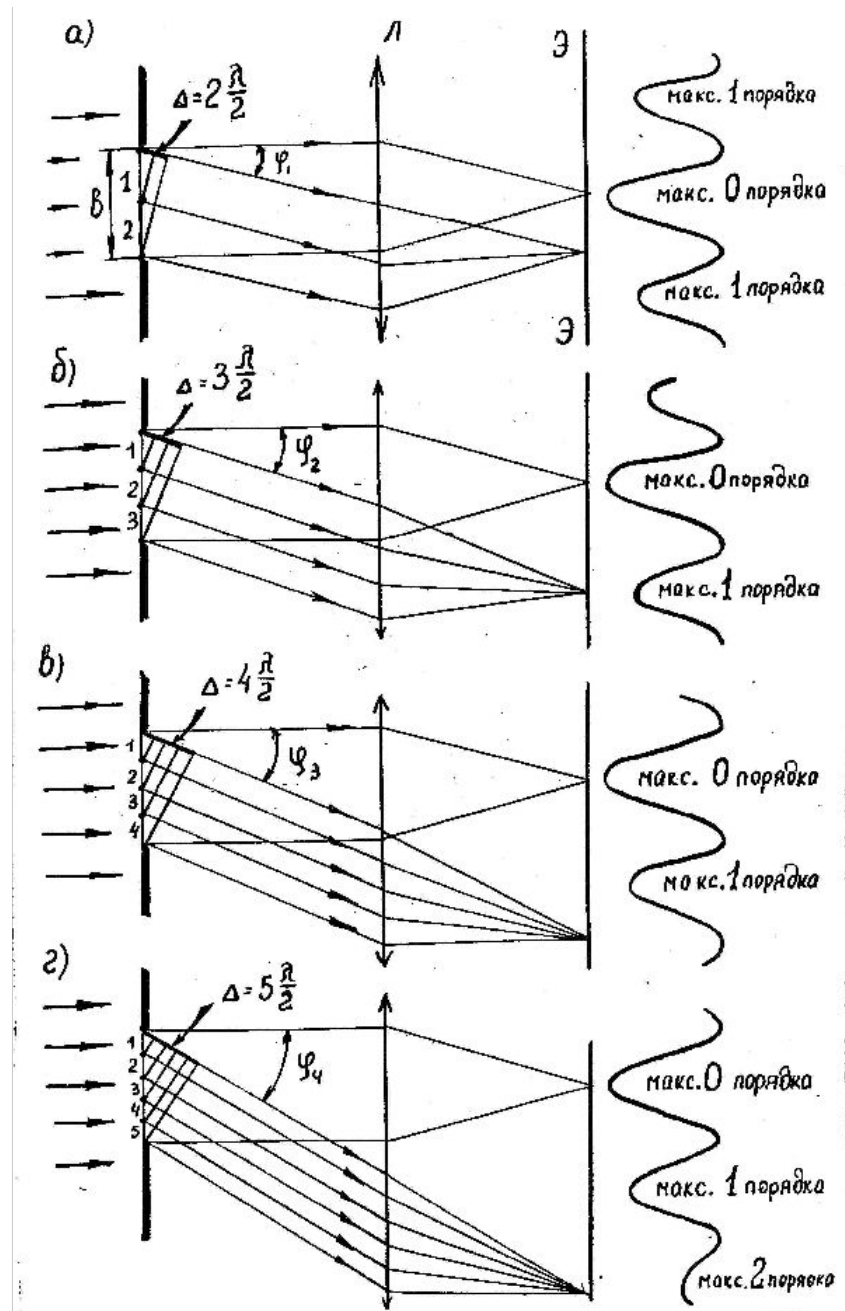


Рис.12

Рассмотрим сначала волны (рис.12а), идущие от вторичных источников перпендикулярно плоскости ( $\varphi=0$ ). Оптический путь всех этих волн одинаков, они приходят на экран в одной фазе и при наложении дают максимум интенсивности, называемый МАКСИМУМ НУЛЕВОГО ПОРЯДКА.

Теперь найдем разность хода волн, идущих в направлении  $\varphi_1$  от источников, расположенных на краях щели. Для этого воспользуемся построением, показанным на рис.12а. Выясним затем, сколько длин полуволн уместится в этой разности хода. В данном случае  $\Delta = 2\lambda/2$ .

Произведя соответствующее построение, разделим поверхность щели по ширине на зоны 1 и 2, подобные зонам Френеля, у которых волны от краевых источников приходят к экрану с разность хода  $\lambda/2$ , значит в противофазе.

Очевидно, что если число источников в зонах 1 и 2 одинаково, то для каждого источника зоны 1 в зоне 2 найдется другой источник, волна от которого приходит к экрану в противоположной фазе, а, значит, такие источники взаимно гасят друг друга. Легко видеть, что площади зон одинаковы, и поэтому все источники зоны 1 погасят источники зоны 2. В результате на экране в этой точке будет минимум интенсивности.

Увеличим угол дифракции до значения  $\varphi_2$ , соответствующего разности хода  $\Delta = 3\lambda/2$  (рис.12б). В этом случае на ширине щели уместится 3 зоны. Результат интерференции этих зон будет другим. Источники зоны 1 погасят источники зоны 2, но останутся непогашенными источники зоны 3. Таким образом, на экране будет наблюдаться светлая полоса, по интенсивности соответствующая 1/3 энергии излучаемой в этом направлении.

На рис.4..8в в ширине щели уместается четыре зоны, что говорит о полном попарном гашении волн от соседних зон. В этом случае на экране получается минимум.

При дальнейшем увеличении угла дифракции (рис.4.8г) мы находим на экране следующую светлую полосу, соответствующую максимуму интенсивности. Из пяти зон, уместающихся на ширине щели, четыре попарно погасят друг друга, а источники от одной зоны останутся непогашенными.

Легко заметить закономерность в получаемой дифракционной картине и сделать следующие выводы:

1.Если в разности хода волн  $\Delta$ , идущих от краевых источников щели уместается четное число полуволн падающего света, то в дифракционной картине наблюдается МИНИМУМ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ.

$$\Delta = b \sin \varphi = 2k \frac{\lambda}{2}; \quad k=0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots \quad (27)$$

2. Если в разности хода волн  $\Delta$  уместается нечетное число полуволн, то в дифракционной картине наблюдается МАКСИМУМ ИНТЕНСИВНОСТИ.

$$\Delta = b \sin \varphi = (2k + 1) \frac{\lambda}{2}; \quad k = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots \quad (28)$$

Максимум\_ближайший к нулевому имеет  $k = \pm 1$  и называется МАКСИМУМОМ ПЕРВОГО ПОРЯДКА; при  $k = \pm 2$  наблюдается МАКСИМУМ ВТОРОГО ПОРЯДКА и т.д.

3. Если в разности хода уместается не целое число полуволн, то в дифракционной картине наблюдается промежуточная интенсивность.

4. С увеличением угла дифракции, а значит и количества зон, на которые можно разбить фронт волны, вырезаемой щелью, интенсивность максимумов уменьшается.

5. При уменьшении ширины щели  $b$ , углы дифракции  $\varphi$ , под которыми мы наблюдаем максимумы, увеличиваются и картина дифракции расширяется.

6. Из формулы (27) следует также, что при заданной ширине щели и заданном порядке максимумов угол дифракции  $\varphi$  зависит от длины волны  $\lambda$ , поэтому максимумы для разных длин волн будут сдвинуты друг относительно друга.

## Дифракция на двух щелях. Дифракционная решетка.

Если в препятствии прорезать две одинаковые щели (рис.13), то они дадут одинаковые, накладывающиеся друг на друга дифракционные картины, в соответствии с этим максимумы должны усиливаться. Однако, на самом деле все обстоит несколько сложнее, так как надо принять во внимание интерференцию лучей, идущих от первой и второй щелей.

Пусть две щели шириной  $b$  разделены непрозрачным промежутком  $a$ . Очевидно, что минимумы, создаваемые каждой щелью, останутся на прежних местах, так как, если ни одна щель не дает света по данному направлению, то и две щели в этом направлении не дадут света. Кроме этих минимумов образуются дополнительные минимумы. Это связано с тем, что при расположении по некоторым направлениям, волны идущие от «одинаковых» точек разных щелей, интерферируя между собой, гасят друг друга. Это происходит тогда, когда разность хода между этими волнами равна нечетному числу полуволн:

$$\Delta = (a + b)\sin \varphi = (2k + 1)\frac{\lambda}{2} \quad (29)$$

действие одной щели усиливает действие другой так, что этим направлениям соответствуют главные максимумы.

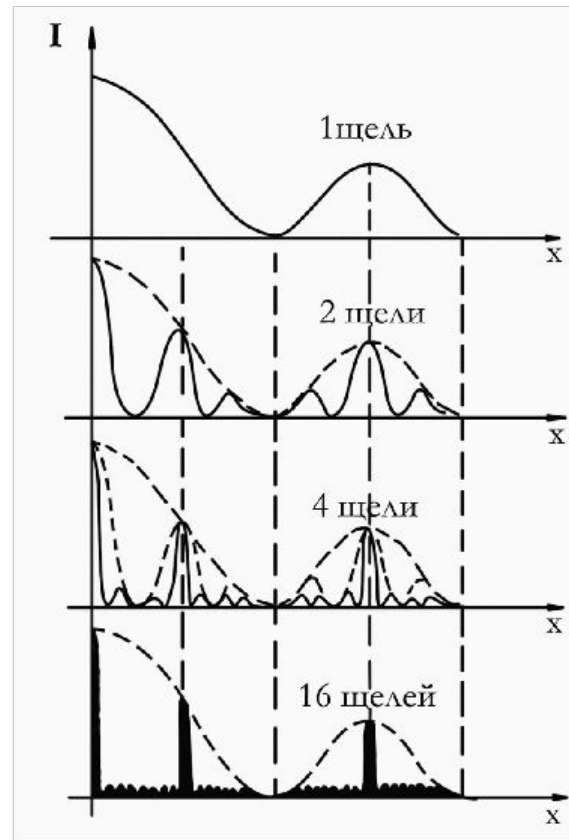


Рис.14

Очевидно, что при возрастании числа щелей число минимумов будет увеличиваться, а главные максимумы будут становиться уже и ярче. Такая система щелей называется **ДИФРАКЦИОННОЙ РЕШЕТКОЙ**. На рис.14 показан характер изменения дифракционной картины при увеличении числа щелей.



Из (30) следует, что для различных длин волн угол дифракции  $\varphi$ , соответствующий максимуму данного порядка, будет различным.

Следовательно, если при освещении дифракционной решетки монохроматическим светом (светом одной длины волны) на экране получается некоторое число максимумов, то при освещении дифракционной решетки немонохроматическим светом на экране наблюдается ряд **ДИФРАКЦИОННЫХ СПЕКТРОВ**.

Как видно из (30), чем короче длина волны, тем меньший угол дифракции соответствует максимуму данного порядка. Другими словами, при данном порядке дифракции фиолетовый цвет расположен ближе к нулевому порядку дифракции, чем красный.

Нулевой порядок дифракции для всех длин волн расположен в одном месте и имеет «цвет» источника света, освещающего дифракционную решетку.