

## Дифракция света

Под дифракцией света понимают обычно все явления, приводящие к отклонениям от законов геометрической оптики. Если фронт волны распространяется в пустоте или однородной неограниченной среде, то луч (направление перемещения световой энергии) - всегда прямая линия. В изотропной среде луч перпендикулярен фронту волны. Если же часть волнового фронта ограничить каким-либо препятствием, то на границе этого препятствия свет уже не распространяется прямолинейно, а отклоняется на угол порядка  $\frac{\lambda}{d}$ , где  $\lambda$  -длина волны, а  $d$ -размер препятствия (или наоборот, отверстия в препятствии). Дифракция наблюдается также при наличии в среде прозрачных неоднородностей, т.е. включений с другим показателем преломления.

В результате дифракции на экране граница света и тени от препятствия оказывается размытой. Более того, вблизи границы и в области света наблюдаются интерференционные полосы.

Строгая теория дифракции света сложна. Однако, основные качественные закономерности можно установить, исходя из принципа Гюйгенса-Френеля.

Согласно принципу Гюйгенса, каждая точка фронта волны представляет собой точечный источник элементарных сферических волн. Поверхность, огибающая эти элементарные волны, является новым положением фронта волны. Френель дополнил принцип Гюйгенса рядом постулатов:

1. Источник света можно заменить эквивалентной ему системой точечных когерентных источников, расположенных на произвольной охватывающей источник поверхности.
2. Мощности вторичного излучения одинаковых по площади участков волнового фронта равны.
3. При наличии непрозрачных экранов, закрывающих одни участки, "открытые" участки излучают независимо от материала, формы и размера экранов.
4. Интенсивность излучения участка уменьшается с увеличением угла между направлением распространения света и нормалью к поверхности.

Все эти постулаты составляют принцип Гюйгенса-Френеля.

Различают два случая дифракции. Если на препятствие падают лучи практически параллельные, говорят о дифракции Фраунгофера. В противном случае говорят о дифракции Френеля.

### Дифракция Френеля

Если в какой-либо точке однородной безграничной среды возникает волновое возмущение, то в этой среде оно распространяется равномерно и прямолинейно.

В классической волновой теории механизм распространения волнового возмущения основан на принципе Гюйгенса- Френеля, согласно которому каждый элементарный участок волнового фронта (поверхности равной фазы) является источником вторичных волн. Волновое возмущение в каждый последующий момент времени является результатом интерференции всех вторичных волн, пришедших в заданную точку пространства.

Если в однородной среде имеется точечный источник возмущения, то волновой фронт в заданный момент времени – сферическая поверхность, в центре которой находится источник.

В последующий момент новый волновой фронт будет в виде сферы, но с большим радиусом.

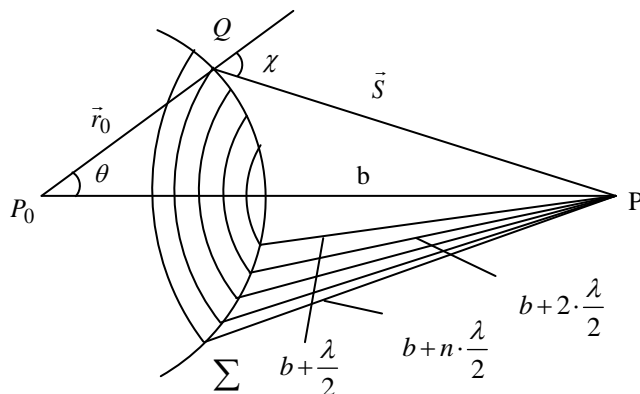
Если же в некоторой области пространства за счет внешних причин (экраны диафрагмы, оптические неоднородности) нарушено распределение амплитуд и фаз источников вторичных волн, то в последующие моменты времени новый волновой фронт изменится. Возникнут направления распределения волнового возмущения, не предусмотренные законом прямолинейного распространения. Такое явление называют дифракцией волн.

Рассмотрим вначале распространение света в однородной среде без препятствий. Пусть точечный монохроматический источник света  $P_0$  (рис.1) излучает сферическую волну

$$u(P_0) = \frac{A}{r} \exp i(\omega t - \vec{k}\vec{r})$$

В момент  $t_0$  она образует мгновенный сферический волновой фронт  $\Sigma$ , являющийся поверхностью постоянной фазы  $(\omega t_0 - \vec{k}\vec{r}_0) = \text{const}$ . В соответствии с принципом Гюйгенса-Френеля каждый элемент этого волнового фронта  $d\Sigma$  является, в свою очередь, источником вторичной волны.

Согласно гипотезе Френеля эти вторичные волны неоднородны. Их амплитуда определяется не только амплитудой первичной волны, но и зависит от направления распространения. Френель учитывал эту зависимость, вводя некоторую скалярную функцию наклона  $K(\chi)$ , где  $\chi$  - угол между направлением нормали к первичному волновому фронту и направлением распространения .



**Рис.1.** Распространение возмущения из точки  $P_0$  в точку  $P$ .

Величина  $K(\chi)$  максимальна при  $\chi=0$  и монотонно убывает по мере увеличения ( $\chi = \frac{\pi}{2}$ , то  $K(\chi) = 0$  ).

Пусть точка наблюдения – произвольная точка Р. От элемента волновой поверхности  $d\Sigma$ , расположенного в точке Q, к точке Р придет вторичная волна с амплитудой

$$du(P) = K(\chi) \frac{A \exp(ikr_0)}{r_0} \cdot \frac{\exp(iks)}{S} d\Sigma, \quad (1).$$

где  $r_0 = P_0Q$ ,  $S = QP$ ,  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ .

Так как все вторичные источники когерентны, то суммарное возмущение в точке Р определится путем геометрического суммирования амплитуд от всех вторичных источников

$$u(P) = \frac{A \exp(ikr_0)}{r_0} \iint_{\Sigma} \frac{\exp(iks)}{S} K(\chi) d\Sigma, \quad (2).$$

Для вычисления интеграла (2) воспользуемся методом зон Френеля. Разобьем  $\Sigma$  на зоны, расположенные между сечениями сферами, построенными из точки Р радиусами

$$b, b + \frac{\lambda}{2}, b + 2\frac{\lambda}{2}, b + 3\frac{\lambda}{2}, \dots, b + n\frac{\lambda}{2}.$$

Вычислим площадь n-ой зоны

$$d\Sigma = r_0^2 \cdot \sin\theta \, d\theta \, d\varphi,$$

где  $d\varphi$  – азимутальный угол.

Из теории косинусов

$$S^2 = r_0^2 + (r_0 + b)^2 - 2r_0(r_0 + b)\cos\theta$$

следует

$$SdS = r_0(r_0 + b)\sin\theta \, d\theta.$$

Учитывая это, получим  $d\Sigma = \frac{r_0 S \, dS \, d\varphi}{r_0 + b}$

Поскольку  $r_0$  и  $S$  много больше  $\lambda$ , то в пределах каждой зоны величину  $K(\chi)$  можно считать меняющейся очень мало. Обозначим её для n-ой зоны  $K_n(\chi)$ .

Учитывая, что  $k\lambda = 2\pi$ , получим

$$\begin{aligned} U_n(P) &= \frac{A \exp(ikr_0)}{r_0} \int_0^{2n} \int_{b + \frac{(n-1)\lambda}{2}}^{b + \frac{n\lambda}{2}} \frac{\exp(ikS)}{S} K_n(\chi) \frac{r_0 S dS d\varphi}{r_0 + b} = \\ &= \frac{2\pi}{ik} K_n(\chi) \frac{A \exp(ikr_0)}{r_0 + b} e^{ikb} e^{\frac{ikn\lambda}{2}} (1 - e^{-\frac{ik\lambda}{2}}) = \\ &= 2i\lambda K_n(\chi) \frac{A \exp[ik(r_0 + b)]}{r_0 + b} \cdot (-1)^{n+1}. \end{aligned}$$

$$\text{Тогда } U_n(P) = 2i\lambda \frac{A \exp[ik(r_0 + b)]}{r_0 + b} \cdot \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^{n+1} K_n(\chi). \quad (3).$$

Вычислим, сумму

$$\begin{aligned} \sum_{n=1}^j (-1)^{n+1} K_n &= K_1 - K_2 + K_3 - K_4 + K_5 - \dots = \text{считая } k_1 > k_2 > k_3 > \dots, \\ &= \frac{K_1}{2} + \left(\frac{K_1}{2} - K_2 + \frac{K_3}{2}\right) + \left(\frac{K_3}{2} - K_4 + \frac{K_5}{2}\right) + \dots = \\ &= \frac{K_1}{2} \pm \frac{K_j}{2} \end{aligned}$$

Так как выражения в круглых скобках приближенно равны нулю, то знак «+» или «-» результата будет зависеть от того, четное или нечетное число зон открыто.

При  $j \rightarrow \infty$   $K_j \rightarrow 0$  и если открыть все зоны, то

$$U_n(P) = 2i\lambda \frac{A \exp[ik(r_0 + b)]}{r_0 + b} \frac{K_1}{2} = \frac{1}{2} U_1 \quad (5).$$

т.е. полное возмущение в точке Р равно половине возмущения от первой зоны.

Из (5) следует, что  $U(P)$  находится в согласии с выражением для сферической волны, исходящей из точки  $P_0$ , если  $i\lambda K_1 = 1$  или

$$K_1 = -\frac{i}{\lambda} = \frac{\exp(-i\frac{\pi}{2})}{\lambda} \quad (6).$$

Полученное соотношение можно понимать так : амплитуда вторичной волны в  $\lambda$  раз меньше падающей, а ее фаза отличается на  $\frac{\pi}{2}$ .

Метод зон Френеля позволяет качественно рассмотреть широкий круг дифракционных задач. Как пример рассмотрим задачу дифракции при падении плоской монохроматической волны на непрозрачный экран с круглым отверстием переменного радиуса (диафрагма).

Рассмотрим случай, когда диафрагма находится на фиксированном расстоянии  $b$  от точки наблюдения, в которой исследуется зависимость амплитуды возмущения от радиуса  $r$  диафрагмы (рис.2). В этом случае число открытых зон Френеля с точностью до величин второго порядка малости

$$n = \frac{r^2}{b\lambda} \quad (7).$$

Следовательно, при увеличении радиуса от нуля амплитуда в точке Р будет расти с увеличением  $r$ , пока не откроется первая зона ( $n=1$ ). Затем амплитуда уменьшается с ростом  $r$  и достигает минимума при  $n=2$ . В дальнейшем амплитуда будет осциллировать пропорционально  $r^2$ .

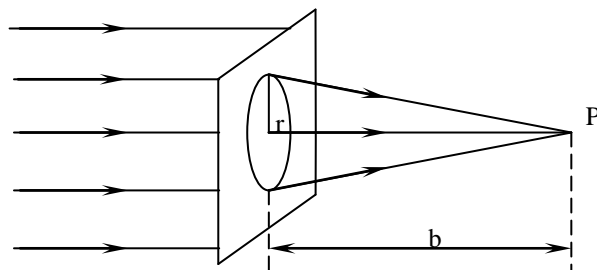


Рис. 2. Дифракция плоской волны на круглом отверстии

Рассмотрим случай, когда  $r = r_0 = const$ , а расстояние  $b$  меняется. В этом случае из (7) следует  $n \sim \frac{1}{b}$ . Для малых значений  $b$  число открытых зон Френеля  $n$  велико и будет быстро уменьшаться с увеличением  $r$ . По мере удаления точки  $P$  осцилляции амплитуды с расстоянием происходят все медленнее.

После того, как будет пройдено расстояние  $b_0$ , соответствующее  $n=1$  ( $b_0 = \frac{r_0^2}{\lambda}$ ), осцилляции прекратятся и амплитуда будет асимптотически стремиться к нулю.

Расстояние  $b_0$  является некоторым характерным расстоянием в задачах дифракции и часто называется «дифракционной длиной».

Дифракцию на расстояниях меньше  $b_0$  называют дифракцией в ближней зоне или дифракцией Френеля, а на расстояниях больше  $b_0$  - дифракцией в дальней зоне или дифракцией Фраунгофера.

Заметим, что для количественных расчетов требуется более строгая теория.

## Дифракция Фраунгофера

Параллельные лучи формируются обычно при помощи оптических систем - коллиматоров. Использование лазера устраняет необходимость коллиматоров, т.к. излучаемые им световые лучи являются практически параллельными (а фронт волны - плоским).

### ДИФРАКЦИЯ НА ОДНОЙ ЩЕЛИ

Пусть на щель (рис.1) падает плоская световая волна. Волновая поверхность падающей световой волны, плоскость щели и экран параллельны друг другу.

Ограничимся условиями:

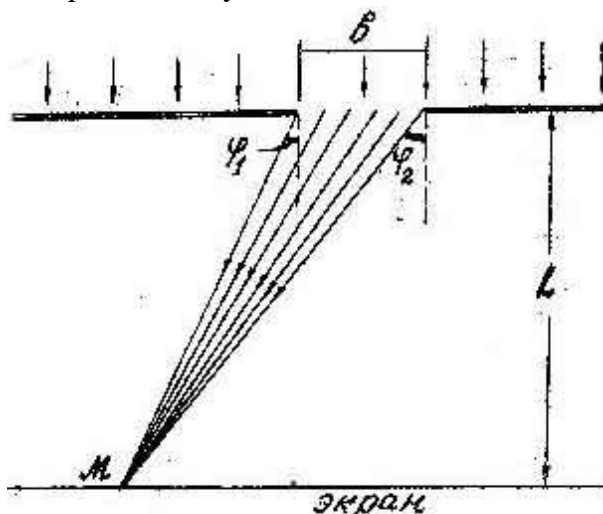


Рис. 1 Дифракция на щели.

$$\varphi_1 \approx \varphi_2 = \varphi, \quad b \ll \sqrt{L\lambda} \quad (1)$$

где  $b$  – ширина щели,  $L$  – расстояние от щели до экрана,  $\lambda$  - длина световой волны,  $\varphi$  - угол между направлениями падающего и дифрагированного лучей.

Условие (1) позволяет считать лучи, прошедшие в точку наблюдения  $M$  практически параллельными (на рис.1 это не так).

Найдем распределение освещенности на экране, т.е. решим задачу дифракции для данного случая. Разобьем площадь щели на ряд

узких параллельных полосок равной ширины. Каждая из полосок может рассматриваться как источник волн, причем начальные фазы всех этих волн одинаковые (плоскость щели совпадает с фронтом волны); амплитуды волн тоже одинаковы (выбранные полосы имеют равные площади и одинаково наклонены к направлению наблюдения).

Равенство фаз и равенство амплитуд упрощают как графическое, так и аналитическое решения рассматриваемой задачи.

Представим графически результат сложения амплитуд для любой точки экрана векторными диаграммами.

При совпадении направления наблюдения и первоначального направления ( $\varphi = 0$ ) разность фаз у элементарных волн отсутствует и результирующая амплитуда  $A_0$  равна алгебраической сумме амплитуд складываемых колебаний (рис. 2а).

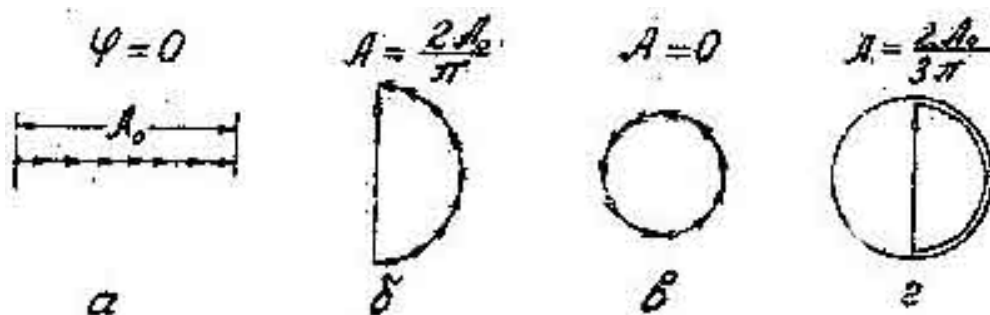


Рис.2

Графическое вычисление результирующей амплитуды для разных направлений.

Если разность фаз колебаний, соответствующих краям щели, равна  $\pi$  (т.е. разность хода  $\Delta = b \sin \varphi = \frac{\lambda}{2}$ ), то элементарные амплитуды располагаются вдоль полуокружности длиной  $A_0$  (рис. 2б). Следовательно, для результирующей амплитуды получим:  $A = \frac{2A_0}{\pi}$ .

Диаграмма на рис. 2 в соответствует разности хода лучей от крайних полос щели, равной  $\lambda$ , т.е. соответствует направлению, определяемому условием  $b \sin \varphi = \lambda$ . В этом случае колебания от краев щели отличаются по фазе на  $2\pi$ . Результирующая амплитуда равна нули, что соответствует первому минимуму.

Первый максимум наблюдается при  $\Delta = b \sin \varphi = \frac{3\lambda}{2}$ . В этом случае колебания от крайних полос щели отличаются по фазе. Располагая последовательно элементарные амплитуды, мы обойдем в полтора раза окружность диаметра  $A_1 = \frac{2A_0}{3\pi}$  (рис. 2г). Таким образом амплитуда первого максимума составляет  $2/3\pi$  от амплитуды нулевого

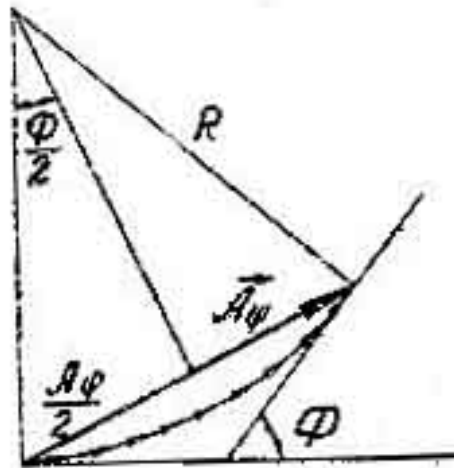
максимума  $A_0$ . Аналогично можно найти амплитуды второго, третьего и т.д. максимумов.

$$\text{Их соотношение } A_0:A_1:A_2:\dots:A_n=1:\frac{2}{3\pi}:\frac{2}{5\pi}:\dots:\left[\frac{2}{(2n+1)\pi}\right] \quad (2)$$

Посчитаем амплитуду для произвольного угла  $\varphi$ .

$$\text{Из рис.3 следует, что } \sin \frac{\Phi}{2} = \frac{A_\varphi}{2R}; \text{ отсюда } A_\varphi = 2R \sin \frac{\Phi}{2}. \quad (3)$$

$$\text{Величину } \Phi \text{ определим из соотношения } \Phi = 2\pi \frac{\Delta}{2} = 2\pi \frac{b \sin \varphi}{\lambda} \quad (4).$$



**Рис.3**  $A_\varphi$  представляет собой векторную сумму амплитуд.  $\Phi$  – разность фаз колебаний, соответствующих краям щели.

Поскольку длина дуги равна  $A_0$ , то из рис.3 следует  $R\Phi=A_0$ , откуда  $R = \frac{A_0}{\Phi}$ .

Подставляя значения  $R$  и  $\Phi$  в (3), получим:

$$A_\varphi = A_0 \frac{\sin \frac{\Phi}{2}}{\frac{\Phi}{2}} = A_0 \frac{\sin \left[ \left( \frac{b\pi}{\lambda} \right) \sin \varphi \right]}{\left( \frac{b\pi}{\lambda} \right) \sin \varphi} \quad (5)$$

В большинстве практических случаев угол  $\varphi$  настолько мал, что можно положить

$$\sin \varphi \approx \varphi. \text{ Тогда } A_\varphi \cong \frac{A_0 \sin \left( \frac{b\pi\varphi}{\lambda} \right)}{\left( \frac{b\pi\varphi}{\lambda} \right)}$$

(6)

Исследуем выражение (5). Величина  $A_\varphi$  обращается в нуль для углов  $\varphi$ , удовлетворяющих

условию 
$$\left(\frac{b\pi}{\lambda}\right) \sin \varphi = k\pi \quad (7)$$

где  $k=1,2,3,\dots$ , т.е. для  $\sin \varphi = \frac{k\lambda}{b}$ ,

что совпадает с условием минимума, полученным выше графически.

Т.о., формула 
$$b \sin \varphi_k = \pm k\lambda \quad (8)$$

определяет условие дифракционного минимума К-го порядка. Знаки "±" соответствуют наличию К-го минимума справа и слева от максимума нулевого порядка.

Условие дифракционного максимума, вытекающее из графического рассмотрения:

$$b \sin \varphi_k = \pm(2k + 1) \frac{\lambda}{2} \quad (9)$$

По уточненным расчетам для дифракционных максимумов из (5) следует:  $b \sin \varphi_1 = \pm 1.43\lambda$ ,  $b \sin \varphi_2 = \pm 2.46\lambda$ ,  $b \sin \varphi_3 = \pm 3.47\lambda \dots$

Интенсивность световой волны пропорциональна квадрату амплитуды, поэтому интенсивность первого максимума  $I_1 = A_1^2 = \left(\frac{2}{3\pi} A_0\right)^2 \approx 0.045 I_0$ . (10)

Аналогично можно рассчитать интенсивность остальных максимумов. В результате получим следующие соотношения:

$$I_0 : I_1 : I_2 : \dots : I_n = 1 : \left(\frac{2}{3\pi}\right)^2 : \left(\frac{2}{5\pi}\right)^2 : \left(\frac{2}{7\pi}\right)^2 : \dots : \left[\frac{2}{(2n+1)\pi}\right]^2 = 1 : 0.045 : 0.016 : 0.008$$

(11)

Центральный нулевой максимум значительно превосходит по интенсивности остальные. На него приходится примерно 90% всего светового потока, выходящего из щели.

Наблюдаемость дифракционной картины Фраунгофера зависит от ширины щели, а также от расстояния L от щели до экрана. Если  $b = \lambda$ , то  $\sin \varphi = 1$ , а следовательно  $\varphi_1 = \frac{\pi}{2}$ . Экран будет весь освещен: больше в середине и меньше к краям. При малых углах дифракции (большая ширина щели) картина может оказаться мелкой для наблюдения.

## ДИФРАКЦИЯ НА ДВУХ ЩЕЛЯХ

Пусть имеются две щели шириной b, разделенные непрозрачным промежутком a, так что  $a+b=d$ . Очевидно, что минимумы будут на тех же местах, что и при одной щели, так как направления, по которым ни одна из щелей не посылает света, не получают его и при 2-х щелях. Кроме того, возможны еще направления, в которых колебания, посылаемые двумя щелями, взаимно уничтожаются. Это будут направления, которым соответствуют



разности хода  $\frac{1}{2}\lambda; \frac{3}{2}\lambda; \dots$  для волн, идущих от соответственных точек обеих щелей. Такие

направления определяются, как видно из рис.4, условием  $d \sin \varphi = \frac{1}{2}\lambda; \frac{3}{2}\lambda; \frac{5}{2}\lambda; \dots$

(12)

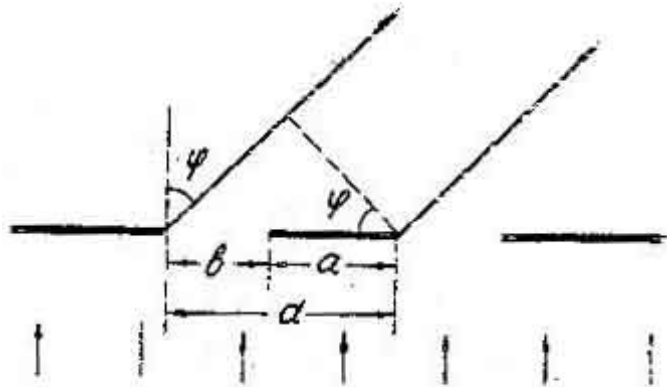


Рис. 4

К расчету разности хода лучей.

Полная картина дифракции от двух щелей определяется из условий:

Минимум одной щели:  $b \sin \varphi = \lambda; 2\lambda; 3\lambda; \dots$

Добавочные минимумы:

$$d \sin \varphi = \frac{\lambda}{2}; \frac{3\lambda}{2}; \frac{5\lambda}{2}$$

Главные максимумы:  $d \sin \varphi = 0; \lambda; 2\lambda; 3\lambda; \dots$

Рассмотрение дифракции на двух щелях показывает, что в этом случае дифракционные максимумы становятся более узкими, чем в случае одной щели. Увеличение числа щелей делает это явление еще более отчетливым.

При трех щелях между каждыми двумя главными максимумами ( $d \sin \varphi = 0; \lambda; 2\lambda; 3\lambda; \dots$ )

располагаются два добавочных минимума  $d \sin \varphi = \frac{\lambda}{3}$  и  $\frac{2\lambda}{3}$  и т.д. (14)

При четырех щелях – три добавочных минимума между каждыми двумя максимумами, при N щелях – (N-1) добавочных минимума.

Итак, в общем случае N щелей с шириной b и промежутком a (период решетки  $d=b+a$ ) имеем:

Минимум одной щели:  $b \sin \varphi = \lambda; 2\lambda;$

Добавочные минимумы:  $d \sin \varphi = \frac{\lambda}{N}; \frac{2\lambda}{N}; \dots; (N-1) \frac{\lambda}{N}; (N+1) \frac{\lambda}{N}; \dots$

Главные максимумы:  $d \sin \varphi = 0; \lambda; 2\lambda;$

С увеличением числа щелей растет интенсивность главных максимумов, т.к. возрастает количество пропускаемого большим количеством щелей (дифракционной решеткой) света. Но самое существенное изменение, вносимое большим числом щелей, состоит в превращении расплывчатых максимумов в резкие узкие максимумы, разделенные практически темными промежутками (вторичные максимумы очень слабы: самый сильный из вторичных максимумов составляет не более 5% от главного).

Итак, мы рассмотрели теоретические основы расчета картин дифракции на различных препятствиях, более детально на щелях. Расчеты дифракции в других конкретных случаях могут быть проведены аналогично.

### ПРОЗРАЧНАЯ ДИФРАКЦИОННАЯ РЕШЕТКА.

Дифракционная решетка представляет собой плоскую прозрачную (или зеркальную) пластинку, на которой с помощью делительной машины нанесен ряд параллельных, равноотстоящих непрозрачных штрихов.

Сумму ширины прозрачного промежутка (щели) и непрозрачного штриха называют **постоянной решетки  $d$** .

Если на дифракционную решетку падает пучок света, то по принципу Гюйгенса каждая точка внутри любой щели решетки становится источником элементарной сферической волны. Рассмотрим решетку, у которой щели перпендикулярны чертежу (см.рис.1).

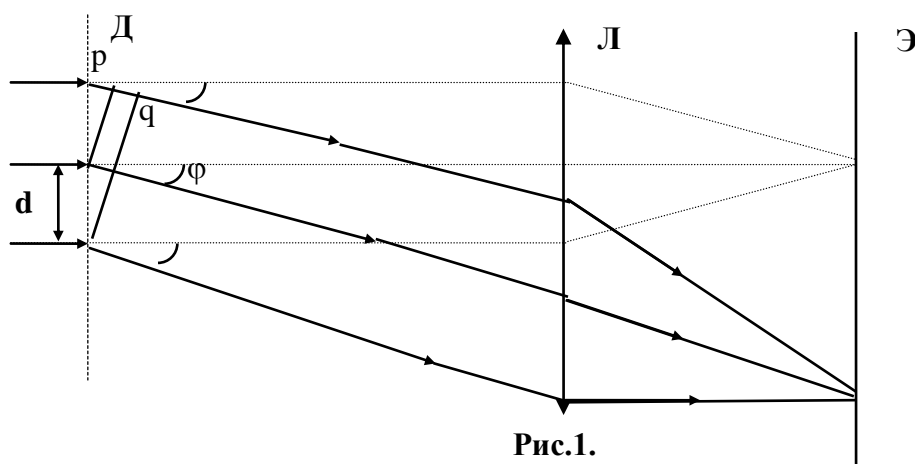


Рис.1.

Пусть на решетку Д падает параллельный монохроматический пучок света; за решеткой расположена собирающая линза Л, в фокальной плоскости которой находится экран Э (главная оптическая ось линзы и направление падающего пучка совпадают с нормалью к плоскости решетки).

Каждую щель дифракционной решетки можно считать самостоятельным источником когерентных колебаний, поэтому за решеткой будет происходить интерференция

многочисленных пучков лучей, приходящих в различные точки экрана с различными фазами колебаний.

Так как на решетку падает плоская волна, то лучи одного и того же направления, выходящие из различных щелей, имеют одинаковые начальные фазы. Линза так же не вносит разности фаз. Следовательно, разность фаз может создаваться только за счет разности хода лучей до линзы.

Если разность хода  $pq$  соответствующих лучей (т.е. лучей, выходящих из соответственно расположенных точек двух соседних щелей) равна целому числу ( $K=0,1,2,3,\dots$ ) длин ( $\lambda$ ) волн света, т.е.

$$pq = d \sin \varphi = k\lambda ,$$

то разность хода любых лучей, идущих в этом направлении,

$$N d \sin \varphi = N K \lambda$$

так же равна целому числу длин волн (множитель  $N$  равен разности номеров щелей).

Когда в данную точку волны приходят с разностью хода, равной целому числу длин волн, то колебания происходят в одинаковой фазе и наблюдается максимум интенсивности. Следовательно, все лучи, выходящие под углом  $\varphi$ , удовлетворяющие условию

$$d \sin \varphi = K \lambda \tag{1}$$

при интерференции будут усиливать друг друга, и на экране будет наблюдаться максимум света.

Уравнение (1) является основным при практическом использовании дифракционных решеток.

Измерив углы  $\varphi$ , соответствующие положениям дифракционных максимумов, можно, зная длину волны света, найти постоянную решетки  $d$  или, наоборот, зная  $d$ , определить длину волны света.

В центральной световой полосе, изображение которой создается пучком, параллельным падающему ( $K=0$ ), суммируются действия всех лучей, независимо от длины волн. Справа и слева от центрального максимума располагаются световые полосы, для которых  $K=1,2,3,\dots$  Они называются дифракционными максимумами 1-ого, 2-ого и... $K$ -ого порядка.

Согласно уравнению (1), различным значениям  $\lambda$  соответствуют различные углы  $\varphi$  (в дифракционных максимумах одного порядка). Поскольку  $K$  может принимать значение  $1,2,3,\dots$ , то при освещении решетки белым светом в фокальной плоскости линзы образуется ряд дифракционных спектров, перекрывающих друг друга.

Предельное число порядков, которое можно получить при помощи данной решетки, дается соотношением

$$K = \frac{d}{\lambda} \quad (2)$$

Спектры высших порядков у простых решеток менее интенсивны, и они в большей степени перекрываются, поэтому, как правило, для измерений используются спектры не выше 3-го порядка.

Основными характеристиками дифракционной решетки являются **дисперсия и разрешающая способность**.

В спектральных приборах с дифракционными решетками положение спектральных линий на плоскости наблюдения дается условием максимумов (1). В одном и том же порядке спектра  $K$  положение спектральной линии однозначно определяется ее длиной волны  $\lambda$ , и линии с разными  $\lambda$  пространственно разделены.

Установление длин волн исследуемого излучения в спектральных приборах чаще всего производится путем сравнения длин волн двух близких спектральных линий (одна из которых принадлежит эталонному веществу или излучению). Положение спектральной линии задается углом, определяющим направление лучей.

Величина

$$D = \frac{\Delta\varphi}{\Delta\lambda} \quad , \quad (3)$$

где  $\Delta\varphi$  -угловое расстояние между линиями (разница в углах на выходе из призмы или из решетки двух лучей с длинами волн  $\lambda+\Delta\lambda$  и  $\lambda$ ) называется **угловой дисперсией** спектрального прибора. Она характеризует способность решетки пространственно разделять световые пучки различных длин волн.  $D$  выражается в угловых единицах на 1 м.

Чтобы найти угловую дисперсию дифракционной решетки, необходимо продифференцировать уравнение (1) (условие главного максимума) слева по  $\varphi$ , а справа по  $\lambda$ . Опуская знак минус, получим  $d \cos\varphi \, d\varphi = k \, d\lambda$

Отсюда

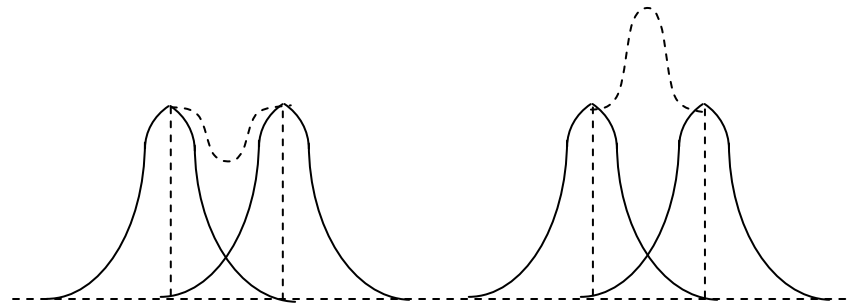
$$D = \frac{\Delta\varphi}{\Delta\lambda} = \frac{K}{d \cdot \cos\varphi} \quad (4)$$

В пределах небольших углов  $\cos \varphi = 1$ , поэтому можно положить  $D = \frac{K}{d}$

Из полученного выражения следует, что угловая дисперсия обратно пропорциональна периоду решетки  $d$ . Чем выше порядок спектра  $K$ , тем больше дисперсия.

Возможность разрешения (т.е. раздельного восприятия) двух близких спектральных линий зависит не только от расстояния между ними (которое определяется дисперсией прибора), но так же и от ширины спектрального максимума.

Две близкие спектральные линии условно считаются полностью разрешенными, т.е. наблюдаемыми раздельно, если максимум интенсивности для одной линии с длиной волны  $\lambda_1$  совпадает с минимумом интенсивности для другой линии с длиной волны  $\lambda_2$  (критерий Рэлея, рис.2).

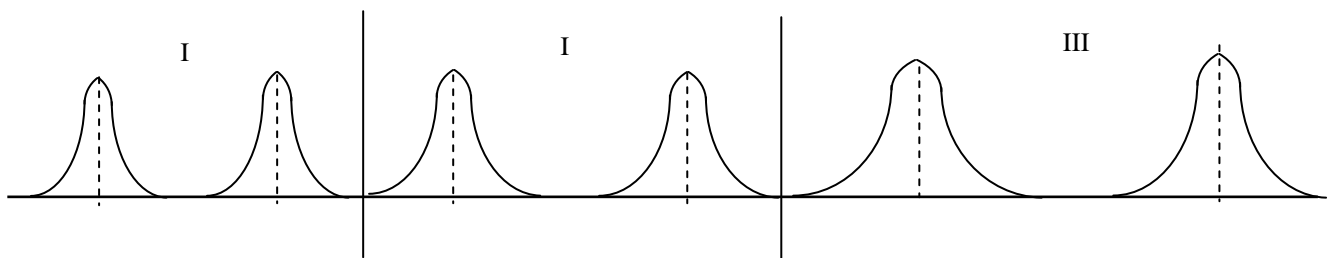


**Рис.2** а – линии разрешены; б – линии не разрешены

Разрешающей способностью спектрального прибора называется величина  $R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda}$ , где  $\Delta\lambda$  - наименьшая величина при данном значении  $\lambda$ , при котором еще выполняется критерий Рэлея для данной линии с  $\lambda_1$  и  $\lambda_2 = \lambda_1 + \Delta\lambda$ .

Для дифракционной решетки  $R = KN$ , где  $K$  - порядок спектра;  $N$  - число щелей решетки. Таким образом, разрешающая сила дифракционной решетки пропорциональна порядку спектра  $K$  и числу щелей  $N$ .

На рис.3 сопоставлены дифракционные картины, получающиеся для двух спектральных линий с помощью решеток, отличающихся значениями дисперсий  $D$  и разрешающей силы  $R$ . Решетки 1 и 2 обладают одинаковой разрешающей силой (у них число щелей одинаковое), но различной дисперсией (у решетки 1 период  $d$  в два раза больше, соответственно дисперсия  $D$  в два раза меньше, чем у решетки 2).



Решетки 2 и 3 имеют одинаковую дисперсию (у них одинаковые  $d$ ), но разную разрешающую силу (у решетки 2 число щелей  $N$  и разрешающая сила  $R$  в два раза больше, чем у решетки 3).

## ОТРАЖАТЕЛЬНАЯ ДИФРАКЦИОННАЯ РЕШЕТКА

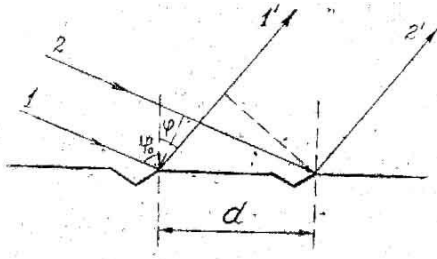


Рис. 3.1

Отражательной плоской дифракционной решеткой называют металлическую зеркальную пластину, на которой через одинаковые интервалы нанесены параллельные штрихи одинакового профиля – до 50000 на длине 40 мм. Штрихи образуют правильную структуру с периодически изменяющимся

коэффициентом отражения.

На рис. 3.1 показана часть падающего на решетку параллельного пучка света (1-2) под углом падения  $\varphi_0$  и дифрагированного (1'-2') под углом дифракции  $\varphi$ . Согласно рис. 3.1 разность хода дифрагированных лучей  $\Delta = \Delta_1 - \Delta_2 = d \sin \varphi_0 - d \sin \varphi_k$ .

Положение главных максимумов определяется условием:

$$d(\sin \varphi_0 \pm \sin \varphi_k) = k\lambda, \quad (6)$$

поскольку угол дифракции может иметь как знак "+" (справа от нормали), так и знак "-" (слева от нормали).

## Контрольные вопросы

1. Сформулировать принцип Гюйгенса-Френеля
2. Каково условие минимума при дифракции на одной щели
3. Условие для максимума при дифракции света на отражательной и прозрачной решетках

Ответы прислать В.Г.Трофимову по адресу: [vtrofimov38@gmail.com](mailto:vtrofimov38@gmail.com)

*По выполненным заданиям мы будем отмечать вашу посещаемость занятий.*