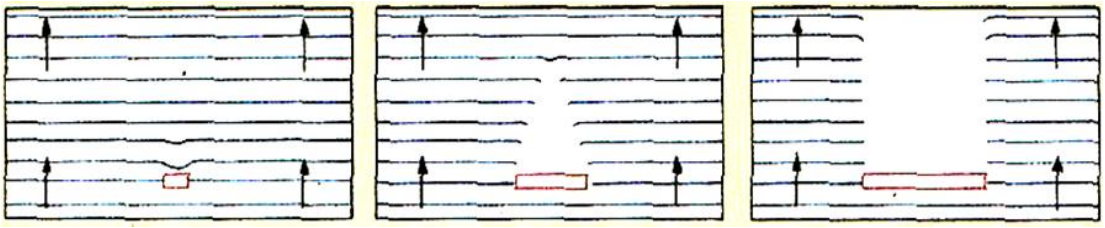
Тема: Волновые свойства света: дифракция

Дифракцией называется явление огибания волнами препятствий, встречающихся на их пути, или в более широком смысле – любое отклонение распространения волн вблизи препятствий от прямолинейного.

Благодаря дифракции волны могут попадать в область геометрической тени, огибать препятствия, проникать через небольшое отверстие в экранах и т.д. (см. рис. 1)

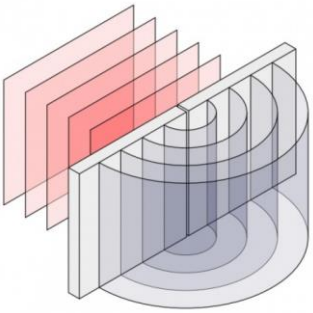
Дифракция механических волн на воде



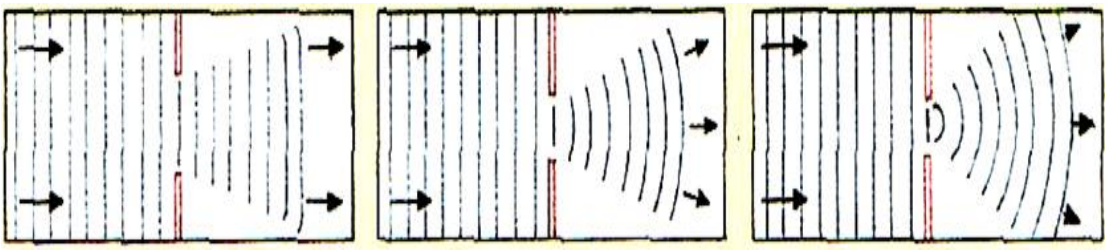
Препятствие мало по сравнению с длиной волны – сильная дифракция, так что «тень» не образуется

Размер препятствие сравним с длиной волны – умеренная дифракция, так что образуется небольшая «тень», то есть область, за которую волна не проходит

Препятствие велико по сравнению с длиной волны – дифракции почти нет, так что образуется большая «тень».



Дифракция механических волн на воде



Размер щели большой по сравнению с длиной волны – слабая дифракция

Щель сравнима с длиной волны – наблюдается умеренная дифракция

Щель мала по сравнению с длиной волны – очень сильная дифракция

Рис. 1 Дифракция механических волн на различных препятствиях

Как показывает опыт, что свет, как и механические волны, при определенных условиях может заходить в область геометрической тени. Если на пути параллельного светового пучка расположено круглое отверстие (круглый диск, шарик или круглое отверстие в непрозрачном экране), то на экране, расположенном на достаточно большом расстоянии от препятствия, появляется дифракционная картина – система чередующихся светлых и тёмных колец. Если препятствие имеет линейный характер (щель, нить, край экрана), то на экране возникает система параллельных дифракционных полос, если препятствие имеет круглую форму, то и дифракционная картина то же имеет такую же форму (см. рис)

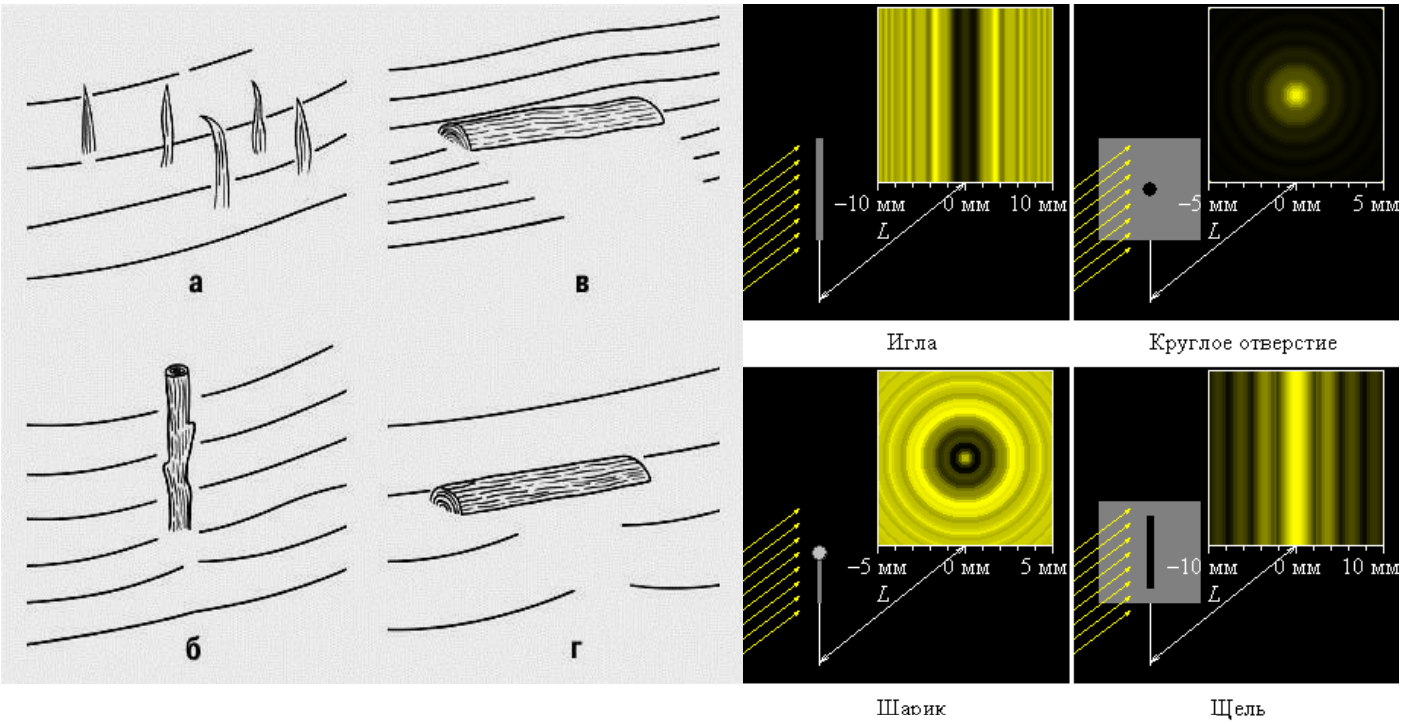


Рис. 2 Дифракция Френеля механических (слева) и световых (справа) волн

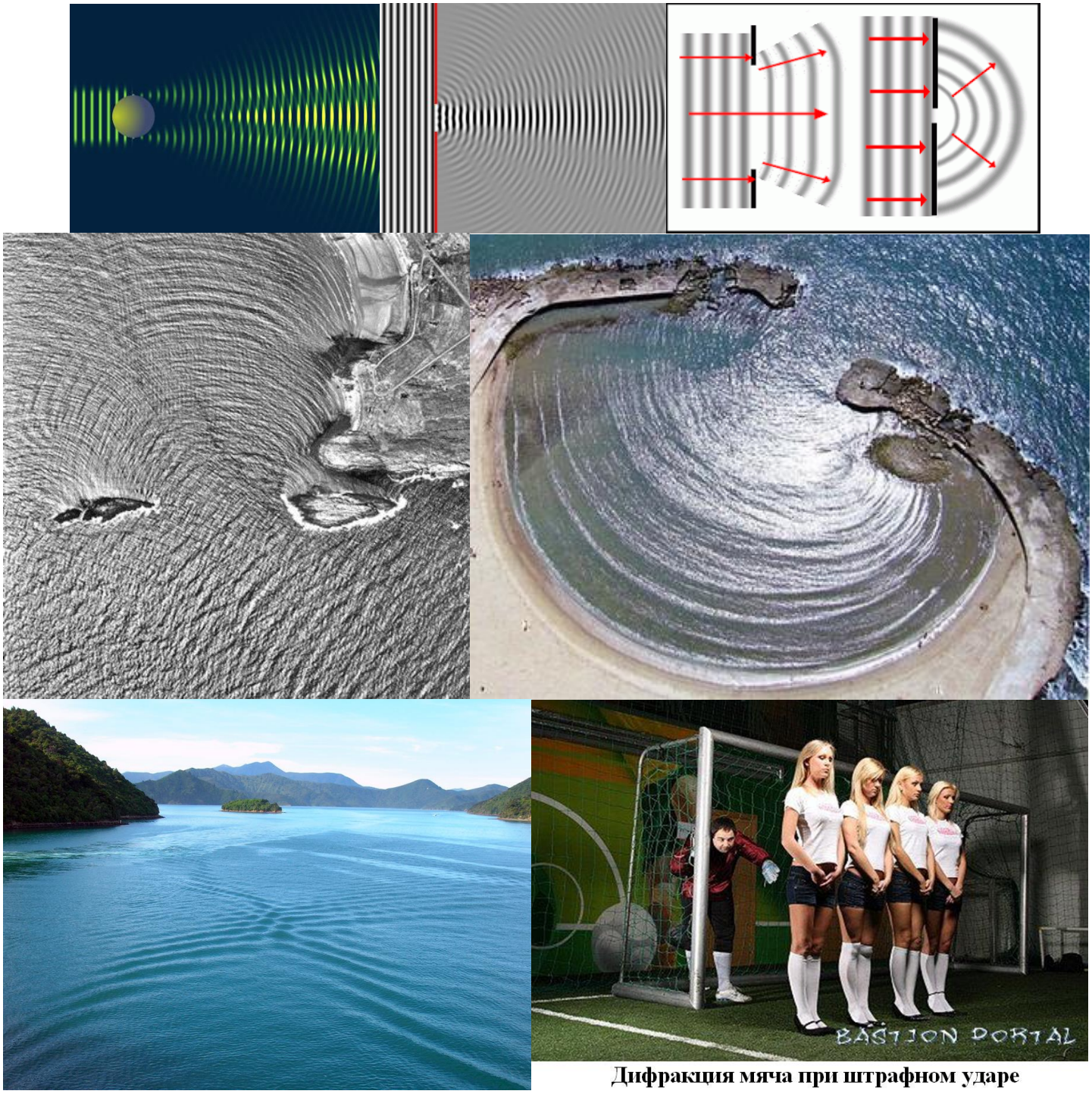


Рис. 3 Проявление дифракция механических волн в природе

По историческим причинам отклонение от закона независимости световых пучков, возникающее в результате суперпозиции когерентных волн, принято называть интерференцией волн. Отклонение от закона прямолинейного распространения света, в свою очередь, принято называть дифракцией волн.

Дифракция наблюдается всегда при встрече волнового фронта волны с препятствием и её результат зависит от соотношения между длиной волны λ и размерами препятствия d, причём:

- если $d \approx \lambda$, то дифракция наблюдается на небольших от препятствия расстояниях,
- если $d >> \lambda$, то дифракция наблюдается на больших от препятствия расстояниях,
- если $d << \lambda$, то препятствие не оказывает влияние на распространение волны.

Дифракция объясняется интерференцией вторичных волн, возникающих при взаимодействии волны с веществом препятствия на границе отсечённого фронта волны и проявляется в огибании волнами препятствий и формировании интерференционной картины в области геометрической тени.

Вид дифракционной картины существенно зависит от соотношения между размерами препятствия d, длиной волны λ и расстояния от препятствия до точки наблюдения b.

В связи с этим различают два вида дифракции света:

1. ***Дифракция Френеля*** или дифракция в сходящихся лучах, когда на препятствие падает плоская или сферическая волна, и дифракционная картина наблюдается на экране, находящемся на конечном расстоянии от него.

(в этом случае точка наблюдения находится на небольшом расстоянии от препятствия, таком, что волновой фронт, приходящий в точку наблюдения ещё сферический).

2. ***Дифракция Фраунгофера*** или дифракция в параллельных лучах, когда на препятствие падает плоская волна, и дифракционная картина наблюдается на большом расстоянии от препятствия, таком, что волновой фронт, приходящий в точку наблюдения уже плоский.

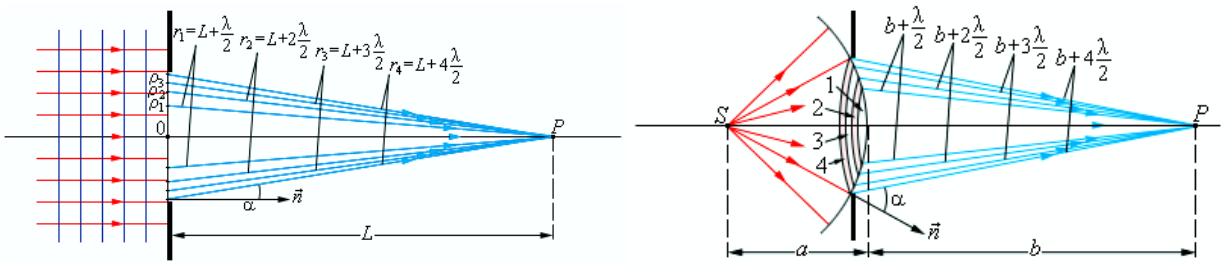


Рис. 4 Дифракция Френеля

Принципиально дифракция Фраунгофера не отличается от дифракции Френеля. Количественный критерий, позволяющий установить, какой вид дифракции имеет место, определяется величиной безразмерного параметра $b^2/l\lambda$, где b – характерный размер препятствия, l – расстояние между препятствием и экраном, на котором наблюдается дифракционная картина, λ – длина волны. Если

$$\frac{b^2}{l\lambda}\begin{cases} \ll 1 \ – \ \text{дифракция Фраунгофера,} \\ \sim 1 \ – \ \text{дифракция Френеля,} \\ \gg 1 \ – \ \text{геометрическая оптика.} \end{cases} \qquad (12.13)$$

Принцип Гюйгенса-Френеля

Дифракционные явления были известны ещё во времена И. Ньютона, но объяснить их на основе корпускулярной теории света оказалось невозможным. Первое качественное объяснение явления дифракции на основе волновых представлений было дано английским учёным Томасом Юнгом. Независимо от него французский учёный О. Френель развил количественную теорию дифракционных явлений. В основу своей теории Френель положил принцип Гюйгенса, дополнив его идеей об интерференции вторичных волн. Принцип Гюйгенса в его первоначальном виде позволял находить только положения волновых фронтов в последующие моменты времени, то есть определять направление распространения волны. По существу это был принцип геометрической оптики. Гипотезу Гюйгенса об огибающей вторичных волн Френель заменил физически ясным положением, согласно которому вторичные волны, приходя в точку наблюдения, интерферируют друг с другом.

Между интерференцией и дифракцией нет существенного физического различия. Оба явления заключаются в перераспределении светового потока в результате наложения волн.

Для решения задач, связанных с распространением волн при дифракции, применяют принцип Гюйгенса-Френеля:

1. ***Принцип Гюйгенса*** (1678 г)

Каждая точка среды, до которой дошла волна, становится источником вторичных сферических волн.

Огибающая этих вторичных волн в любой момент однозначно определяет фронт результирующей волны в этот момент времени.

Волновым фронтом *называется геометрическое место точек, до которых дошла волна к рассматриваемому моменту времени.*

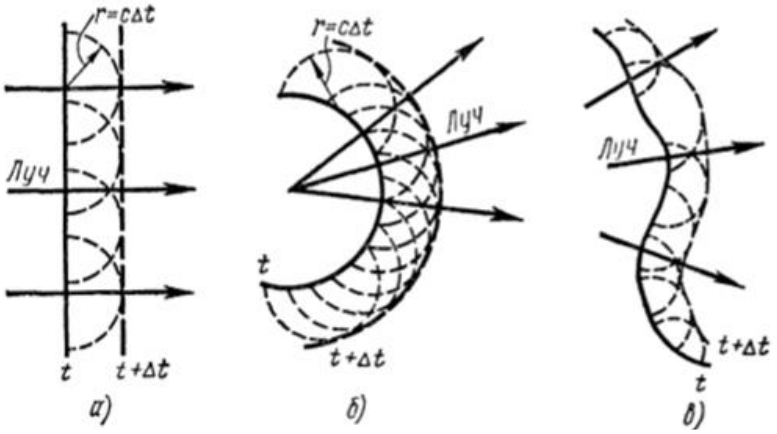
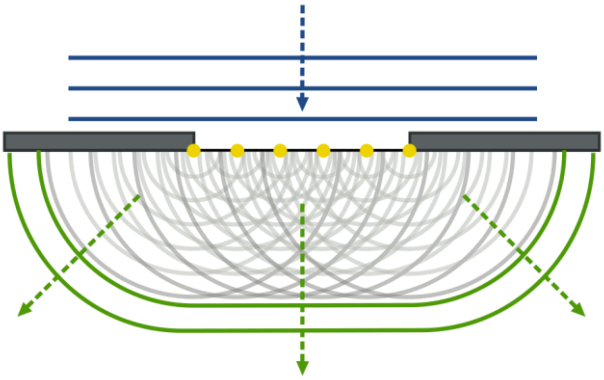


Рис. 4

Применение принципа Гюйгенса для плоского *а*), сферического *б*) и волны произвольной формы в неоднородной среде *в*)

Принцип Гюйгенса решает лишь задачу о направлении распространения волнового фронта, но не затрагивает вопроса об амплитуде, а, следовательно, и об интенсивности на фронте волны.



2. *Принцип Френеля* (1815 г)

Все вторичные источники волн, расположенные на одной и той же волновой поверхности, когерентны между собой.

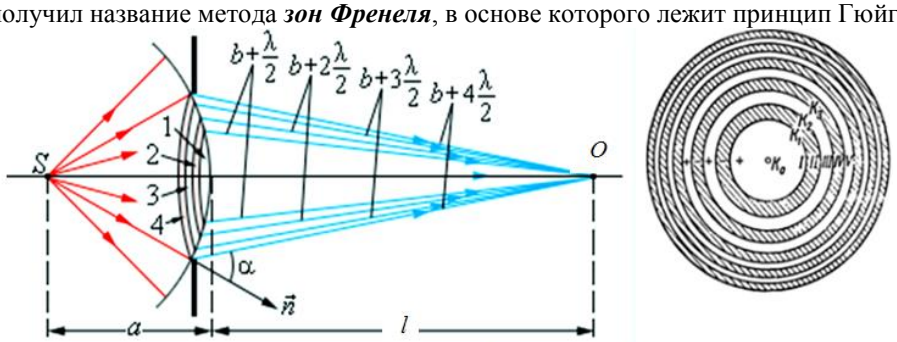
Амплитуда результирующей волны в любой точке пространства является результатом интерференции волн, излучаемых вторичными источниками.

Принцип Гюйгенса решает лишь задачу о направлении распространения волнового фронта, но не затрагивает вопроса об амплитуде, а, следовательно, и об интенсивности на фронте волны. Из повседневного опыта известно, что в большом числе случаев лучи света не отклоняются от их прямолинейного распространения. Так, предметы, освещенные точечным источником света, дают резкую тень. Таким образом, принцип Гюйгенса нуждается в дополнении, позволяющем определять интенсивность волны.

Френель дополнил принцип Гюйгенса идеей интерференции вторичных волн. Согласно ***принципу Гюйгенса-Френеля***, световая волна, возбуждаемая каким-либо источником S, может быть представлена как результат суперпозиции когерентных вторичных волн, излучаемых малыми элементами некоторой замкнутой поверхности, охватывающей источник S.

Метод зон Френеля

Учет амплитуд и фаз вторичных волн позволяет в принципе найти амплитуду результирующей волны в любой точке пространства и решить задачу о распространении света. В общем случае расчет интерференции вторичных волн довольно сложный и громоздкий. Однако ряд задач можно решить, применив чрезвычайно наглядный прием, заменяющий сложные вычисления. Метод этот получил название метода ***зон Френеля***, в основе которого лежит принцип Гюйгенса-Френеля.



S – источник света, P- точка наблюдения

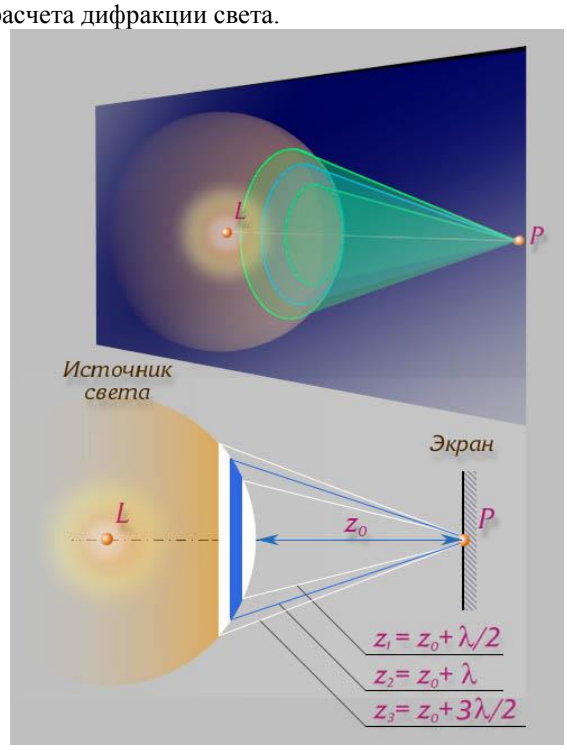
Рис. 5 Метод зон Френеля

Для определения амплитуды результирующей волны в точке O (см. рис. 5) разбивают сферическую поверхность на небольшие кольцевые участки (зоны Френеля) так, чтобы расстояние от краёв каждой соседней зоны Френеля до точки O отличались на пол длины световой волны $\frac{\lambda}{2}$ (см. рис. 5).

Так как разность хода волн от любых двух соседних зон равна пол длины волны $\frac{\lambda}{2}$, следовательно в точку O они будут приходить в противофазе и интерферируя между собой ослаблять друг друга.

Можно показать, что если $\lambda << a$ и $\lambda << l$ (см. рис. 5), то площади всех зон Френеля оказываются одинаковыми.

Применим метод зон Френеля для расчета дифракции света.



Дифракция Френеля

Дифракция Френеля наблюдается, когда на препятствие падает плоская или сферическая волна, и дифракционная картина формируется на экране, находящемся на конечном расстоянии от него (в этом случае размеры препятствия сравнимы с размерами первой зоны Френеля и вторичные волны от противоположных краёв препятствия могут приходить как в одинаковых, так и в противоположных фазах).

Дифракция Френеля на круглом отверстии

Сферическая волна, распространяющаяся из точечного источника монохроматического света S, встречает на своем пути экран с круглым отверстием, диаметр которого $d=BC$. Пусть Φ - фронт волны, который является частью поверхности сферы. Разобьем поверхность фронта на зоны Френеля (см. рис.5) так, чтобы волны от соседних зон приходили в точку наблюдения O в противофазе. Тогда амплитуду результирующей волны в точке O можно представить так:

$$A = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 \ldots \pm A_m \qquad (1)$$

где A_i - амплитуда волны, пришедшей от ***i***-ой зоны Френеля. Перед $\acute{R}_m$ берется знак плюс, если m - нечетное, и минус, если m - четное.

Величина A_i зависит от площади i-той зоны и угла α_i между внешней нормалью к поверхности зоны в какой-либо точке и прямой, направленной из этой точки в точку O (см. рис.5), где в частности показан угол α.

Можно показать, что все зоны Френеля примерно равновелики по площади. Увеличение же угла α_i с ростом номера зоны приводит к уменьшению амплитуды A_i. Она уменьшается с ростом i также и вследствие увеличения расстояния от зоны до точки O. Таким образом, $A_1 > A_2 > \ldots > A_m$. При большом числе зон можно приближенно считать, что

$$A_i = \left(A_{i-1} + A_{i+1}\right)/2. \qquad (2)$$

Перепишем теперь (1) в виде

$$A = \frac{1}{2}A_1 + \left(\frac{1}{2}A_1 - A_2 + \frac{1}{2}A_3\right) + \left(\frac{1}{2}A_3 - A_4 + \frac{1}{2}A_5\right) + \ldots \pm \frac{A_m}{2}. \qquad (3)$$

Так как согласно (2) все выражения, стоящие в скобках, равны нулю, то окончательно уравнение (3) примет вид:

$$A = \frac{A_1}{2} \pm \frac{A_m}{2} \qquad (4)$$

Можно показать, что общее число m зон Френеля, обращенное к точке O выражается формулой

$$m = \frac{d^2}{4\lambda}\left(\frac{1}{R} + \frac{1}{L}\right) \qquad (5)$$

где d - диаметр отверстия, R- расстояние от источника до отверстия**,** L – расстояние от отверстия до точки наблюдения, λ- длина волны.

Амплитуда результирующего колебания в точке О от всего волнового фронта

Так как в этом случае $A_m << A_1$, то из уравнения (4) следует, что результирующая амплитуда в точке наблюдения O равна:

$$A = \frac{1}{2} A_1 ,$$

То есть, результирующее действие в точке O полностью открытого фронта световой волны от точечного источника света равно половине действия первой зоны Френеля.

Дифракция Френеля на небольшом круглом отверстии в непрозрачном экране

При этом возможны следующие случаи:

1. ***Отверстие вырезает мало зон Френеля***

- *точка О находится по середине отверстия* (рис. 6)

В этом случае согласно (4) можно написать:

$A = \frac{A_1}{2} + \frac{A_m}{2}$, если m-нечётное,

$A = \frac{A_1}{2} - \frac{A_m}{2}$, если m-чётное.

Таким образом, в точке O наблюдается либо усиление, либо ослабление света в зависимости от числа открытых зон Френеля.

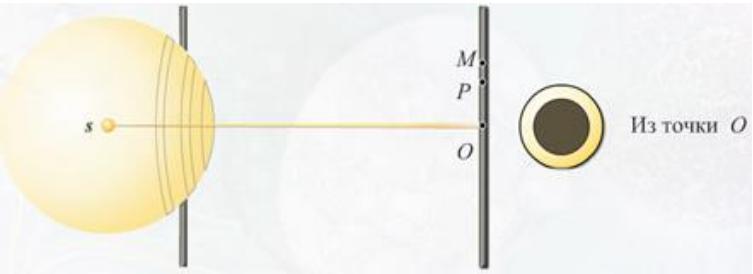


Рис. 6 Точка наблюдения находится в центре отверстия

- *точка О смещена от центра отверстия* (рис. 7 и 8)

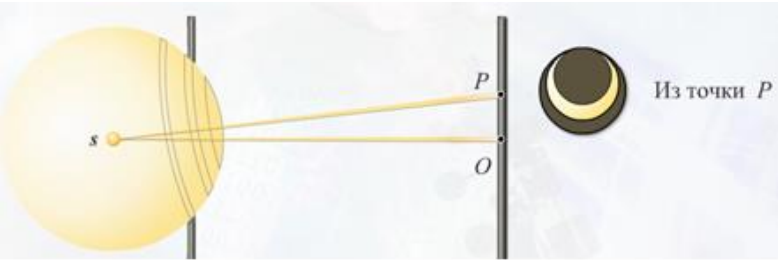


Рис. 7 Точка наблюдения смещена от центра отверстия

В этом случае при перемещении точки наблюдения O вдоль прямой OP будет происходить исчезновение с одной стороны и появление с другой стороны частей разных зон Френеля и результирующая амплитуда в точке наблюдения P будет определяться по закону сохранения энергии отношением площадей открытых зон Френеля.

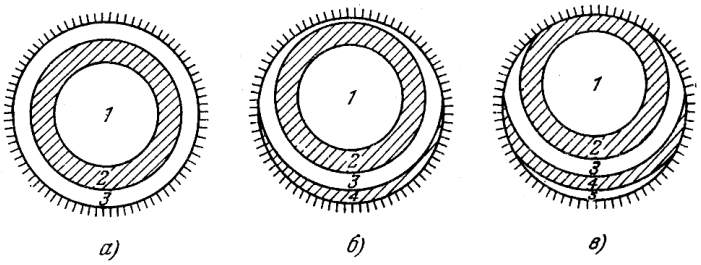


Рис. 8 Появление новых зон Френеля при смещении тоски наблюдения относительно центра отверстия

Таким образом, если в точке наблюдения параллельно отверстию поместить экран, то на нём будет наблюдаться дифракционная картинка в виде чередующихся тёмных и светлых колец двух видов (рис.9):

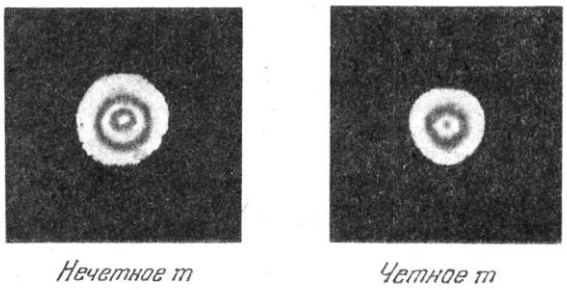


Рис. 9

1. в центре светлое пятно, если m нечётное

2. в центре тёмное пятно, если m чётное

2. Отверстие вырезает много зон Френеля **(** $m >> 1$ **)**

В этом случае $A_m << A_1$, тогда из уравнения (4) следует, что результирующая амплитуда в точке наблюдения O равна:

$$A = \frac{1}{2} A_1, \tag{6}$$

То есть, результирующее действие в точке O такая же, как от полностью открытого фронта световой волны, то есть в центре всегда наблюдается светлое пятно.

3. Отверстие вырезает только первую зону Френеля ($m = 1$)

В этом случае $A = A_1$,

То есть амплитуда колебаний в точке O вдвое больше, чем от всего открытого волнового фронта!

Определение радиуса внешней зоны Френеля

Если на отверстие падает сферическая волна, то радиус внешней границы m - ой зоны Френеля равен:

$$r_m = \sqrt{\frac{ab}{a+b} m\lambda} \tag{7}$$

Если на отверстие падает плоская волна, то радиус внешней границы m - ой зоны Френеля равен:

$$r_m = \sqrt{bm\lambda}, \tag{8}$$

где r_m - радиус внешней границы m - ой зоны Френеля, *м*,

a - расстояние от источника света до отверстия, *м*,

b - расстояние от отверстия до точки наблюдения, *м*,

λ - длина световой волны, *м*,

m - номер зоны Френеля.

Дифракция Френеля на небольшом диске (круглом непрозрачном экране)

Способ построения зон Френеля на открытой части волнового фронта Ф падающей монохроматической волны показан на рис.10.

Пусть диск закрывает несколько зон, действие которых не будем учитывать. Нумерацию зон начнем от первой открытой зоны, расстояние до краев которой от точки M равны L и $L+l/2$. Последнюю открытую зону обозначим через m.

Проведя анализ, подобный предыдущему, и полагая, что m достаточно велико, получим для амплитуды результирующей волны, выражение $A=A_1/2$. Дифракционная картина на экране Э имеет вид концентрических темных и светлых колец с центром в точке M, где всегда находится максимум (пятно Пуассона) см. рис.11.

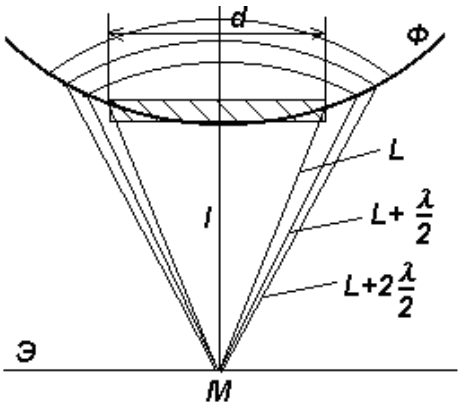


Рис. 10

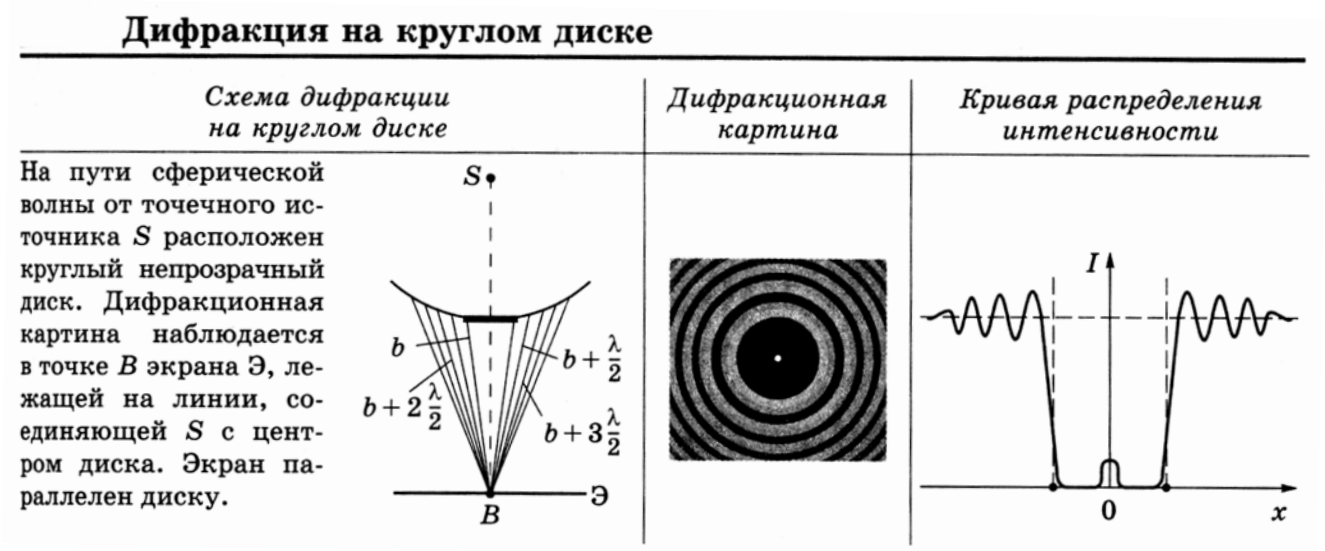


Рис. 11 Дифракция на круглом отверстии

Если на пути световой волны в плоскости отверстия поставить зонную пластинку (см. рис. 5), которая перекрывала бы все четные зоны, то вклад в результирующую амплитуду волны будут давать все открытые нечётные зоны Френеля и амплитуда в точке наблюдения будет равна $A=A_1+A_3+A_5+\ldots$ и интенсивность света, которая прямо пропорциональна квадрату амплитуды колебаний, $I \sim A^2$ в точке O резко возрастёт.

Ещё большего эффекта можно достичь, не перекрывая четные зоны, а изменяя фазу их колебаний на π, тогда вклад в результирующую амплитуду волны будут давать уже все открытые зоны Френеля и амплитуда в точке наблюдения будет равна $A=A_1+A_2+A_3+\ \ldots$ Такая пластинка называется ***фазовой зонной пластинкой*** и её использование позволяет получить дополнительное увеличение интенсивности света в 4 раза.

Опыт подтверждает эти выводы: зонная пластинка увеличивает интенсивность в точке O, действуя подобно собирающей линзе.

Дифракция Фраунгофера

Дифракция Фраунгофера наблюдается, когда точка наблюдения находится на большом расстоянии от препятствия, где волновой фронт уже плоский.

(в этом случае размеры препятствия много меньше размера первой зоны Френеля и вторичные волны от противоположных участков препятствия приходят в точку наблюдения в одинаковой фазе).

Различают:

- дифракцию Фраунгофера на одной щели,
- дифракцию Фраунгофера на многих щелях.

Дифракция Фраунгофера на одной щели

Дифракция в параллельных лучах была рассмотрена Фраунгофером в 1821-1822 гг. Для получения пучка параллельных лучей света, падающих на щель или отверстие, обычно пользуются небольшим источником света, который помещается в фокусе собирающей линзы.

Пусть параллельный пучок монохроматического света падает нормально на непрозрачный экран, в котором прорезана узкая щель MN, имеющая постоянную ширину a и длину $l >> a$ (см. рис.12). Оптическая разность хода Δ между крайними лучами MCB и NDB, идущими от щели под углом φ к оптической оси линзы равна $\Delta=NF = a\ sin\varphi$.

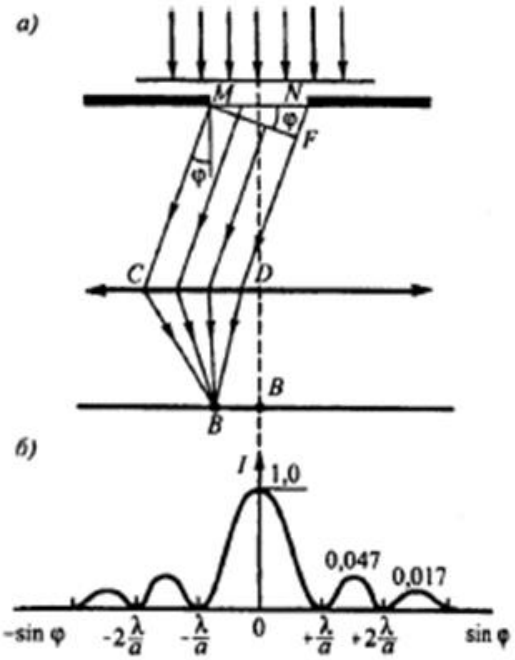


Рис. 12 Дифракция на одной щели

Разобьем щель MN на зоны Френеля, имеющие вид полос, параллельных ребру M щели. Ширина каждой зоны выбирается (согласно методу зон Френеля) так, чтобы разность хода от краев этих зон была равна $\lambda/2$. При интерференции света от каждой пары соседних зон амплитуда результирующих колебаний равна нулю, так как эти зоны вызывают колебания с одинаковыми амплитудами, но противоположными фазами.

Если число зон в щели четное, то будет наблюдаться дифракционный минимум (темная полоса).

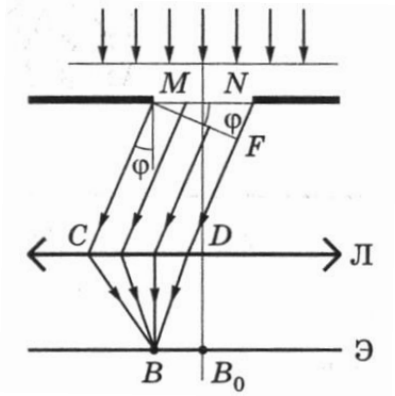
Если число зон нечетное, то будет наблюдаться дифракционный максимум (светлая полоса).

В направлении $\varphi = 0^\circ$ наблюдается самый интенсивный центральный максимум нулевого порядка.

Распределение интенсивности на экране, полученное вследствие дифракции (дифракционный спектр) приведено на рис.12. Расчеты показывают, что интенсивности в центральном и последующем максимумах относятся как 1:0,047:0,017:0,008: …, т.е. основная часть световой энергии сосредоточена в центральном максимуме.

Углы, под которыми наблюдаются максимумы всех порядков, начиная с первого, зависят от длины волны света λ. Поэтому, если щель освещать белым светом, то максимумы соответствующие разным длинам волн будут наблюдаться под разными углами и, следовательно, будут пространственно разделены на экране. Получится дифракционный спектр.

Условия дифракционных максимумов и минимумов на одной щели



$a\sin\varphi = \pm(2m+1)\dfrac{\lambda}{2}$ - условие максимумов,

$a\sin\varphi = \pm 2m\dfrac{\lambda}{2}$ - условие минимумов,

a – ширина щели, *м*

$m = 1, 2, 3\ldots$ - порядок спектра.

φ - угол дифракции,

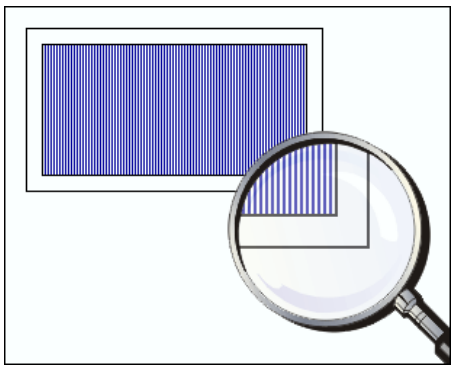
λ - длина световой волны, *м*

Дифракционная решетка

Дифракционной решёткой *называется система параллельных равноотстоящих и близкорасположенных узких щелей, пропускающих или отражающих свет*

Дифракционная решетка - важнейший спектральный прибор, предназначенный для разложения света в спектр и измерения длин световых волн.

Она представляет собой плоскую стеклянную или металлическую поверхность, на которой нарезано очень много (до сотен тысяч) прямых равноотстоящих штрихов.



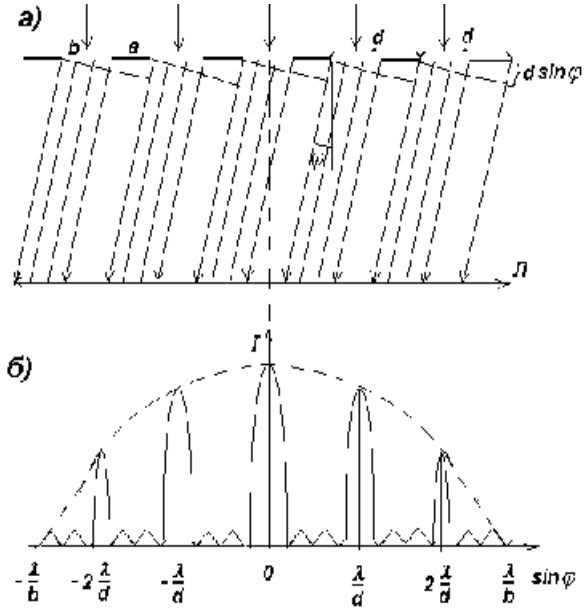
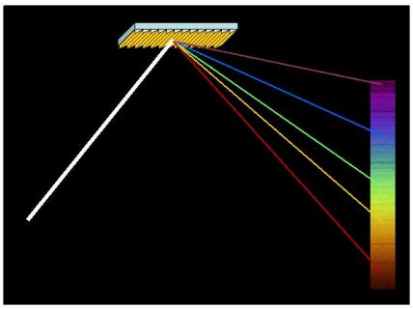


Рис. 13 Оптическая схема дифракционной решётки

Дифракционные решётки бывают двух видов: пропускающие и отражающие свет (см. рис. 14).



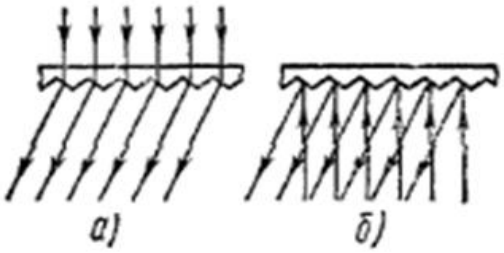


Рис. 14 Пропускающая (а) и отражающая (б) дифракционные решётки

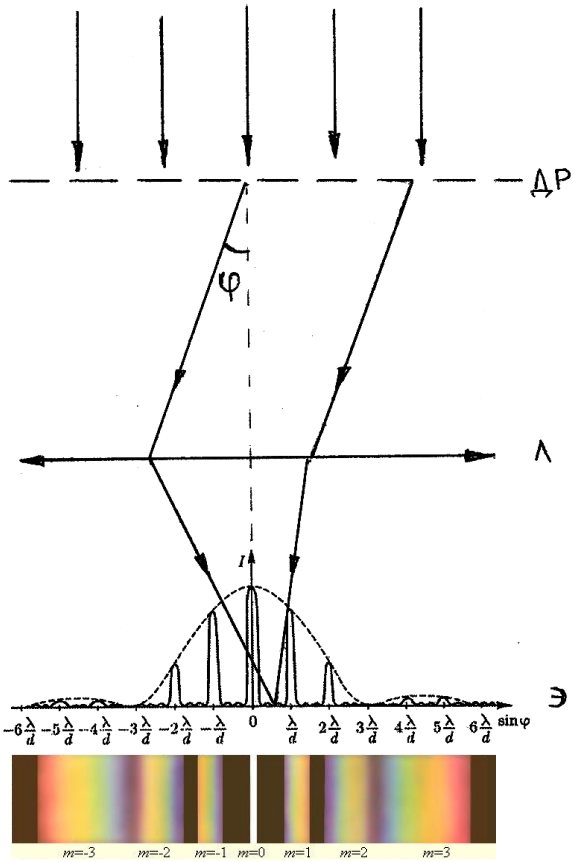


Рис. 15 Оптическая схема дифракционной решётки

Рассмотрим простейшую идеализированную решетку, состоящую из N одинаковых равноотстоящих параллельных щелей, сделанных в непрозрачном экране. Ширину щели обозначим a, а ширину непрозрачных промежутков между щелями - b. Величина $d = a + b$ называется ***периодом*** или ***постоянной дифракционной решетки***. Лучшие решетки имеют $d = 0{,}8 мкм$, т.е. 1200 штрихов на 1 мм.

На рис. 15 показано только несколько щелей. Дифракционная картина от решетки получается в результате дифракции на каждой щели и интерференции лучей, падающих от разных щелей. Главные максимумы соответствуют таким углам φ, для которых колебания от всех N щелей складываются в фазе, т.е. $A_{макс} = NA_i$, где A_i - амплитуда колебания, посылаемого i- ой щелью под углом φ. Интенсивность максимума

$$I_{макс} = N^2 I_i \qquad (9)$$

т.е. может превышать в сотни миллионов раз интенсивность максимума, создаваемого одной щелью (для хороших решеток N достигает нескольких десятков тысяч). Условие главных максимумов имеет вид

$$d \sin\varphi = \pm\, ml \ , \ m = 0, 1, 2, \ldots \qquad (10)$$

Максимум нулевого порядка наблюдается при $\varphi = 0$, первого порядка при $\sin\varphi = \pm\lambda/d$, второго порядка при $\sin\varphi = \pm 2\lambda / d$ и т.д. (см. рис. 15).

Главные минимумы соответствуют таким углам φ, в направлении которых ни одна из щелей не распространяет свет.

Таким образом, условие главных минимумов выражает формула

$$b\sin\varphi = \pm\, m\lambda\ ,\ m = 1, 2, 3, \ldots \qquad (11)$$

Первый главный минимум наблюдается при $\sin\varphi = \pm\lambda / b$ (см. рис. 15).

Кроме главных максимумов имеется большое число слабых побочных максимумов, разделенных дополнительными минимумами. На рис. 15 они изображены между главными максимумами.

Положение главных максимумов зависит от длины волны. Поэтому при нормальном падении на решётку белого света все максимумы, кроме центрального ($m = 0$), разложатся в спектр, фиолетовая область которого будет обращена к центру дифракционной картины, красная – наружу (см. рис. 16).

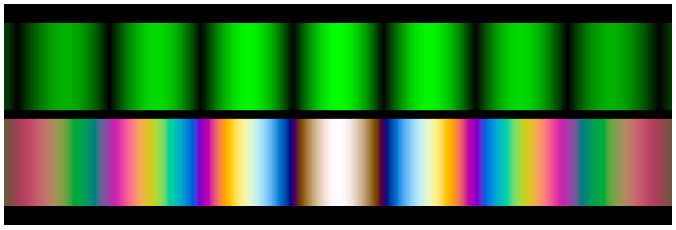
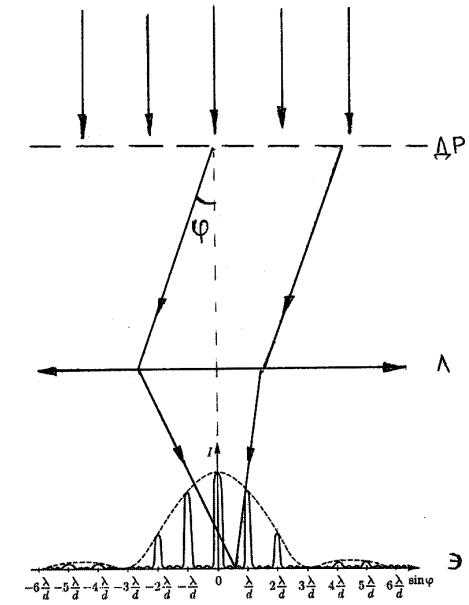


Рис. 11 Дифракционная картинка при падении на решётку зелёного и белого света

Таким образом, дифракционная решетка представляет собой спектральный прибор, позволяющий изучать химический состав вещества по его спектру излучения или поглощения.

Условия дифракционных максимумов и минимумов на дифракционной решётке



$d\sin\varphi = \pm 2m\dfrac{\lambda}{2}$ - условие главных максимумов,

$a\sin\varphi = \pm 2m\dfrac{\lambda}{2}$ - условие главных минимумов,

$m = 0, 1, 2, 3\ldots$ - порядок спектра,

d - период дифракционной решётки (или постоянная дифракционной решётки), *м*

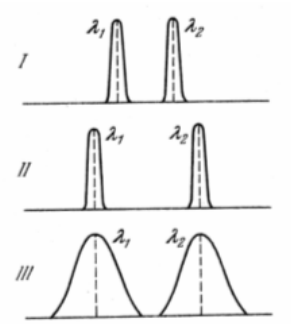
$d = \dfrac{1}{N_0}$, где N_0 - число штрихов на единицу длины дифракционной решётки.

a - ширина щели дифракционной решётки, *м,*

φ - угол дифракции,

λ - длина световой волны, *м.*

Основные характеристики дифракционной решётки



Угловая дисперсия дифракционной решётки

$$D = \frac{d\varphi}{d\lambda} = \frac{m}{d\cos\varphi}, \quad \left[\frac{рад}{м}\right]$$

Разрешающая способность дифракционной решётки

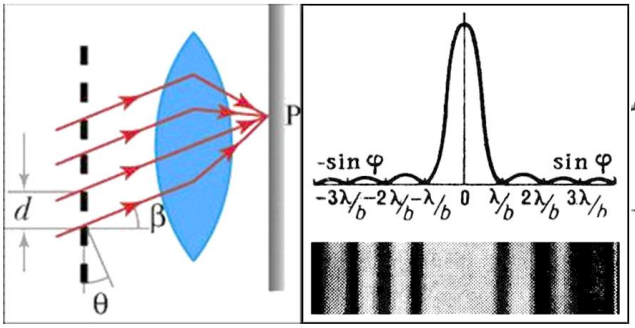
$$R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = mN_{общее}$$

где m - порядок спектра, d - период дифракционной решётки, φ - угол дифракции,

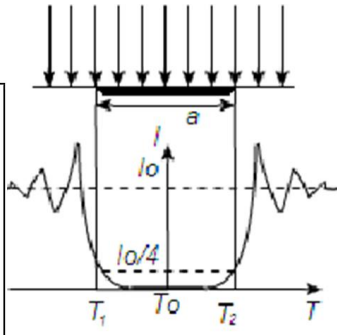
$N_{общ}$ - общее число штрихов в дифракционной решётке, λ - длина волны, $\Delta\lambda$ - наименьшее расстояние между длинами волн $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$, которые решётка позволяет увидеть раздельно.

Таким образом,

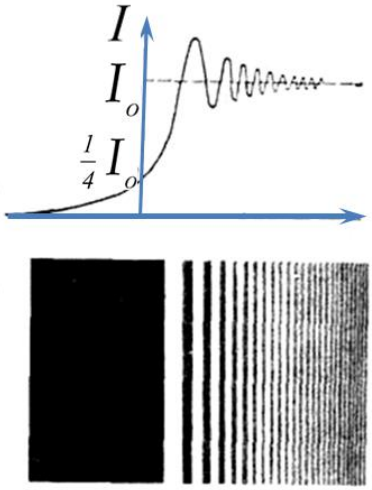
- чем больше угловая дисперсия решётки D, тем сильнее она разделяет близко расположенные спектральные линии и позволяет более подробно их изучить,
- чем больше разрешающая способность решётки R, тем более близкие спектральные линии она позволяет увидеть раздельно.



Дифракция на дифракционной решётке



Дифракция на непрозрачном диске

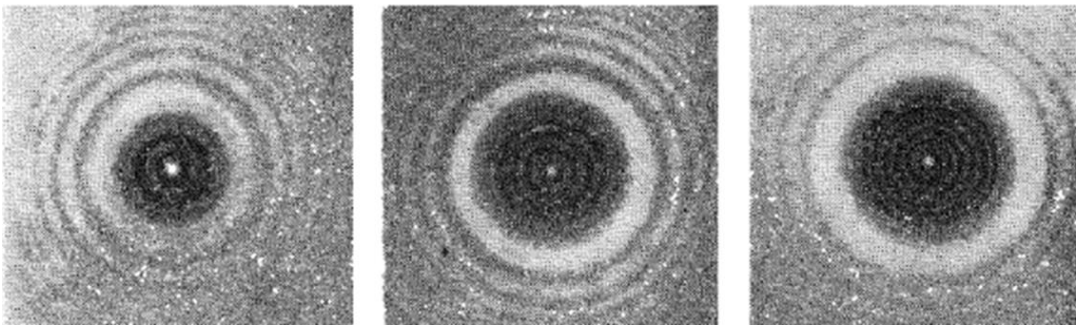


Дифракция на непрозрачной полуплоскости

Дифракционная картина от непрозрачных дисков

с разным числом открытых зон Френеля

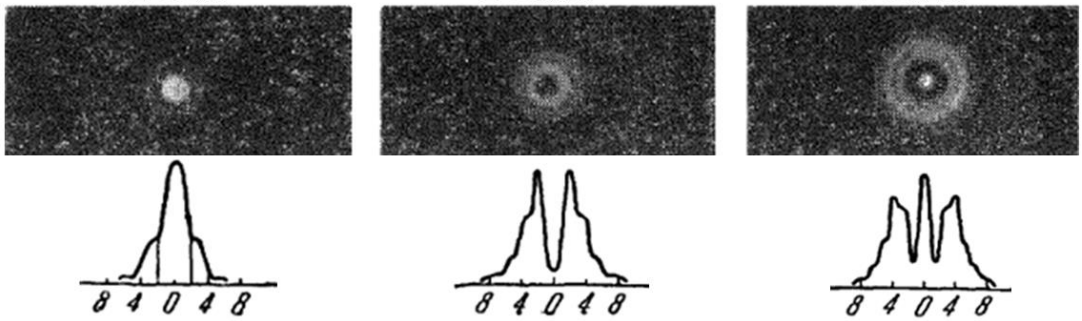
1 зона **2 зоны** **3 зоны**



Дифракционная картина от прозрачных отверстий

с разным числом открытых зон Френеля

1 зона **2 зоны** **3 зоны**



Распределение интенсивности света вдоль отверстия

Дифракционная картина от круглого отверстия

Дифракционная картина от непрозрачного диска