



ФИЗИКА

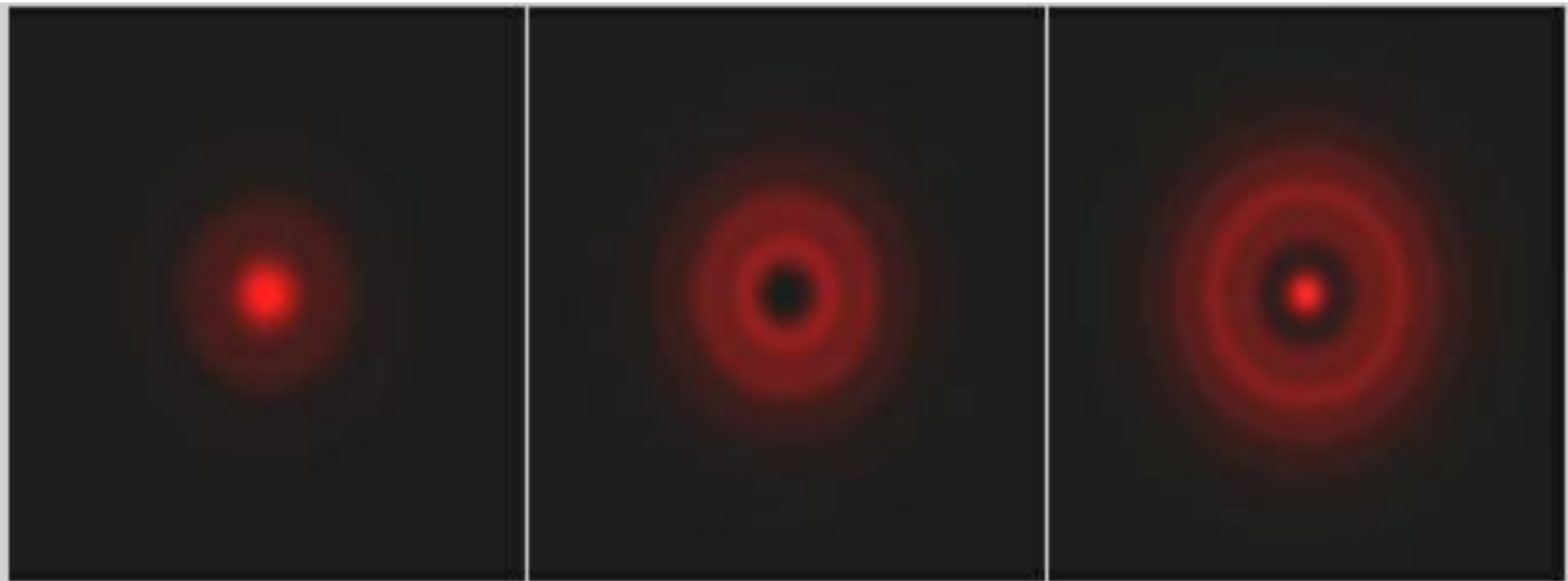
лекция

4

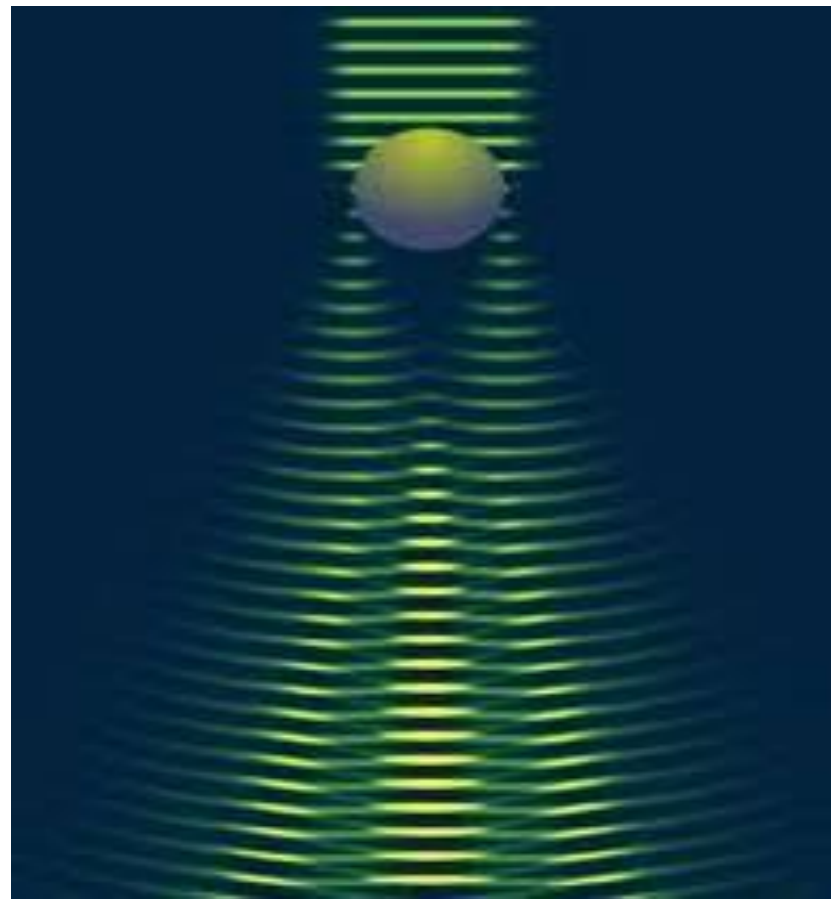
ИГЭС ИИЭСМ, специалисты
НОВОСЕЛОВА О.В.

ОПТИКА

2. Дифракция света



**Дифракция света
наблюдается при
распространении
света вблизи краев
непрозрачных тел,
прохождении света
сквозь узкие
отверстия, щели
и т. д.;**



**В результате
дифракции волны
огибают препятствия,
проникая в область
геометрической тени.**



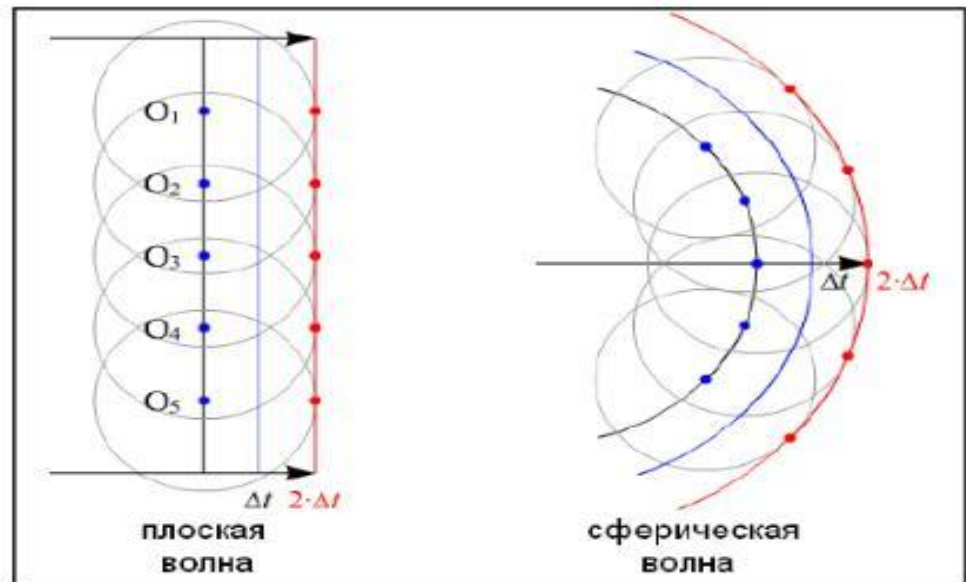


Дифракция света.

Дифракцией света называется огибание волнами препятствий, встречающихся на их пути. В более широком смысле дифракция — любое отклонение направления распространения световых волн вблизи препятствий от законов геометрической оптики.

Выделяют следующие виды дифракции:

1. дифракция Фраунгофера
2. дифракция Френеля



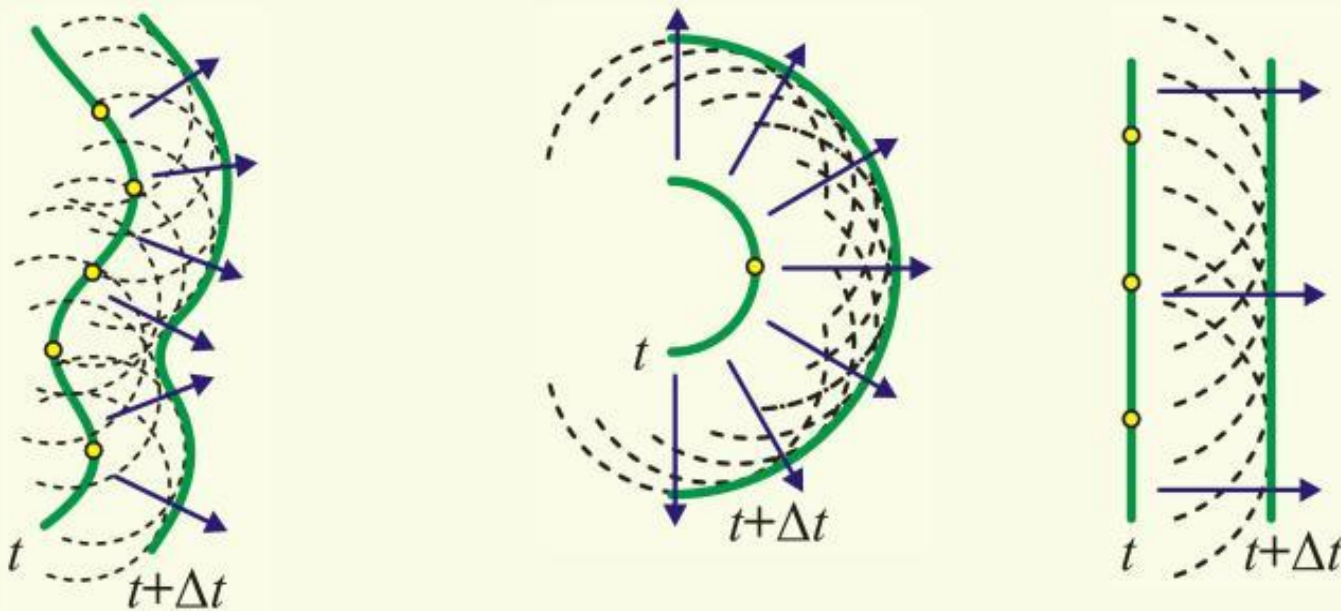
Различают два вида дифракции. Если источник света и точка наблюдения расположены от препятствия настолько далеко, что лучи, падающие на препятствие, и лучи, идущие в точку наблюдения, образуют практически параллельные пучки, говорят о дифракции параллельных лучей, или о дифракции Фраунгофера. В противном случае говорят о дифракции Френеля (дифракции сходящихся лучей).

Дифракцией света называется совокупность явлений, наблюдаемых при распространении света в среде с резкими неоднородностями, размеры которых сравнимы с длиной волны, и связанных с отклонениями от законов геометрической оптики.

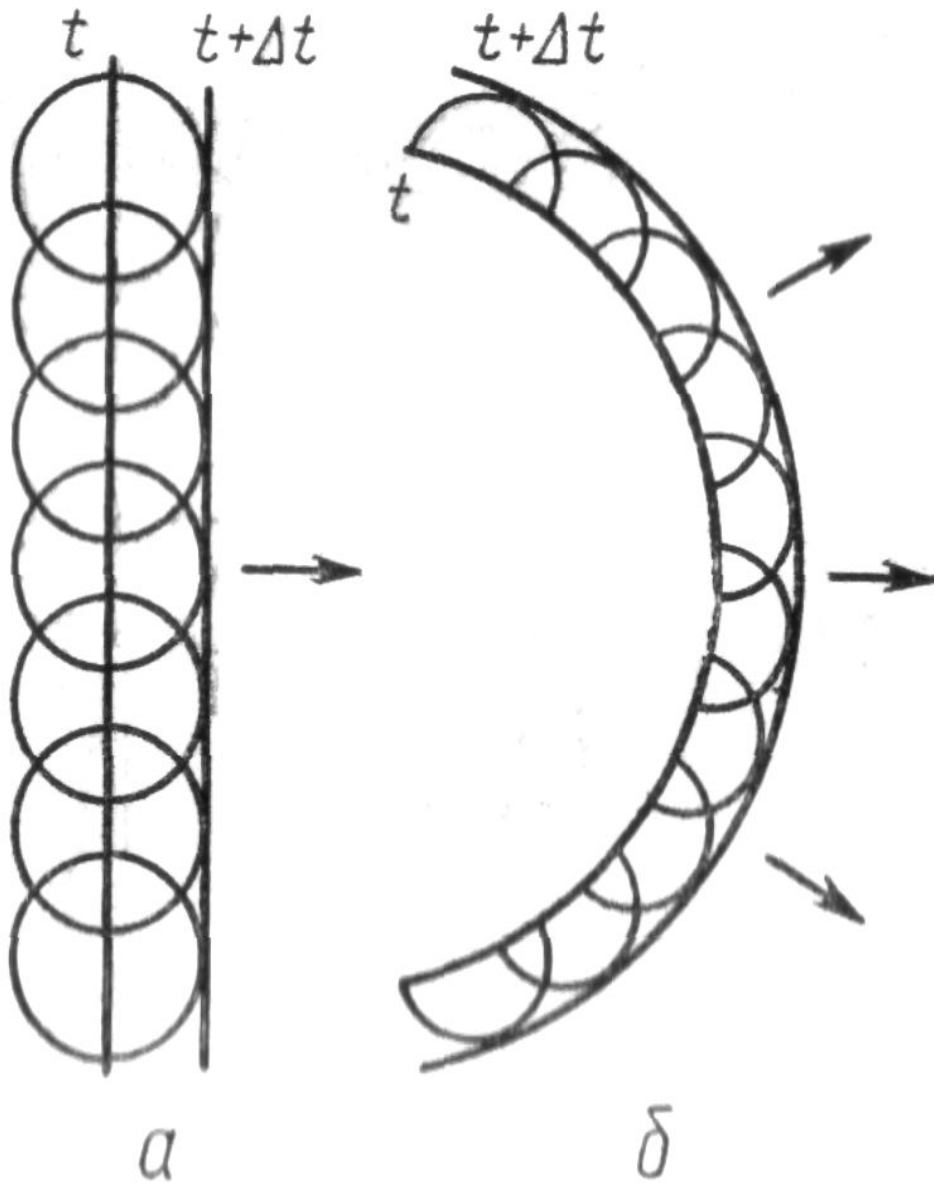
Явление дифракции объясняется с помощью *принципа Гюйгенса*, согласно которому *каждая точка, до которой доходит волна, служит центром вторичных волн, а огибающая этих волн задает положение волнового фронта в следующий момент времени.*

Пусть плоская волна нормально падает на отверстие в непрозрачном экране. Каждая точка участка волнового фронта, выделенного отверстием, служит источником вторичных волн (в однородной изотопной среде они сферические).

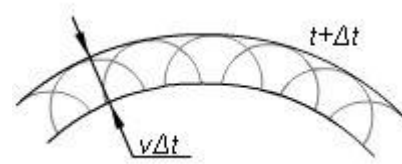
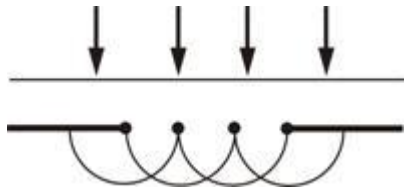
Принцип Г.-Ф. позволяет определять форму волнового фронта в следующий момент времени как огибающую вторичных волн



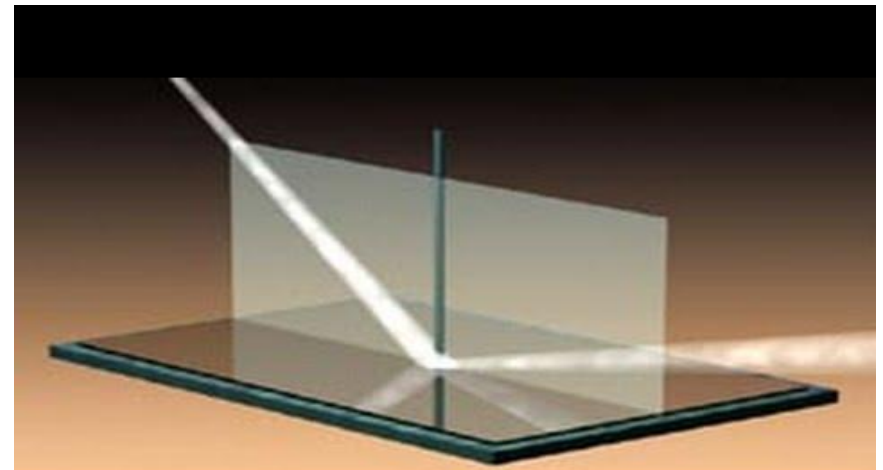
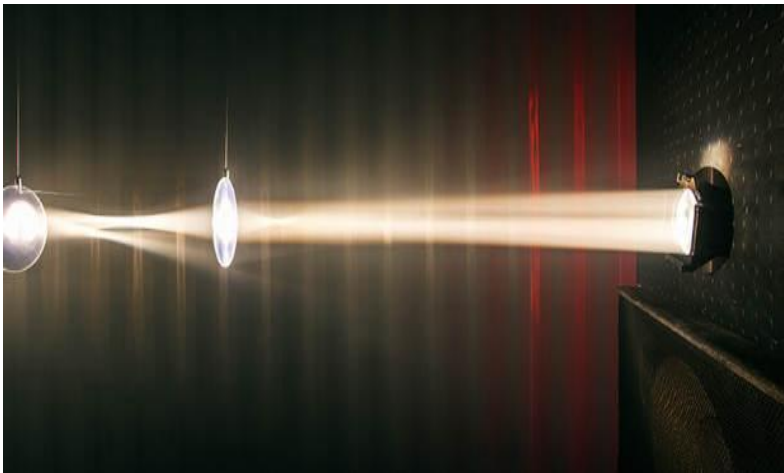
Световой луч – линия, вдоль которой распространяется свет в изотропной среде. Лучи направлены по нормали к ВП.



**Согласно
принципу
Гюйгенса-
Френеля
световое поле
в некоторой
точке
пространства
является
результатом
интерференции
волн от
вторичных
источников.**



Построив огибающую вторичных волн для некоторого момента времени, видим, что фронт волны заходит в область геометрической тени, т.е. волна огибает края отверстия. Принцип Гюйгенса объясняет многие оптические явления, среди которых прямолинейное распространение света, преломление, дифракция



Излученные каждой точкой пространства волны усиливают друг друга в определенных направлениях и взаимно гасят в других, в зависимости от разницы фаз колебаний.

Между дифракцией и интерференцией нет существенного различия. Оба явления заключаются в перераспределении светового потока от когерентных источников в результате наложения волн. Но при интерференции - источники дискретны. При дифракции – источники распределены непрерывно – дифракция на одной щели .

При дифракции Френеля – световая волна сферическая, источник расположен на конечном расстоянии, дифракция наблюдается в сходящихся лучах.

При дифракции Фраунгофера- световая волна плоская, источник света и точка наблюдения так удалены друг от друга, что световую волну можно считать плоской.

Принцип Гюйгенса решает лишь задачу о направлении распространения волнового фронта, но не затрагивает вопроса об амплитуде и интенсивности волн, распространяющихся по разным направлениям.

Решающую роль в утверждении волновой природы света сыграл Френель в начале XIX века. Он объяснил явление дифракции и дал метод ее количественного расчета. В 1818 году он получил премию Парижской академии за объяснение явления дифракции и метод его количественного расчета.

Френель вложил в принцип Гюйгенса физический смысл, дополнив его идеей интерференции вторичных волн и интерференции их между собой.

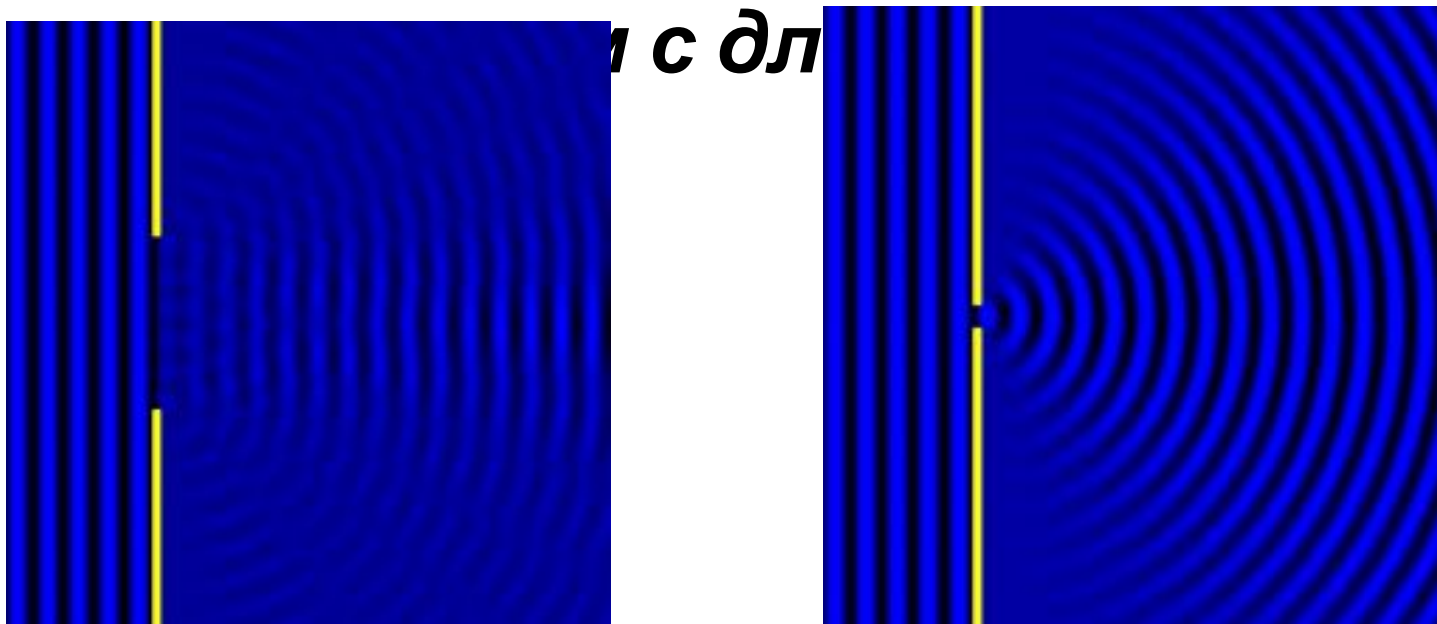
Каждый элемент волнового фронта можно рассматривать как центр вторичного возмущения, порождающего вторичные сферические волны, а результирующее световое поле в каждой точке пространства будет определяться интерференцией этих волн.

Или иначе

Любое волновое возмущение в любой точке пространства можно рассматривать как результат интерференции когерентных вторичных волн от фиктивных источников, на которые разбивается волновой фронт

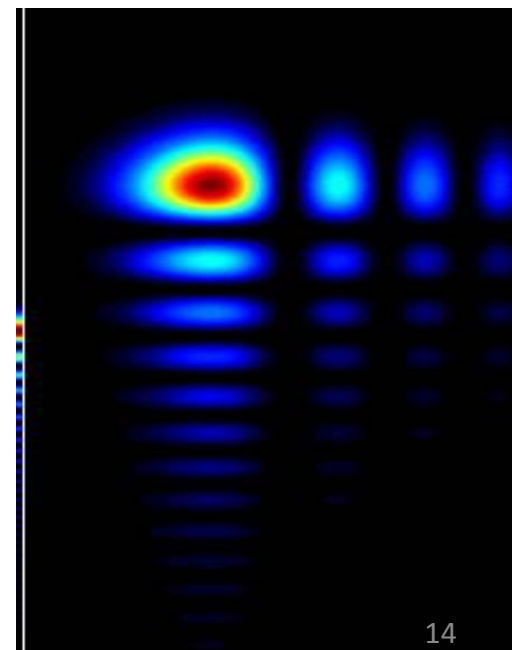
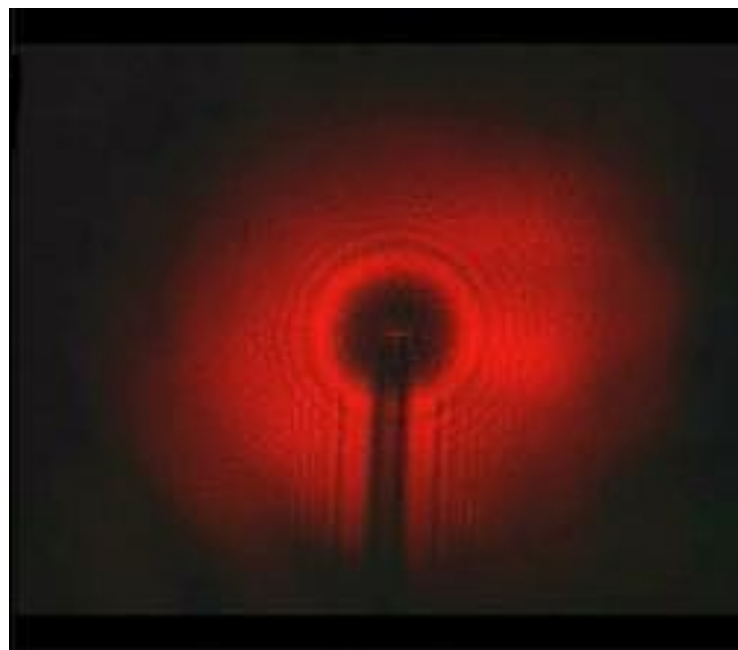
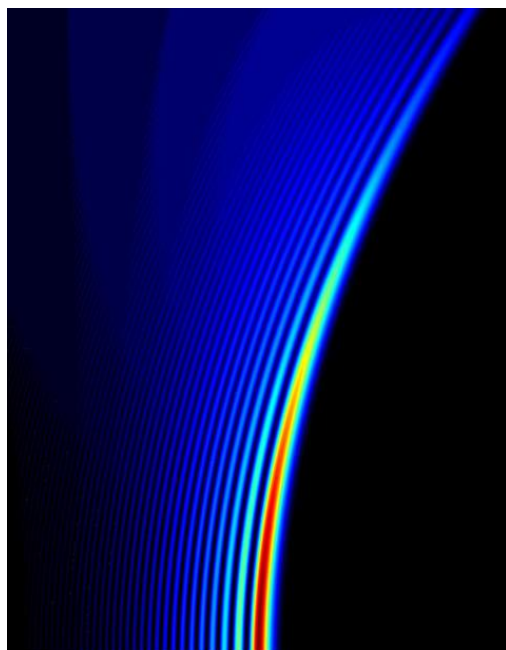
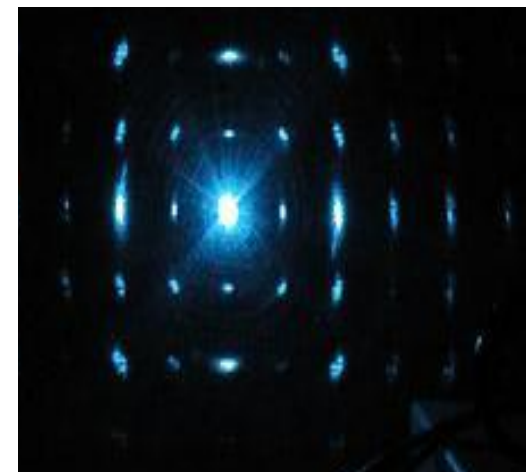
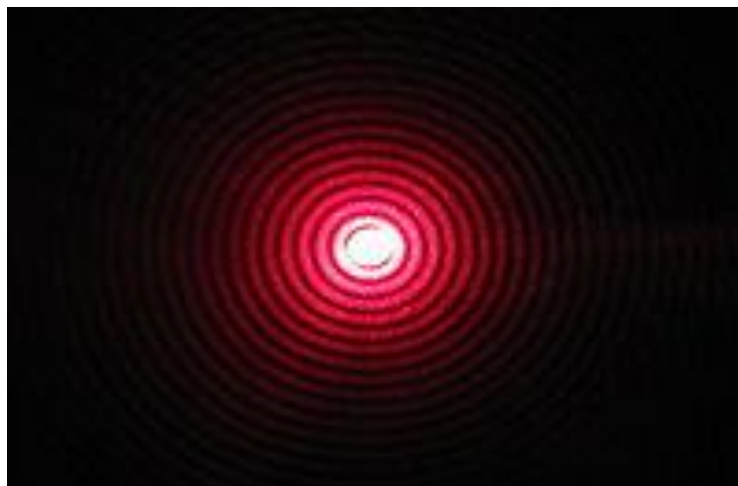
Дифракция волн существенно зависит от соотношения между длиной волны и размером объекта, вызывающего дифракцию.

Наиболее отчетливо дифракция обнаруживается в тех случаях, когда размер огибаемых препятствий

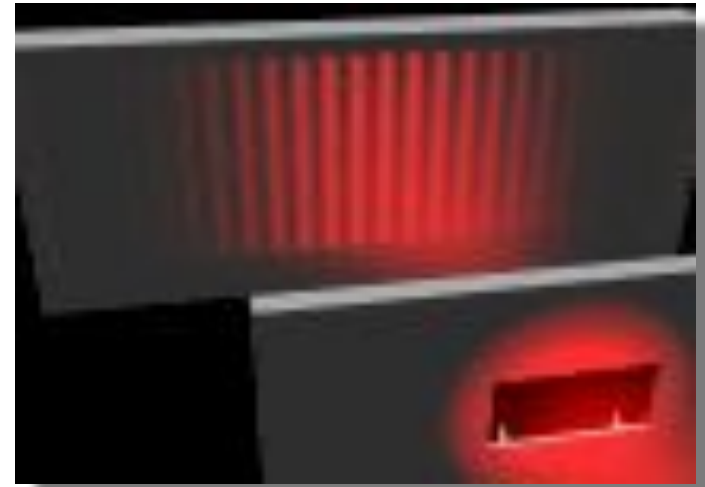
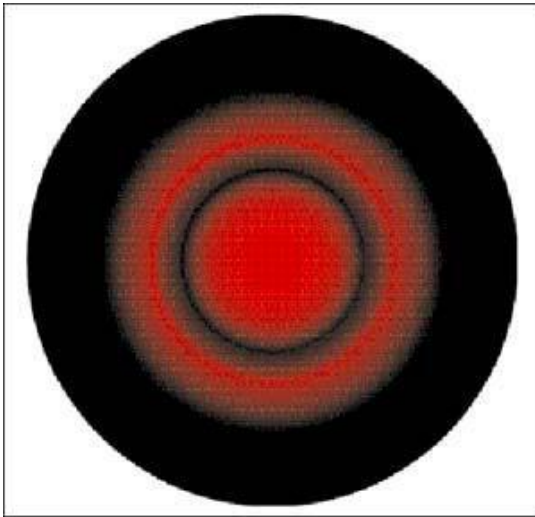


**При дифракция волны огибают препятствия
и заходят в область геометрической тени.**

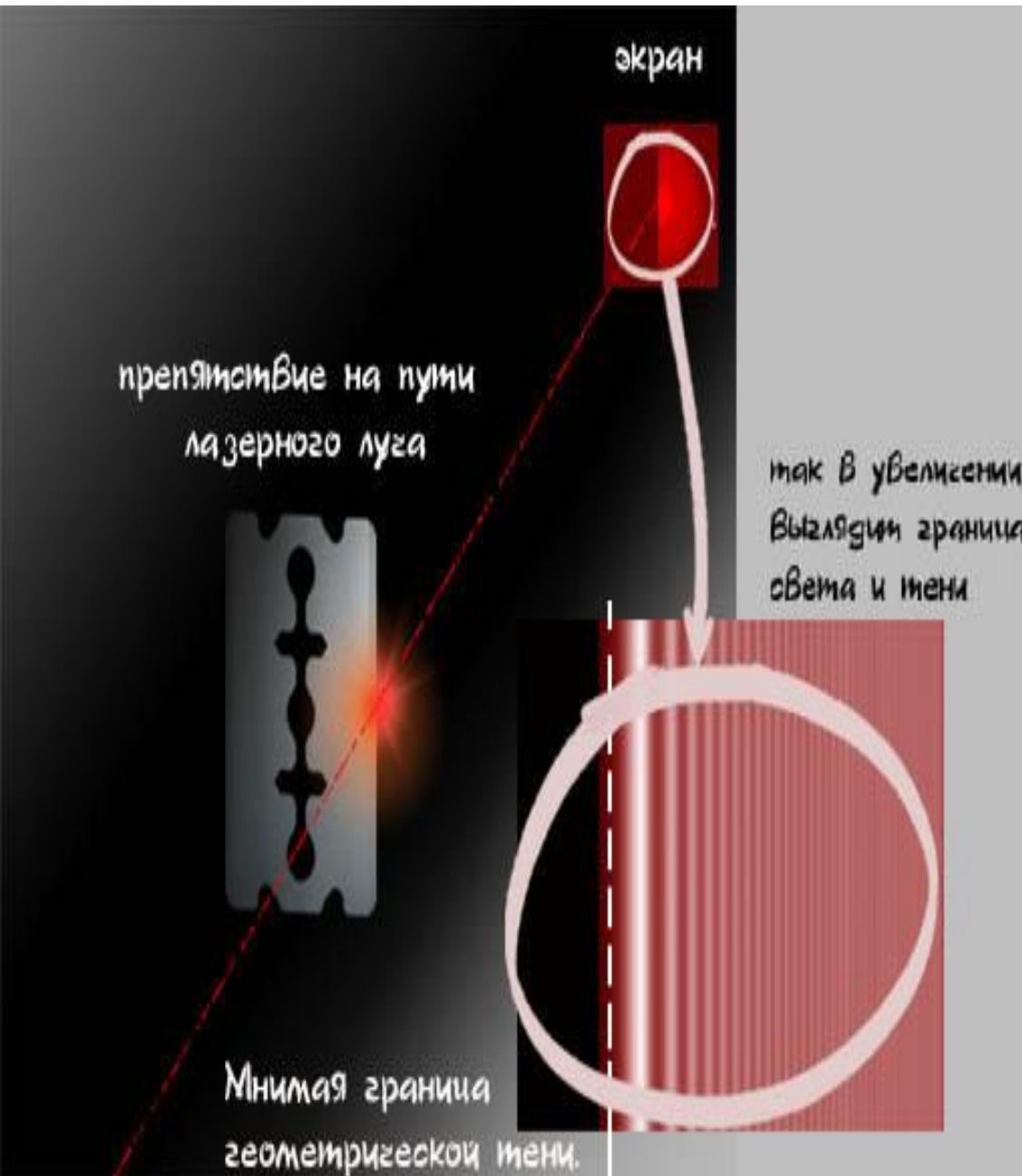
**Дифракционные
картины**



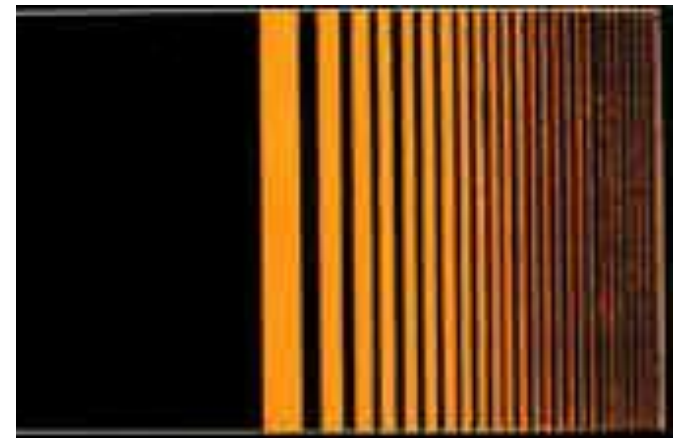
**При прохождении света через малое круглое отверстие на экране вокруг центрального пятна наблюдаются чередующиеся темные и светлые кольца;
если свет проходит через узкую щель, то получается картина из чередующихся светлых и темных полос.**

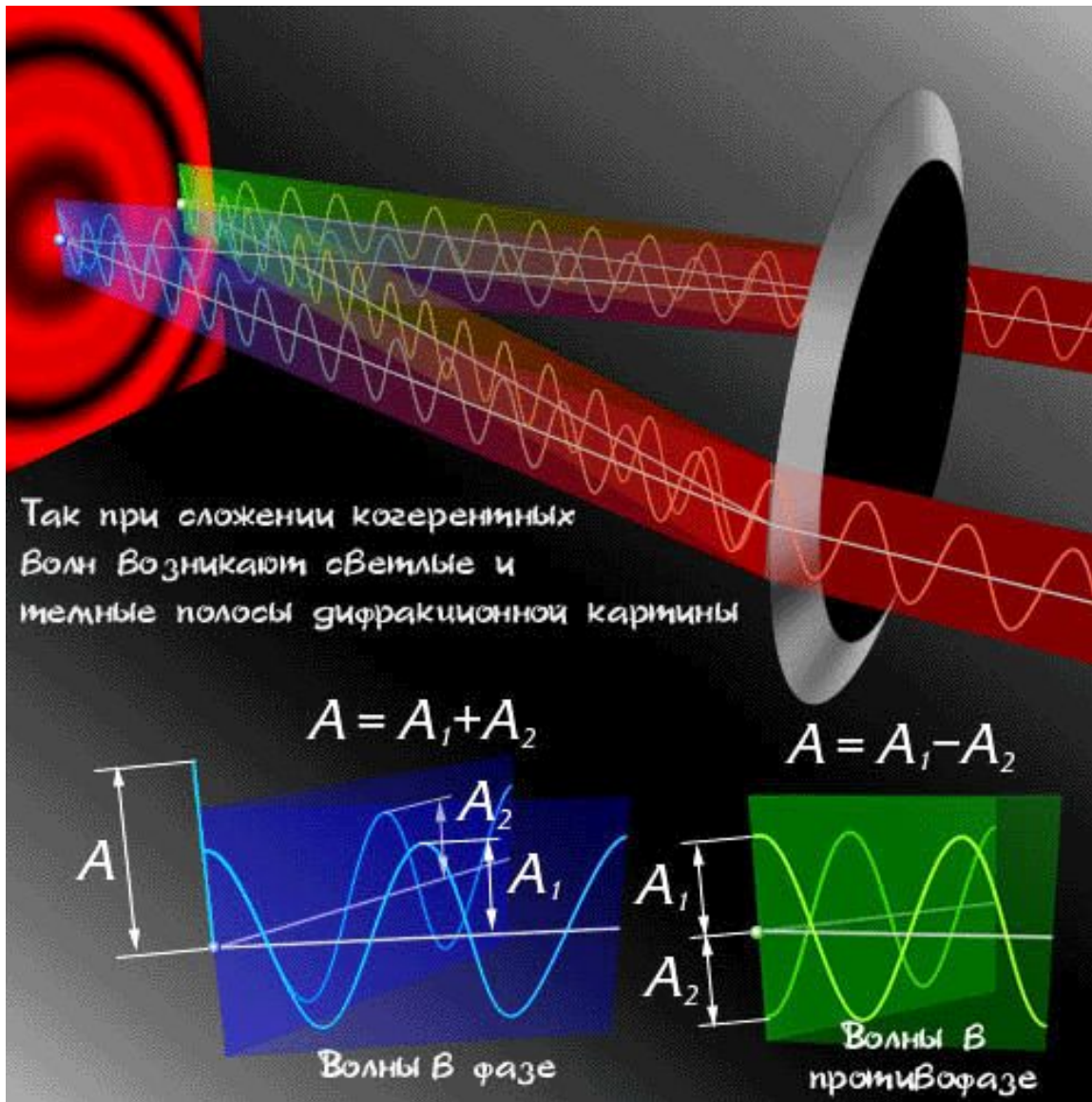


Возникновение такой картины на экране объясняется тем, что световые волны, приходящие в результате отклонения из разных точек отверстия в одну точку на экране, интерферируют между собой.



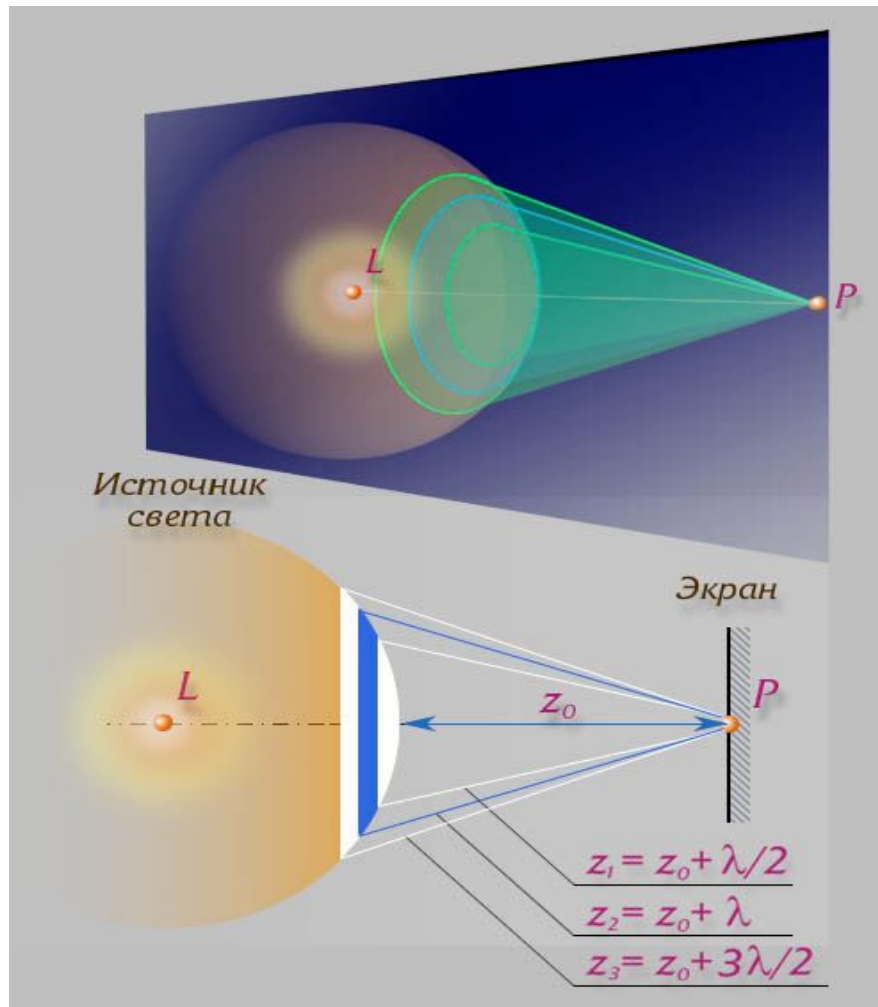
Если препятствие имеет линейный характер (щель, нить, край экрана), то на экране возникает система параллельных дифракционных полос.





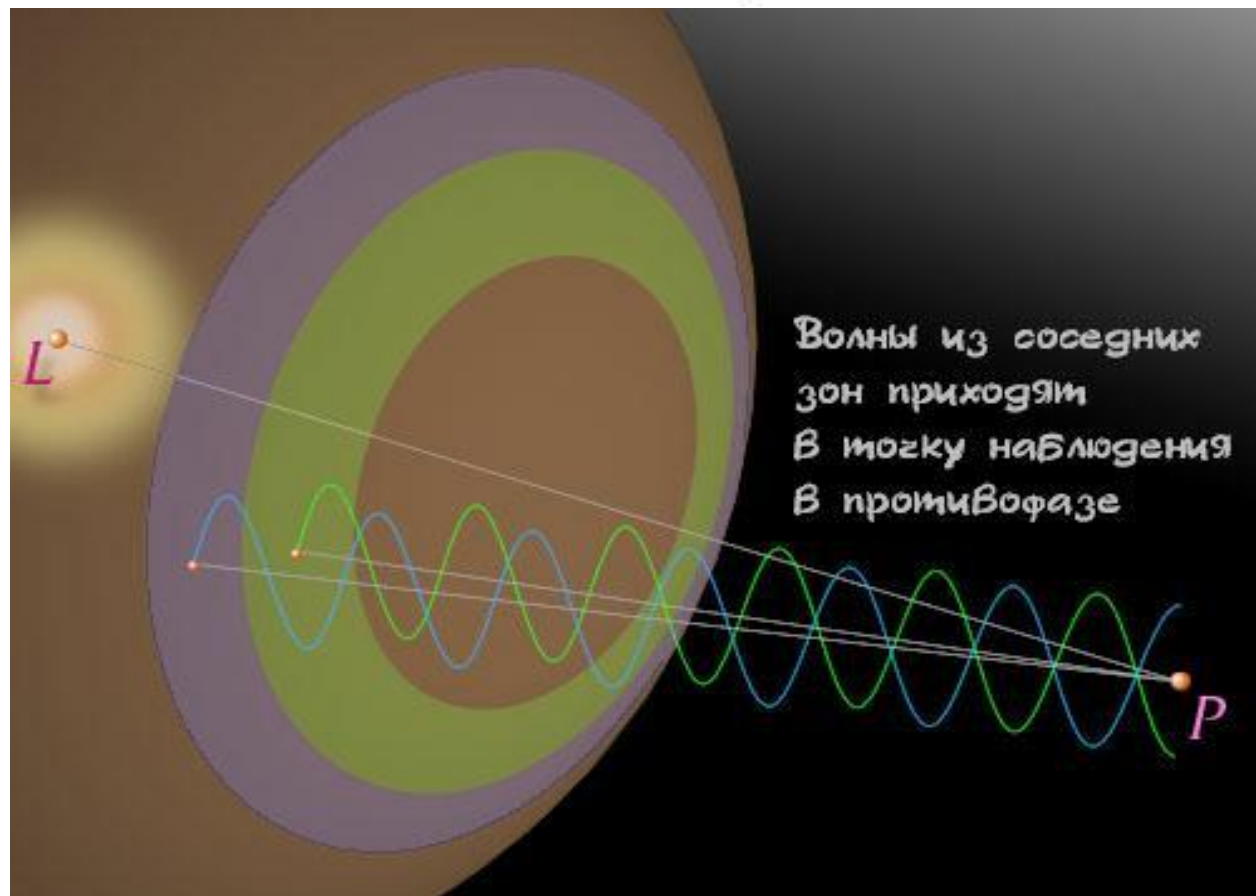
Если на пути волн поставить экран, то на НЕМ будет наблюдаться дифракционная картина, причем интенсивность в любой точке экрана наблюдения будет определяться результатом интерференции вторичных волн, пришедших в точку наблюдения.

Метод зон Френеля

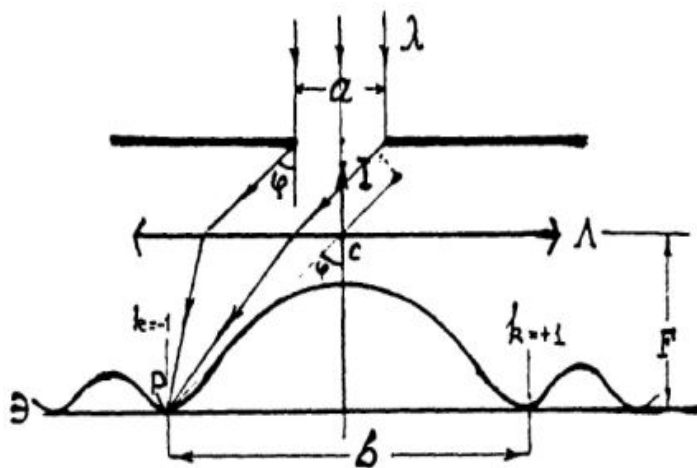
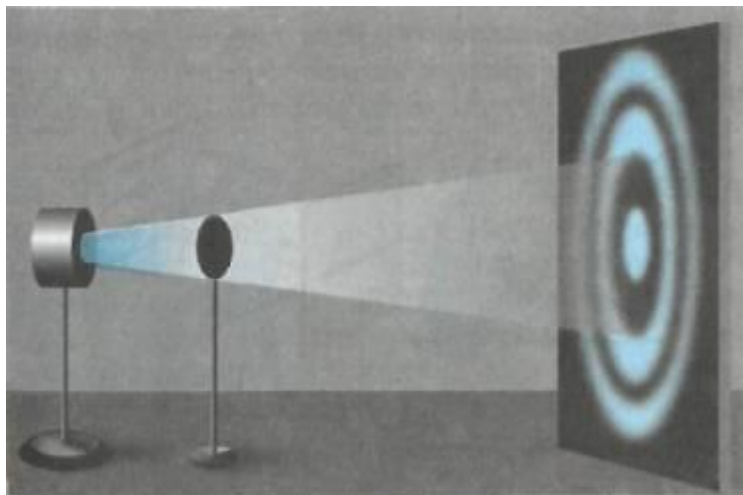


**Этот метод
позволяет
приблизенным
способом
рассчитывать
дифракционные
картины,
и носит название
метода
зон Френеля.**

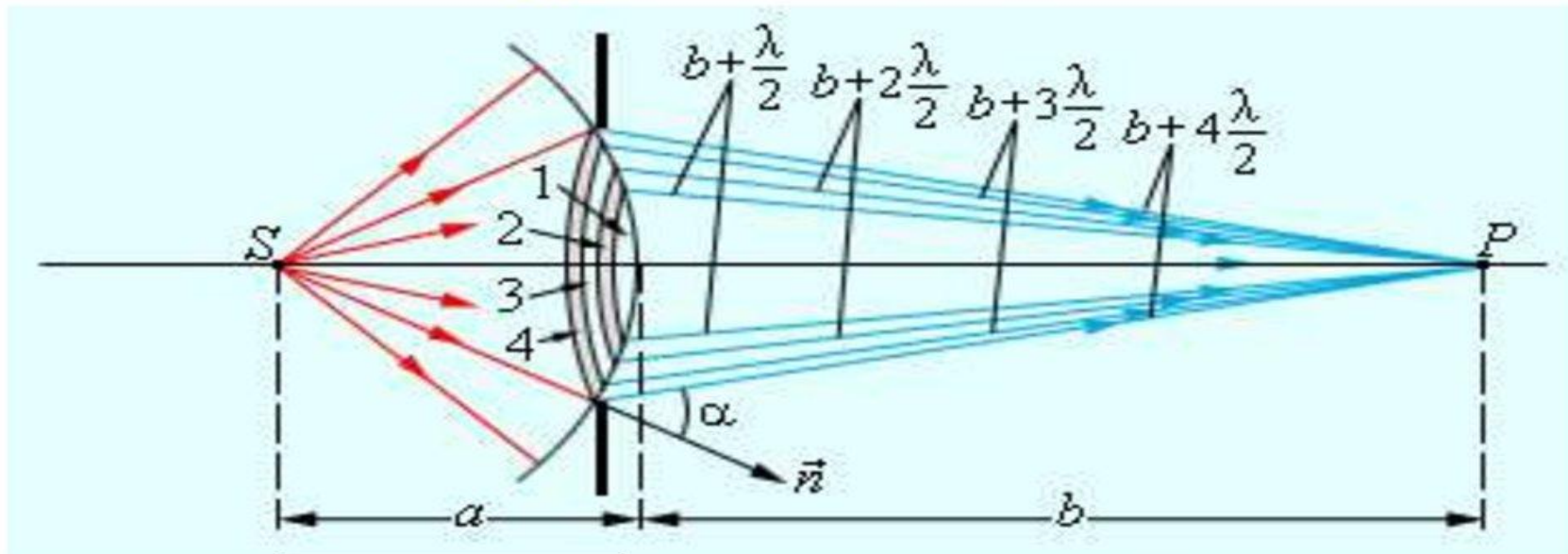
Зоны Френеля - это участки волновой поверхности, построенные таким образом, что расстояние от краев соседних зон до точки наблюдения (P) различается на половину длины волны (на $\lambda/2$)



Для упрощения вычислений при определении амплитуды волны в заданной точке пространства Френель предложил разбивать поверхность фронта волны на зоны (зоны Френеля) так, что волны от соседних зон приходят в точку наблюдения в противофазе и, вычитаясь, ослабляют друг друга.



Зоны Френеля на сферическом фронте волны



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

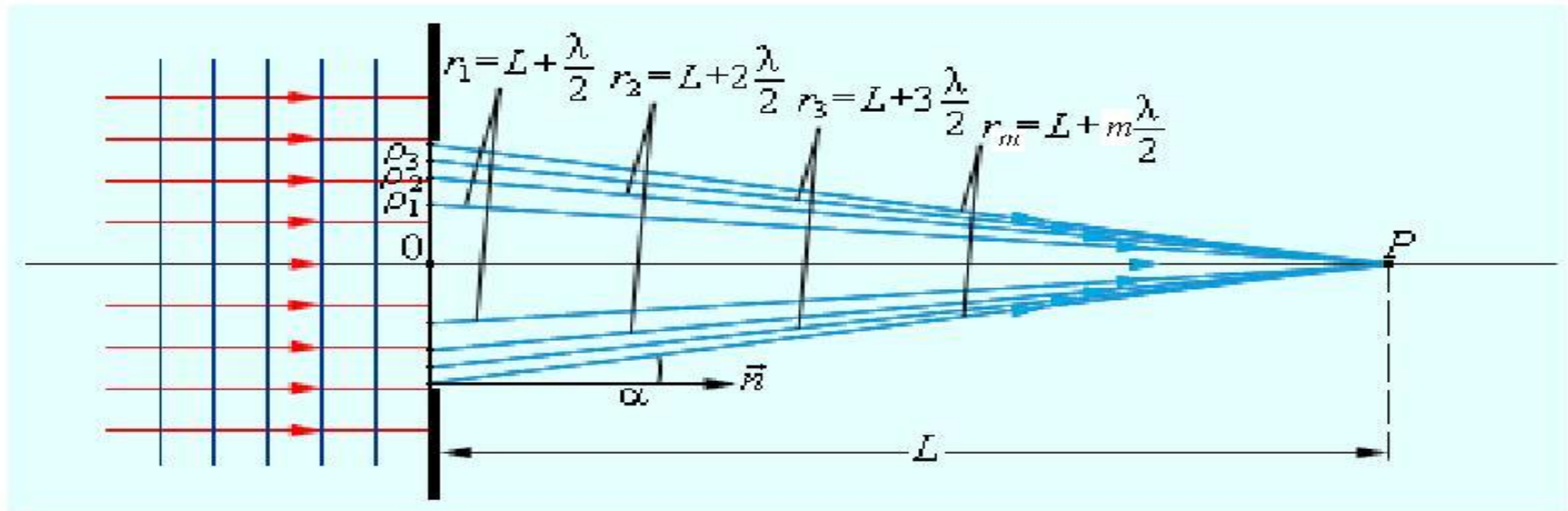
$$m = \frac{R^2 (a+b)}{\lambda ab}$$

• Радиус m -ой. зоны Френеля:

где a — расстояние диафрагмы с круглым отверстием от точечного источника света;
 b — расстояние диафрагмы от экрана, на котором ведется наблюдение дифракционной картины; m — номер зоны Френеля; λ — длина волны;

Дифракция Френеля

Дифракция плоской волны на экране с круглым отверстием



Радиус k -ой.зоны Френеля:
для плоской волны
Здесь b соответствует L на рисунке

$$\rho_k = \sqrt{bk\lambda}$$

Границей первой (центральной) зоны служат точки поверхности S , находящиеся на расстоянии $l + \lambda/2$ от точки M

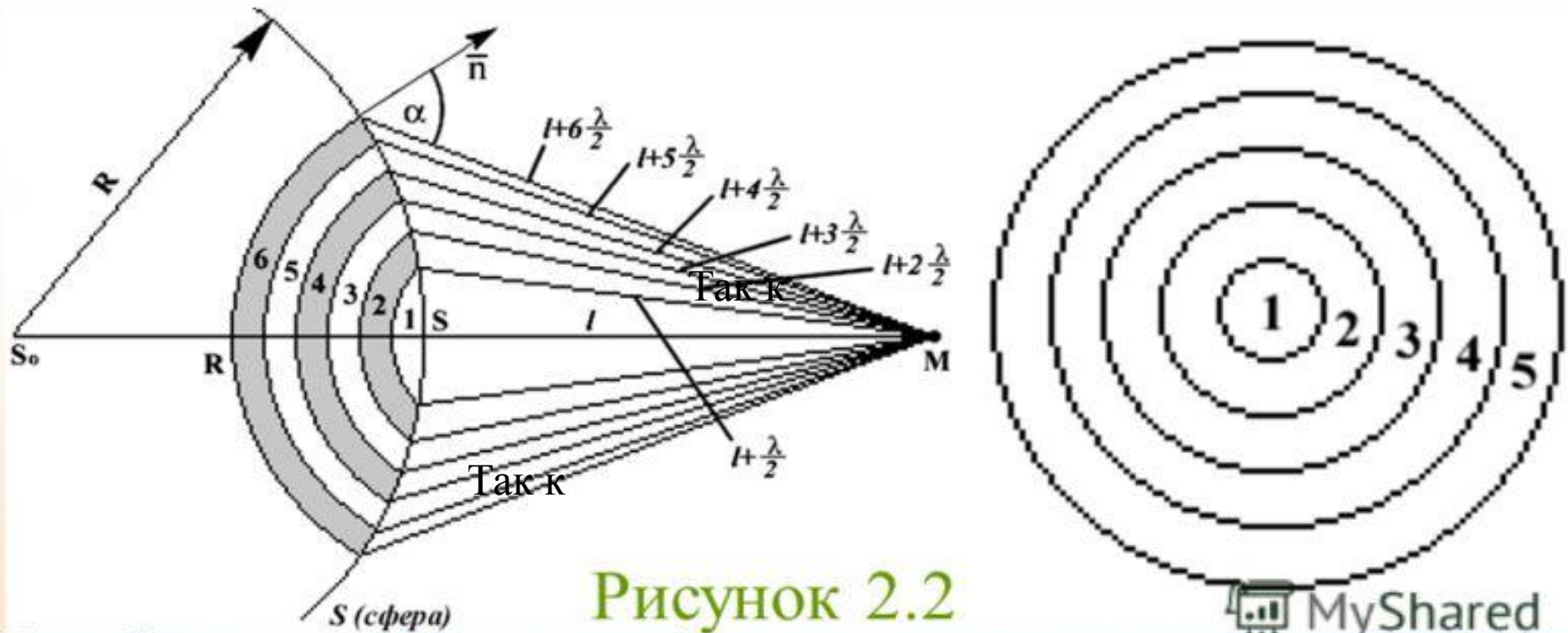


Рисунок 2.2

Колеб. в точке M от соседних зон - противоположны по фазе

Здесь $SM = b(l)$ – расстояние от вершины волнового фронта S до экрана M

Определим амплитуду светового колебания, которое возбуждается в точке M сферической волной, распространяющейся в изотропной однородной среде. Волна возбуждается точечным источником S_0 . Волновые поверхности такой волны симметричны относительно SM .

Френель предложил разбить волновую поверхность на отдельные участки – зоны Френеля., расположенные так, чтобы волны, посылаемые двумя соседними зонами в данную точку, приходили бы в противофазе, т.е. от краев полос до точки наблюдения M $\Delta = \lambda/2$, но в точку наблюдения они приходят, пройдя разное расстояние и оказываются сдвинутыми по фазе на π .

При не очень больших m площади зон Френеля примерно одинаковы: $S = \lambda\pi(a+b)/(a+b)$.,

При сложении колебаний соседних зон, они должны взаимно ослаблять друг друга:

$$A = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + \dots + A_i \quad (8.2.1)$$

площади соседних зон одинаковы, а амплитуды

$$A_1 > A_2 > A_3 > \dots > A_i > \dots$$

при $R = l = 0,1 \text{ м}$, $\lambda = 5 \cdot 10^{-7} \text{ м} = 500 \text{ нм}$, число зон $N \approx 3 \cdot 10^5$, а радиус первой зоны $r_1 \approx 0,16 \text{ мм}$.

Амплитуды волн, приходящих в точку М от соседних зон примерно равны.

Амплитуды колебаний, возбуждаемых в точке М зонами Френеля, образуют монотонно убывающую последовательность. Вследствии монотонного убывания можно считать, что

Световая волна распространяется прямолинейно. Фазы колебаний, возбуждаемые соседними зонами, отличаются на π . Поэтому в качестве допустимого приближения можно считать, что амплитуда колебания от некоторой m -й зоны равна среднему арифметическому от амплитуд примыкающих к ней зон, т.е.

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

Так как расстояния от двух соседних зон до точки наблюдения отличаются на $\lambda / 2$, следовательно, возбуждаемые этими зонами колебания находятся в противофазе

. Поэтому волны от любых двух соседних зон почти гасят друг друга. Суммарная амплитуда в точке наблюдения есть

$$A = A_0 = \frac{A_1}{2} + \left(\frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2} \right) + \left(\frac{A_3}{2} - A_4 + \frac{A_5}{2} \right) + \dots = \frac{A_1}{2}$$

Так как выражения, стоящие в скобках, равны нулю, следовательно, действие (амплитуда), вызванное всем волновым фронтом, равно половине действия одной первой зоны.

Таким образом,

результатирующая амплитуда, создаваемая в некоторой точке M всей сферической поверхностью, равна половине амплитуды, создаваемой одной лишь центральной зоной.

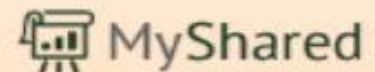
Результирующая амплитуда $A = \frac{A_1}{2}$.

Интенсивность излучения $J \sim A^2$.

Результирующая амплитуда, создаваемая в некоторой точке M всей сферической поверхностью, равна половине амплитуды, создаваемой одной лишь центральной зоной, а интенсивность $J = J_1 / 4$.

Интенсивность света увеличивается, если закрыть все четные зоны:

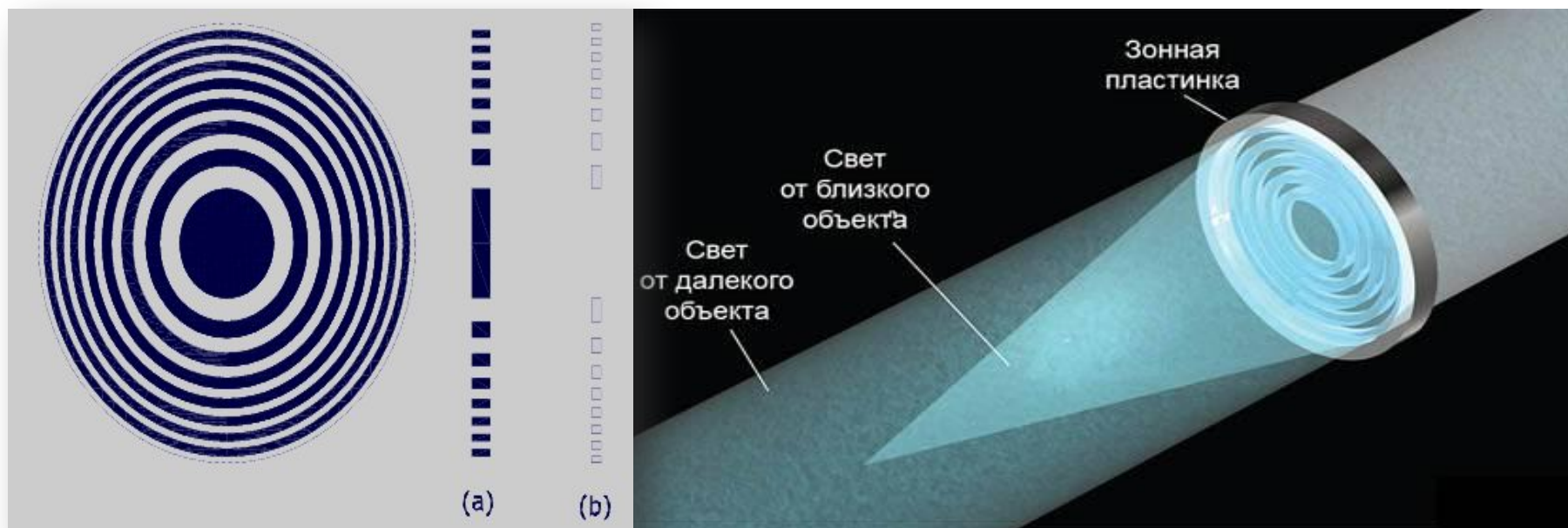
$$J = 4J_1$$



ЗОННЫЕ ПЛАСТИНКИ

Зонная пластинка Френеля в простейшем случае - стеклянная пластинка, состоящая из системы чередующихся прозрачных и непрозрачных концентрических колец, построенных по принципу расположения зон Френеля. Зонная пластинка является по существу дифракционной решёткой. Зонная пластинка делит падающую на неё волну на кольцевые зоны, ширина которых подобрана так, чтобы расстояние от краёв зоны до точки наблюдения, называемой фокусом зонной пластинки, изменялось на половину длины волны.

Зонная пластинка может изменять волновой фронт световой волны заданным образом. Она фокусирует свет в точку подобно собирающей линзе и увеличивает в ней интенсивность .



Если на пути световой волны в плоскости отверстия поставить зонную пластинку, которая перекрывала бы все четные зоны, то $A=A_1+A_3+A_5+\dots$ и интенсивность $I=A^2$ в точке **М** резко возрастает. Еще большего эффекта можно достичь, не перекрывая четные зоны, а изменяя фазу их колебаний на π , тогда $A=A_1+A_2+A_3+\dots$. Такая пластинка называется фазовой зонной пластинкой, и использование ее позволяет получить дополнительное увеличение интенсивности в 4 раза.

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

Итак, если отверстие в непрозрачном экране оставляет открытой только одну зону Френеля, то амплитуда колебаний в точке наблюдения возрастает в 2 раза (а интенсивность – в 4 раза) по сравнению с действием невозмущенной волны. Если открыть две зоны, то амплитуда колебаний обращается в нуль.

Если изготовить непрозрачный экран, который оставял бы открытыми только несколько нечетных (или только несколько четных) зон, то амплитуда колебаний резко возрастет. Например, если открыты

$$1, 3 \text{ и } 5 \text{ зоны, то } A = 6A_0, I = 36I_0$$

Такие пластинки, обладающие свойством фокусировать свет, называются ***зонными пластинками***.



Фонари для маяков, в которых свет усиливается линзами Френеля. Подобные линзы применяются в поездах метро

Границы применимости геометрической ОПТИКИ

Дифракция устанавливает предел разрешающей способности любого оптического прибора

$$l < \frac{d^2}{\lambda}$$

Дифракция
не видна,
резкая тень

$$l > \frac{d^2}{\lambda}$$

Проявляются волновые
свойства, изображение
смазывается

l – расстояние до предмета, d – размер предмета

Расчеты показывают, что характер дифракции зависит от безразмерного параметра - $D^2 / L\lambda$, где D – размер щели, L - расстояние от щели до экрана. , если

- $D^2 / L\lambda \gg 1$ – ($D \gg \lambda$) – дифракции нет, геометрическая оптика.
- $D^2 / L\lambda \sim 1$ – дифракция Френеля
- $D^2 / L\lambda \ll 1$ – дифракция Фраунгофера.

Различают два случая 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

2. *Дифракция Фраунгофера* или дифракция в параллельных лучах, когда на препятствие падает плоская волна, и дифракционная картина наблюдается на экране, который находится в фокальной плоскости собирающей линзы, установленной на пути прошедшего через препятствие света

1. Дифракция Френеля (от простейших преград)

- 1) Дифракция света на круглом отверстии
- 2) Дифракция света на круглом диске

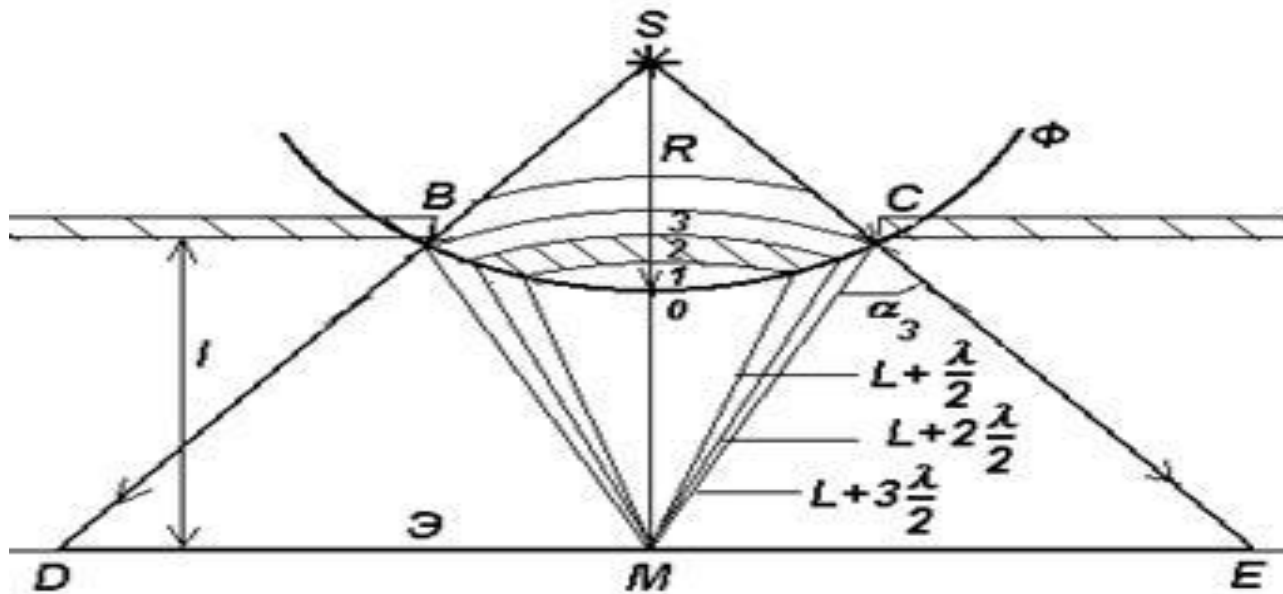


Дифракционная
картина от
круглого отверстия



Дифракционная
картина от
непрозрачного диска

1) 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 так, что волны от соседних зон приходят в точку наблюдения M в противофазе. Тогда амплитуда результирующей волны в точке M

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

Все зоны Френеля примерно равновелики по площади. Увеличение расстояния от зоны до точки M приводит к уменьшению амплитуды A_i .

Таким образом, $A_1 > A_2 > \dots > A_m$. При большом числе зон можно приближенно считать, что $A_i = (A_{i-1} + A_{i+1})/2$.

$$A = \frac{1}{2}A_1 + \left(\frac{1}{2}A_1 - A_2 + \frac{1}{2}A_2 \right) + \left(\frac{1}{2}A_2 - A_3 + \frac{1}{2}A_3 \right) + \dots + \frac{A_m}{2} = \frac{A_1}{2} + \frac{A_m}{2},$$

При нечетном числе зон $A = A_1/2 + A_m/2$ в точке M наблюдается максимум (светлое пятно).

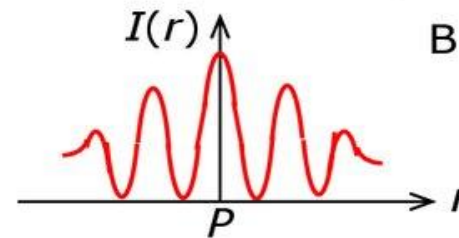
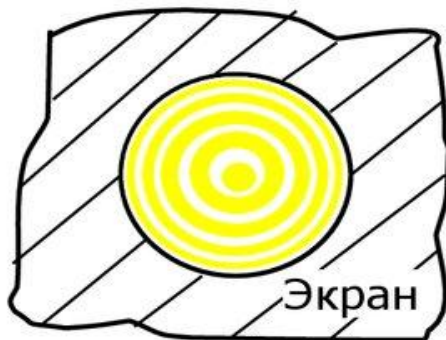
При четном числе зон $A = A_1/2 - A_m/2$ в точке M будет наблюдаться минимум (темное пятно).

Дифракция Френеля от круглого отверстия (и от круглого диска)

- Дифракционные картины в зависимости от числа зон Френеля

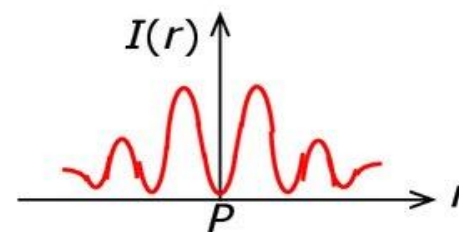
Дифракционная картина от круглого отверстия в центре экрана будет иметь либо светлое пятно (см. рис.) при нечетном числе m открытых зон Френеля, либо темное пятно при четном числе зон, а вокруг пятна будут наблюдаться концентрические чередующиеся светлые и темные кольца.

Распределение интенсивности по экрану $I(r)$
[r – расстояние от центра экрана]



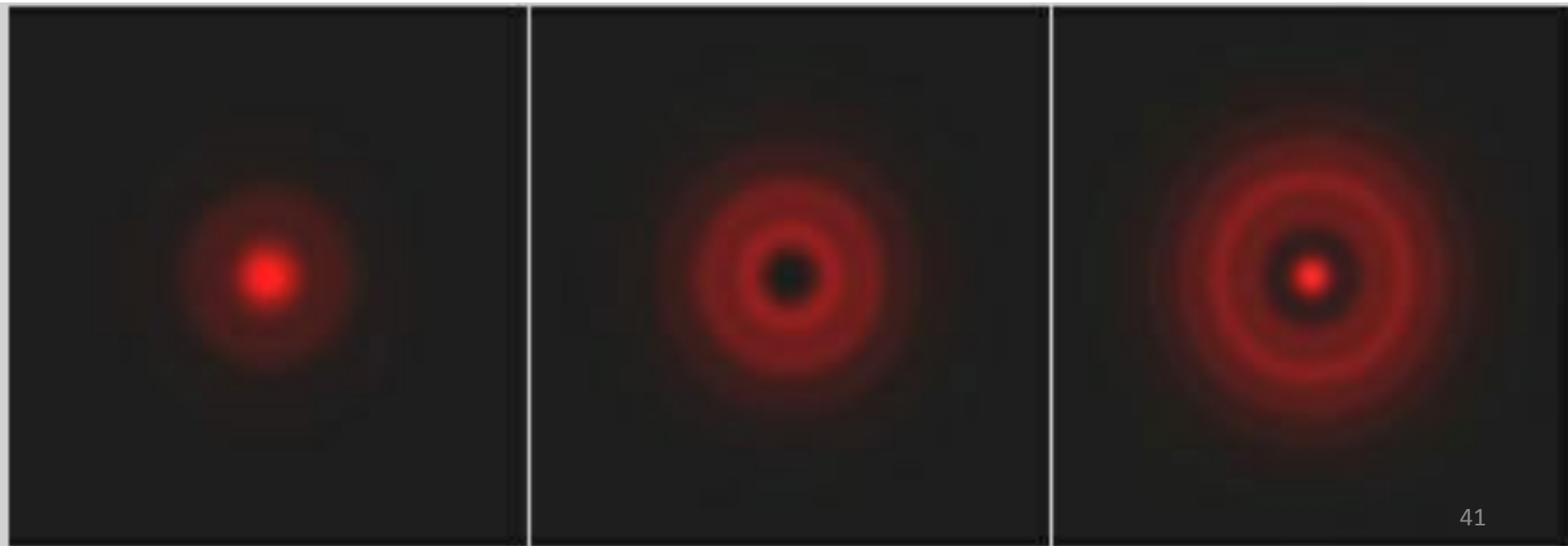
В случае, когда:

m – нечетное
число

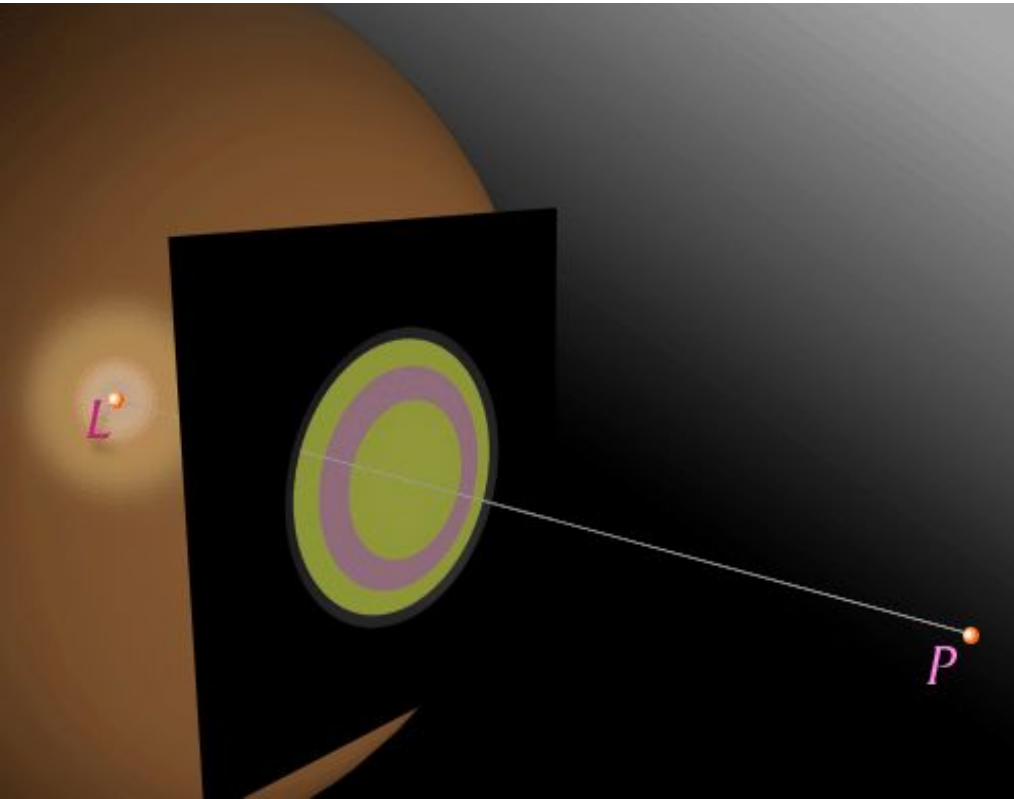


m – четное
число

***Если перемещать экран или
менять размеры отверстия, то мы
увидим, что вид дифракционной
картины меняется - максимумы
освещенности плавно переходят в
минимумы и наоборот.***



Вид дифракционной картины
определяется
количеством
открытых **Вид**
дифракционной
картины
определяется
количеством
открытых зон
Френеля



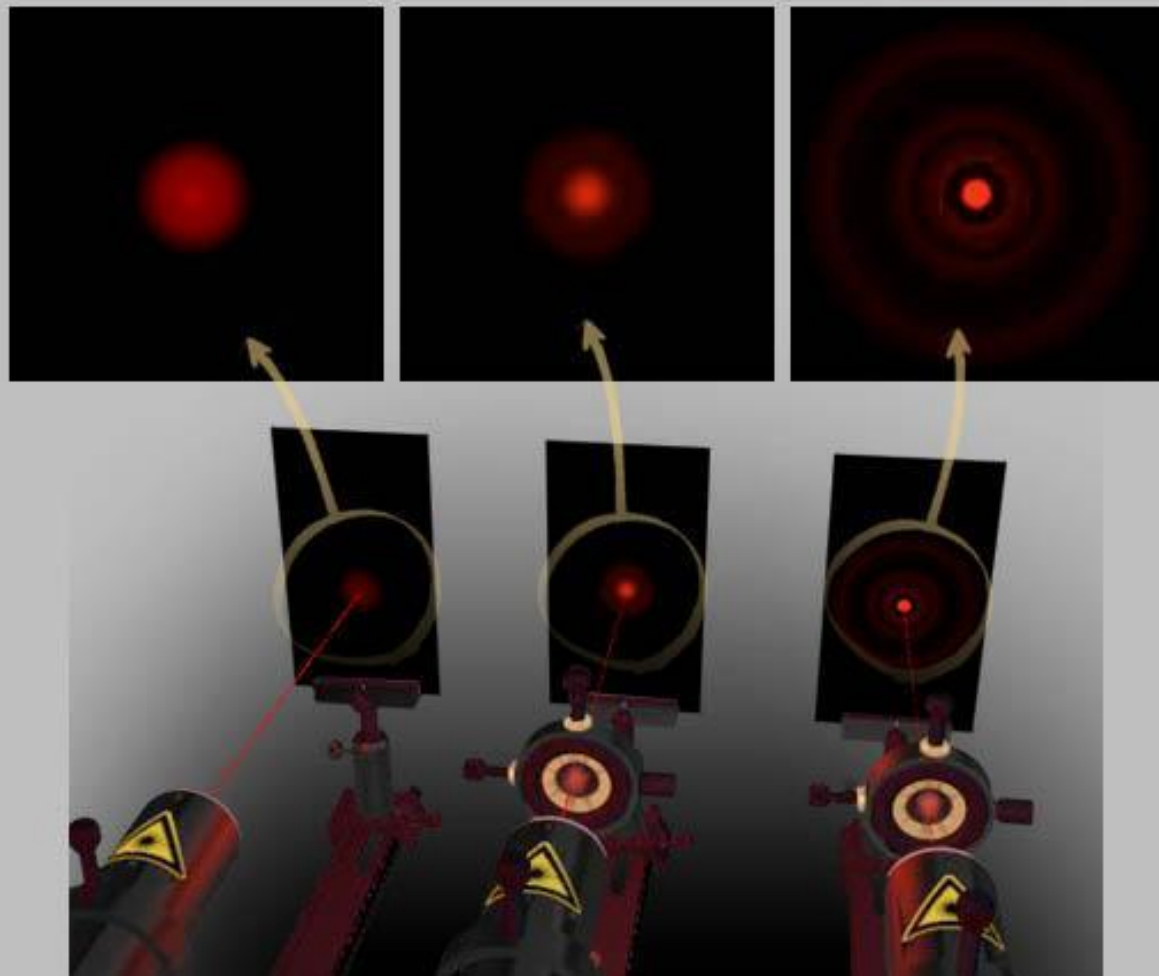
**Волны от соседних
открытых зон гасят
друг друга в результате
интерференции.**

**Поэтому если открыто
четное число зон, то**

Такая интенсивность наблюдается на экране при свободном распространении световой волны

Препятствие, открывающее одну зону Френеля, увеличивает интенсивность света в 4 раза.

Зонная пластинка позволяет многократно усилить интенсивность излучения.



Свет от двух соседних зон поступает в точку наблюдения в противофазе, так что соответствующие волны взаимно уничтожаются. Наоборот, волны только от чётных или только от нечётных зон Френеля приходит в точку наблюдения синфазно и соответствующие волны усиливают друга друга.

2) Дифракция света на круглом диске

При дифракции света на **круглом диске** закрытыми оказываются зоны Френеля первых номеров от 1 до m . Тогда амплитуда колебаний в точке наблюдения будет равна

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

или $A = A_{m+1} / 2$, так как выражения, стоящие в скобках, равны нулю. Если диск закрывает зоны не слишком больших номеров, то $A_{m+1} \approx 2A_0$ и $A \approx A_0$, т. е. в центре картины при дифракции света на диске наблюдается интерференционный максимум.

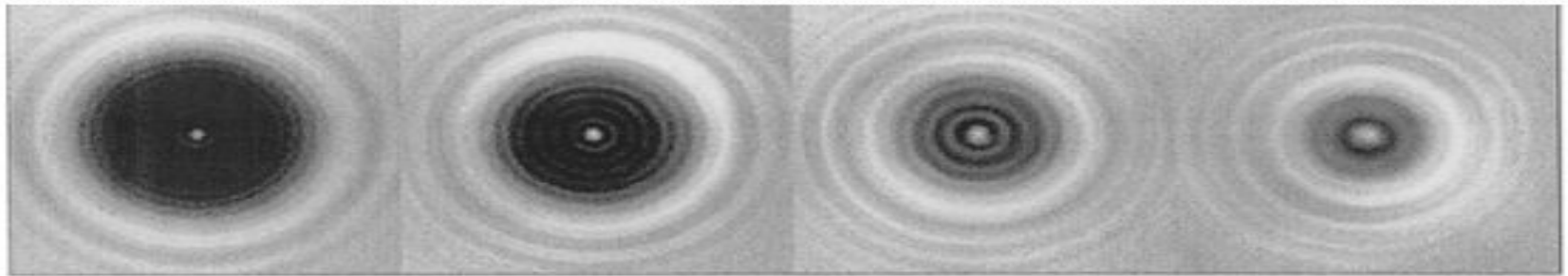
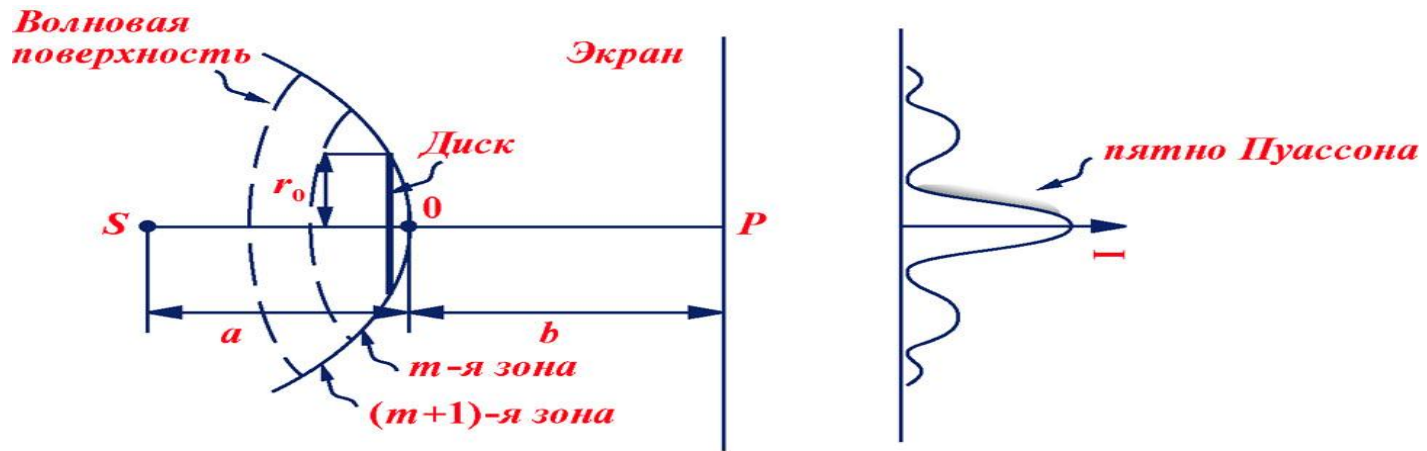


Рис. 6. Пятно Пуассона

а) диск закрывает небольшое число зон m

A_{m+1} мало отличается от A_1 , поэтому интенсивность такая же как и при отсутствии преград между источником S и точкой P .

б) диск занимает часть центральной зоны Френеля

Освещенность та же, что и при отсутствии преград. Дифракция не возникает.

в) диск закрывает много зон Френеля m

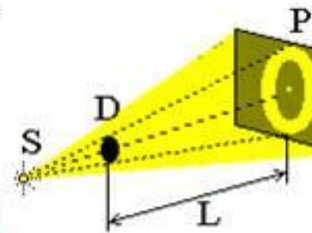
— Чередование светлых и темных колец наблюдается только в узкой области на границе геометрической тени. Здесь $A_{m+1} \ll A_1$, так что светлое пятно отсутствует и освещенность в области геометрической тени всюду равна 0.

Пятно Пуассона

В 1818 г. Знаменитый математик Пуассон на заседании парижской академии наук представил расчеты на основе предложенной теории Френеля. Цель: показать абсурдность теории Френеля, из которой следовало, что *за освещенным непрозрачным экраном должно существовать светлое пятно.*

Ученый Араго экспериментально доказал существование светлого пятна, что явилось подтверждением волновой теории света.

В истории это пятно получило название пятно Араго – Пуассона (пятно Пуассона)



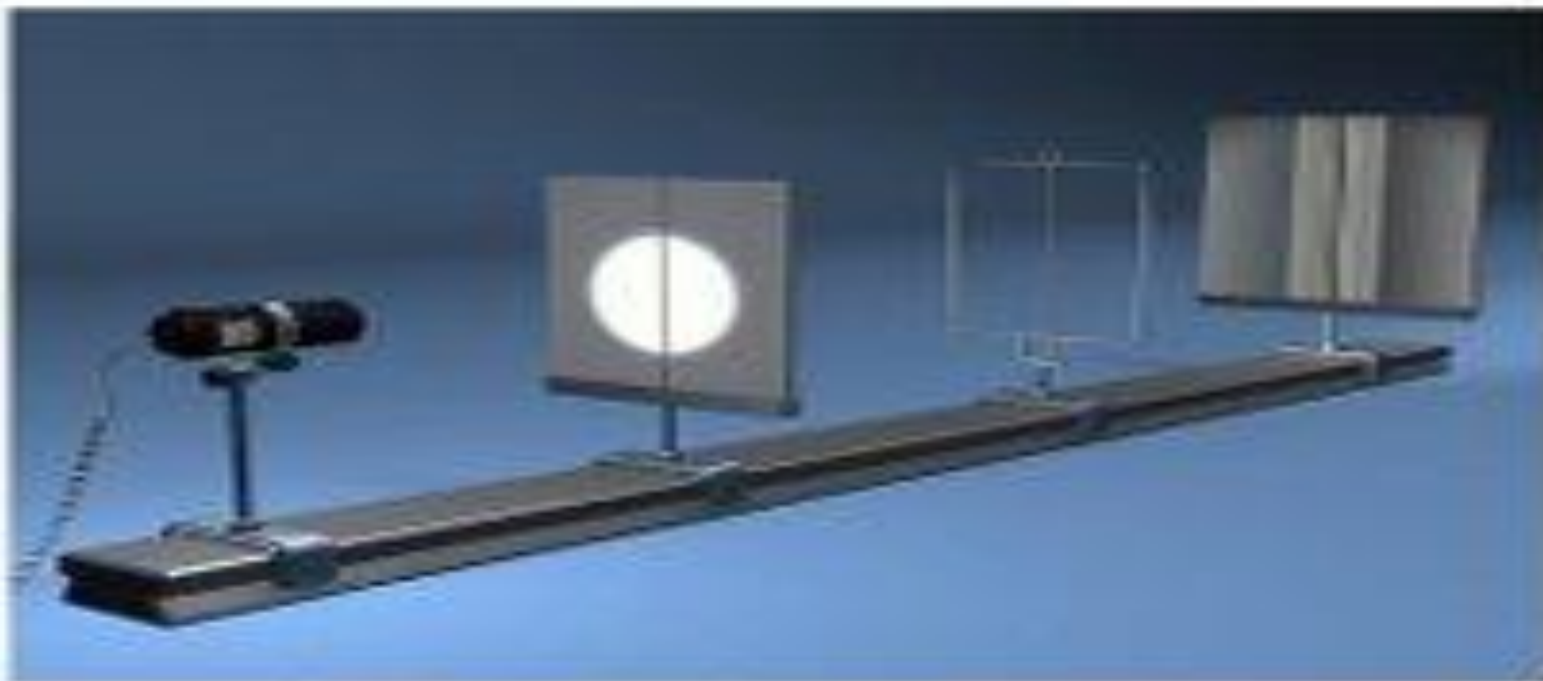
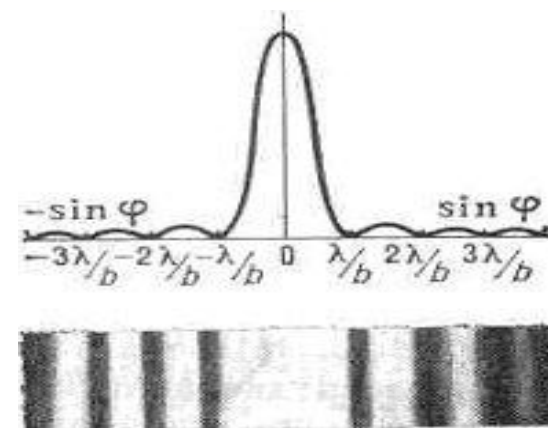


Рис. 1. Установка для наблюдения дифракции света.

На рисунке показана оптическая скамья с закрепленным на ней источником, линзой, щелью и экраном, куда проектируется изображение от щели.

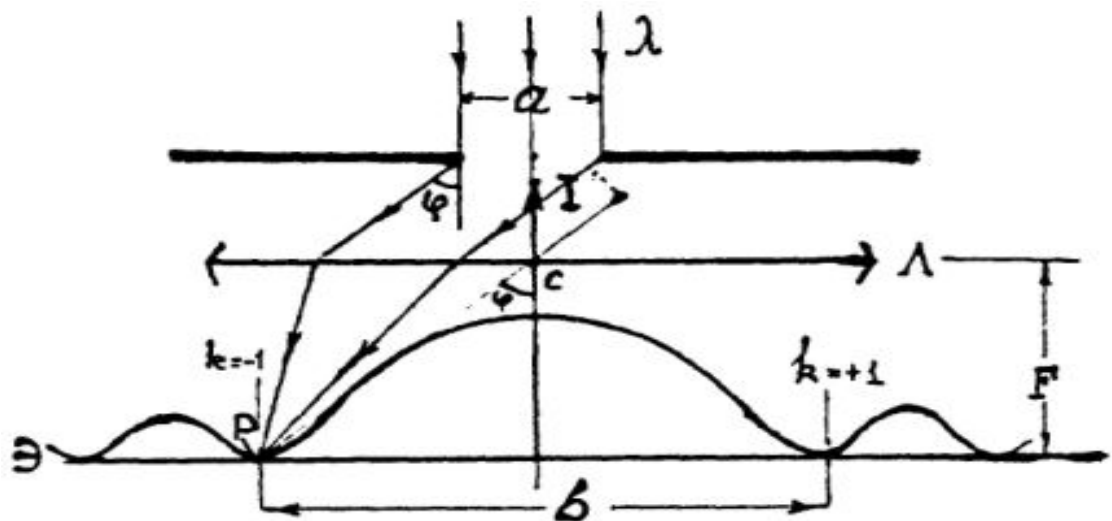
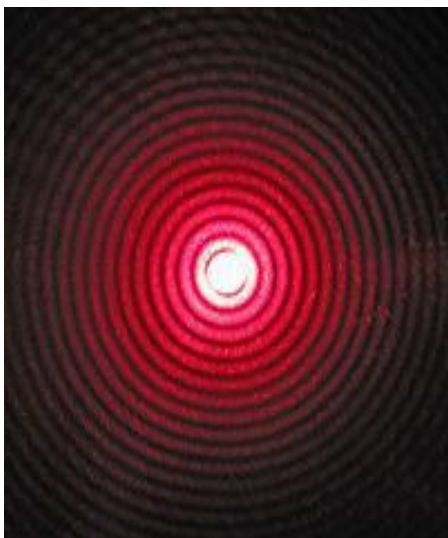


2. Дифракция в параллельных лучах (дифракция Фраунгофера.)

- Дифракция на круглом отверстии
- Дифракция на одной щели
- Дифракция на двух щелях
- Дифракционная решетка

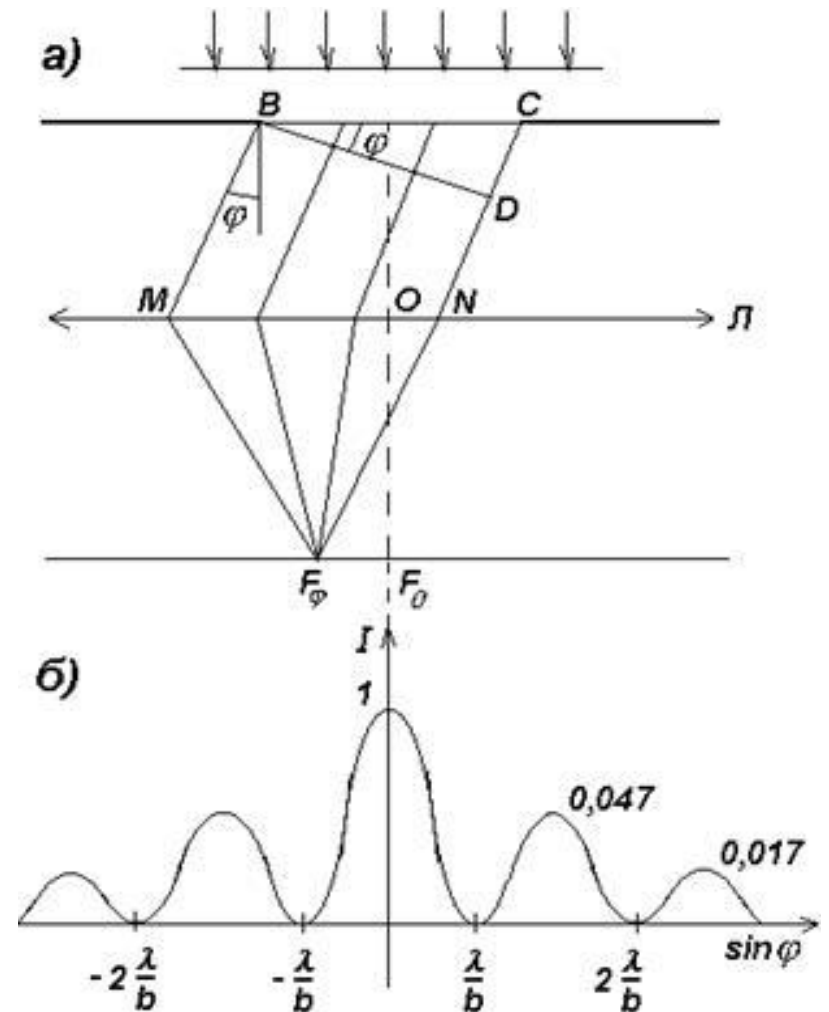
Дифракция света на круглом отверстии

Плоская монохроматическая световая волна нормально падает на отверстие перпендикулярно его плоскости. Дифракционная картина наблюдается в фокальной плоскости собирающей линзы, расположенной за отверстием., и представляет собой яркое светлое пятно, расположенное в фокусе линзы и окруженное чередующимися темными и светлыми кольцами.



Дифракция света на одной щели

Основная часть световой энергии сосредоточена в центральном максимуме. Если щель освещать некогерентным светом, то максимумы, соответствующие разным длинам волн, будут наблюдаться под разными углами и, следовательно, будут пространственно разделены на экране. Получим дифракционный спектр. В направлении $\varphi = 0$ наблюдается самый интенсивный центральный максимум нулевого порядка



Для получения пучка параллельных лучей света, падающих на щель или отверстие, обычно пользуются небольшим источником света, который помещают в фокусе собирающей линзы (колиматор)

Пусть параллельный пучок монохроматического света падает нормально на непрозрачный экран, в котором прорезана узкая щель BC , имеющая постоянную ширину b и длину $\lambda \gg b$.

Оптическая разность хода между крайними лучами BM и CN , идущими от щели под углом φ к оптической оси линзы $\Delta = CD = b \sin \varphi$. Разобьем щель BC на зоны Френеля, имеющие вид полос, параллельных ребру щели. Количество зон на ширине щели равно $\Delta / (\lambda/2)$

При дифракции Фраунгофера в точке наблюдения сходятся параллельные лучи, идущие от всех точек щели. Угол между направлением падающих лучей и направлением лучей сходящихся в точке наблюдения, называется углом дифракции .

Условия максимумов и минимумов при дифракции Фраунгофера на одной щели можно получить, разбив открытый участок волновой поверхности ВС на зоны: одинаковые узкие полоски, параллельные краям щели, такой ширины, чтобы разность хода волн, идущих от краев зон в данном направлении, равнялась $\lambda/2$; в этом случае колебания от соседних зон будут в противофазе и будут погашать друг друга.

Расстояние между соседними минимумами называется шириной дифракционной полосы. Основная часть светового потока сосредоточена в центральной светлой полосе между минимумами первого порядка: интенсивности центрального и первого максимума отличается более 20 раз.

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. Всего на ширине щели уместится :

Если число зон четное, то $b \sin \varphi = \pm m \lambda$, $m=1,2,3\dots$, то наблюдается дифракционный минимум (темная полоса).

Если число зон нечетное, т.е. $b \sin \varphi = \pm (2m+1) \lambda/2$, $m=1,2,3\dots$, то наблюдается дифракционный максимум (светлая полоса).

Условия дифракционных максимумов и минимумов на одной щели

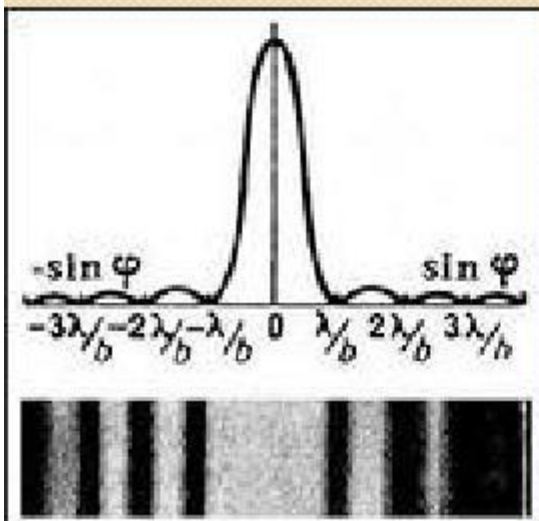
- Минимум (N-четное)
- Максимум (N-нечетное)

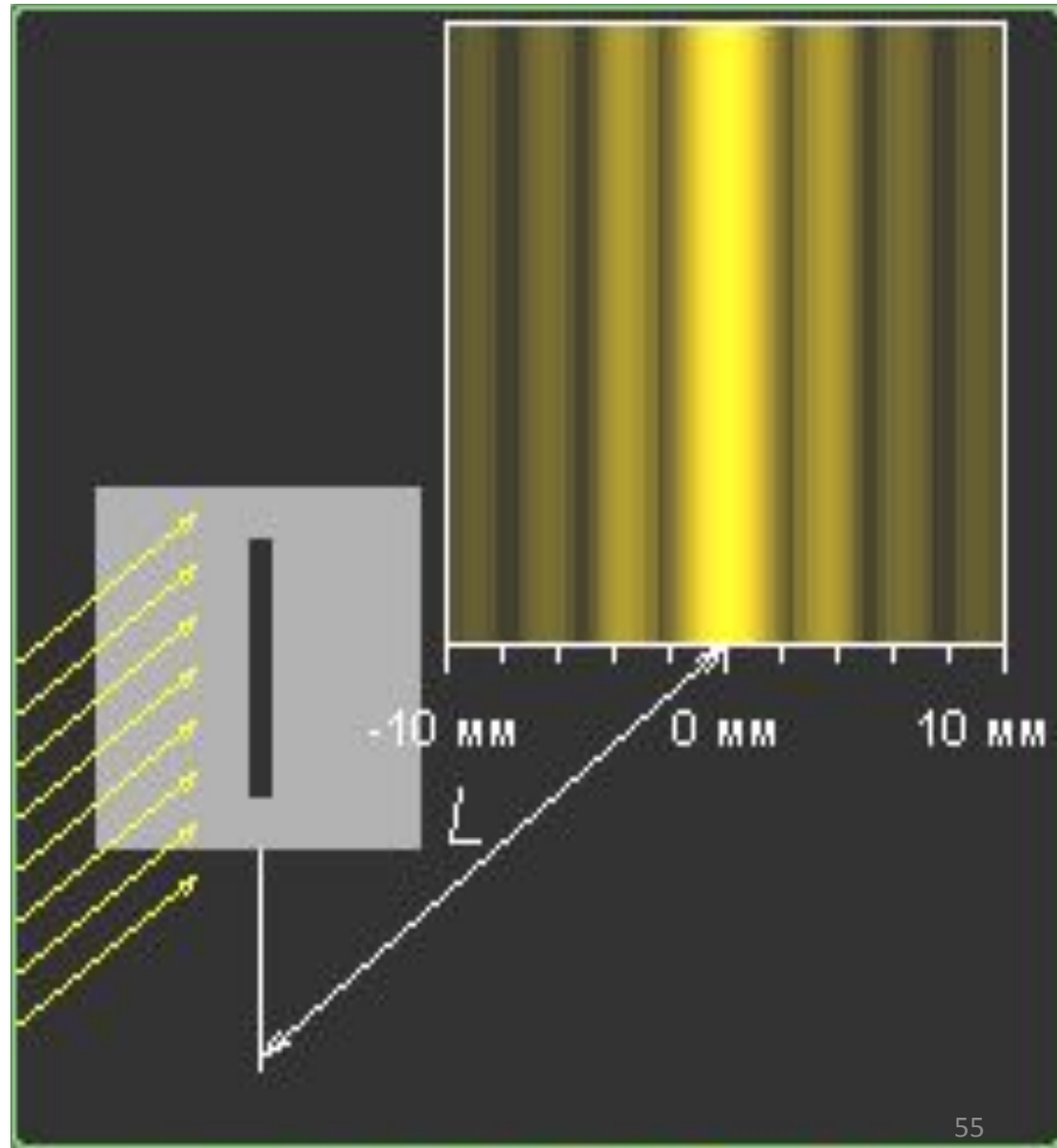
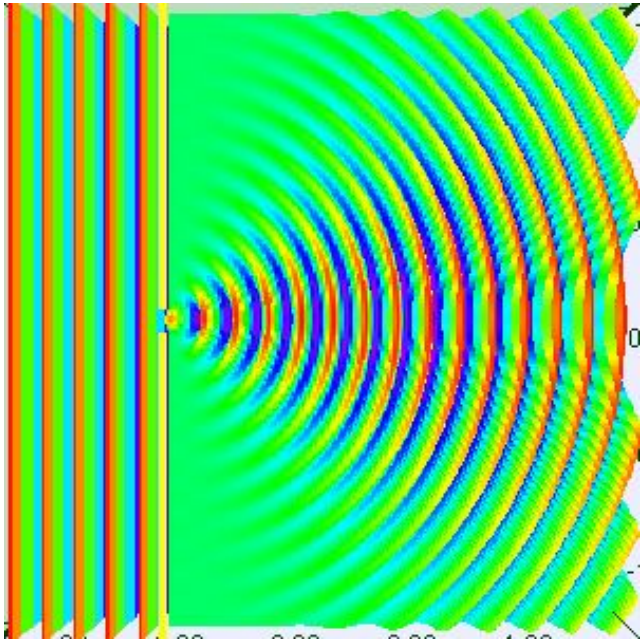
$$b \sin \varphi = 2m \frac{\lambda}{2} = m\lambda,$$

$$m = \pm 1, 2, 3, \dots$$

$$b \sin \varphi = (2m + 1) \frac{\lambda}{2} = \left(m + \frac{1}{2}\right) \lambda,$$

$$m = \pm 1, 2, 3, \dots$$





***Дифракция света
на одной щели
при нормальном
падении лучей.***

Дифракционная картина на экране – ширина и число полос существенным образом зависит от λ/a . Основная часть светового потока сосредоточена между минимумами 1 порядка $\varphi = \arcsin \lambda/a$

1) при увеличении размера щели a

угловая ширина максимума уменьшается, центральный максимум становится резче, первые максимумы сдвигаются ближе к центру.

Чем шире щель, тем ярче дифракционная картина, уже дифракционные максимумы, больше число полос.

При очень широкой щели $a \gg \lambda$ центральная часть волны будет плоская, а на экране – геометрическое изображение щели, окаймленное по краям тонкими темными и светлыми полосами.

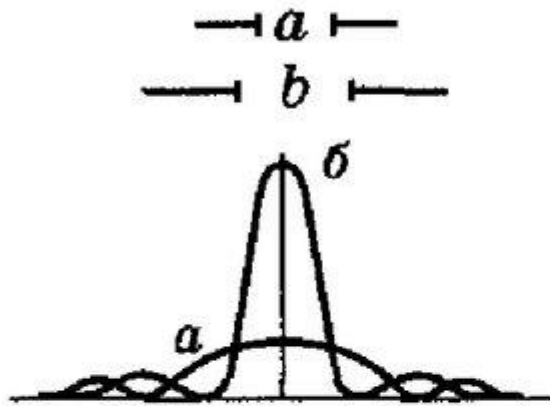
2) при сужении размера щели a

Дифракционная картина расширяется, яркость ее уменьшается, если $a = \lambda$, то минимума вообще не возникает, если $a \ll \lambda$, то щель – это небольшая часть зоны Френеля, угловые минимумы не выполняются, щель является практически точечным источником.

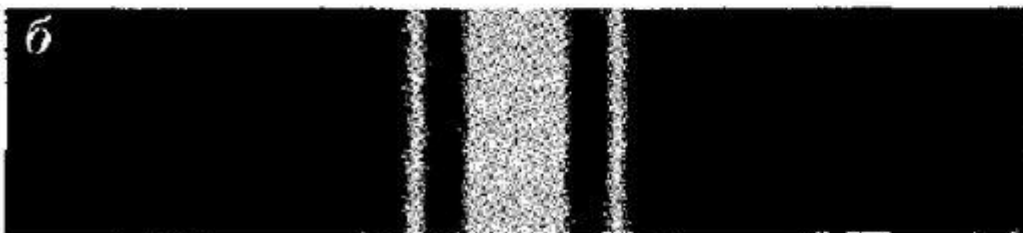
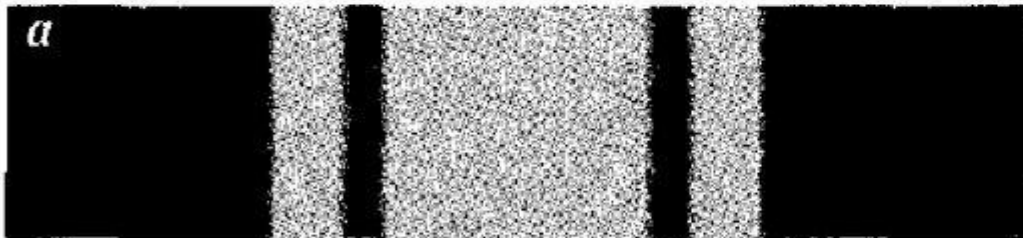
3) Размер щели a соизмерим с λ .

Четко выраженные максимумы и минимумы получаются, если $a = (5-6)\underline{\lambda}$.

Влияние ширины щели на дифракционную картину

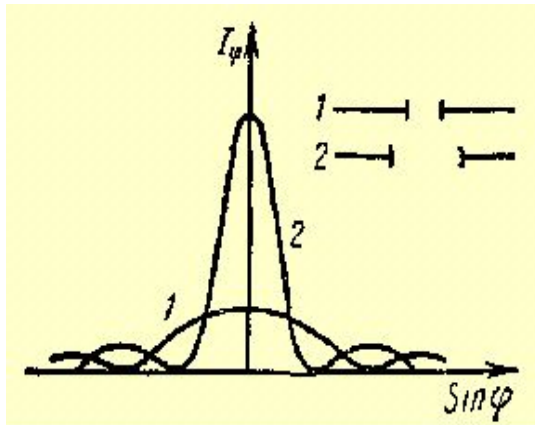


С уменьшением ширины щели центральный максимум расширяется (см. рисунок а), с увеличением ширины щели ($a > \lambda$) дифракционные полосы становятся уже и ярче (см. рисунок б).

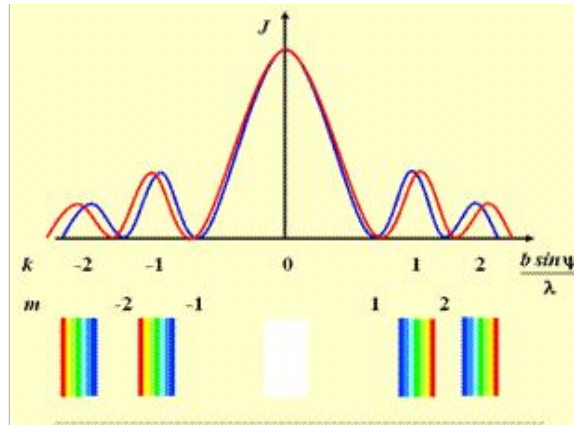


*Дифракционная картина от щели имеет вид –
 чередующиеся светлые и темные полосы различной
 ширины и интенсивности.*

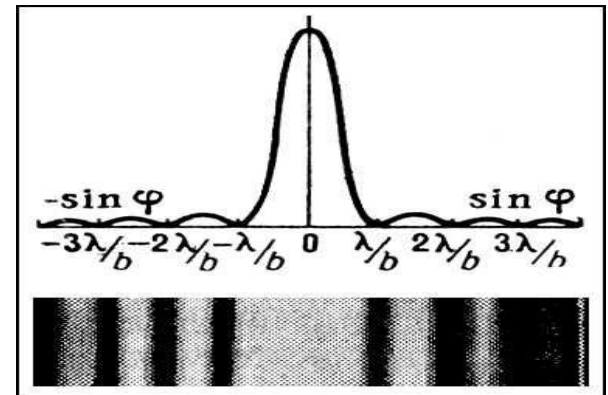
*Если на щель падает белый свет, то центральный
 максимум - белый с радужной окраской по краям, все
 остальные интерференционные полосы- цветные , но они
 расплывчатые, т.е. от одной щели не удастся увидеть
 четкое разделение λ .*



Влияние ширины щели

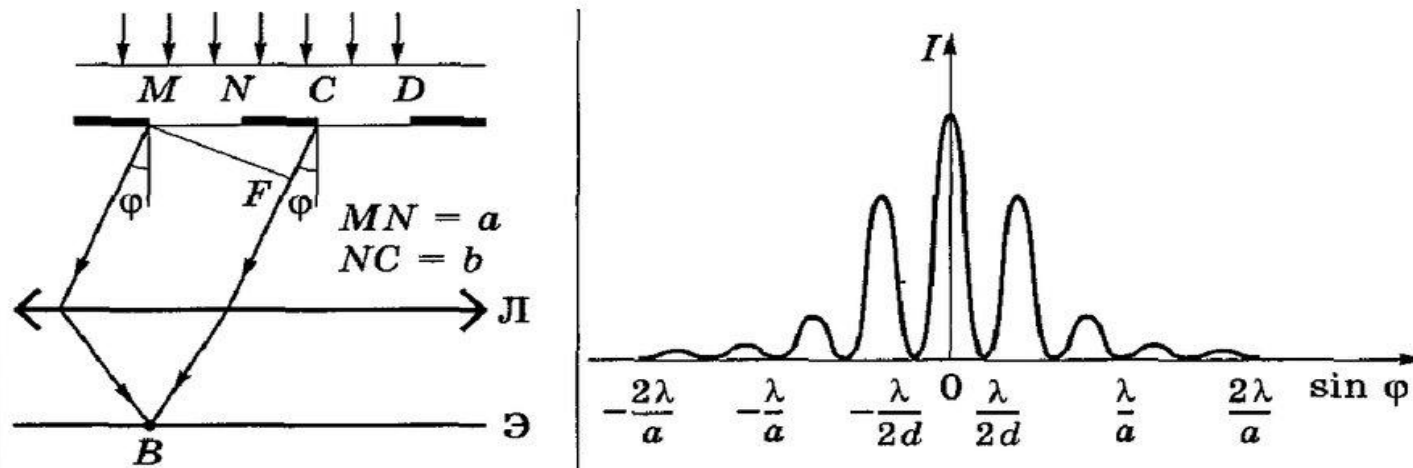


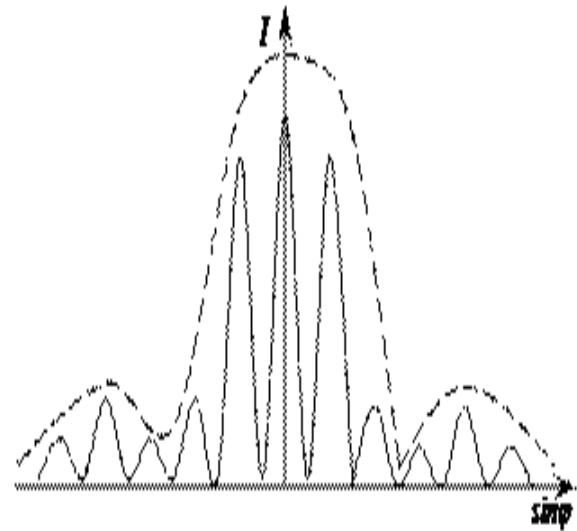
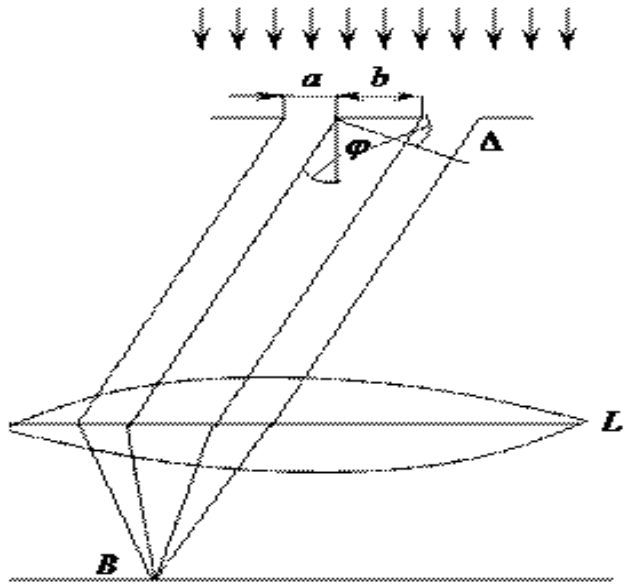
Влияние монохроматичности света



Дифракция на двух щелях

Плоская монохроматическая световая волна падает нормально на экран с двумя одинаковыми щелями (MN и CD) шириной a , отстоящими друг от друга на расстоянии b ; $(a + b) = d$.





Если на пути распространения плоской волны поставить экран с двумя параллельными щелями одинаковой ширины a , то на бесконечности или в фокальной плоскости линзы L будет наблюдаться дифракционная картина с распределением интенсивности света, представленным на рисунке (сплошная кривая).

Пунктирной линией показано распределение интенсивности света в дифракционной картине от одной щели. На месте дифракционного максимума, наблюдающегося при дифракции от одной щели, при дифракции на двух щелях наблюдается ряд дифракционных максимумов и дополнительных минимумов.

Эти максимумы (главные) и минимумы (побочные) образуются в результате интерференции волн, идущих из точек М и С под углом φ от двух щелей. Разность хода при этом на двух щелях

$$\Delta = (a + b)\sin\varphi.$$

Условия главных максимумов для двух щелей выражается соотношением:

$$d \cdot \sin\varphi = \pm m\lambda, \quad m = 0; 1; 2; \dots$$

где $d = a + b$ – расстояние между серединами щелей;
 b – ширина непрозрачного промежутка между щелями, a – ширина щели.

Условие для побочных минимумов выражается соотношением.

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

Положение дифракционных максимумов и минимумов не будет зависеть от положения щели, ибо положение максимумов определяется направлением, по которому идет большая часть испытавшего дифракцию света. Поэтому при перемещении щели параллельно самой себе никаких изменений дифракционной картины не должно наблюдаться. Если в непрозрачной перегородке проделаны две идентичные параллельные щели, то они дадут одинаковые накладывающиеся друг на друга дифракционные картины, вследствие чего максимумы соответственным образом усилятся, но надо принять в расчет взаимную интерференцию волн, идущих от первой и второй щелей.

Минимумы будут на прежних местах, ибо те направления, по которым ни одна из щелей не посылает света, не получают его и при двух щелях. Кроме того, однако, возможны направления, в которых колебания, посылаемые двумя щелями, взаимно уничтожаются. Это будут, очевидно, направления, которым соответствует разность хода $\lambda/2, 3\lambda/2 \dots$, для волн, идущих от соответственных точек обеих щелей, т.е. $d \sin\varphi = 1/2 \lambda, 3/2 \lambda, 5/2 \lambda, \dots$

Наоборот, в направлениях, определяемых из условий $d \sin\varphi = \lambda, 2\lambda, 3\lambda$, действие одной щели усиливает действие другой, так что этим направлениям соответствуют главные максимумы...т. е. между двумя главными максимумами располагается один добавочный минимум.

Таким образом, полная картина определяется из условий:

Главные минимумы $b \sin\varphi = 2m \lambda/2$, где $m = 1, 2 \dots$
Добавочные максимумы $b \sin\varphi = (2m+1)\lambda/2$, где $m = 1, 2 \dots$
Добавочные минимумы $d \sin\varphi = (2m+1)\lambda/2$, где $m = 0, 1, 2 \dots$
Главные максимумы $d \sin\varphi = 2m \lambda/2$, где $m = 0, 1, 2 \dots$

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.

Дифракционная решетка

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

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

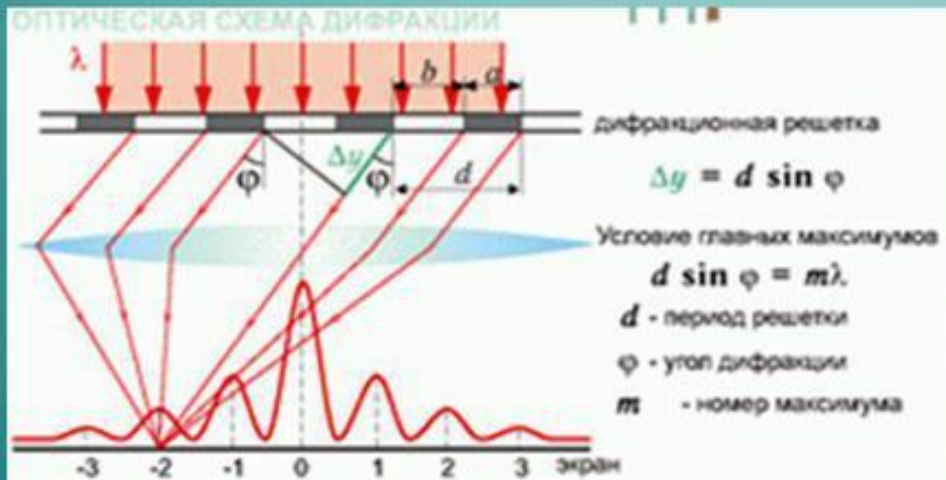
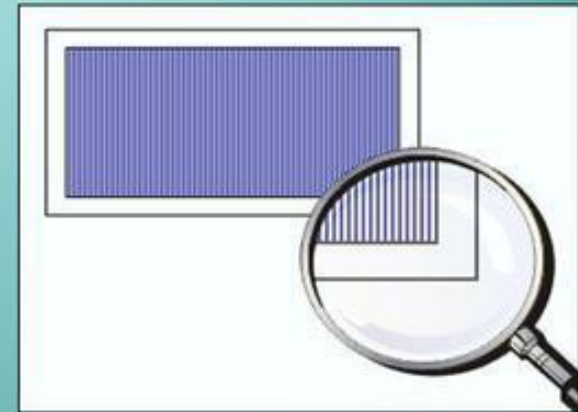
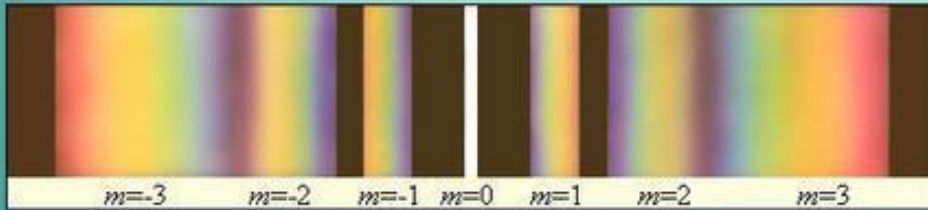
Рассмотрим простейшую идеализированную решетку, состоящую из N одинаковых равноотстоящих параллельных щелей, сделанных в непрозрачном экране.

Ширину щели обозначим b , а ширину непрозрачных промежутков между щелями –

a. Величина $d=a+b$ называется периодом или постоянной дифракционной решетки. Лучшие решетки имеют $d=0,8$ мкм, т.е. 1200 штрихов на 1 мм.

В спектральных приборах высокого класса вместо призм применяются *дифракционные решетки*. Решетки представляют собой периодические структуры, выгравированные специальной делительной машиной на поверхности стеклянной или металлической пластинки. У хороших решеток параллельные друг другу штрихи имеют длину порядка 10 см, а на каждый миллиметр приходится до 2000 штрихов. При этом общая длина решетки достигает 10–15 см. Изготовление таких решеток требует применения самых высоких технологий. На практике применяются также и более грубые решетки с 50 – 100 штрихами на миллиметр, нанесенными на поверхность прозрачной пленки. В качестве дифракционной решетки может быть использован кусочек компакт-диска или даже осколок граммофонной пластинки.

ДИФРАКЦИОННАЯ РЕШЕТКА



ДИФРАКЦИОННАЯ КАРТИНА

а) белый свет



б) красный свет $\lambda = 7,6 \cdot 10^{-7}$ м



в) фиолетовый свет $\lambda = 4,0 \cdot 10^{-7}$ м



MyShared

Дифракционная картина на решетке определяется как результат взаимной интерференции волн, идущих от всех щелей, т.е. в дифракционной решетке осуществляется многолучевая интерференция. Поскольку щели находятся на одинаковых расстояниях друг от друга, то разности хода лучей, идущих от двух соседних щелей, будут для данного направления φ одинаковы в пределах всей дифракционной решетки. Кроме того, все колебания от разных щелей в направлении φ имеют одинаковую амплитуду и фазу колебаний. При дифракции от решетки основная часть световой энергии сосредоточена в спектре 0 порядка и при переходе к спектрам высших порядков резко убывает. Дифракционная решетка является слабосильным спектральным прибором.

Лучи от соседних щелей приходят со сдвигом по фазе. При увеличении числа щелей при $d = \text{const}$ помимо роста интенсивности ($I = I_0 N$) происходит резкое сужение главных максимумов, в результате чего расплывчатые максимумы превращаются в узкие, разделенные темными промежутками.

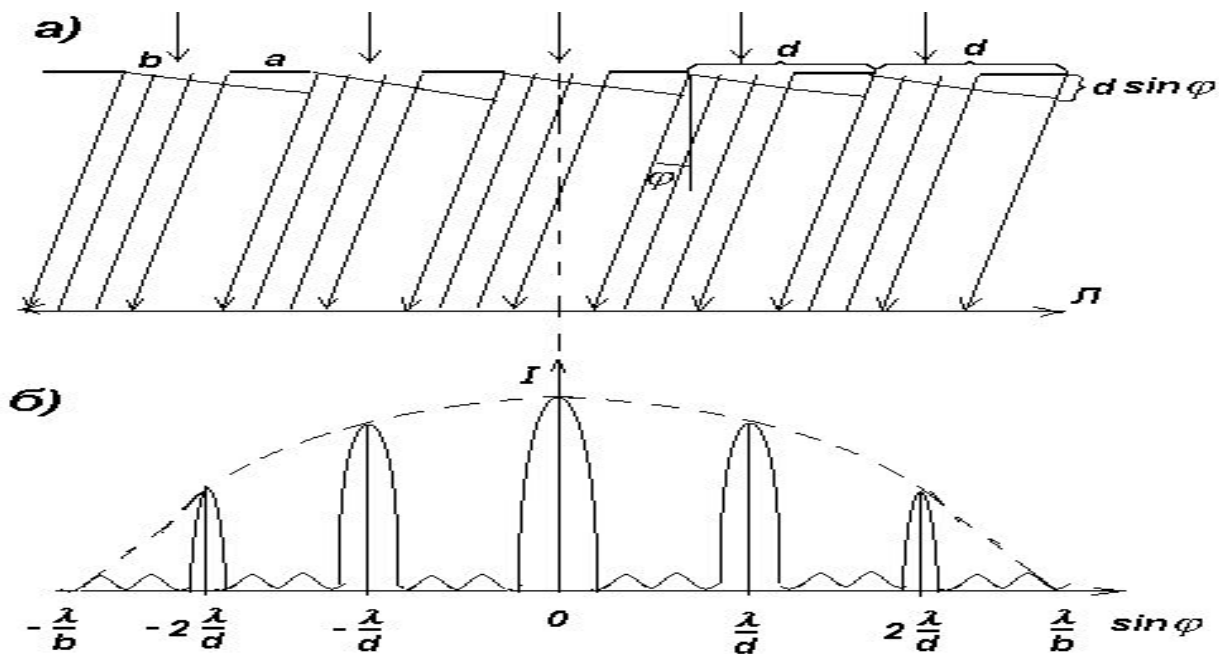
Постоянная решетки d больше ширины щели b , поэтому с изменением угла дифракции α разность хода $d \sin \alpha$ изменяется быстрее, чем $b \sin \alpha$. Это приводит к тому, что между соседними главными минимумами возникают несколько главных максимумов, число которых зависит от соотношения между d и b .

В некоторых направлениях волны, посылаемые щелями, будут гасить друг друга, и возникнут дополнительные минимумы. Они будут в направлениях, для которых выполняется условие

$$d \sin \varphi = (\lambda / N) m'$$

Между дополнительными минимумами образуются слабые вторичные максимумы, интенсивность которых не превышает $1/22$ интенсивности ближайшего главного максимума. Таким образом, при увеличении числа щелей N энергия света концентрируется во все более узком интервале углов и дифракционная картина на экране становится более яркой и четкой.

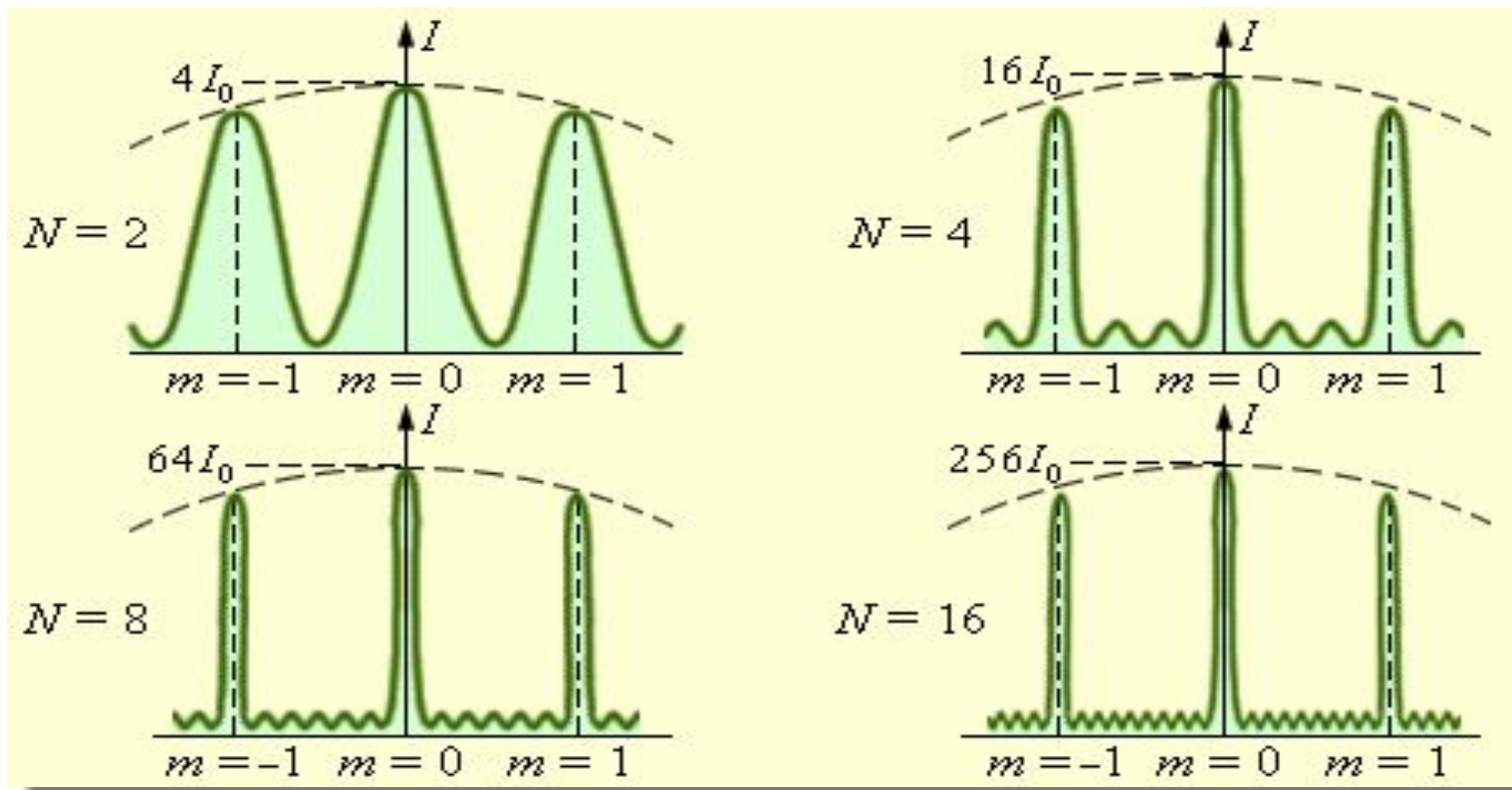
Интенсивность главных максимумов пропорциональна N^2 , но их угловая ширина пропорциональна $1/N$, поэтому энергия, пропорциональна числу щелей N , что соответствует закону сохранения энергии



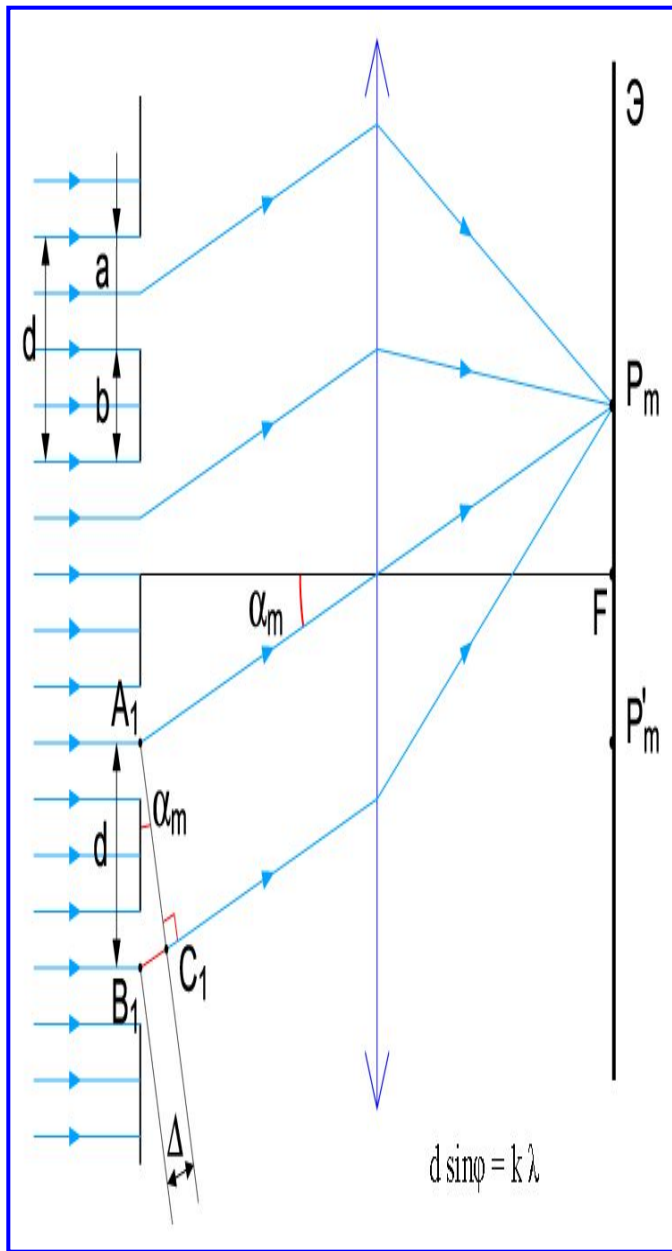
На рисунке показано только несколько щелей. Дифракционная картина от решетки получается в результате дифракции на каждой щели и интерференции лучей, падающих от разных щелей. Главные максимумы соответствуют таким углам ϕ , для которых колебания от всех N щелей складываются в фазе, т.е. $A_{\text{макс}}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

$$I_{\text{макс}} = N^2 I_{\phi} \quad (10)$$

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



Главные максимумы при дифракции света на решетке чрезвычайно узки. Рисунок дает представление о том, как меняется ширина главных максимумов и число добавочных максимумов ($N-2$) и добавочных минимумов ($N-1$) при увеличении числа щелей решетки N . I_0 – интенсивность при дифракции света на одной щели. При переходе от главного максимума к соседнему добавочному минимуму разность хода изменяется на λ/N , т.е. m' принимает все значения кроме $0, N, 2N, 3N, 4N, \dots$, т.е. те, при которых $d \sin \varphi = (\lambda/N) m'$ переходит в $d \sin \varphi = m \lambda$. Добавочный минимум переходит в главный максимум.



В общем случае для N щелей имеем

Главные минимумы

$$b \sin \varphi = 2m \lambda / 2, \quad \text{где } m = 1, 2, \dots$$

Добавочные максимумы

$$b \sin \varphi = (2m + 1) \lambda / 2, \quad \text{где } m = 1, 2$$

Добавочные минимумы $d \sin \varphi = (2m + 1) \lambda$

$$\text{где } m = 0, 1, 2, \dots$$

Главные максимумы $d \sin \varphi = 2m \lambda / 2,$

$$\text{где } m = 0, 1, 2, \dots$$

m — порядок главного максимума;

$d = a + b$ — период дифракционной решетки,

a — ширина щели, b — ширина непрозрачного промежутка

В решетке один максимум 0 порядка, симметрично относительно относительно главного максимума расположены два максимума 1 порядка, два максимума 2 порядка и т.д. Так в решетке из N щелей между двумя главными максимумами расположены $(N-1)$ дополнительных минимумов, которые разделены слабыми вторичными максимумами. Чем больше N , тем больше энергии пройдет через решетку, тем больше образуется минимумов между соседними главными максимумами, тем больше они будут интенсивны.

Резкость максимумов обеспечивает возможность надежно отличать близкие длины волн, для которых главные максимумы не будут перекрывать друг друга, что имеет место при расплывчатых максимумах, получающихся с одной щелью или малым числом их.

Чем меньше длина волны λ , тем меньшему значению угла φ соответствует положение максимума. Таким образом, белый свет разлагается в спектр так, что внутренний край его окрашен в фиолетовый цвет, а наружный — в красный. Значение $m = 0$ определяет максимум по направлению $\varphi = 0$ для всех значений λ , окрашенный в белый свет.

Если дифракционная решетка освещается немонахроматическим светом, то нулевые максимумы для всех цветов (для всех длин волн) будут в одном и том же месте экрана (в центре дифракционной картины).

Поэтому если решетка освещается, например, белым светом, центральная полоса на дифракционной картине будет тоже белой. Максимумы света разных цветов других порядков, начиная с первого, пространственно разойдутся: для света фиолетового цвета они будут расположены ближе к центру, для света красного – дальше. Между ними расположатся максимумы промежуточных цветов, и будет наблюдаться дифракционный спектр.

Спектры первого, второго и т. д. порядков располагаются симметрично по обе стороны от нулевого. Расстояние между соответствующими линиями спектров возрастает по мере увеличения порядка спектров.

. В зависимости от спектральной однородности анализируемого света, т. е. различия крайних длин волн, его составляющих, спектры высших порядков начинают накладываться друг на друга.

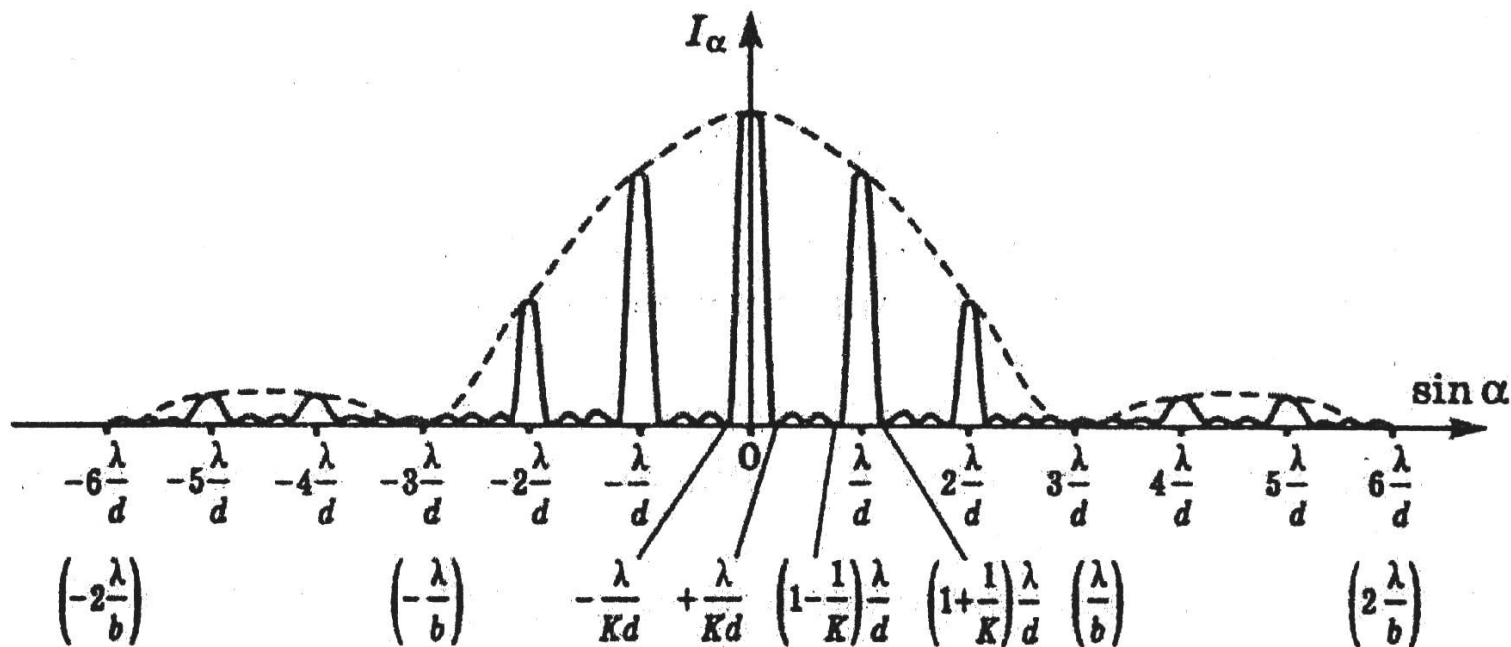
В направлении первичного пучка собирается излучение всех длин волн, т. е. нулевой спектр представляет собой белое изображение источника.

Можно увидеть всего $m < \lambda/d$ максимумов, т.к. $\sin\varphi < 1$,

Прямые задачи дифракции – расчет распределения интенсивности по длинам волн в данной решетке.

• ***Обратные задачи*** дифракции – определение длины волны по известному распределению интенсивности, либо определение d

Результирующее распределение интенсивности для $N=4$ и $d=3a$ представлено ниже на рисунке.



Штриховая кривая соответствует распределению интенсивности от одной щели, умноженной на N^2 . Между дополнительными минимумами образуются слабые вторичные максимумы, интенсивность которых не превышает $1/22$ интенсивности ближайшего главного максимума.

При увеличении числа щелей решетки N

- а) главные максимумы наблюдаются в тех же направлениях и в тех же местах на экране, т.е. положение главных максимумов не меняется;
- б) число главных максимумов остается равным $(N - 2)$

в) угловая ширина главных максимумов уменьшается: энергия перераспределяется в главные максимумы

г) интенсивность главных максимумов увеличивается:

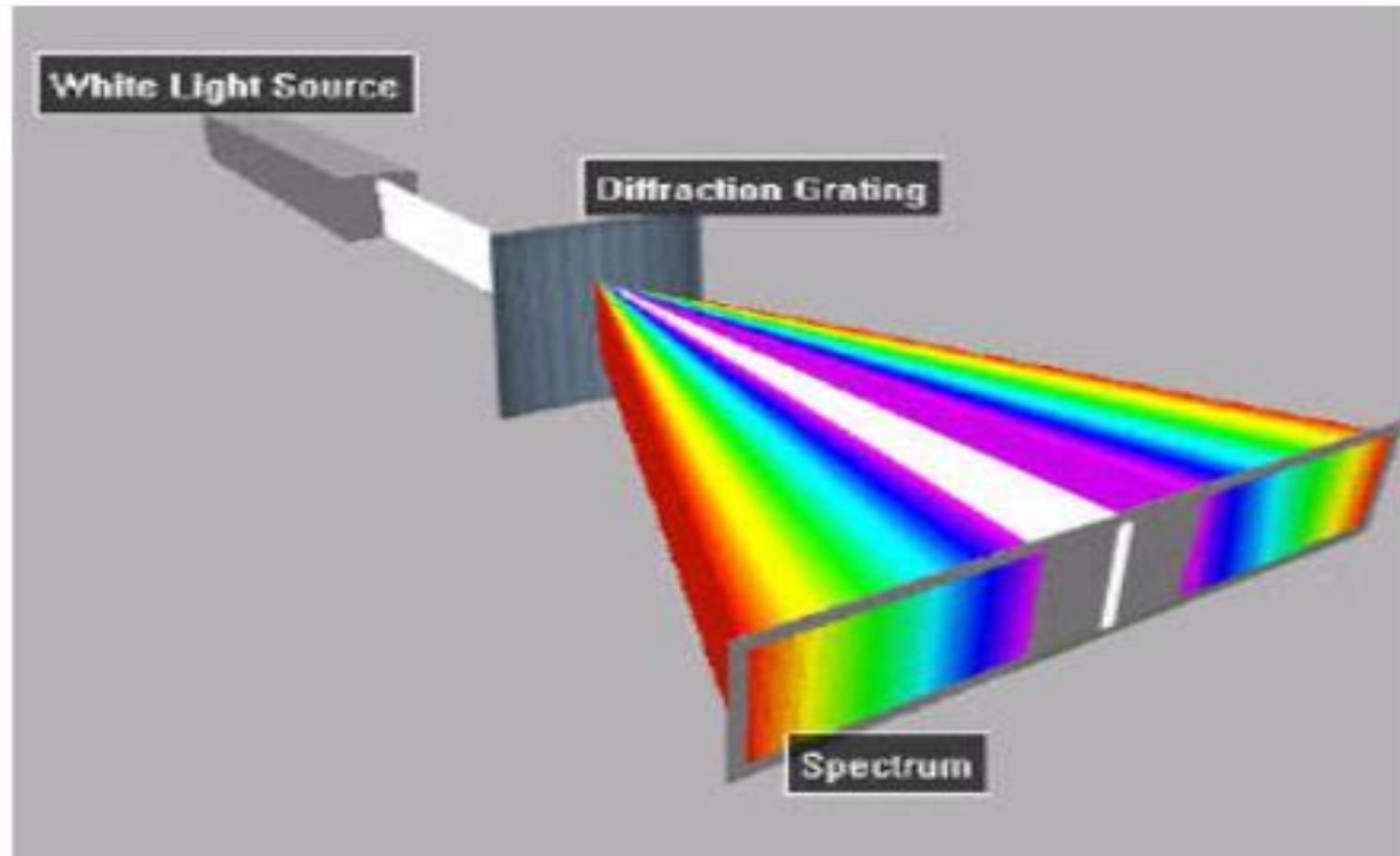
д) число дополнительных минимумов между соседними главными максимумами, равное $(N-1)$, увеличивается;

е) число вторичных максимумов между двумя соседними главными максимумами, равное $(N-2)$, увеличивается.

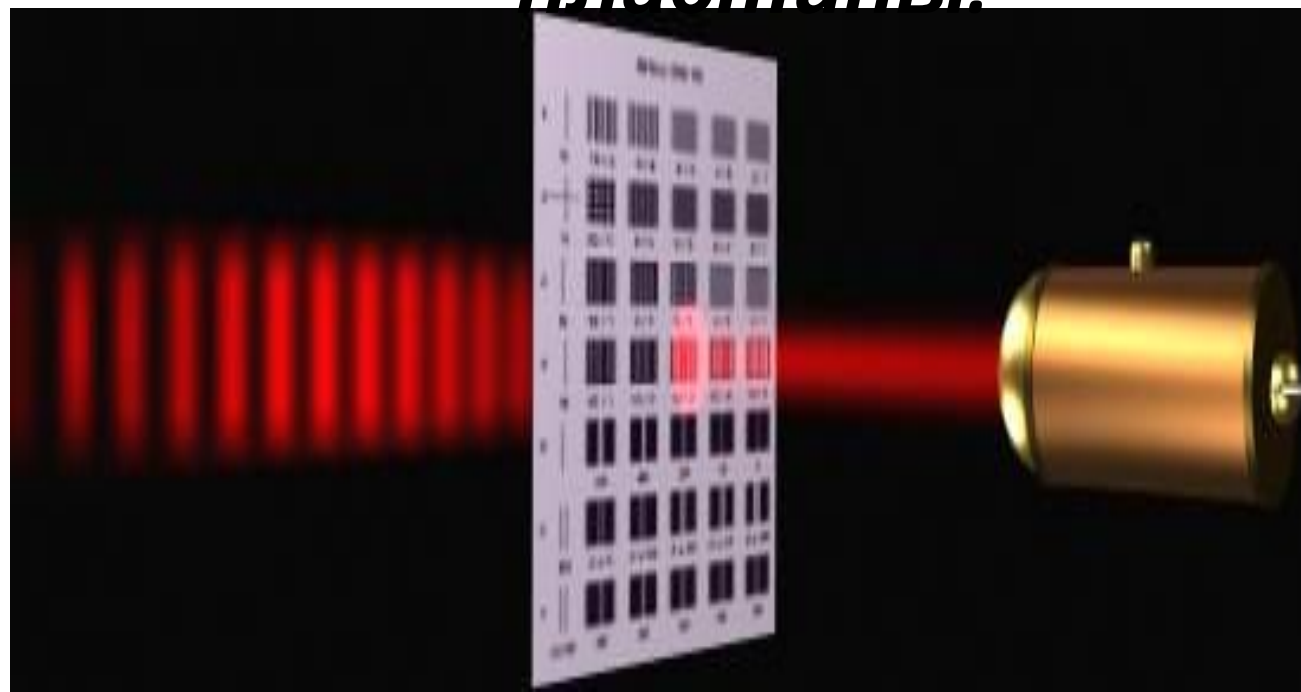
Таким образом, при увеличении числа щелей N энергия света концентрируется во все более узком интервале углов и дифракционная картина на экране становится более яркой и четкой.

Интенсивность главных максимумов пропорциональна N^2 , но их угловая ширина пропорциональна $1/N$, поэтому энергия, приходящаяся на них пропорциональна числу щелей N , что соответствует закону сохранения энергии

Если дифракционная решетка освещается немонахроматическим светом, то нулевые максимумы ($\alpha=0$, $m=0$) для всех цветов (для всех длин волн) будут в одном и том же месте экрана (в центре дифракционной картины). Поэтому если решетка освещается, например, белым светом, центральная полоса на дифракционной картине будет тоже белой. Максимумы света разных цветов других порядков, начиная с первого, пространственно разойдутся: для света фиолетового цвета они будут расположены ближе к центру, для света красного цвета – дальше. Между ними расположатся максимумы промежуточных цветов, и будет наблюдаться дифракционный спектр.



Если на дифракционную решетку падает монохроматический свет, то на экране возникает дифракционная картина состоящая из однотонно окрашенных светлых полос. Интенсивность окрашенных полос уменьшается по мере удаления от центра дифракционной пластины.

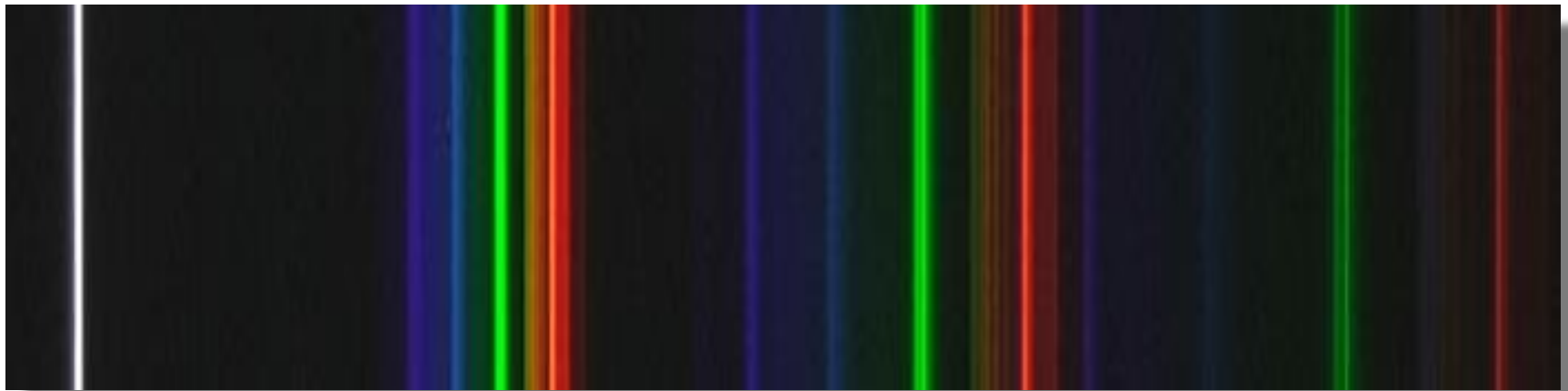




$K=3$ $K=2$ $K=1$ $K=0$ $K=1$ $K=2$ $K=3$

**Так как положение максимумов
(кроме нулевого!)**

зависит от длины волны, то решетка способна разлагать излучение в спектр, то есть она является спектральным прибором. С помощью дифракционной решетки можно производить очень точные измерения длины волны



$K=0$

$K=1$

$K=2$

$K=3$

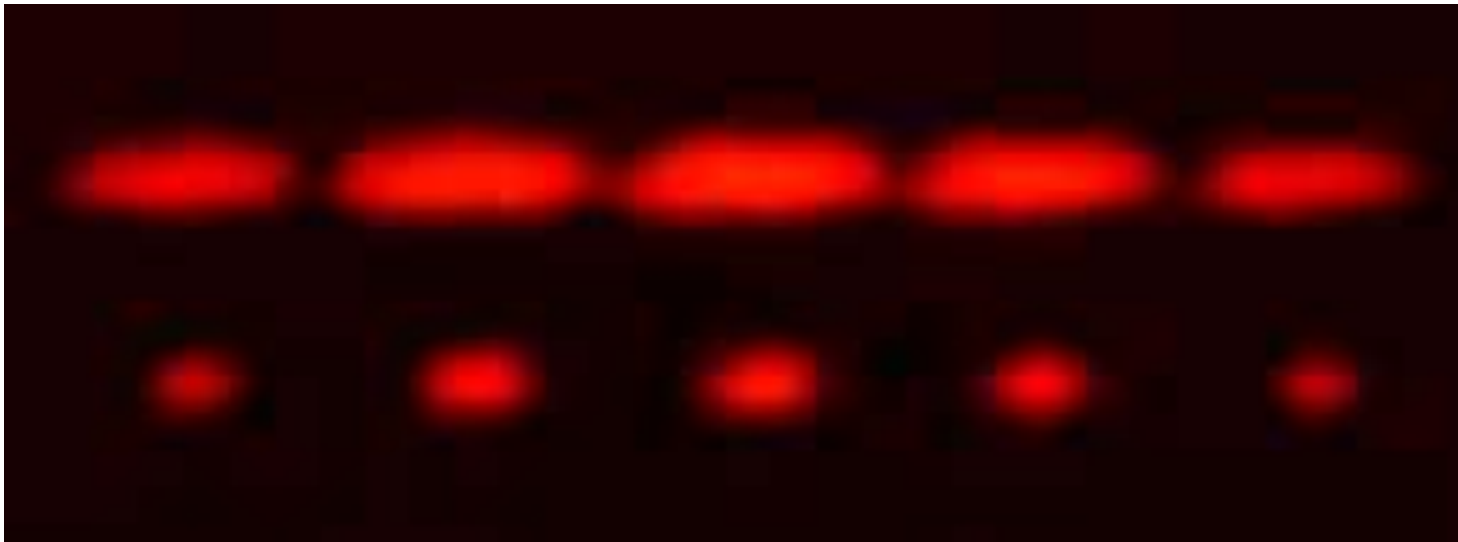
**Если на решетку падает
немонохроматическое излучение,
то в каждом дифракционном максимуме
(то есть при каждом значении k)
возникает спектр исследуемого
излучения,
причем фиолетовая часть спектра
располагается ближе к максимуму
нулевого порядка чем красная**



***Спектры высших порядков частично
перекрываются.***

Дифракционная решётка не только позволяет наблюдать спектры, т. е. проводить качественный анализ спектрального состава излучения. Важнейшим достоинством дифракционной решётки является возможность количественного анализа - как уже говорилось выше, мы с её помощью можем *измерять* длины волн. При этом измерительная процедура весьма проста: фактически она сводится к измерению угла направления на максимум.

Естественными примерами дифракционных решёток, встречающихся в природе, являются перья птиц, крылья бабочек, перламутровая поверхность морской раковины. Если, прищурившись, посмотреть на солнечный свет, то можно увидеть радужную окраску вокруг ресниц. Наши ресницы действуют в данном случае как прозрачная дифракционная решётка а в качестве линзы выступает оптическая система роговицы и хрусталика.



*Дифракция на двух и пяти щелях
(источник излучения - красный лазер)*





Очень большая отражательная дифракционная решётка



На фото – обычный компакт-диск. Он может работать и как оптический прибор – дифракционная решетка.

Концентрические дорожки, на которых записаны данные, расположены друг к другу настолько близко, что на них происходит дифракция света.

При этом лучи разных цветов дифрагируют по-разному, и на диске можно видеть спектр падающего света.

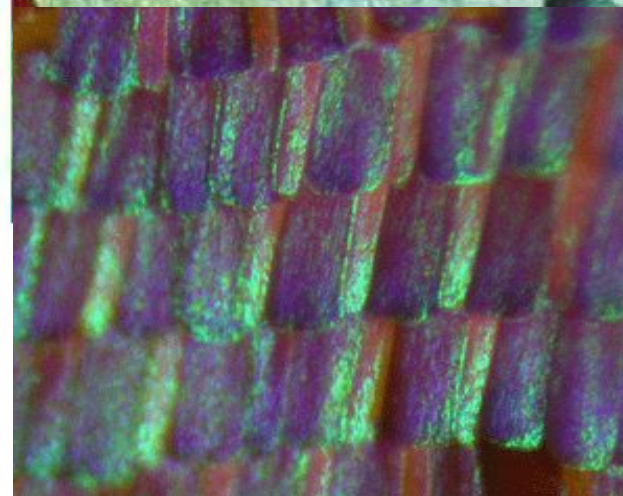
ДИФРАКЦИЯ В ПРИРОДЕ





то можно заметить, что они состоят из большого числа элементов, размер которых имеет порядок длины волны видимого света.

Таким образом, крыло бабочки как бы представляет собой своеобразную дифракционную решетку.

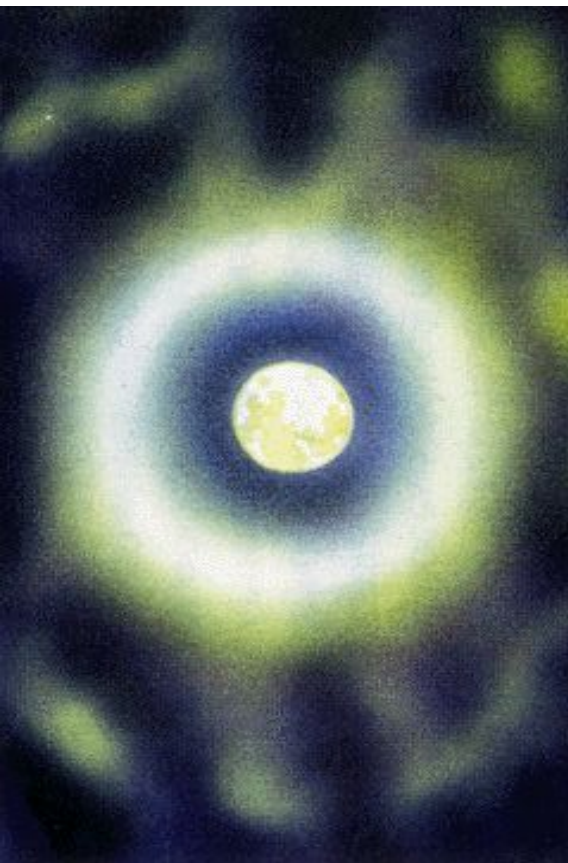


Радужная полоска видна в глазах стрекоз и других насекомых. Она образуется благодаря тому, что их сложные глаза состоят из большого числа отдельных «глазков» - фасеток, то есть тоже являются «живыми» дифракционными решетками.





Тонкий слой облаков из водяных капелек, закрывающий солнце или луну, действует как дифракционная решетка. Светило кажется окруженным разноцветным венцом (радужным ореолом).



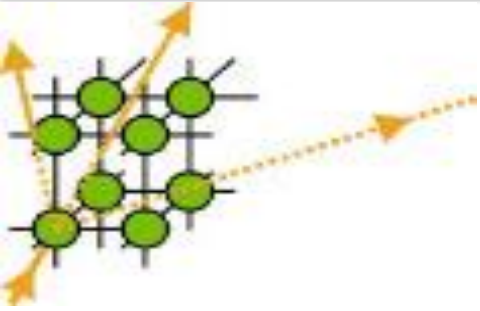
Г л о р и я

Представляет собой цветной венец света на облаке вокруг тени. Внутри находится голубоватое кольцо, снаружи – красноватое, далее кольца могут повторяться с меньшей интенсивностью.

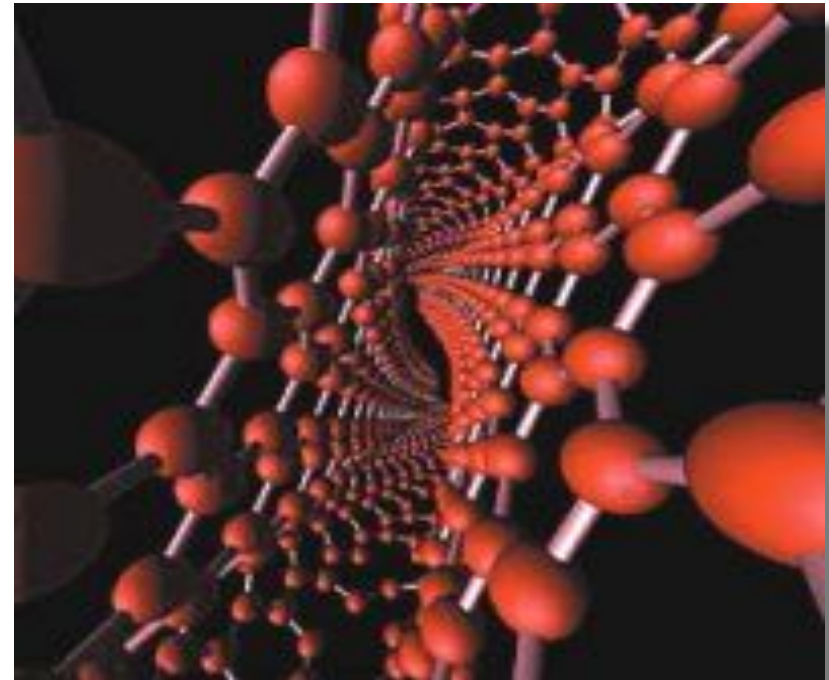
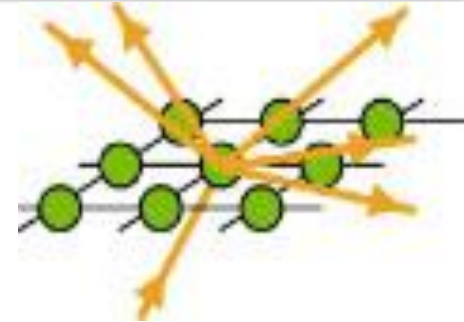
Наблюдается на облаках, расположенных прямо перед наблюдателем или ниже него, в точке, прямо противоположной источнику света.



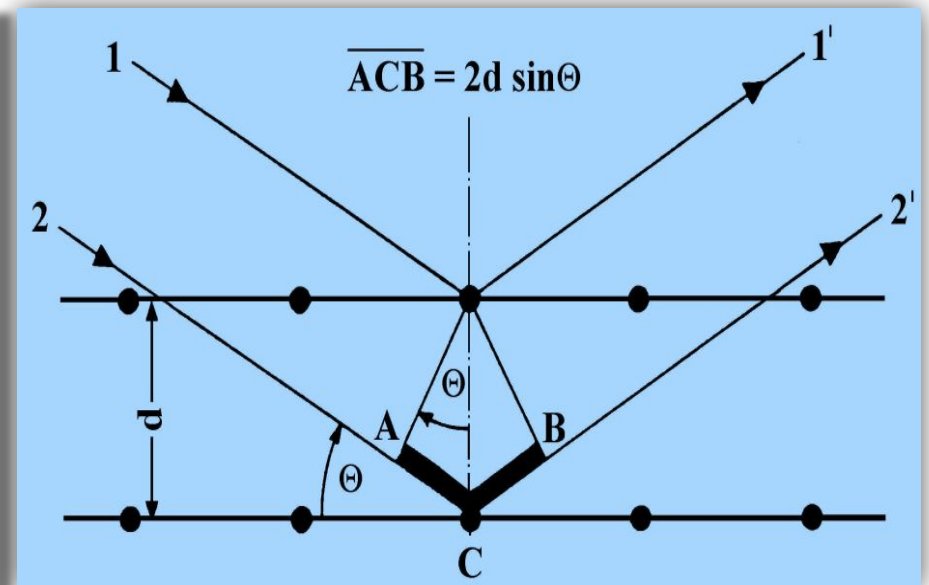
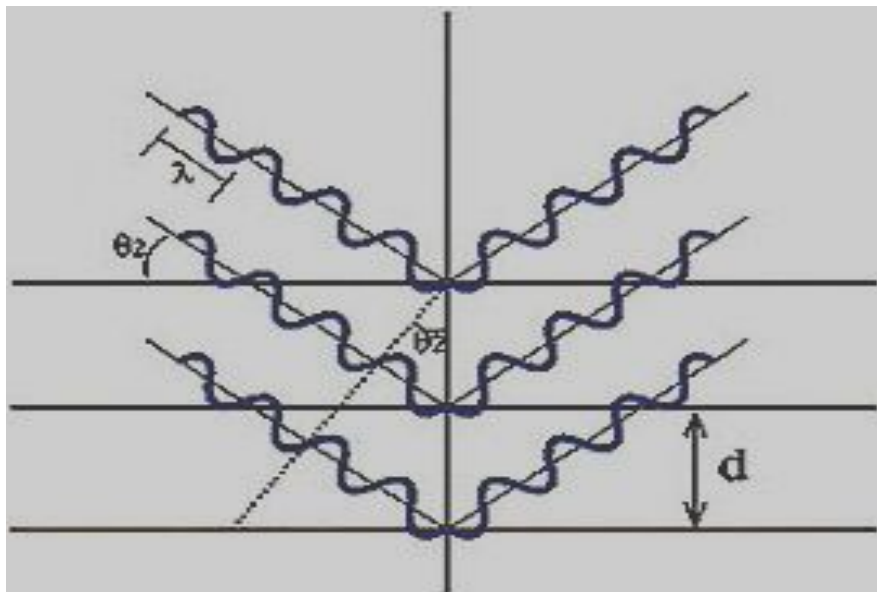
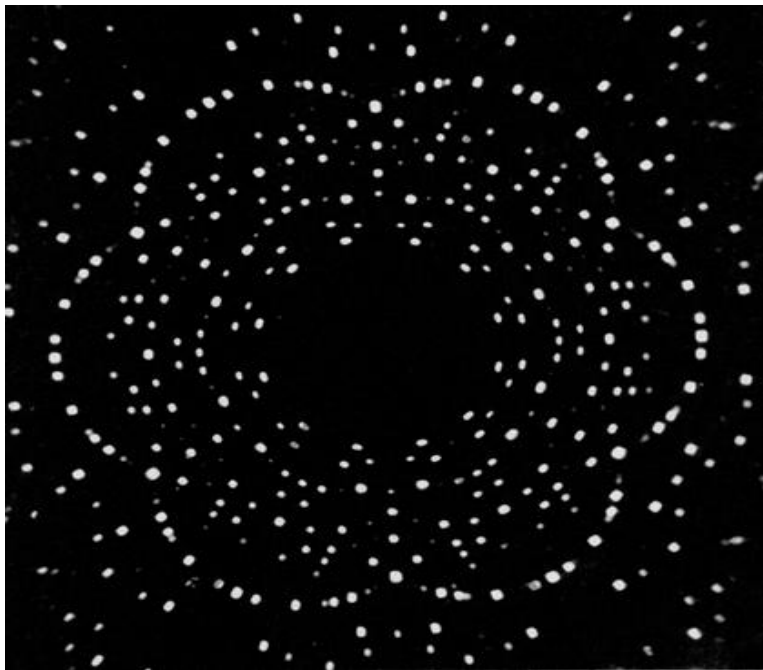
ДИФРАКЦИЯ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ

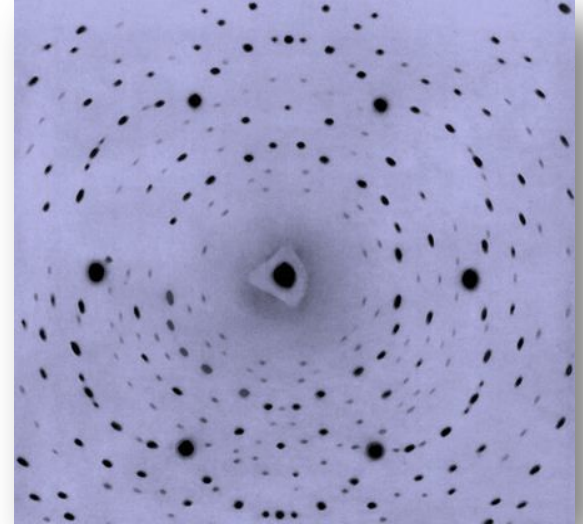
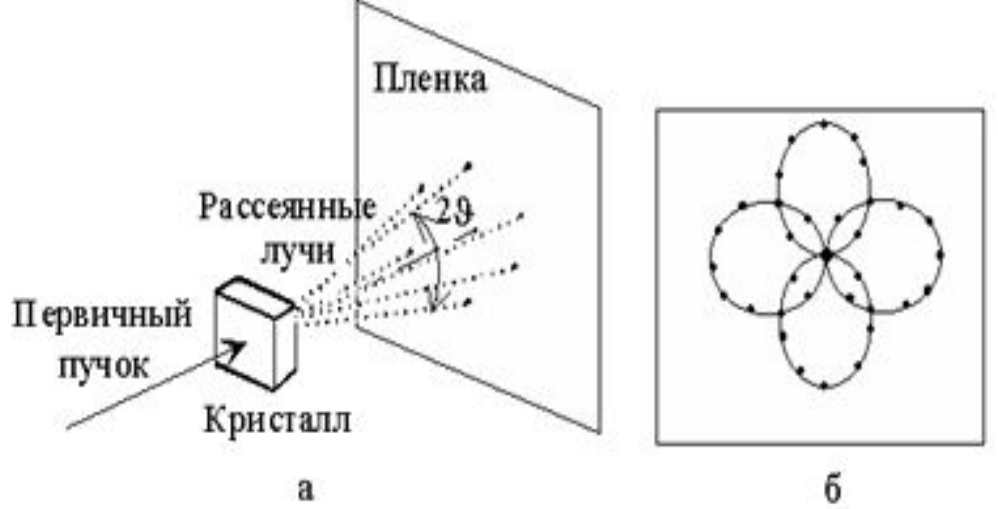


Дифракция рентгеновских лучей на кристаллической решетке дает возможность исследовать строение кристаллов.

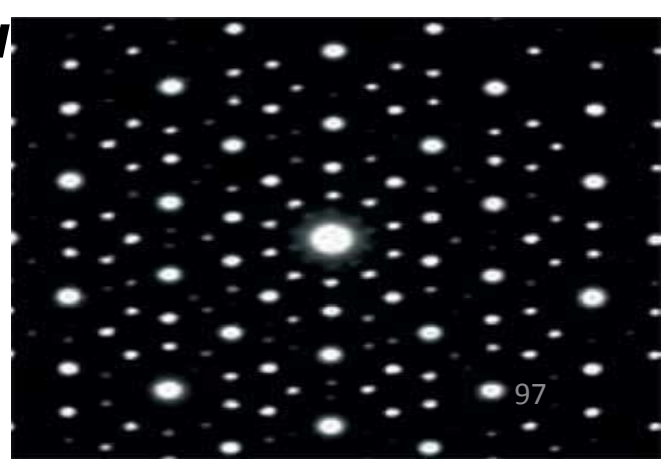
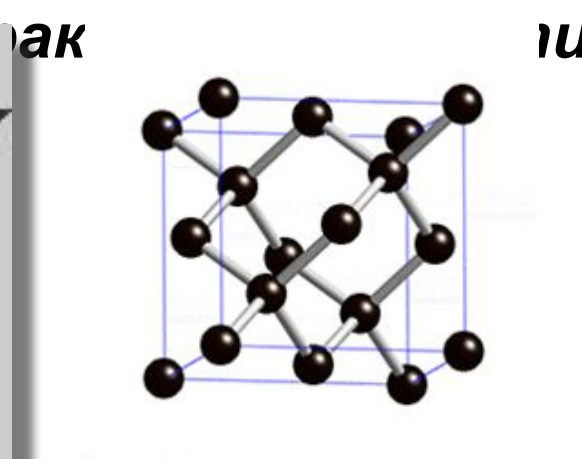


Дифракцию рентгеновских лучей на кристаллах можно рассматривать как избирательное отражение рентгеновских лучей от систем атомных плоскостей кристаллической решётки.





На дифракционных картинах возникает целый ряд отражений, каждое из которых образовано совместным действием всех атомов в кристаллической решетке. Поскольку нет двух идентичных во всех отношениях материалов, то нет и одинаковых абсолютно во всех деталях



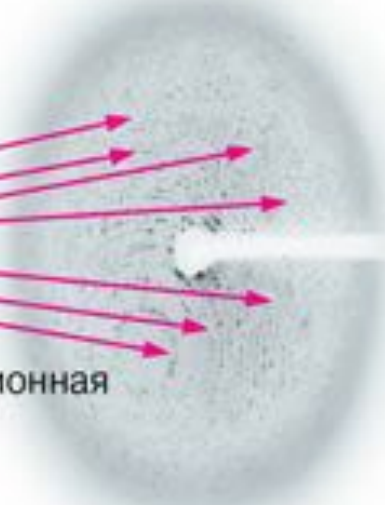
Рентгеновские
лучи



Кристалл



Дифракционная
картина



Кристалл является естественной трёхмерной дифракционной решеткой для рентгеновских лучей, т.к. расстояние между рассеивающими центрами (атомами) в кристалле одного порядка с длиной волны рентгеновских лучей. Роль щели играет элементарная ячейка кристалла.



Этот факт помог Лауэ прийти к выводу, что существующие естественные кристаллы с $d \sim 10^{-10}$ м являются удобными трехмерными решетками для наблюдения дифракции рентгеновских лучей, имеющих λ того же порядка ($10^{-8} - 10^{-12}$ м).

Идея Лауэ: при освещении кристалла излучением с непрерывным спектром из рентгеновской трубки ($10^{-8} - 10^{-12}$ м) решетка сама выберет нужную λ , которая способна дифрагировать на данной структуре.

Если бы рентгеновские лучи были видны, то дифракционная картина представляла бы собой систему пятен разного света, т.к. они возникали бы в результате дифракции лучей разной λ . Но эти лучи невидимы, поэтому на фотопластинке все пятна имеют черный цвет. Интерферируют волны, отражаясь от разных слоев. Каждый слой дает дифракционный максимум, если для него выполняется условие из формулы Вульфа-Брегга.

Дифракция на пространственной решетке. Формула Вульфа-Брэгга

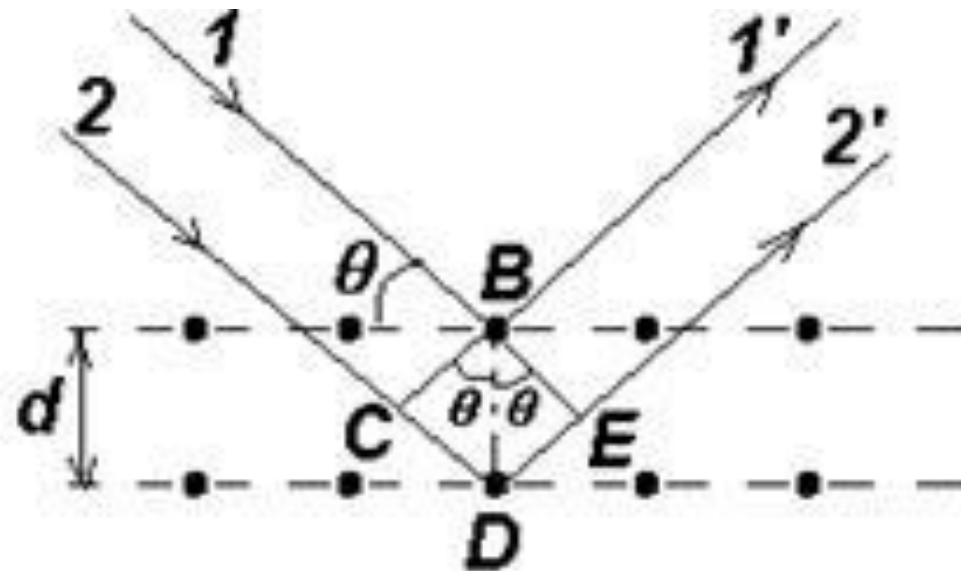
Дифракционную картину могут дать не только рассмотренные выше одномерные структуры, но также двумерные и трехмерные периодические структуры, например, кристаллические тела.

Однако период кристаллических тел d мал, составляет единицы ангстрем ($1 \text{ \AA} = 10^{-4} \text{ мкм}$), т.е. значительно меньше длин волн видимого света ($0,39\text{-}0,77 \text{ мкм}$). Поэтому для видимого света кристаллы являются однородной средой, и дифракция не наблюдается.

В то же время для значительно более коротковолнового рентгеновского излучения ($\lambda \gg 10^{-9} - 10^{-11} \text{ м}$) кристаллы представляют собой естественные дифракционные решетки. Абсолютный показатель преломления всех сред для рентгеновского излучения близок к единице.

Рассмотрим кристалл в виде совокупности параллельных кристаллографических поверхностей, отстоящих друг от друга на расстоянии d

Пучок монохроматического рентгеновского излучения падает на поверхность кристалла под углом скольжения Θ и возбуждает атомы кристаллической решетки, которые становятся источниками когерентных вторичных волн и интерферируют между собой.



Оптическая разность хода между лучами $1'$ и $2'$, отражающихся от кристаллографических плоскостей равна

$\Delta = CD + DE = 2d \sin \Theta$, где d – расстояние между плоскостями, в которых лежат узлы (атомы) кристаллической решетки, Θ – угол скольжения лучей.

Максимумы интенсивности (дифракционные максимумы) возникают при этом только в тех направлениях, в которых все отражённые атомными плоскостями волны находятся в одной фазе, т. е. под такими углами 2Θ к направлению первичного луча, для которых выполняется условие Вульфа-Брэгга: *разность хода между двумя лучами, отражёнными от соседних плоскостей, равная $2d\sin\Theta$, должна быть кратной целому числу длин волн* : Условию интерференционных максимумов удовлетворяет формула Вульфа-Брэгга $2d\sin\Theta = \pm m\lambda$, $m=1,2,3\dots$ где m – порядок дифракционного максимума.

Формула Вульфа-Брэгга позволяет

1) В рентгеноструктурном анализе по известному значению λ определить межплоскостные расстояния d в кристалле, угол скольжения Θ можно измерить экспериментально.

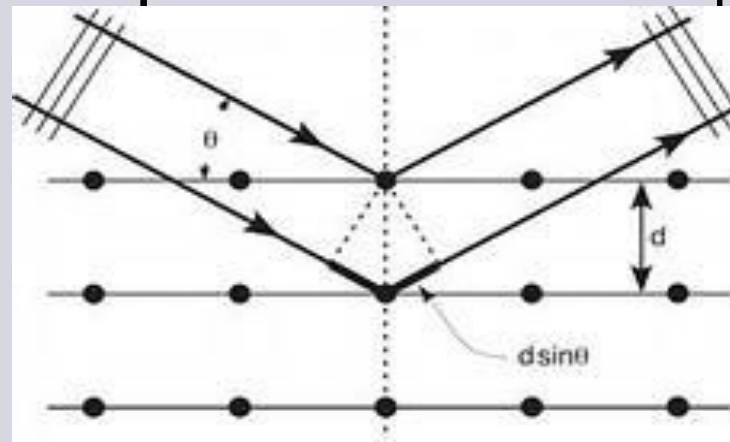
2) В рентгеноспектроскопии и рентгенографии материалов, рентгеновской топографии по известному значению d определить Θ и вычислить λ .

Дифракция рентгеновских лучей в кристаллах



Max von Laue (1879-1960)
Нобелевская премия 1914

Макс Лауэ в 1912 г. предсказал дифракцию рентгеновских лучей, его ученики Фридрих и Книппинг экспериментально ее доказали.



Георгий Викторович
Вульф (1863—1925)

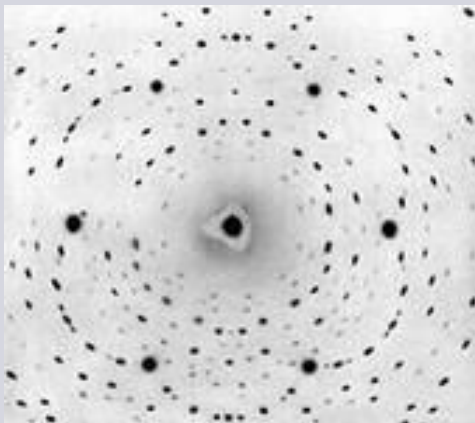
Формула Вульфа - Бреггов

для дифракционных максимумов :

$$2d \sin \theta = m\lambda, \lambda - \text{длина волны.}$$

d – расстояние между атомными плоскостями и,

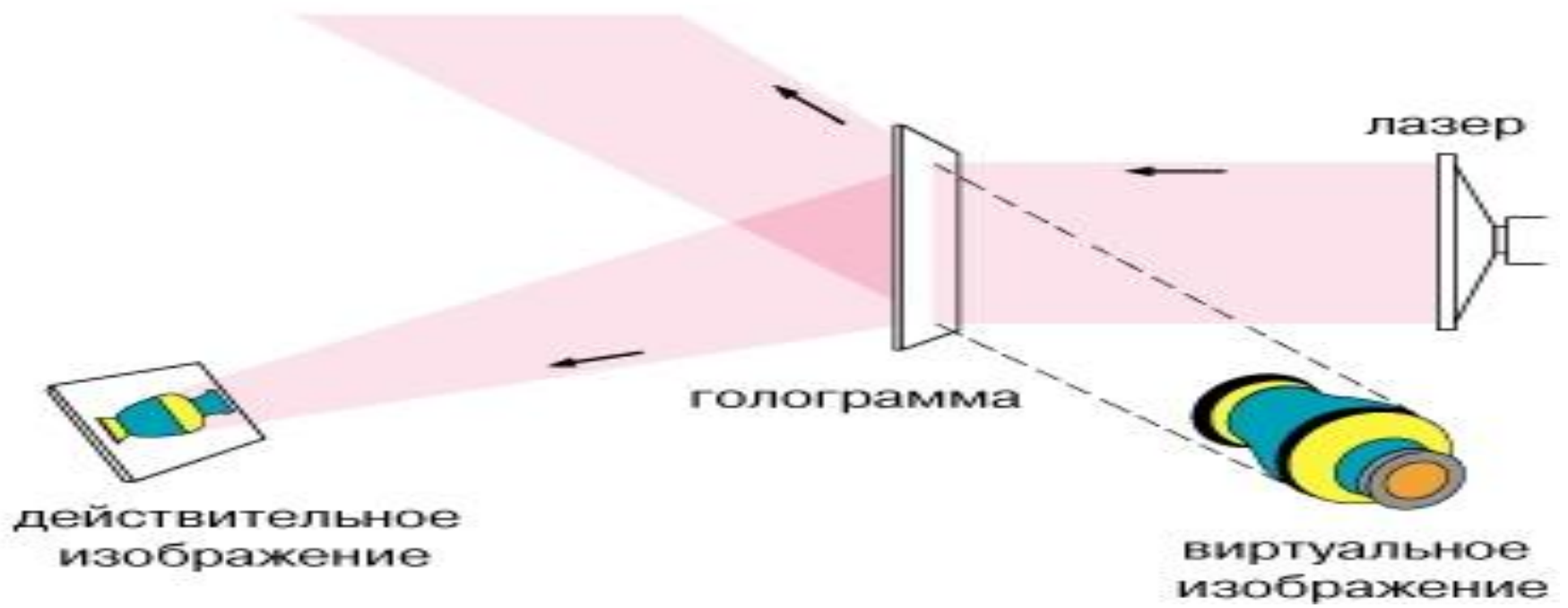
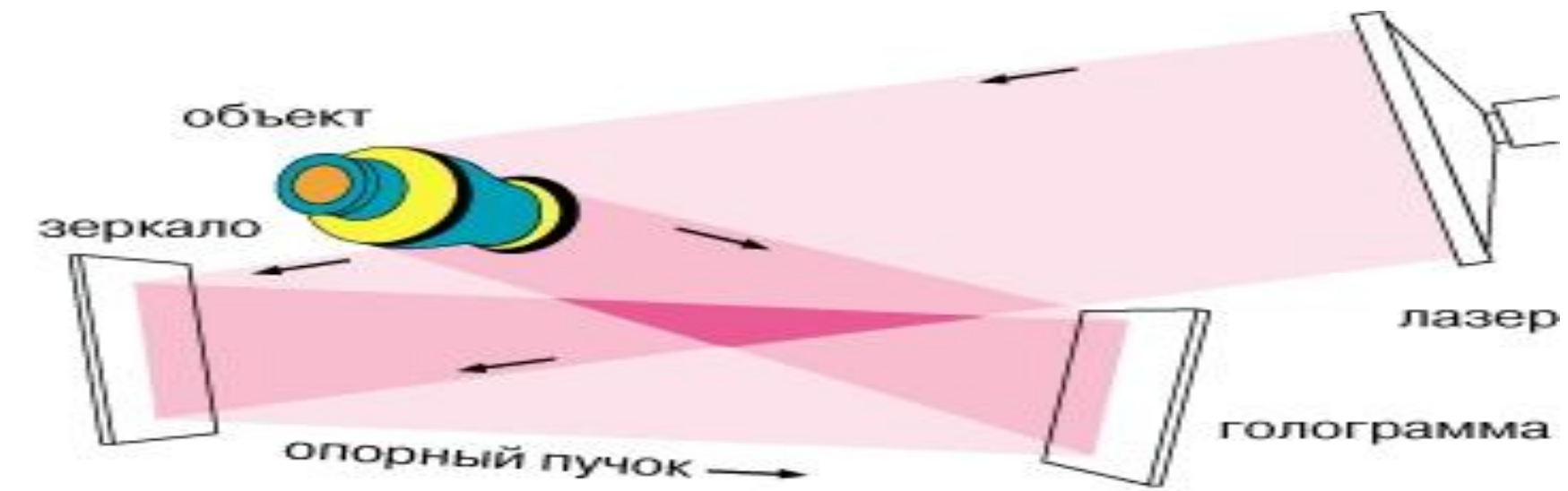
θ – угол скольжения рентгеновских лучей.



Голография

При обычной фотографии фотопластинка регистрирует только интенсивность световой волны. Информация о фазе волны при этом теряется. Таким образом, содержащаяся в фотографии информация об объекте весьма ограничена, например, нельзя увидеть то, что было закрыто во время съемки объектом, находящемся на переднем плане, - не можем заглянуть за этот объект.

Голография (от греческого “полная запись”) позволяет записать на фотопластинку (голограмму) полную информацию (фазу и амплитуду) об объекте и затем восстановить изображение. Для этого необходимо иметь излучение с высокой степенью когерентности, полученное с помощью лазера. На рисунках приведена схема получения голограммы и восстановления изображения.



Нобелевскую премию по физике за своё детище Габор получил только 24 года спустя. Все это время научное сообщество не было уверено в перспективности голограммы. Зато сейчас голограммы можно встретить практически везде: на страже подлинности и качества продуктов питания, бытовых товаров, денег. А ещё, голограммы с каждым годом становятся всё совершеннее и всё больше напоминают о фантастических фильмах прошлого века.

Для получения цветного голографического изображения объекта пользуются монохроматическим светом трех основных цветов (например, красным, зеленым и синим), испускаемым одновременно тремя лазерами

Голография



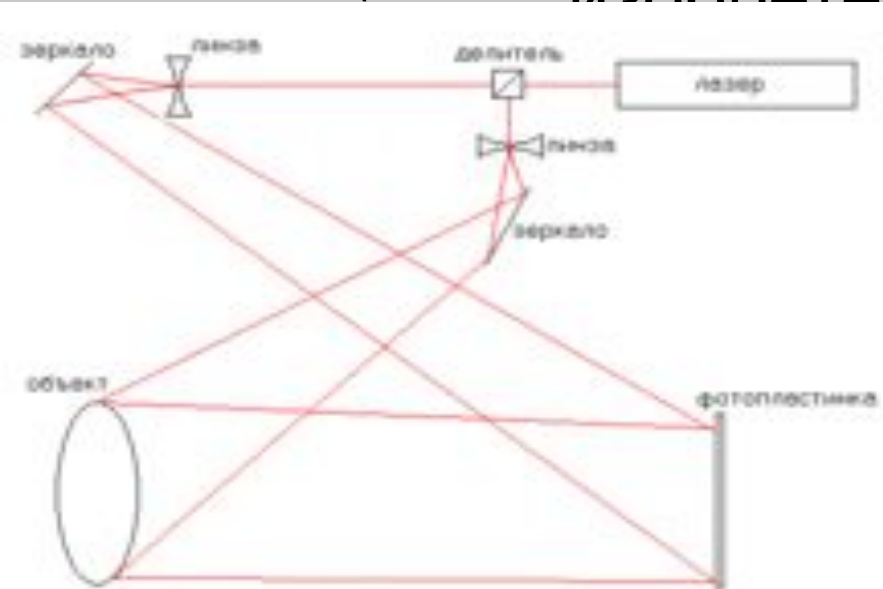
Gábor Dénes(1900-1979)

Голограф́ия (др.-греч. ὅλος — полный + γραφή — пишу) — набор технологий для точной записи, воспроизведения и преформирования волновых полей. Метод был предложен в 1947 году Дэнисом Габором, он же ввёл термин голограмма и получил «за

изобретение и развитие

ического принципа»

ую премию по физике в







Если голограмму расколоть на несколько кусков, то каждый из них при просвечивании восстанавливает полное изображение, но с меньшей четкостью.

Голограммы обладают следующими особенностями:

- Голограмма дает объемное изображение.
- Голограмму можно разбить и каждый осколок даст изображение.
- При воспроизведении изображения, возможно, его увеличение или уменьшение.
- Цветные голограммы получают на толстослойных эмульсиях.

Суть метода голографии.

Пучок света, создаваемый лазером, отличается от света, испускаемого обычными источниками: он монохроматичен и когерентен.

При взаимном наложении двух когерентных волновых фронтов (вместе пересечения двух когерентных пучков) волновые фронты усиливают друг друга, если совпадают по фазе, и ослабляют, если не согласуются по фазе

В процессе визуализации голограммы в определенной точке пространства происходит сложение двух волн – опорной и объектной, образовавшихся в результате деления лазерного луча. Опорную волну формирует непосредственно источник света, а объектная отражается от записываемого объекта. Здесь же размещается фотопластина, на которой «отпечатываются» темные полосы в зависимости от распределения электромагнитной энергии (интерференции) в данном месте.

В процессе визуализации голограммы в определенной точке пространства происходит сложение двух волн – опорной и объектной, образовавшихся в результате деления лазерного луча. Опорную волну формирует непосредственно источник света, а объектная отражается от записываемого объекта.

Здесь же размещается фотопластина, на которой «отпечатываются» темные полосы в зависимости от распределения электромагнитной энергии (интерференции) в данном месте.

Аналогичный процесс происходит и на обычной фотопленке.

Однако для воспроизведения изображения с нее требуется распечатка на фотобумаге, тогда как с голограммой все происходит несколько иначе. В данном случае для воспроизведения «портрета» объекта достаточно «осветить» фотопластину волной, близкой к опорной, которая преобразует ее в близкую к объектной волну. В результате мы увидим почти что точное отражение самого объекта при отсутствии его в пространстве



Возможности голографических проекторов по мере развития современных технологий постоянно расширяются, а качество изображений улучшается. Они становятся доступнее и компактнее



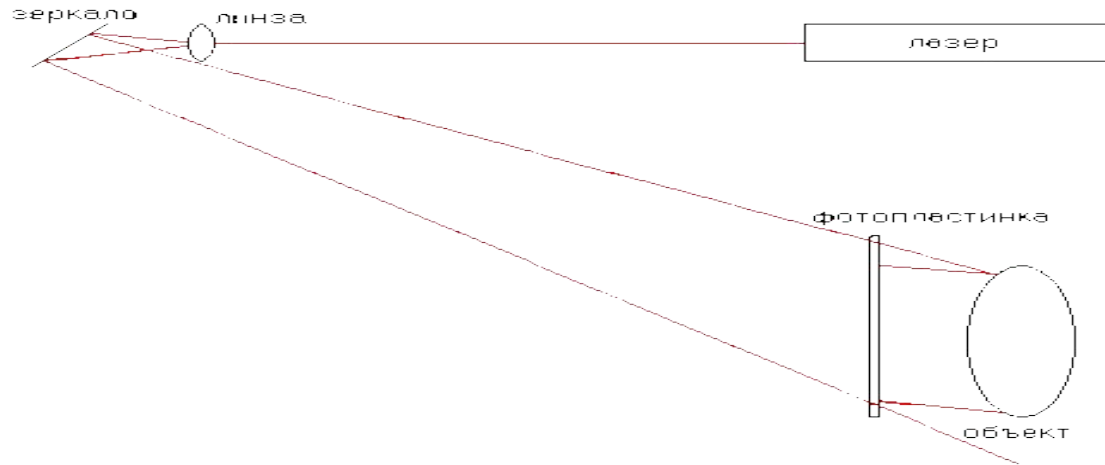
vevo

О том, что с тех пор голография совершила головокружительный технологический рывок, стало ясно 19 мая 2014 года в Лас-Вегасе при вручении премии Billboard Music Awards, когда перед потрясенными зрителями, как в старые добрые времена спел и станцевал... покойный Майкл Джексон. Чудесное «воскресение» стало возможным, благодаря великолепной голограмме, которую сотворила компания Pulse Evolution.

Голография крайне требовательна к разрешающей способности с фотоматериалов. Расстояние между двумя максимумами интерференционной картины того же порядка, что и длина волны излучения лазера, а последняя составляет 632,8 нм для гелий-неонового лазера.

Основным фотоматериалом для записи голограмм являются специальные фотопластинки на основе традиционного [бромид серебра](#). Удалось достичь разрешающей способности более 5000 линий на миллиметр, однако за это приходится платить крайне низкой чувствительностью пластинки и узким спектральным диапазоном

Схема записи Денисюка



В 1962 г. советский физик Юрий Николаевич Денисюк предложил перспективный метод голографии с записью в трехмерной среде. В этой схеме луч лазера расширяется линзой и направляется зеркалом на фотофото-фото-пластинку. Часть луча, прошедшая через неё, освещает объект. Отраженный от объекта свет формирует объектную волну. Как видно, объектная и опорная волны падают на пластинку с¹¹⁶

разных сторон (т. е. схема не ретроинтерференционная)

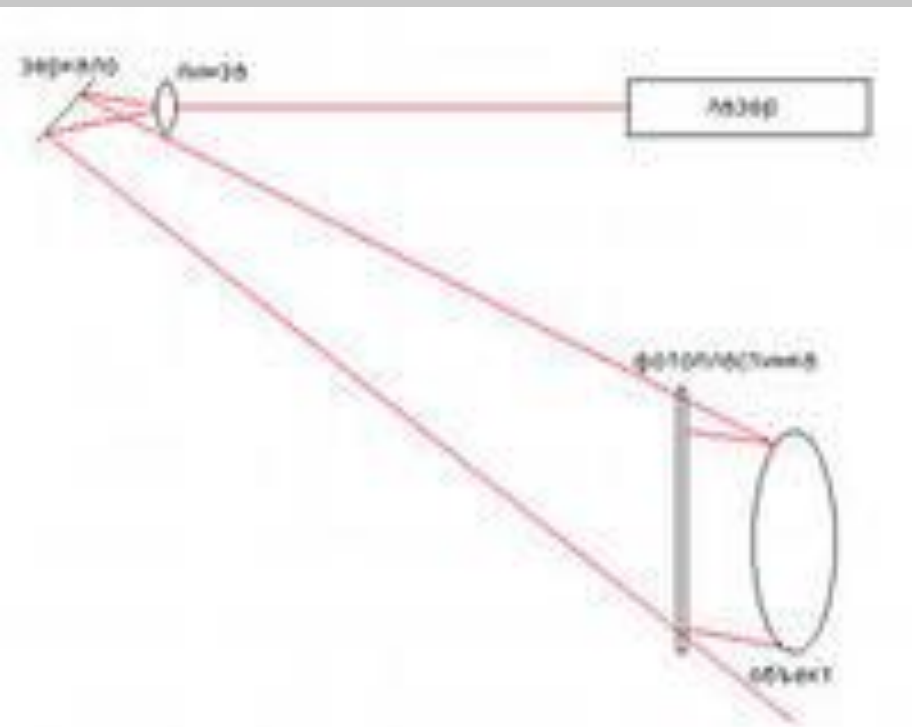
Благодаря этому изображение голограммы видно в обычном белом свете солнца или лампы . Эмульсия может менять свою толщину, при этом меняется и длина волны), что дает возможность записать на одну пластинку три голограммы одного объекта красным, зелёным и синим лазерами, получив в итоге одну цветную голограмму, которую практически невозможно отличить от самого объекта.

Некоторые схемы записи позволяют писать и на пластинках с меньшей разрешающей способностью, даже на обычных фотоплёнках с разрешением порядка 100 линий на миллиметр, однако эти схемы имеют массу ограничений и не обеспечивают высокого качества изображения.



Юрий Николаевич Денисюк (1927—2006)

В 1962 Денисюк изобрёл способ записи изображения в трехмерных средах, позволяющий сохранить информацию о фазе, амплитуде и спектральном составе волны, пришедшей от объекта. Такие отражательные голограммы могут быть воспроизведены при освещении пучком обычного белого света. Это научное достижение было оценено в СССР как научное открытие и занесено в Государственный реестр открытий СССР под № 88 с приоритетом от 1 февраля 1962



Историческая справка. Основные принципы голографии сформулировал в 1947 Д. Габор из Королевского науднотехнического колледжа в Лондоне. Однако метод не находил практического применения до начала 1960х годов, когда появился лазер.

В 1962 году не находил практического применения до начала 1960х годов, когда появился лазер. В 1962 году была создана классическая схема записи голограмм Эмметта Лейта не находил практического применения до начала 1960х годов, когда появился лазер. В 1962 году была создана классическая схема записи голограмм Эмметта Лейта и Юриса Упатниекса не находил практического применения до начала 1960х годов, когда появился лазер. В 1962 году была создана классическая схема записи голограмм Эмметта Лейта и Юриса Упатниекса из Мичиганского университета не находил практического применения до начала 1960х годов, когда появился лазер. В 1962 году была создана

В 1986 году Абрахам Секе^[9] выдвинул идею создания источника когерентного излучения в приповерхностной области материала путём облучения его рентгеновским излучением. Поскольку пространственное разрешение в голографии зависит от размеров источника когерентного излучения и его удаленности от объекта, то оказалось возможным восстановить окружающие эмиттер атомы в реальном пространстве

В отличие от оптической голографии, во всех предложенных на сегодняшний день схемах электронной голографии восстановление изображения объекта осуществляется с помощью численных методов на компьютере.

В 1988 году Бартон предложил метод для восстановления трехмерного изображения основанный на использовании фурье-подобных интегралов, и продемонстрировал его эффективность на основе отдельных ракурсов. Однако она всё равно далека от традиционных методов голографии по реалистичности.

Свежую идею подхватил один из лидеров по производству цифровых фото- и видеокамер компания RED. В июле прошлого года она представила первый в мире смартфон с 5,7 дюймовым голографическим экраном – RED Hydrogen One. Кроме привычных 2D-изображений он воспроизводит трехмерный контент без помощи специальных очков, а также контент для виртуальной и дополненной реальностей.

