Интерференция света — сложение в пространстве двух или нескольких когерентных световых волн, при котором в разных его точках получается *усиление* или *ослабление* амплитуды результирующей волны.

Пусть в данной точке M ***две монохроматические волны*** с циклической частотой ω возбуждают два колебания, причем до точки M одна волна прошла в среде с показателем преломления n_1 путь s_1 с фазовой скоростью υ_1, а вторая — в среде n_2 путь s_2 с фазовой скоростью υ_2:

$$x_1 = A_1 \cos\omega\left(t - \frac{s_1}{\upsilon_1}\right), \quad x_2 = A_2 \cos\omega\left(t - \frac{s_2}{\upsilon_2}\right)$$

Амплитуда результирующего колебания: $A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2\cos\delta$.

Интенсивность результирующей волны $(I \sim A^2)$:

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2}\cos\delta$$

Разность фаз δ колебаний, возбуждаемых в точке M , равна

$$\delta = \omega\left(\frac{s_2}{\upsilon_2} - \frac{s_1}{\upsilon_1}\right) = \omega\left(\frac{s_2}{c/n_2} - \frac{s_1}{c/n_1}\right) = \frac{\omega}{c}(s_2n_2 - s_1n_1) = \frac{2\pi\nu}{c}(L_2 - L_1) = \frac{2\pi}{\lambda_0}\Delta$$

(Использовали: $\upsilon = c/n$; $\omega = 2\pi\nu$; $c/\nu = \lambda_0$ — длина волны в вакууме).

Произведение ***геометрической длины пути*** s световой волны в данной среде на *показатель преломления* этой среды n называется **оптической длиной пути** $L = s \cdot n$.

Разность $\Delta = L_2 - L_1 = s_2n_2 - s_1n_1$ оптических длин проходимых волнами путей называется ***оптической разностью хода.***

Условие интерференционного максимума:

Если оптическая разность хода Δ равна целому числу длин волн в вакууме (четному числу полуволн)

$$\Delta = \pm m\lambda_0 = \pm 2m\frac{\lambda_0}{2} \quad (m = 0, 1, 2, \ldots),$$

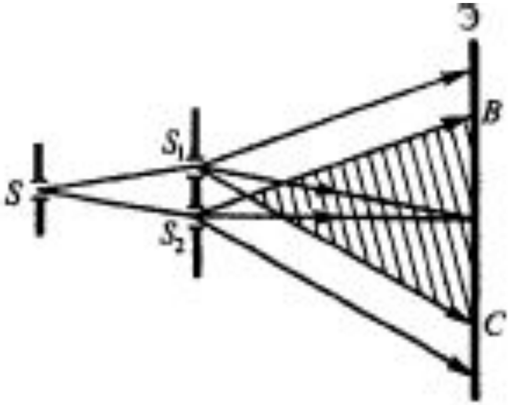
то $\delta = \pm 2m\pi$ и колебания, возбуждаемые в точке M , будут происходить ***в одинаковой фазе***.

Условие интерференционного минимума.

Если оптическая разность хода Δ равна нечетному числу полуволн

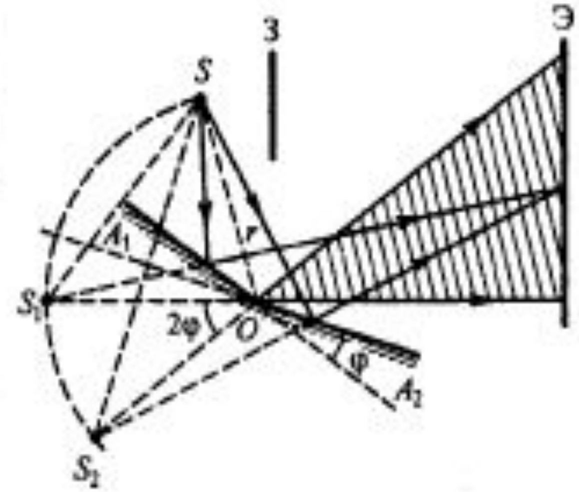
$$\Delta = \pm(2m+1)\frac{\lambda_0}{2} \quad (m = 0, 1, 2, \ldots),$$

то $\delta = \pm(2m+1)\pi$ и колебания, возбуждаемые в точке M , будут

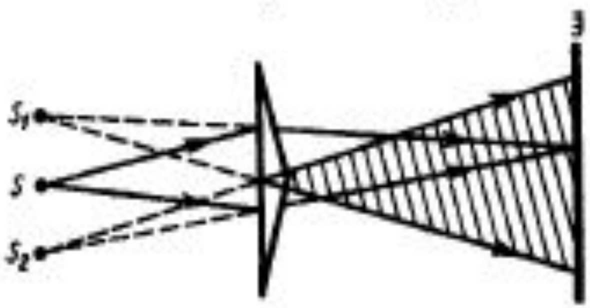


1. Метод Юнга. Свет от ярко освещенной щели S падает на две щели S_1 и S_2, играющие роль когерентных источников. Интерференционная картина BC наблюдается на экране $Э$.

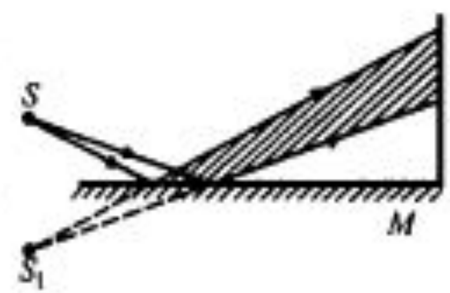
2. Зеркала Френеля. Свет от источника S падает расходящимся пучком на два плоских зеркала A_1O и A_2O, расположенных под малым углом φ. Роль когерентных источников играют мнимые S_1 и S_2 изображения источника S. Интерференционная картина наблюдается на экране $Э$, защищенном от прямого попадания света заслонкой $З$.



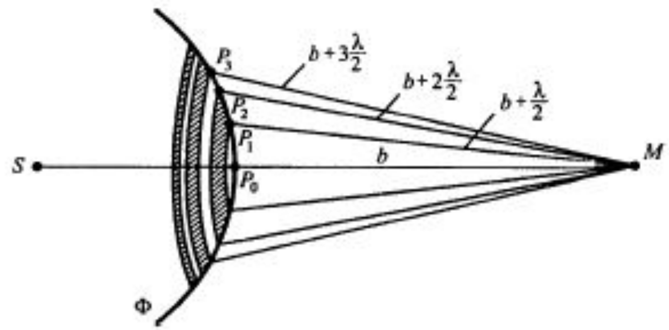
3. Бипризма Френеля. Свет от источника S преломляется в призмах, в результате чего за бипризмой распространяются световые лучи, как бы исходящие из мнимых когерентных источников S_1 и S_2.



4. Зеркало Ллойда. Точечный источник S находится близко к поверхности плоского зеркала M. Когерентными источниками служат сам источник S и его мнимое изображение S_1.



Рассмотрим в произвольной точке M амплитуду световой волны, распространяющейся в однородной среде из точечного источника S. Согласно принципу Гюйгенса-Френеля, заменим действие источника S действием воображаемых источников, расположенных на вспомогательной поверхности Φ, являющейся поверхностью фронта волны, идущей из S (поверхность сферы с центром S). Разобьем волновую поверхность Φ на кольцевые зоны такого размера, чтобы расстояния от краев зоны до M отличались на $\lambda/2$. Тогда, обозначив амплитуды колебаний от 1-й, 2-й, ... m-й зон через A_1, A_2, ... A_m (при этом $A_1 > A_2 > A_3 > \ldots$), получим амплитуду результирующего колебания: $A = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + \ldots$



При таком разбиении волновой поверхности на зоны оказывается, что амплитуда колебания A_m от некоторой m-й зоны Френеля равна среднему арифметическому от амплитуд примыкающих к ней зон

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

Тогда результирующая амплитуда в точке M будет

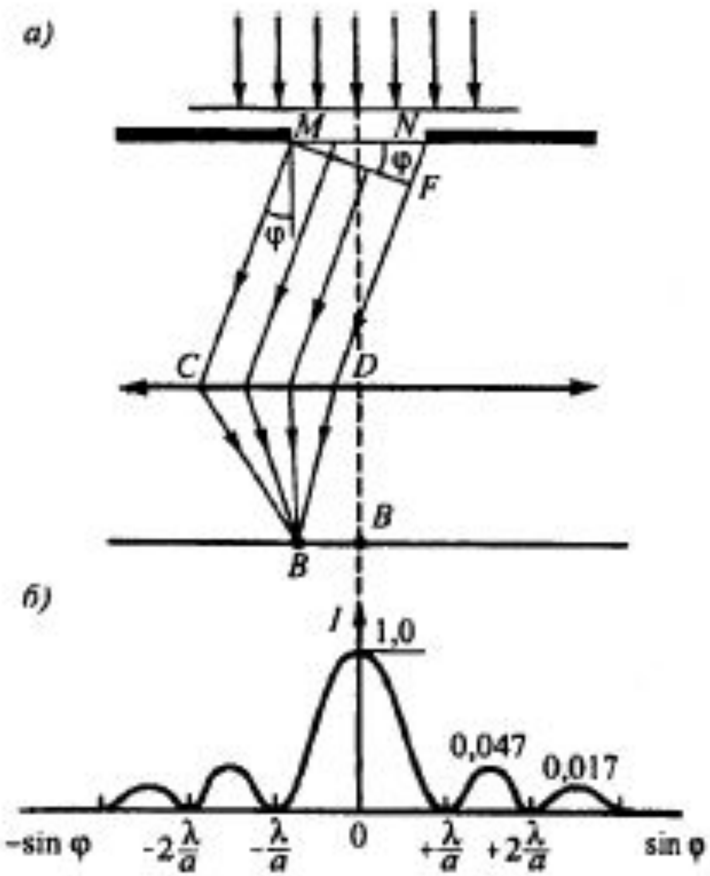
$$A = \frac{A_1}{2} + \left(\frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2}\right) + \left(\frac{A_3}{2} - A_4 + \frac{A_5}{2}\right) + \ldots = \frac{A_1}{2} \pm \frac{A_m}{2} = \left(\xrightarrow[m>>1]{}\right) = \frac{A_1}{2}$$

т.к. при $m>>1$ $A_1 >> A_m$. <u>Площади</u> всех зон Френеля равны $\sigma = \dfrac{\pi a b \lambda}{a+b}$, где a — длина отрезка SP_0 — радиус сферы Φ, b — длина отрезка P_0M. <u>Радиус</u> внешней границы m-й <u>зоны Френеля</u> $r_m = \sqrt{\dfrac{ab}{a+b} m\lambda}$. При $a = b = 10$ см и $\lambda = 500$ нм радиус первой зоны $r_1 = 0{,}158$ мм. Следовательно, распространение света от S к M происходит так, будто световой поток распространяется <u>внутри очень узкого канала</u> вдоль SM, т.е. прямолинейно.

Таким образом, ***принцип Гюйгенса-Френеля позволяет объяснить прямолинейное распространение света в однородной среде***.

20. Дифракция в параллельных лучах (Дифракция Фраунгофера).

Дифракция Фраунгофера наблюдается в том случае, когда источник света и точка наблюдения бесконечно удалены от препятствия, вызывающего дифракцию. Параллельный пучок лучей обычно создают, помещая точечный источник света в фокусе собирающей линзы. Дифракционную картину с помощью второй собирающей линзы, установленной за препятствием, фокусируют на экран.



Рассмотрим дифракцию Фраунгофера плоской монохроматической волны на одной бесконечно длинной щели шириной $a = MN$. Оптическая разность хода между крайними лучами MC и ND (см. рисунок):

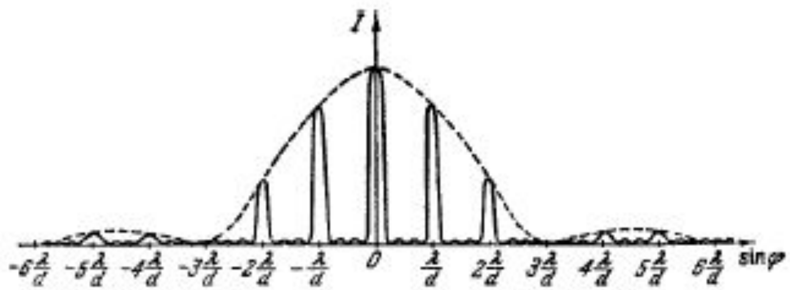
$$\Delta = NF = a\sin\varphi$$

Разобьем открытую часть волновой поверхности MN на зоны Френеля, параллельные ребру M щели. Ширина каждой зоны выбирается так, чтобы разность хода от краев этих зон была равна $\lambda/2$, поэтому на ширине щели уместится

В общем случае, если дифракционная решетка состоит из N щелей, то:

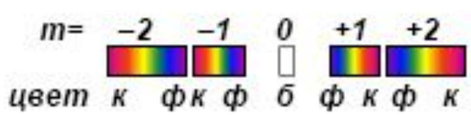
- ***условие главных максимумов:*** $d\sin\varphi = \pm m\lambda \quad (m = 1, 2, 3, \ldots)$
- ***условие главных минимумов:*** $a\sin\varphi = \pm m\lambda \quad (m = 1, 2, 3, \ldots)$
- ***между*** двумя главными максимумами располагается $N-1$ дополнительных *минимумов*, разделенных вторичными максимумами, создающими слабый фон. ***Условие дополнительных минимумов:*** $d\sin\varphi = \pm m'\lambda/N$, (где m' может принимать все целочисленные значения, кроме *0, N, 2N,…* при которых данное условие переходит в условие главных максимумов).

Амплитуда главного максимума есть сумма амплитуд колебаний от каждой щели $A_{\max} = NA_1$. Поэтому, ***интенсивность главного максимума*** в N^2 раз больше интенсивности I_1, создаваемой одной щелью в направлении главного максимума: $I_{\max} = N^2 I_1$.



Например, на рисунке представлена дифракционная картина для $N = 4$. Пунктирная кривая изображает интенсивность от одной щели, умноженную на N^2.

Положение главных максимумов зависит от длины волны λ, поэтому при пропускании через решетку белого света все максимумы, кроме центрального $(m = 0)$, разложатся в спектр, фиолетовая область которого будет обращена к центру дифракционной картины, красная — наружу. Поэтому дифракционная решетка может быть использована как ***спектральный прибор*** *для разложения света в спектр и измерения длин волн.*



Число главных максимумов, даваемое дифракционной решеткой:

$$m \le \frac{d}{\lambda} \qquad \text{(поскольку } |\sin\varphi| \le 1\text{)}.$$