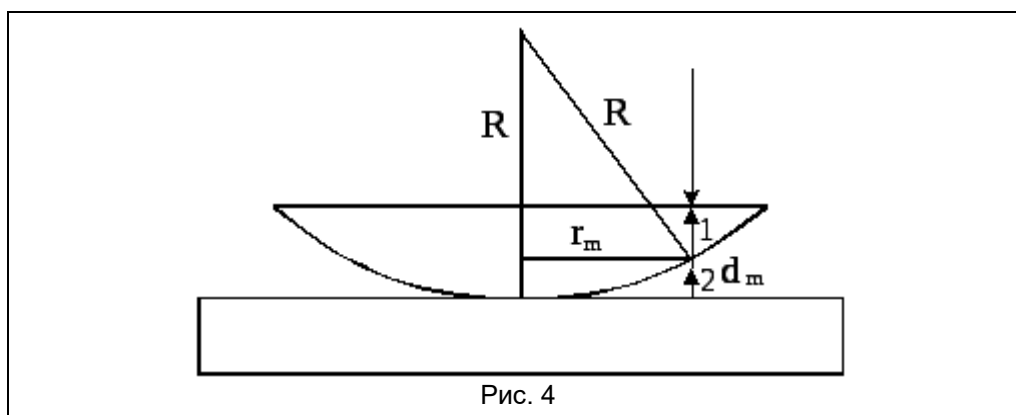


2. Кольца Ньютона

Установка для наблюдения колец Ньютона состоит из плоско-параллельной пластины и плосковыпуклой линзы большого радиуса кривизны. Свет на установку падает вертикально (рис. 4).



Тонкая пленка образуется между линзой и пластинкой. Это воздушная пленка или жидкая. Пленка имеет вид клина. Поэтому возникают полосы равной толщины. Из-за симметрии они имеют вид окружностей.

Рассмотрим ход одного из лучей. Поскольку угол клина мал, можно считать, что угол падения везде ноль. Когерентными являются лучи, отразившиеся в точках 1 и 2. В точке 1 они накладываются. Найдем радиус m -ого кольца r_m .

Оптическая разность хода между лучами 1 и 2 равна: $\Delta L = 2d_m \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} + \lambda/2$. В нашем случае $\alpha = 0$, поэтому

$$\Delta L = 2d_m n + \lambda/2.$$

Предположим, что кольцо темное, тогда $2d_m n + \lambda/2 = (2m + 1)\lambda/2$. Отсюда выражаем толщину клина в точке m кольца d_m :

$$d_m = m\lambda/2n.$$

Из рис.4 следует, что $R^2 = (R - d_m)^2 + r_m^2$. Пренебрегая членом d_m^2 , получаем:

$$d_m = r_m^2/2R.$$

Приравняв оба выражения для d_m , получаем: $m\lambda/2n = r_m^2/2R$. Отсюда выражаем радиус m -ого темного кольца:

$$r_m = \sqrt{mR\lambda/n}.$$

Для воздушной пленки ($n = 1$), это выражение принимает вид: $r_m = \sqrt{mR\lambda}$.

Найдем радиусы светлых колец. Оптическая разность хода в этом случае

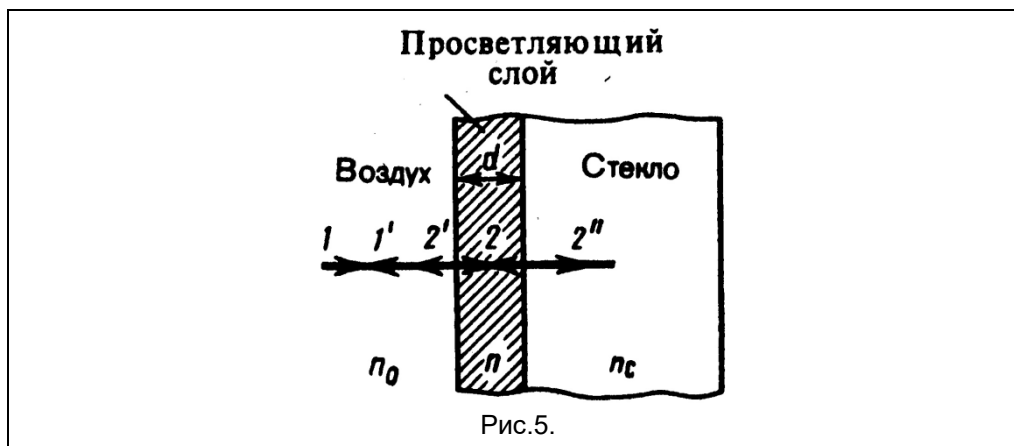
равна $\Delta L = 2d_m n + \lambda/2 = m\lambda$. Отсюда $d_m = \left[\frac{2m-1}{n} \right] \frac{\lambda}{4}$. Приравнявая с предыдущим выражением d_m , получим:

$$r_m = \sqrt{(2m-1)R\lambda/2n}.$$

Радиусы колец зависят от длины волны λ , поэтому, если свет немонохроматический, то кольца будут окрашены.

3. Применение интерференции

1. С помощью колец Ньютона можно определить длину волны, если известен радиус кривизны плосковыпуклой линзы ($\lambda = r_m^2 / mR$).
2. Явление интерференции применяется для улучшения качества оптических приборов (просветление оптики). Прохождение света через линзу сопровождается отражением 4% падающего света. Современные объективы содержат до 10 линз, поэтому потери света велики. Отражение от поверхности линз приводит к возникновению бликов, что приводит к демаскировке расположения приборов в военной технике. Для устранения этих недостатков осуществляют просветление оптики. Объектив покрывают пленкой. Ее толщину рассчитывают так, чтобы был интерференционный минимум при наложении лучей (рис. 5).



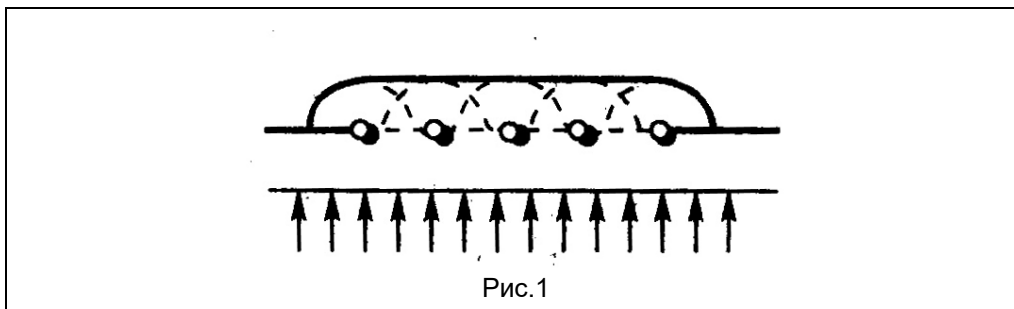
Оптическая разность хода между лучами 1 и 2 равна $\Delta L = 2d_m n = (2m+1)\lambda/2$. Слагаемое $\lambda/2$ отсутствует, так как оба луча отражаются от более плотных поверхностей ($n_0 < n < n_c$). Пленка имеет наименьшую толщину при $m=0$. Она равна: $d_{\min} = \lambda/4n$. Толщину d подбирают так, чтобы гасить лучи наиболее сильно действующие на глаз (желто-зеленые). Объективы имеют фиолетовый оттенок.

Лекция 4. Дифракция света

Дифракция света – это явление отклонения волн от прямолинейного распространения, явление огибания волнами препятствий и проникновения волн в область геометрической тени. Дифракция наблюдается, когда длина волны соизмерима с отверстиями или препятствиями. Например, звуковая волна ($\lambda \sim 1\text{м}$) - дифрагирует при прохождении сквозь окна и двери.

1. Принцип Гюйгенса – Френеля.

Явление дифракции объясняется с помощью принципа Гюйгенса, согласно которому каждая точка волновой поверхности становится источником вторичных волн, а огибающая этих волн дает положение волнового фронта в следующий момент времени.



В середине фронт волны будет плоский, на краях - загибается и заходит в область геометрической тени (рис.1).

Принцип Гюйгенса дает только геометрическое построение волны, но ничего не говорит об интенсивности волн, то есть об амплитуде.

Френель дополнил принцип Гюйгенса:

1. вторичные волны, испускаемые фиктивными источниками, когерентны и поэтому интерферируют в любой точке пространства.
2. вторичные волны испускаются только в направлении распространения волны, в обратном направлении не излучаются.
3. равные по площади участки волновой поверхности испускают равные мощности вторичного излучения.

Принцип Гюйгенса – Френеля это не законы, а метод рассмотрения явления дифракции. Этот метод можно проверить на опыте.

Дифракция света сводится к сложной математической задаче об интерференции от многих источников.

Различают два случая дифракции света: дифракцию Френеля, или дифракцию в сходящихся лучах, и дифракцию Фраунгофера, или дифракцию в параллельных лучах.

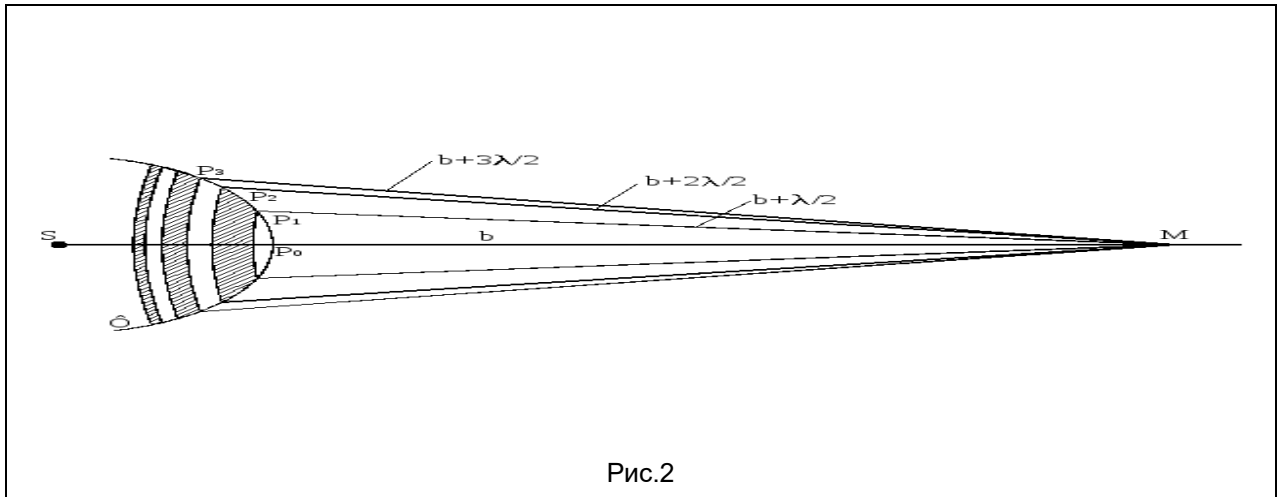
В случае дифракции Френеля на препятствие падает сферическая или плоская волна, а дифракционная картина на экране, находящемся за препятствием. В случае дифракции Фраунгофера на препятствие падает плоская волна, а дифракционная картина наблюдается на экране, который находится в фокальной плоскости линзы, установленной на пути прошедшего через препятствие света.

При дифракции Френеля на экране получается дифракционное изображение препятствия, а при дифракции Фраунгофера - дифракционное изображение удаленного источника света.

Метод зон Френеля. Прямолинейное распространение света.

С помощью принципа Гюйгенса – Френеля можно обосновать с волновой точки зрения закон прямолинейного распространения света в однородной среде. Френель рассмотрел интерференцию вторичных волн, используя метод зон Френеля.

Пусть свет распространяется от точечного источника S в однородной среде. Найдем в произвольной точке M амплитуду световой волны (рис.2).



Рассмотрим фронт волны Φ , идущий от источника S . Это сферическая поверхность радиуса R с центром в точке S . Согласно принципу Гюйгенса – Френеля, каждая точка волновой поверхности становится источником вторичных волн. Френель разбил волновую поверхность на зоны так, что расстояние от двух соседних зон для соответствующих точек до точки M отличались на $\lambda/2$. Подобное разбиение фронта волны на зоны можно выполнить, проведя с центром M окружности радиусами $b + \lambda/2$, $b + 2\lambda/2$, $b + 3\lambda/2$, ..., $b + m\lambda/2$. Колебания, возбуждаемые в точке M двумя соседними зонами противоположны по фазе и при наложении будут ослаблять друг друга. Поэтому амплитуда результирующего колебания в точке M будет равна:

$A = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + \dots \pm A_m.$	(1)
--	-------

С увеличением расстояния зоны от точки M амплитуда A_m уменьшается, поэтому

$$A_1 > A_2 > A_3 > \dots > A_m.$$

Общее число зон Френеля N очень велико (при $a = b = 10$ см и $\lambda = 0,5$ мкм $N = 8 \cdot 10^5$). Поэтому амплитуды соседних зон близки по величине. Тогда амплитуда A_m от m зоны Френеля равна среднему арифметическому от амплитуд примыкающих к ней зон:

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

Тогда выражение (1) можно представить в виде:

$$A = \frac{A_1}{2} + \left[\frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2} \right] + \left[\frac{A_3}{2} - A_4 + \frac{A_5}{2} \right] + \dots = \frac{A_1}{2}.$$

Так как в силу (2) выражения в скобках равно нулю. Оставшаяся часть амплитуды от последней зоны $\pm \frac{A_m}{2}$ ничтожна мала. Итак, амплитуда результирующих колебаний в точке M определяется действием половины центральной зоны Френеля.

Найдем выражение для радиуса m -ой зоны Френеля.

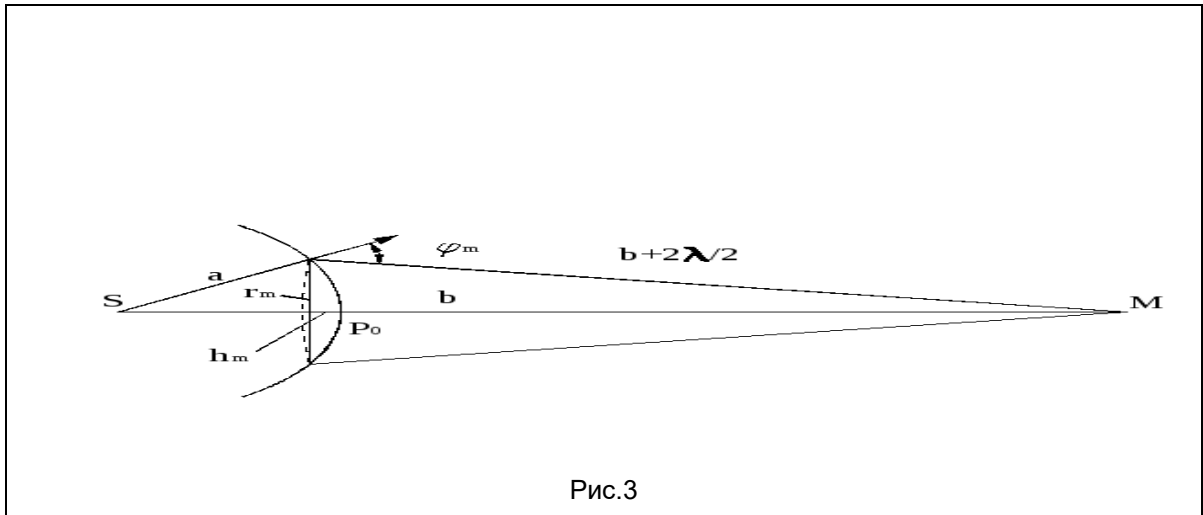


Рис.3

Из рисунка 3 видно, что

$$r_m^2 = a^2 - (a - h_m)^2 = \left[b + \frac{m\lambda}{2} \right]^2 - (b + h_m)^2$$

$$r_m^2 = a^2 - a^2 + 2ah_m - h_m^2 = b^2 + bm\lambda + \frac{m^2\lambda^2}{4} - b^2 - 2bh_m - h_m^2$$

$$r_m^2 = 2ah_m - h_m^2 = bm\lambda - 2bh_m - h_m^2 + \frac{m^2\lambda^2}{4}$$

Так как $\lambda \ll a$ и $\lambda \ll b$, то членом $m^2\lambda^2/4$ можно пренебречь. В результате получаем:

$$r_m^2 = 2ah_m - h_m^2 = bm\lambda - 2bh_m - h_m^2$$

$$2ah_m = bm\lambda - 2bh_m$$

$$2h_m(a + b) = bm\lambda$$

$$h_m = \frac{bm\lambda}{2(a + b)}$$

При не слишком больших значениях m высота шарового сегмента $h_m \ll a$, тогда

$$r_m^2 = 2ah_m = 2a \frac{bm\lambda}{2(a + b)} = \frac{abm\lambda}{a + b}, \text{ отсюда } r_m = \sqrt{\frac{ab}{a + b}} m\lambda.$$

При $a = b = 10 \text{ см}$ и $\lambda = 5 \cdot 10^{-7} \text{ м}$ радиус первой (центральной) зоны $r_1 = 0,16 \text{ мм}$.

Следовательно, в свободном пространстве свет от источника S в точку M распространяется по очень узкому каналу вдоль SM , то есть прямолинейно.

Правомерность деления волнового фронта на зоны Френеля подтверждена экспериментально.

Для этого используются зонные пластинки – стеклянные пластинки, состоящие из системы чередующихся прозрачных и непрозрачных концентрических колец, построенных по принципу расположению зон Френеля. Такая пластинка перекрывает четные зоны и оставляет свободными

нечетные. Результирующая амплитуда $A = A_1 + A_3 + A_5 + \dots$ будет больше, при полностью открытом фронте $A = A_1/2$. Зонная пластинка увеличивает освещенность в точке M , действуя подобно собирающей линзе.