

Сегодня: *

Лекция 7

Тема: ДИФРАКЦИЯ

Содержание лекции:

- 7.1. Принцип Гюйгенса-Френеля;
- 7.2. Метод зон Френеля;
- 7.3. Дифракция Френеля:
 - 7.3.1. Дифракция на круглом отверстии;
 - 7.3.2. Дифракция на диске;

Опыт Юнга с интерференцией от двух щелей обеспечил прочную основу волновой теории света. Однако общее признание волновая теория получила лишь благодаря детальному изучению дифракции более чем через десятилетие.

Мы уже бегло упоминали о дифракции при изучении волн на поверхности воды и в связи с обсуждением волновой природы света. Напомним, что **под дифракцией понимают огибание волнами препятствий**. Рассмотрим теперь дифракцию более подробно.

Определенный период в истории волновой теории света неразрывно связан с именем Огюстена Френеля (1788-1827). В 1819 г. он представил Парижской Академии наук волновую теорию света, которая предсказывала и объясняла явления интерференции и дифракции. Почти сразу же Симон Пуассон (1781-1840) обратил внимание на одно следствие теории Френеля, противоречащее интуитивным представлениям: согласно волновой теории Френеля, если свет от точечного источника падает на непрозрачный диск, то в результате дифракции на краях диска в центре тени должно возникать светлое пятно вследствие

усиливающей интерференции (рис. 7.1). Такое предсказание казалось весьма неправдоподобным. Но когда предложенный Пуассоном эксперимент осуществил Франсуа Араго, в самом центре тени он обнаружил светлое пятно! Это послужило убедительным доказательством справедливости волновой теории.

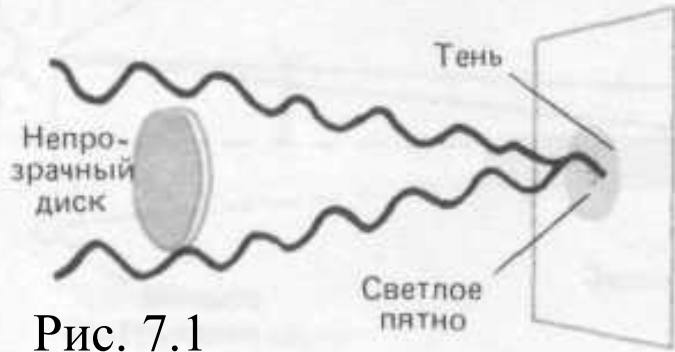


Рис. 7.1

светлое пятно. Обратите внимание на то, что за пределами тени наблюдаются светлые и темные полосы. Они напоминают интерференционные полосы при интерференции от двух щелей. Но в действительности эти полосы возникают при интерференции волн, которые дифрагируют на различных участках диска; вся картина носит название *дифракционной*. Подобная картина возникает при освещении точечным источником любого объекта с резкими краями, как показано на рис. 7.2, б и в. Мы не всегда замечаем дифракционные картины, так как в большинстве случаев

На рис. 7.2, а представлена тень от монеты, освещаемой (почти) точечным источником (в данном случае лазером). В центре наблюдается

источники, с которыми приходится иметь дело в повседневной жизни, оказываются не точечными и свет от различных участков таких источников смазывает картину.

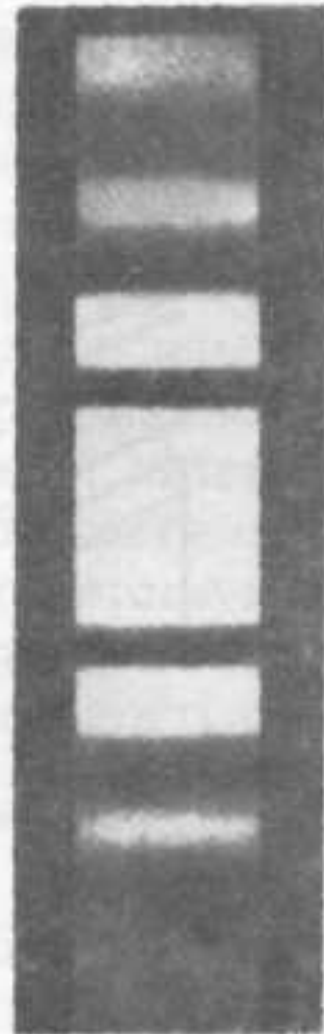
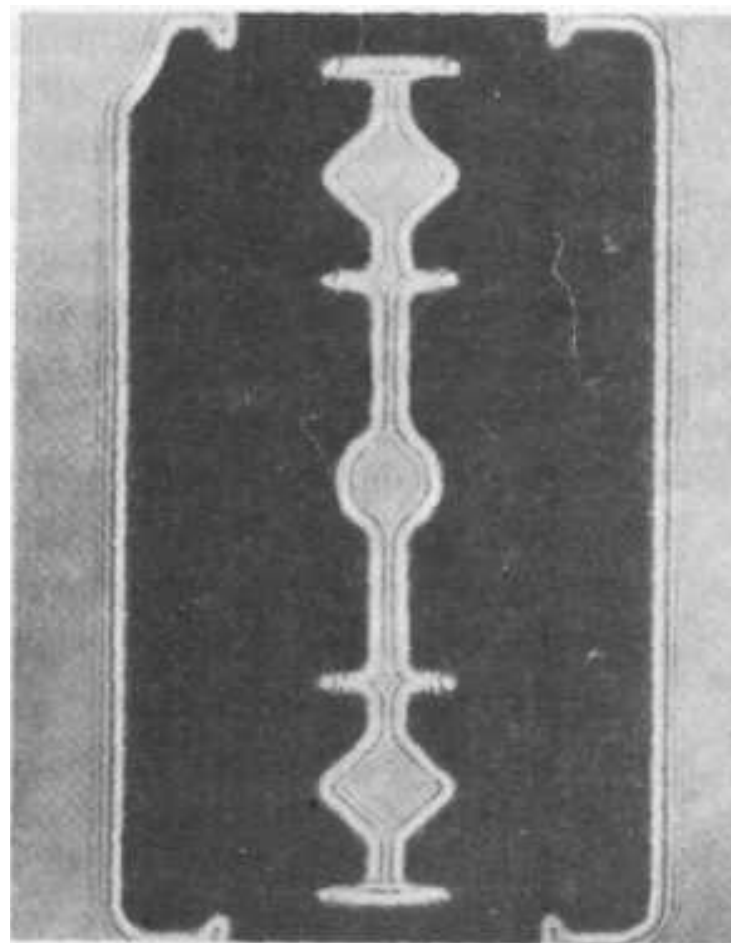


Рис. 7.2. Дифракция на мелкой монете (*а*) 1976 г.; на лезвии бритвы (*б*) 1949 г., на одной щели, освещенной почти точечным источником монохроматического света (*в*) 1962 г.

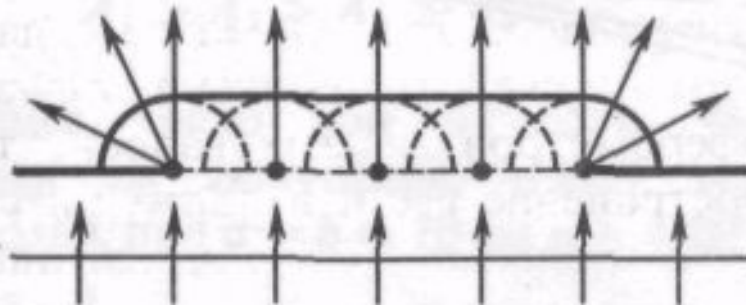
7.1. Принцип Гюйгенса-Френеля

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

Огибание препятствий звуковыми волнами (дифракция звуковых волн) наблюдается нами постоянно (слышим звук за углом дома). Для наблюдения дифракции световых лучей нужны особые условия, это связано с малой длиной световых волн.

Явление дифракции объясняется с помощью принципа Гюйгенса, согласно которому каждая точка, до которой доходит волна, служит центром вторичных волн, а огибающая этих волн дает положение волнового фронта в следующий момент времени. В качестве примера применения принципа Гюйгенса рассмотрим падение плоской волны на преграду с отверстием (рис. 7.3). Когда волновой фронт доходит до преграды, то каждая точка отверстия становится источником вторичных волн, а огибающая этих волн

задает фронт волны, прошедшей через отверстие. Из рисунка следует, что этот фронт плоский только в средней части, а у границ отверстия происходит загибание волнового фронта, т. е. волна проникает в область геометрической тени, огибая края преграды. Явление дифракции характерно для волновых процессов. Поэтому если свет является волновым процессом, то для него должна наблюдаться дифракция, т. е. световая волна, падающая на границу какого-либо непрозрачного



(проникать в область геометрической тени). Из

однако, известно, что

освещаемые светом,

предметы,

идушим от

Рис.7.3

точечного источника, дают

резкую тень и, следовательно, лучи не отклоняются от их прямолинейного распространения. Почему же возникает

Принцип Гюйгенса, являясь чисто геометрическим способом построения волновых поверхностей, решает лишь задачу о направлении распространения волнового фронта, но не затрагивает по существу вопроса об амплитуде, а следовательно, и об интенсивности волн, распространяющихся по разным направлениям. Френель вложил в принцип Гюйгенса физический смысл, дополнив его 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» **фиктивными** источниками. Такими источниками могут служить физически бесконечно малые элементы любой замкнутой поверхности, охватывающей источник S . Обычно в качестве этой поверхности выбирают одну из волновых поверхностей, поэтому все **фиктивные источники действуют синфазно**. Таким образом, волны, распространяющиеся от источника, являются результатом интерференции всех когерентных вторичных волн. Френель исключил возможность возникновения

обратных вторичных волн и предположил, что если между источником и точкой наблюдения находится непрозрачный экран с отверстием, то на поверхности экрана амплитуда вторичных волн равна нулю, а в отверстии — такая же, как при отсутствии экрана.

7.2. Метод зон Френеля. Прямолинейное распространение света

Принцип Гюйгенса — Френеля в рамках волновой теории должен был ответить на вопрос о прямолинейном распространении света. Френель решил эту задачу, рассмотрев взаимную интерференцию вторичных волн и применив прием, получивший название метода зон Френеля.

Найдем в произвольной точке M амплитуду световой волны, распространяющейся в однородной среде из точечного источника S (рис. 7.4). Согласно принципу Гюйгенса — Френеля, заменим действие источника S действием воображаемых источников, расположенных на

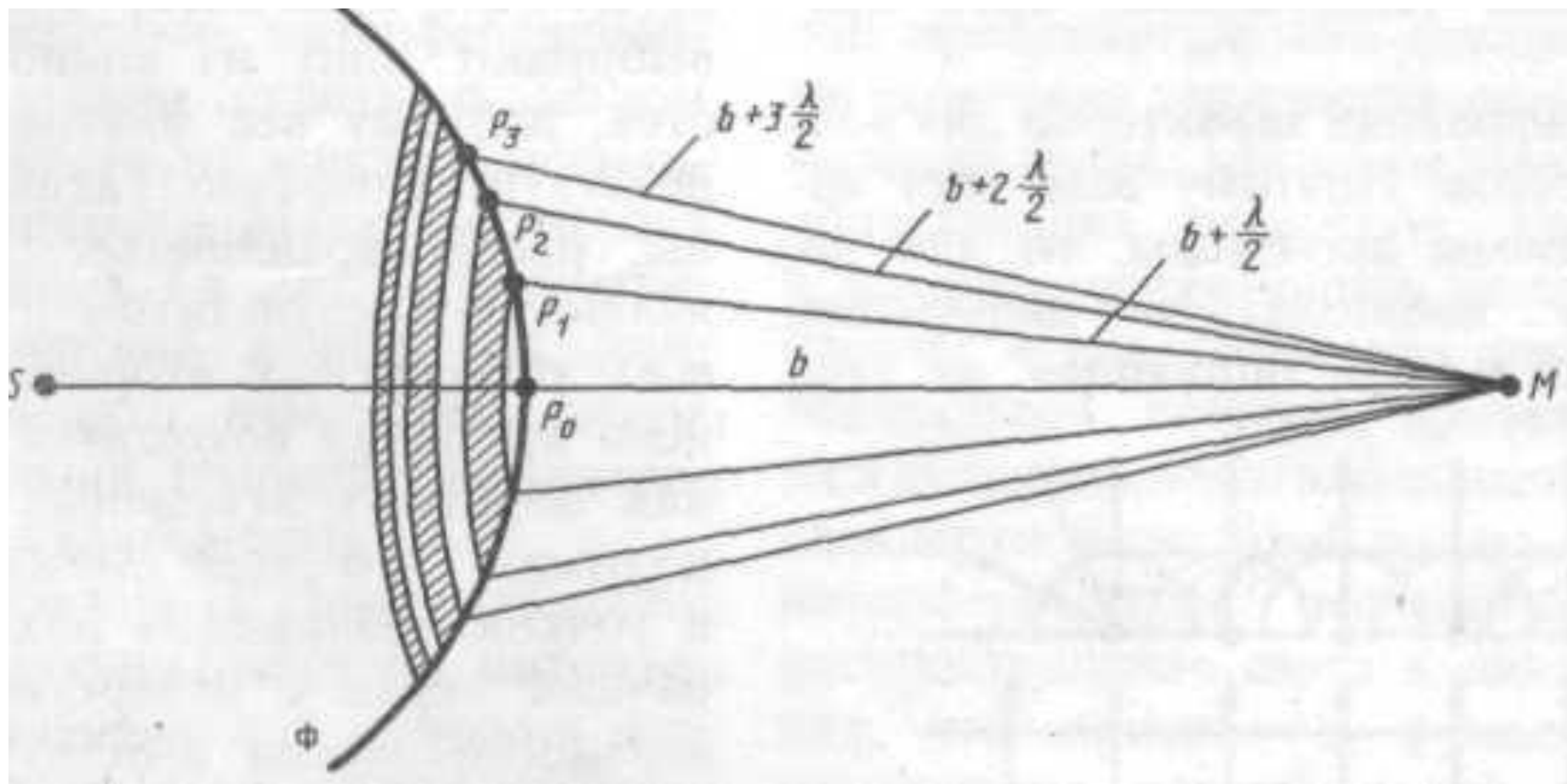


Рис. 7.4

центром S). Френель разбил волновую поверхность Φ на кольцевые зоны такого размера, чтобы расстояния от краев зоны до M отличались на $\lambda/2$, т. е. $P_1M - P_0M = P_2M - P_1M = P_3M - P_2M = \dots = \lambda/2$. Подобное разбиение фронта волны на зоны можно выполнить, проведя с центром в точке M сферы радиусами

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

Так как колебания от соседних зон проходят до точки M расстояния, отличающиеся на $\lambda/2$, то в точку M они приходят с противоположными фазами и при наложении эти колебания будут взаимно ослаблять друг друга. Поэтому амплитуда результирующего светового колебания в точке

$$A = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + \dots \pm A_m, \quad (7.2.1)$$

где A_1, A_2, \dots, A_m — амплитуды колебаний, возбуждаемых 1-й, 2-й, ..., m -й зонами.

Для оценки амплитуд колебаний найдем площади зон Френеля. Внешняя граница m -й зоны выделяет на волновой поверхности сферический сегмент высоты h_m (рис. 7.5). Обозначив площадь этого сегмента через σ_m , найдем, что площадь m -й зоны Френеля равна $\Delta\sigma_m = \sigma_m - \sigma_{m-1}$, где σ_{m-1} — площадь сферического сегмента, выделяемого внешней границей $(m - 1)$ -й зоны. Из рисунка следует, что

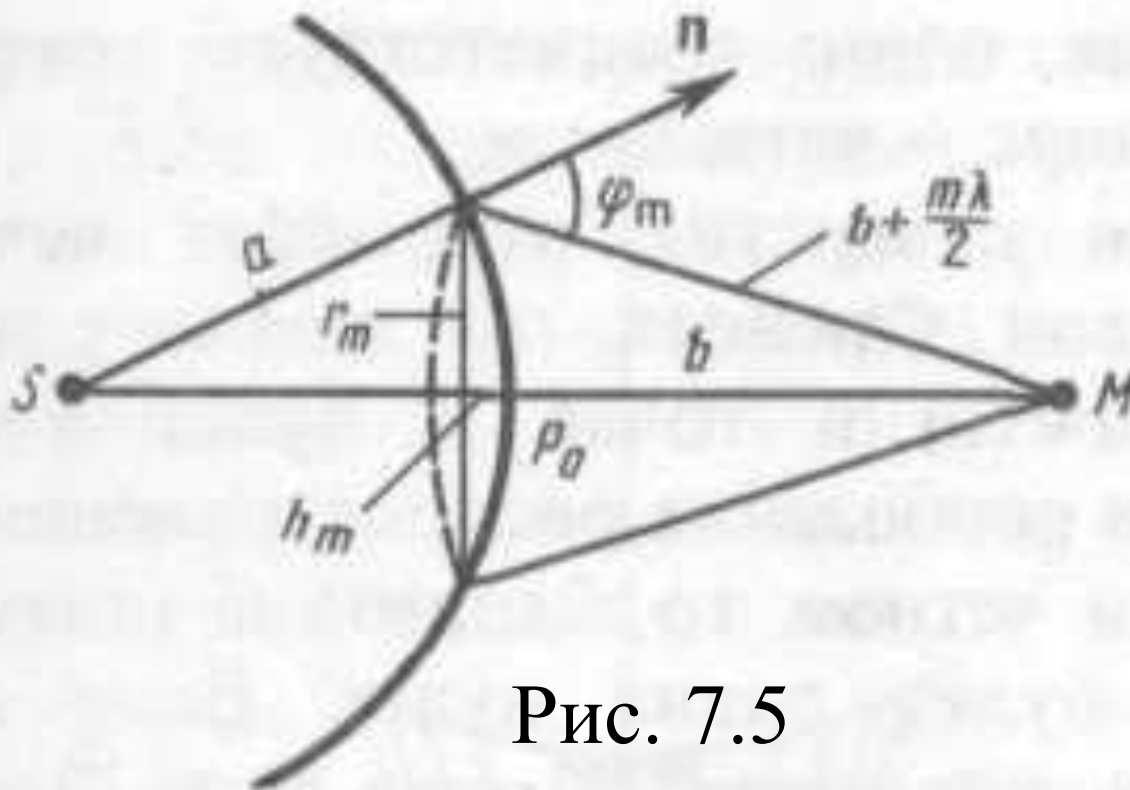


Рис. 7.5

$$(7.2.2) \quad r_m^2 = a^2 - (a - h_m)^2 = (b + m\lambda/2)^2 - (b + h_m)^2.$$

После элементарных преобразований, учитывая, что $\lambda \ll a$ и $\lambda \ll b$, получим

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

(7.2.3)

$$\sigma_m = 2\pi a h_m = \frac{\pi a b \lambda}{a+b} m,$$

Площадь сферического сегмента

а площадь m -го Френеля зон $\Delta\sigma_m = \sigma_m - \sigma_{m-1} = \frac{\pi a b \lambda}{a+b}$.

(7.2.4)

Выражение (7.2.4) не зависит от m : следовательно, при не слишком больших m площади зон Френеля одинаковы. Таким образом, построение зон Френеля разбивает поверхность сферической волны на равные зоны.

зон постепенно убывает от центральной (около P_0) к периферическим. Кроме того, интенсивность излучения в направлении точки M уменьшается с ростом m и вследствие увеличения расстояния от зоны до точки M . Учитывая оба этих фактора, можем записать

$$A_1 > A_2 > A_3 > A_A > \dots$$

Общее число зон Френеля, уместяющихся на полусфере, очень велико: например, при $a = b = 10$ см и $\lambda = 0,5$ мкм

$$N = \frac{2\pi a^2}{\pi ab\lambda} (a + b) = 8 \cdot 10^5.$$

Поэтому в качестве допустимого приближения можно считать, что амплитуда колебания A_m от некоторой m -й зоны Френеля равна среднему арифметическому от амплитуд примыкающих

$$A_m = \frac{A_{m-1} + A_{m+1}}{2}. \quad (7.2.5)$$

Тогда выражение (7.2.1) можно записать в виде

$$(7.2. \quad A = \frac{A_1}{2} + \left(\frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2} \right) + \\ + \left(\frac{A_3}{2} - A_4 + \frac{A_5}{2} \right) + \dots = \frac{A_1}{2},$$

так как по (7.2.5) выражения, стоящие в скобках, равны нулю, а оставшаяся часть от амплитуды последней зоны $\pm A_m/2$ ничтожно мала.

Таким образом, амплитуда, создаваемая в произвольной точке M сферической волновой поверхностью, равна половине амплитуды, создаваемой одной центральной зоной. Следовательно, действие всей волновой поверхности на точку M сводится к действию ее малого участка, меньшего, чем центральная зона.

Если в выражении (7.2. 2) положим, что высота сегмента h_m

Френеля:

$$r_m = \sqrt{\frac{ab}{a+b} m\lambda}. \quad (7.2.7)$$

При $a = b = 10$ см и $\lambda = 0,5$ мкм радиус первой (центральной) зоны $r_1 = 0,158$ мм. Следовательно, распространение света от S к M происходит так, будто световой поток распространяется внутри очень узкого канала вдоль SM , т. е. *прямолинейно*. Таким образом, волновой принцип Гюйгенса — Френеля позволяет объяснить прямолинейное распространение света в однородной среде.

Правомерность деления волнового фронта на зоны Френеля подтверждена экспериментально. Для этого используются зонные пластинки — в простейшем случае стеклянные пластинки, состоящие из системы чередующихся прозрачных и непрозрачных концентрических колец, соединяющей эти две точки, то для света длины волны λ она перекроет четные зоны и оставит свободными нечетные начиная с центральной. В результате этого



Зонная пластинка –
перекрываются все четные
зоны Френеля на
волновой поверхности

КОНЕЦ ЛЕКЦИИ

ЕЩЕ НЕ БЛИЗОК!!!



НЕ ТОРМОЗИ, ФИЗИКОЙ ЗАРЯЖАЙ МОЗГИ!!!

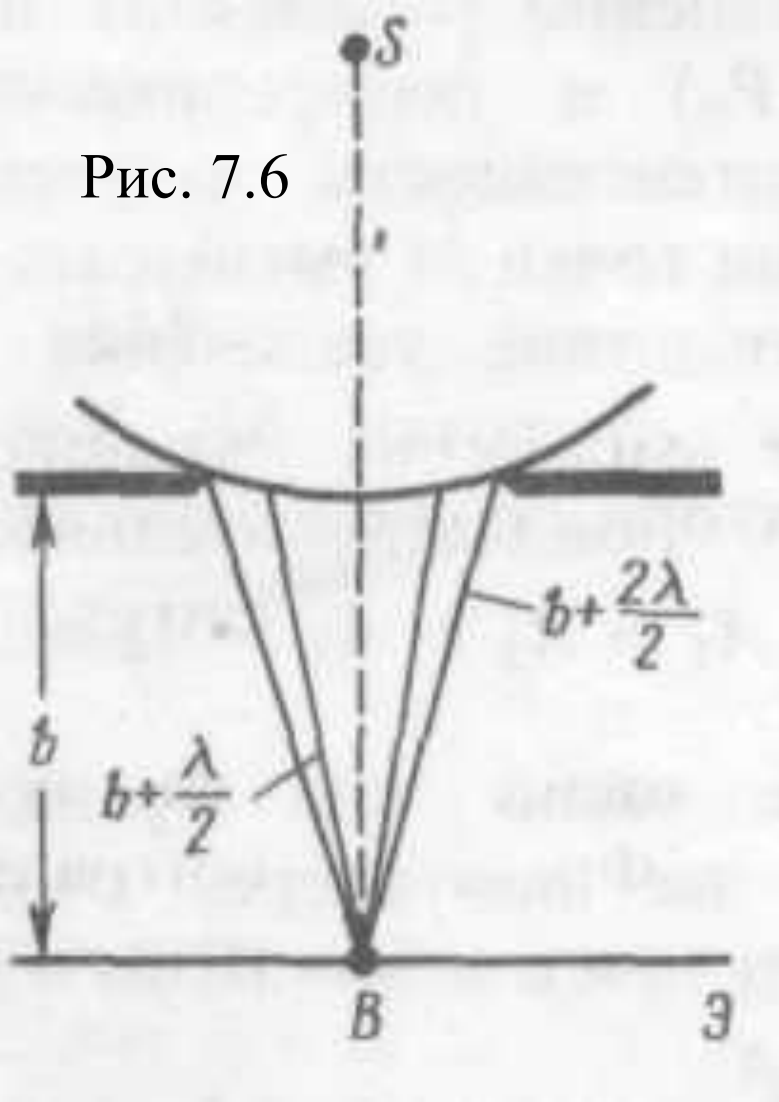
результатирующая амплитуда $A = A_1 + A_3 + A_5 + \dots$ должна быть больше, чем при полностью открытом фронте. Действительно, на опыте зонная пластинка во много раз увеличивает интенсивность света в точке M , действуя подобно собирающей линзе.

7.3. Дифракция Френеля на круглом отверстии и диске

Рассмотрим дифракцию сферических волн, или дифракцию Френеля, осуществляемую в том случае, когда дифракционная картина наблюдается на конечном расстоянии от препятствия, вызвавшего дифракцию.

7.3.1. Дифракция на круглом отверстии. Сферическая волна, распространяющаяся из точечного источника S , встречает на своем пути экран с круглым отверстием. Дифракционную картину наблюдаем на экране (\mathcal{E}) в точке B , лежащей на линии, соединяющей S с центром отверстия (рис. 7.6). Экран параллелен плоскости отверстия и находится от него на расстоянии b . Вид дифракционной картины зависит от

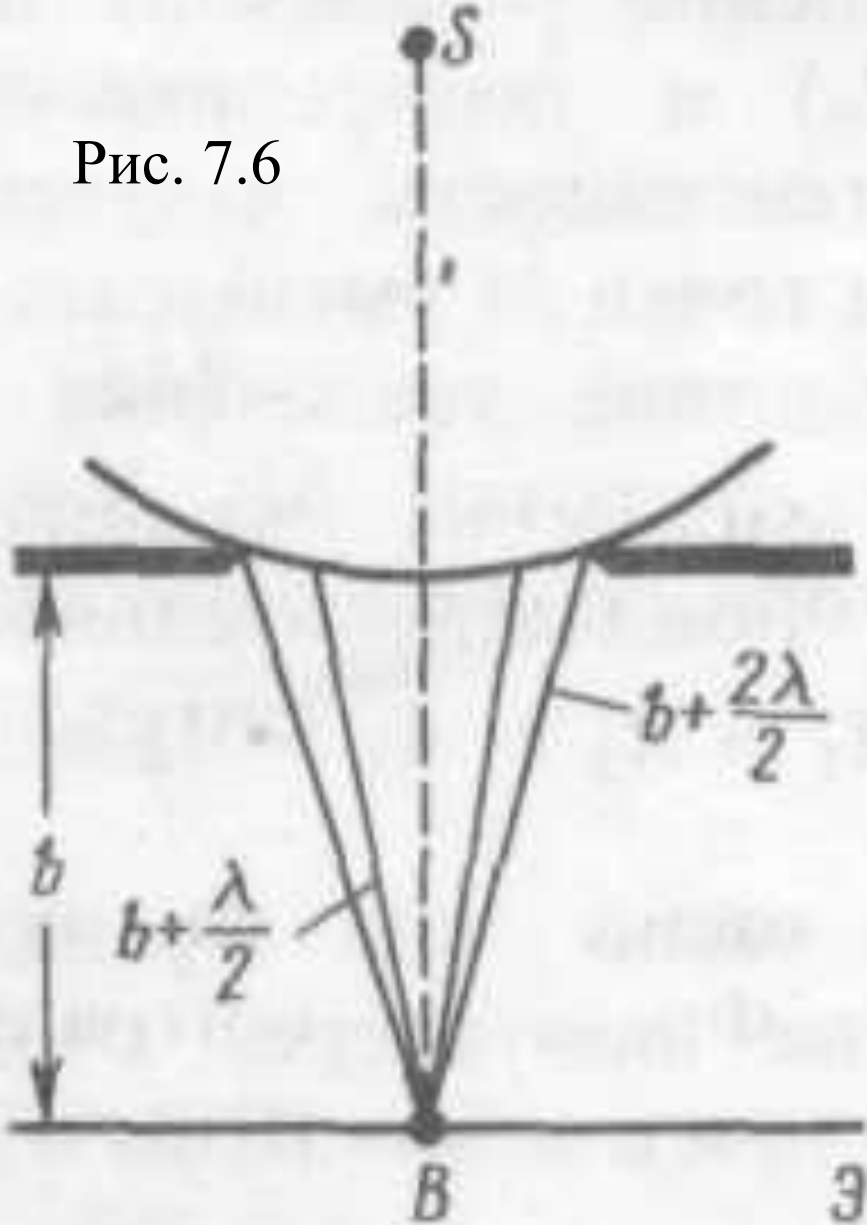
Рис. 7.6



укладывающихся в отверстии. Для точки B , согласно методу зон Френеля (см. (7.2.1) и (7.2.6)), амплитуда результирующего колебания $A = A_1/2 \pm A_m/2$, где знак плюс соответствует нечетным m и минус — четным m .

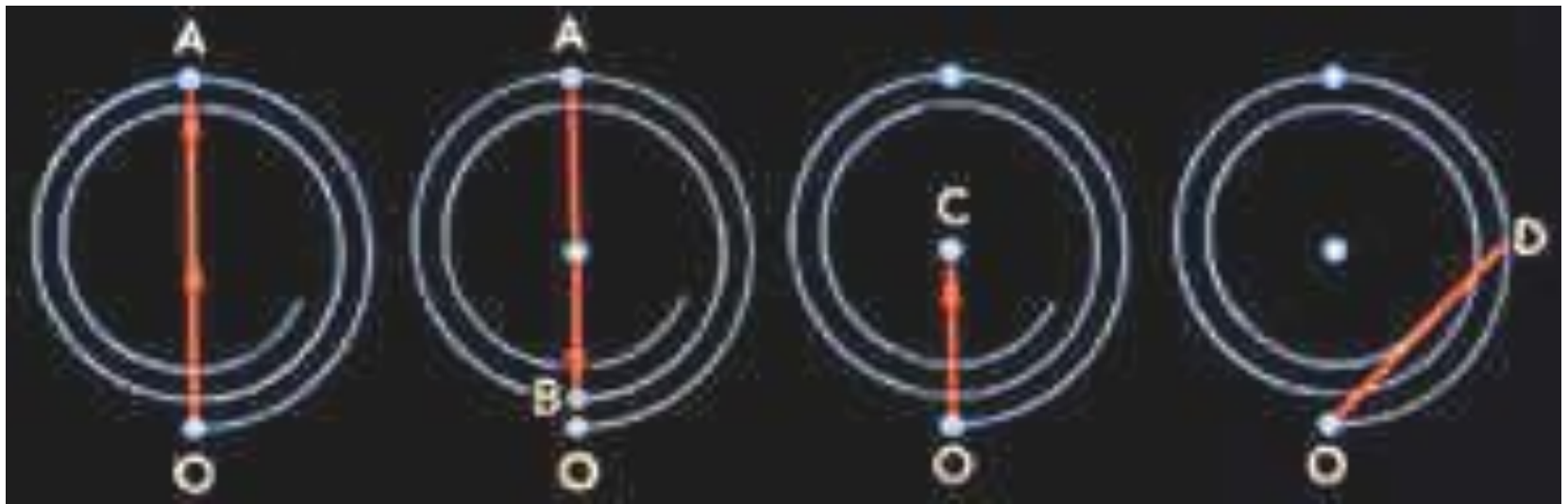
Когда отверстие открывает нечетное число зон Френеля, то амплитуда (интенсивность) в точке B будет больше, чем при свободном распространении волны, если четное, то амплитуда (интенсивность) будет равна нулю. Если в отверстие укладывается одна зона Френеля, то в точке B амплитуда $A = A_1$, т. е. вдвое больше, чем в отсутствие

Рис. 7.6



(интенсивность света больше соответственно в четыре раза). Если в отверстии укладывается две зоны Френеля, то их действия в точке **B** практически уничтожат друг друга из-за интерференции. Таким образом, дифракционная картина от круглого отверстия вблизи точки **B** будет иметь вид чередующихся темных и светлых колец с центрами в точке **B** (если **m** четное, то в центре будет темное кольцо, если **m** нечетное — светлое кольцо), причем

интенсивность максимумов убывает с расстоянием от



Дифракция на круглом отверстии и диске. В центре будет темное пятно, если открыто четное число зон Френеля и светлое – если нечетное.

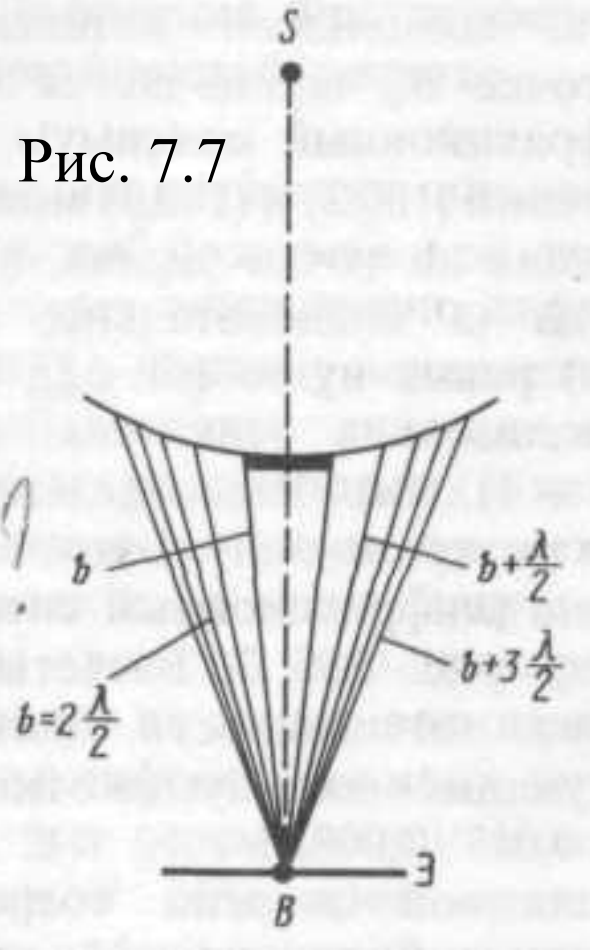
7.3.2. Дифракция на диске. Сферическая волна, распространяющаяся от точечного источника S , встречает на своем пути диск. Дифракционную картину наблюдаем на экране (\mathcal{E}) в точке B , лежащей на линии, соединяющей S с центром диска (рис. 7.7). В данном случае закрытый диском участок фронта волны надо исключить из рассмотрения и зоны Френеля строить начиная с краев диска. Пусть диск закрывает m первых зон Френеля. Тогда амплитуда

результатирующего колебания в точке B

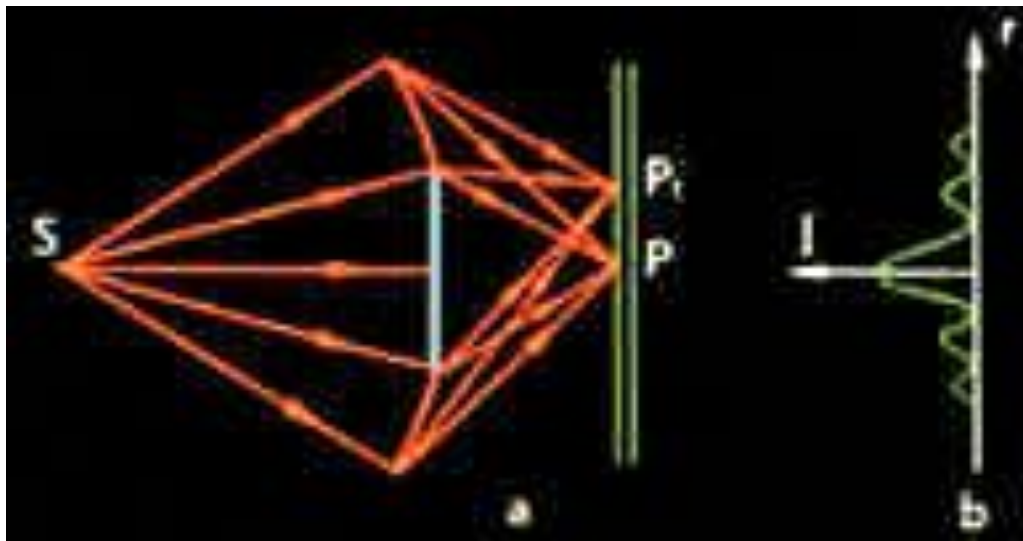
$$A = A_{m+1} - A_{m+2} + A_{m+3} - \dots = \frac{A_{m+1}}{2} + \left(\frac{A_{m+1}}{2} - A_{m+2} + \frac{A_{m+3}}{2} \right) + \dots$$

$$A = A_{m+1} / 2$$

Рис. 7.7



так как выражения, стоящие в скобках, равны нулю. Следовательно, в точке B **всегда** наблюдается интерференционный максимум (светлое пятно), соответствующий половине действия первой открытой зоны Френеля. Центральный максимум окружен concentрическими с ним темными и светлыми кольцами, а **интенсивность максимумов убывает с расстоянием от центра картины.**



Дифракция на круглом диске – в центре геометрической тени диска – светлое пятно – пятно Пуассона.

