

ГЛАВА V

ДИФРАКЦИЯ СВЕТА

§ 13. Прямолинейность распространения света по волновой теории. Зоны Френеля

В т. I, § 60 кратко упоминалось о явлениях дифракции, т. е. непрямолинейном распространении волн, огибании ими препятствий и проникновении волны в область геометрической тени. Поскольку свет представляет собой электромагнитную волну, то для него также должны наблюдаться все дифракционные явления.

Полный расчет процесса распространения световых волн требует подробного математического анализа волновых решений дифференциальных уравнений движения электромагнитных полей и выходит за пределы втузовского курса физики. Даже сами уравнения электромагнитного поля (уравнения Максвелла) были выведены нами лишь в форме интегральных соотношений (т. II, уравнения (6.4), (33.11), (34.4) и (44.11), (49.18)), а не в виде эквивалентных им дифференциальных уравнений в частных производных. Тем более выходит за рамки нашего курса математический анализ точных решений этих уравнений, далеко не для всех случаев до конца вычисленных. Однако для понимания механизма дифракционных явлений и их приближенного расчета нет необходимости приводить полные волновые уравнения и их точные решения. Природа и основные качественные закономерности дифракции света могут быть установлены с помощью двух простых основных принципов:

1. **П р и н ц и п Г ю й г е н с а.** Каждая точка фронта волны является источником волн, распространяющихся с характерной для данной среды скоростью v .

2. **З а к о н и н т е р ф е р е н ц и и.** Все точки фронта волны колеблются с одинаковой частотой и в одинаковой фазе и, следовательно, представляют собой совокупность когерентных источников. Распространяясь вперед, волны от всех когерентных источников интерферируют друг с другом. Для расчета результатов

их интерференции следует принять во внимание, что в произвольную точку M перед фронтом они приходят, пройдя различные расстояния и, следовательно, будучи соответственно сдвинуты по фазе.

Изложенные выше элементарные соображения не позволяют показать, почему вторичные источники, лежащие на фронте волны, дают волну только вперед и не дают волны назад. Это обстоятельство следует иметь в виду; доказательство его дается в точной теории.

Принцип Гюйгенса и закон интерференции позволяют проанализировать все основные дифракционные явления. Поскольку точки фронта, являющиеся когерентными источниками новых волн,

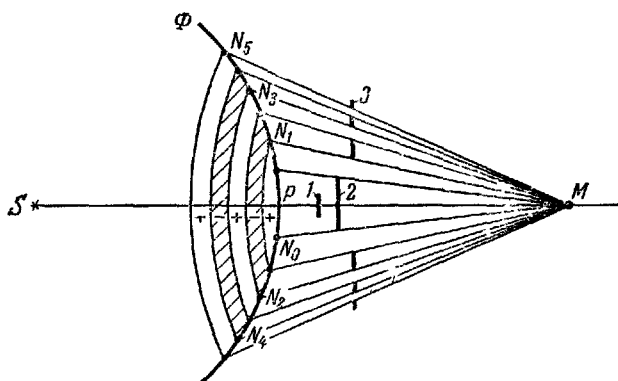


Рис 1 64.

бесчисленное множество, то расчет интерференции, в принципе, сводится к довольно громоздкому интегрированию. Для упрощения этого интегрирования Френелем был предложен изящный метод разделения фронта волны на зоны, так что волны от соседних зон приходят в точку наблюдения в противоположной фазе и ослабляют друг друга. С этим методом зон Френеля мы познакомимся при анализе важнейшего принципиального вопроса: как волновая теория объясняет практическую прямолинейность распространения света и каковы границы применимости законов геометрической оптики, основанных на этой прямолинейности.

Пусть S есть точечный источник монохроматического света в однородной среде. По принципу Гюйгенса от него распространяется во все стороны сферическая волна. В некоторый момент времени фронт этой волны занимает положение Φ (рис. 1.64). Рассмотрим произвольную точку M перед фронтом и соединим ее прямой линией с источником S .

Если бы свет распространялся прямолинейно вдоль луча SPM , то достаточно было бы поставить на его пути сколь угодно малый экран I , чтобы в точке M была полная темнота. Благодаря волновой природе света в точку наблюдения M приходят волны не только от точки P , но и от всех остальных точек фронта Φ , правда в различных фазах.

Для расчета результатов интерференции Френель предложил провести ряд сфер с центрами в точке M и радиусами, соответственно равными

$$\left. \begin{aligned} MN_1 &= MP + \frac{\lambda}{2}, \\ MN_2 &= MN_1 + \frac{\lambda}{2} = MP + 2 \frac{\lambda}{2}, \\ MN_3 &= MN_2 + \frac{\lambda}{2} = MP + 3 \frac{\lambda}{2}, \\ &\dots \dots \dots \end{aligned} \right\} \quad (13.1)$$

Тем самым фронт волны Φ разобьется на ряд кольцевых зон, заштрихованных через одну на рис. 1.64. Волны, приходящие в M от точек каждой последующей зоны, сдвинуты по отношению к волнам, приходящим от соответствующих точек предыдущей зоны, на $\frac{\lambda}{2}$, т. е. находятся в противоположных фазах, и их амплитуды при интерференции вычитаются. Занумеруем величины суммарных амплитуд волн, приходящих в точку M от каждой последующей зоны:

$$A_0, A_1, A_2, A_3, A_4, A_5, \dots$$

Благодаря различию в расстояниях зон до точки наблюдения и в углах, под которыми видны эти площадки из M , величины этих амплитуд монотонно убывают:

$$A_0 > A_1 > A_2 > A_3 > \dots$$

В качестве допустимого приближения можно принять, что амплитуда колебания от некоторой k -й зоны Френеля A_k равна среднему арифметическому от амплитуд примыкающих к ней зон:

$$A_k = \frac{A_{k-1} + A_{k+1}}{2}. \quad (13.2)$$

Полная амплитуда волны, приходящей в точку M , равна сумме амплитуд, создаваемых каждой отдельной зоной. При этом амплитуды от всех четных зон надо считать с одинаковым знаком (например, положительными), а амплитуды волн от всех нечетных зон (приходящих в противоположной фазе) — с обратным

знаком. Таким образом,

$$A = A_0 - A_1 + A_2 - A_3 + A_4 - A_5 + \dots \quad (13.3)$$

Используя соотношение (13.2), можно это выражение представить в виде

$$A = \frac{A_0}{2} + \underbrace{\left(\frac{A_0}{2} - A_1 + \frac{A_2}{2} \right)}_{=0} + \underbrace{\left(\frac{A_2}{2} - A_3 + \frac{A_4}{2} \right)}_{=0} + \dots \approx \frac{A_0}{2}, \quad (13.4)$$

так как оставшаяся часть от амплитуды последней зоны $\pm \frac{A_h}{2}$ практически ничтожно мала.

Таким образом, суммарная амплитуда от воздействия всего фронта Φ в точке наблюдения M равна $A = \frac{A_0}{2}$, т. е. эквивалентна половине воздействия нулевой зоны Френеля.

Не следует при этом думать, что в M приходит свет от всех точек половины нулевой зоны Френеля, остальные же участки фронта Φ , интерферируя, гасят друг друга. Если на пути света от точечного источника поставить не слишком большой круглый экран 2 так, чтобы перпендикуляр, опущенный на него из источника света, проходил через его центр, то в точке M по-прежнему будет свет, хотя и меньшей интенсивности.

Действительно, проведя через край экрана 2 линию MN_0 , мы можем произвести деление фронта, начиная от точки N_0 , на такие же зоны Френеля, как и ранее. Повторяя все рассуждения, легко убедиться, что для идеально круглого экрана 2 суммарная ампли-

туда в M будет $A' = \frac{A'_0}{2}$, где A'_0 есть амплитуда от новой нулевой зоны, отсчитываемой от N_0 . По мере увеличения размеров экрана 2 величина A' будет убывать, но точка M остается всегда освещенной практически до тех пор, пока экран не закроет достаточно большого числа зон Френеля. Лишь в этом последнем случае станет справедливым положение геометрической оптики, что препятствие, перекрывающее луч SM , даст в точке наблюдения отсутствие света (геометрическая тень).

Более того, если, например, сделать «зонный экран» 3 , состоящий из ряда колец, закрывающих все нечетные (или все четные) зоны Френеля, то суммарная амплитуда

$$A = A_0 + A_2 + A_4 + \dots \quad (13.5)$$

оказывается даже большей, чем при отсутствии всякого экрана.

Деление фронта волны Φ на зоны Френеля является относительным и зависит от расстояния до точки наблюдения M . То, что в центре геометрической тени от малого круглого экрана должен наблюдаться свет, было сначала выведено чисто теоретическим

путем и лишь затем подтверждено экспериментально в специально поставленных опытах.

Проведенный анализ вопроса о прямолинейности распространения световых волн дает возможность оценить границы применимости этого понятия. Пренебрегать дифракционными явлениями и рассматривать свет распространяющимся прямолинейно вдоль лучей, исходящих от источника, допустимо лишь, если размеры экрана велики по сравнению с размерами зон Френеля. Чем короче длина волны λ , тем меньше размеры этих зон и тем точнее можно пользоваться приближенными понятиями лучевой (геометрической) оптики. Так как длины волн видимого света очень малы, порядка 0,4—0,8 мк, то при наблюдениях макроскопических тел этими приближениями можно пользоваться с достаточной для практики точностью. Однако при уменьшении размеров наблюдаемых тел начинают проявляться дифракционные явления.

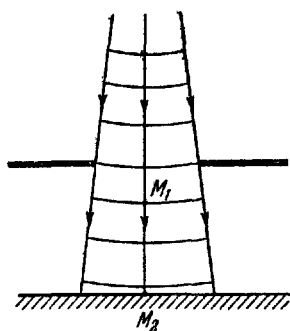


Рис. 1.65.

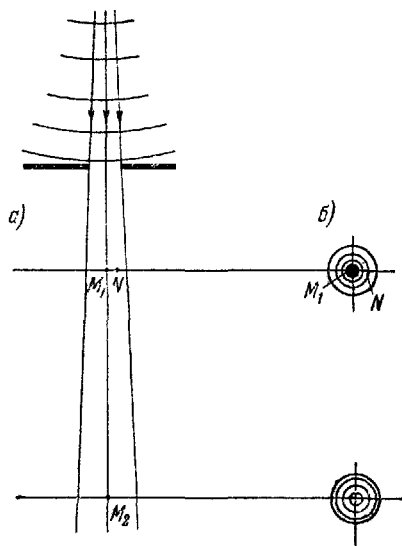


Рис. 1.66.

В т. I, § 60 указывалось, что благодаря дифракции нельзя рассматривать бегущую волну как совокупность распространяющихся лучей и физически невозможно выделить из этой совокупности узкий пучок лучей. Остановимся на этом вопросе несколько подробнее.

На рис. 1.65 изображена сферическая волна, падающая на экран с узким круглым отверстием. Построив перпендикулярные к фронту лучи, мы должны сказать, что часть лучей задержится экраном и через отверстие пройдет узкий, слегка расходящийся пучок лучей. В точках M_1 и M_2 всегда будет свет, а в параллельных экрану плоскостях, проходящих через эти точки наблюдения, изображение отверстия будет иметь вид круглого светлого пятна, окруженного полной геометрической тенью.

Если отверстие мало, так что по отношению к точкам M_1 и M_2 в нем укладывается небольшое число зон Френеля, то эта простая геометри-

ческая картина будет весьма далека от действительности. В зависимости от расположения точки наблюдения может оказаться, что в M_1 волны, приходящие от различных участков фронта, гасят друг друга, а в соседней точке N той же плоскости (рис. 1.66, а) усиливают друг друга. В результате в этой

плоскости мы будем наблюдать в центре темное пятно, окруженное светлым кольцом, с последующими перемежающимися светлыми и темными кольцами (рис. 1.66, б). Передвинувшись в точку M_2 , мы изменим число зон Френеля, и в центре окажется светлое пятно, окруженное перемежающимися темными и светлыми кольцами.

Не следует думать, что для проявления таких дифракционных явлений размеры отверстия должны быть обязательно сравнимы с длиной световой волны. Произведем соответствующий расчет (рис. 1.67). Пусть радиус отверстия $OA=R$, а расстояние от точки наблюдения до центра отверстия $MO=h$.

Для получения дифракционной картины необходимо, чтобы в отверстии укладывались хотя бы две зоны Френеля, т. е. расстояние от M до края отверстия было

$$MA = h + 2 \frac{\lambda}{2}.$$

Из прямоугольного треугольника OAM тогда получаем

$$R^2 = (h + \lambda)^2 - h^2 = (2h + \lambda) \lambda \approx 2h\lambda$$

или

$$h = \frac{R^2}{2\lambda}. \quad (13.6)$$

При $R = 0,5$ см и $\lambda = 5 \cdot 10^{-5}$ см находим отсюда

$$h = \frac{0,25}{2 \cdot 5 \cdot 10^{-6}} = 0,025 \cdot 10^6 = 2,5 \cdot 10^3 \text{ см} = 25 \text{ м}.$$

Рис. 1.67.

Иными словами, при диаметре отверстия в 1 см уже на расстоянии в несколько десятков метров будет наблюдаться ярко выраженная дифракционная картина и нельзя будет считать свет, прошедший через отверстие, распространяющимся прямолинейно.

§ 14. Дифракционная решетка. Дифракционные спектры

Рассмотренные в предыдущем параграфе примеры показывают, что дифракционная картина существенно зависит от длины волны света, огибающего препятствия. Поэтому в случае некогерентного (например, белого) света дифракционные максимумы интенсивности для различных длин волн пространственно разойдутся, возникнут дифракционные спектры. Эти дифракционные спектры имеют то существенное преимущество перед рассмотренными в § 6 призматическими спектрами (получаемыми вследствие дисперсии лучей в призме), что взаимное расположение цветов в них не зависит от свойств материалов, из которых изготавливаются экраны и щели, а определяется однозначно длинами волн излучения и геометрией прибора, следовательно, может быть рассчитано из простых геометрических соображений.