

До сих пор мы рассматривали образование стоячих волн при отражении одномерной волны. Аналогично можно получить двумерные стоячие волны, например, при отражении волн, бегущих по поверхности воды, от плотины. В этом случае узлы и пучности образуются вдоль линий, параллельных линии берега. При изучении оптики и строения атома мы встретимся также со стоячими волнами в пространстве.

§ 60. Принцип Гюйгенса. Дифракция волн

Как мы видели выше, упругие колебания передаются на большие расстояния не мгновенно, а распространяются постепенно, от одной точки среды к соседней. Это обстоятельство лежит в основе принципа, предложенного в конце XVII века голландским физиком Гюйгенсом для установления некоторых количественных закономерностей распространения волн.

Согласно принципу Гюйгенса каждая точка волнового поля, пришедшая в колебание, становится сама источником вторичных волн. Результирующая волна, распространяющаяся дальше, возникает вследствие наложения и интерференции всех волн от этих вторичных элементарных источников.

Назовем волновой поверхностью геометрическое место точек, колеблющихся в одинаковой фазе. Фронт волны также

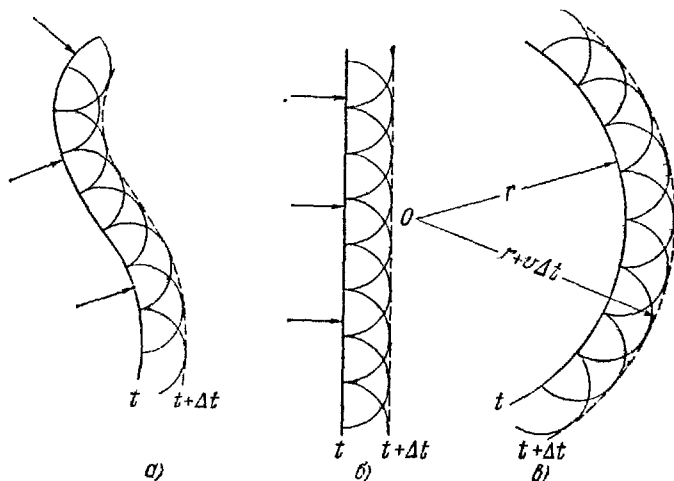


Рис. 4.35.

является волновой поверхностью, точки которой одновременно начинают колебательное движение. На рис. 4.35, а изображено положение фронта волны в некоторый произвольный момент времени t . С помощью принципа Гюйгенса можно найти вид фронта

волны через малый промежуток времени Δt . Для этого нужно из каждой точки фронта, являющейся вторичным источником волн, провести в направлении распространения сферическую волну радиуса $\Delta r = v\Delta t$, где v — скорость распространения волн. Новый фронт волны получается как огибающая этих вторичных волн *).

Применяя построение Гюйгенса в случае плоской волны, изображенной на рис. 4.35, б, мы приходим к выводу, что в однородной среде плоская волна при своем распространении остается плоской. Аналогичным свойством сохранения формы обладает и сферическая волна, изображенная на рис. 4.35, в.

Построение Гюйгенса применимо и для волн, распространяющихся в неоднородной среде. В этом случае скорость распространения v будет меняться от точки к точке и соответственно будут различными радиусы полусфер,

проводимых из разных точек исходного фронта. Для примера рассмотрим преломление плоской волны на границе раздела двух сред с различными скоростями распространения v_1 и v_2 (рис. 4.36). Пусть ABD есть положение фронта плоской волны в первой среде в момент времени t . Из точек B и D опишем вперед полусферы радиуса $v_1\Delta t$. Их огибающая $B'D'$ даст положение фронта волны в первой среде в момент $t + \Delta t$. Луч BB' , перпендикулярный к фронту исходной волны, указывает направление ее распространения в первой среде. Угол α между направлением падающих лучей BB' и перпендикуляром к границе раздела называется углом падения.

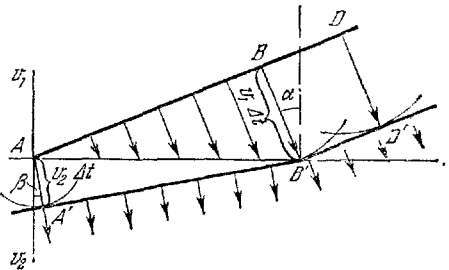


Рис. 4.36.

Из точки A , лежащей на поверхности раздела сред, опишем во второй среде полусферу радиуса $v_2\Delta t$. Для построения огибающей проведем из точки B' касательную к этой полусфере $A'B'$. Касательная $A'B'$ и будет изображать положение фронта волны во второй среде в момент $t + \Delta t$. Луч AA' , перпендикулярный к этому фронту, укажет направление распространения этой волны. Угол β между направлением преломленных лучей и перпендикуляром к границе раздела называется углом преломления.

Прямоугольные треугольники ABB' и $AA'B'$ имеют общую гипотенузу AB' .

*) Доказательство того факта, что вторичные волны не дают заметной волны, бегущей назад, может быть получено лишь из строгой математической теории волн, разработанной Кирхгофом.

Поэтому

$$AB' = \frac{v_1 \Delta t}{\sin \alpha} = \frac{v_2 \Delta t}{\sin \beta} \text{ и } \frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{v_1}{v_2} = \text{const}, \quad (60.1)$$

т. е. отношение синуса угла падения к синусу угла преломления есть величина постоянная, не зависящая от направления падающего луча и численно равная отношению скоростей распространения волн в обеих средах.

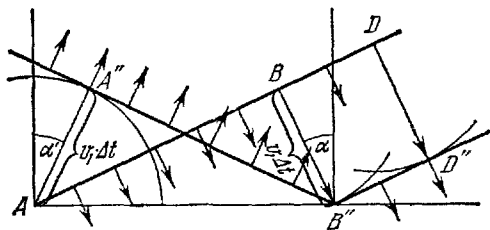


Рис. 4.37.

Аналогичным образом можно вывести и закон отражения. На рис. 4.37 изображен по-прежнему фронт падающей плоской волны ABD в момент времени t и построено его

продолжение $B''D''$ в момент $t + \Delta t$. Из точки A опишем полусферу радиуса $v_1 \Delta t$ в той же первой среде. Для построения огибающей проведем из точки B'' касательную $A''B''$ к этой полусфере. Касательная $A''B''$ будет изображать фронт отраженной волны, распространяющейся в той же среде в момент $t + \Delta t$. Перпендикулярный к ней луч AA'' указывает направление отраженной волны и пересекает перпендикуляр к границе раздела под некоторым углом α' , называемым углом отражения. Прямоугольные треугольники $AA''B''$ и ABB'' , как имеющие общую гипотенузу AB'' и одинаковые катеты $AA'' = BB'' = v_1 \Delta t$, равны друг другу. Отсюда следует, что *угол падения равен углу отражения*. Если отсчитывать углы от перпендикуляра к границе раздела и принимать направление по часовой стрелке положительным, а против часовой стрелки — отрицательным, то закон отражения можно записать в виде

$$\alpha' = -\alpha. \quad (60.2)$$

Принцип Гюйгенса позволяет объяснить характерное для волнового движения явление непрямолинейного распространения волн, носящее название дифракции.

Рассмотрим плоскую волну, падающую на поверхность экрана, в котором имеется отверстие, малое по сравнению с длиной волны ($d \ll \lambda$). Когда фронт волны дойдет до экрана, вторичные источники, расположенные в плоскости отверстия, создадут расходящуюся от него сферическую волну за экраном, как это показано на рис. 4.38. Это иллюстрирует принцип Гюйгенса, согласно которому отверстие в экране можно рассматривать как одиночный элементарный источник (если ширина его много меньше λ).

Таким образом, волна распространяется, вообще говоря, непрямолинейно. При широком фронте волны прямолинейное рас-

пространение есть результат интерференции волн от многих вторичных источников. Однако и в этом случае ($d \gg \lambda$) на боковых границах волнового фронта будут наблюдаться отклонения от прямолинейного распространения (рис. 4.39).

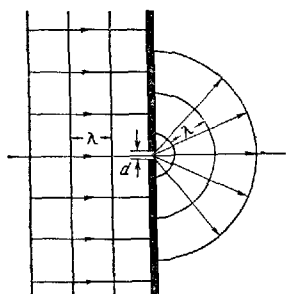


Рис. 4.38.

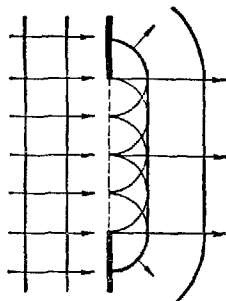


Рис. 4.39.

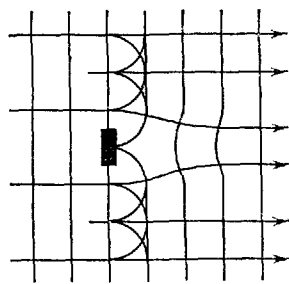


Рис. 4.40.

Аналогично можно показать, что в результате дифракции за малой по сравнению с длиной волны преградой не образуется тени (рис. 4.40), а преграда, соизмеримая с длиной волны, сильно рассеивает волны. В случае преграды, размеры которой много больше длины волны, за преградой образуется тень. Однако и здесь волны частично огибают препятствие, заходя в область геометрической тени (рис. 4.41).

Назовем лучами линии, показывающие направления распространения волн. В однородной среде лучи являются семействами линий, перпендикулярных к волновым поверхностям. На предыдущих чертежах лучи указывались стрелками.

Построение лучей позволяет в ряде случаев сделать картину распространения волн более наглядной. Однако не следует забывать, что понятие луча является чисто вспомогательным, и приписывать ему слишком большой физический смысл, рассматривая, например, бегущую волну как совокупность распространяющихся лучей, нельзя. Действительно, в силу наличия дифракции волн выделить физически узкий пучок лучей из этой совокупности невозможно. Возвращаясь к рис. 4.39, мы видим, что попытка выделить тонкий пучок параллельных лучей, например с помощью экрана с малым отверстием, не приводит к цели.

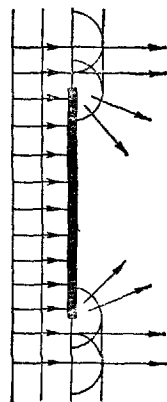


Рис. 4.41.

Количественный расчет некоторых дифракционных явлений и их практические применения будут подробнее разобраны в оптике (том III).