

ласти в теньевую. Зону эффективной диффузии можно условно разбить на 3 части: D_a , D_b , D_c , показанные на рис. пунктиром. В зоне D_a и в нек-рой её малоугловой окрестности дифракц. картина близка к той, к-рая получается в окрестности границы геом. тени за острым краем экрана или клина (рис. 7). В зоне D_c диффузионная передача лучевой амплитуды вдоль дуги может

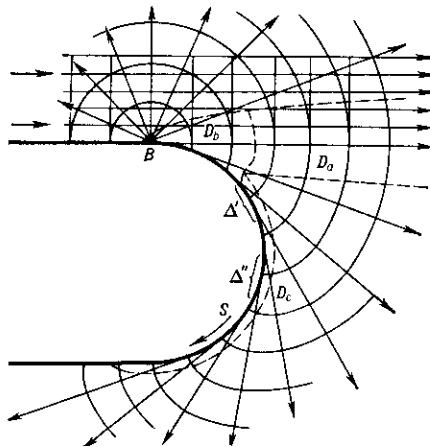


Рис. 9. Дифракция волн на заднем закруглении.

происходить только «каскадным» способом, в к-ром диффузионное и лучевое распространения чередуются между собой так, что процесс диффузии в последующие трубки начинается лишь после того, как диффузия в предыдущие трубки уже заканчивается; это объясняется тем, что внутри данной зоны любые 2 достаточно удалённые друг от друга лучевые трубки, напр. для участков Δ' и Δ'' , не связаны между собой общим волновым фронтом. В результате, как показывают более детальные расчёты, в зоне D_c устанавливается процесс диффузии, экспоненциально ослабевающий в направлении дуги S , чему соответствует экспоненц. затухание амплитуды на луче, скользящем вдоль S :

$$A(S) = A(S_0) \exp \left[\frac{1}{2} \alpha (i - \sqrt{3}) \cdot \sqrt{\pi/\lambda r_0} (S - S_0) \right], \quad (4)$$

где $r_0 = \text{const}$ — радиус кривизны соответств. участка направляющей поверхности, $\alpha \approx 2,34$, если на поверхности обращается в нуль само поле, и $\alpha \approx 1,02$, если обращается в нуль его нормальная производная. Наличие в показателе экспоненты мнимой части эквивалентно нек-рому уменьшению скорости распространения, обусловленному описанным выше механизмом последоват. диффузии в зоне D_c . Когда луч ответвляется по касательной от дуги S и выходит из зоны D_c , поперечная диффузия лучевой амплитуды практически прекращается, так что она убывает в соответствии с обычным законом расширения лучевых трубок. Однако экспоненц. затухание, к-рому подвергалась лучевая амплитуда за время прохождения волнового фронта в зоне диффузии D_c , приводит к тому, что в области тени для больших углов D . в. за выпуклым препятствием поле гораздо слабее, чем за аналогичным препятствием с острым краем. Дифрагиров. волна, идущая из точки B вверх и назад навстречу падающей волне, формируется за счёт диффузии лучевой амплитуды вдоль тех цилиндрич. волновых фронтов, имеющих относительно малый радиус, к-рые расположены в промежуточной зоне D_b . При большом радиусе кривизны поверхности тела вправо от точки B указанное явление диффузии очень слабо выражено, а следовательно, в отличие от случая острого края, рассеяние вверх и назад пренебрежимо мало.

Для объяснения явлений D . в. у края препятствия, закруглённого спереди, можно рассматривать отражённую и падающую волны как продолжение (в смысле от-

ражения) одна другой (рис. 10). Лучевые трубки в отражённой волне по мере приближения к точке B , во-первых, становятся относительно резко расширяющимися, что приводит к быстрому ослаблению поля в них; во-вторых, всё теснее прижимаются к поверхности тела, где имеет место связь отражённого поля с падающим. Возникающие благодаря этому заметные различия лучевых амплитуд на близких участках объединённого фронта падающей и отражённой волн вызывают поперечную диффузию в соответствующих зонах эффективной диффузии D_1 и D_2 , к-рые показаны на рис. 10 параллельными друг на друга. В результате как падающая волна, так и суммарное поле достигают точки скольжения B значительно ослабленными.

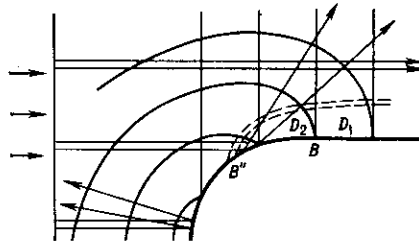


Рис. 10. Дифракция волн на переднем закруглении.

Следует подчеркнуть, что широкое развитие метода поперечной диффузии или метода параболич. ур-ния связано с освоением всё более коротковолновых эл.-магн. диапазонов (появлением мазеров, лазеров и т. п.) и необходимостью соответствующего «эл.-динамич. обеспечения» (см. *Квазиоптика*). Более того, этот метод оказался адекватным нек-рым нелинейным дифракционным задачам типа самофокусировки или самоканализации эл.-магн. волн.

Матем. рассмотрение D . в. в общем случае совпадает с рассмотрением волнового поля, возбуждаемого нек-рым источником в бесконечной или конечной области, заполненной однородной или неоднородной средой, т. е. решению задачи D . в. сводится к решению задачи о вынужденных колебаниях в такой области. При этом, естественно, могут быть использованы традиц. методы решения краевых задач матем. физики. См. также *Волны, Дифракция радиоволн, Дифракция рентгеновских лучей, Дифракция света*. Явления дифракции имеют место и в микромире (см. *Дифракция частиц*), поскольку объектом квантовой механики свойственно волновое поведение.

Лит.: Менцер Дж. Р., Дифракция и рассеяние радиоволн, пер. с англ., М., 1958; Уфимцев П. Я., Метод краевых волн в физической теории дифракции, М., 1962; Хенл Х., Мауэр А., Вестпфаль К., Теория дифракции, пер. с нем., М., 1964; Вайнштейн Л. А., Теория дифракции и метод факторизации, М., 1968; Фок В. А., Проблемы дифракции и распространения электромагнитных волн, М., 1970; Боровиков В. А., Кинбер Б. Е., Геометрическая теория дифракции, М., 1978; Ваганов Р. В., Каценеленбаум Б. З., Основы теории дифракции, М., 1982.

И. Г. Кондратьев, Г. Д. Малюжинец.

ДИФРАКЦИЯ ЗВУКА — отклонение распространения звука от законов *геометрической акустики*, обусловленное его волновой природой. Результаты D . з. — расхождение УЗ-пучков при удалении от излучателя или после прохождения через отверстие в экране, загибание звуковых волн в область тени позади препятствия, больших по сравнению с длиной волны λ , отсутствие тени позади препятствия, малых по сравнению с λ , и т. п. Звуковые поля, создаваемые дифракцией исходной волны на препятствиях, помещённых в среду, на неоднородностях самой среды, а также на неровностях и неоднородностях границ среды, наз. рассеянными полями (см. *Рассеяние звука*). Для объектов, на к-рых происходит D . з., больших по сравнению с λ , степень отклонений от геом. картины зависит от значения волнового параметра $P = \sqrt{\lambda r/D}$, где D — поперечник объекта (напр., поперечник УЗ-излучателя или пре-