

Рёбра и вершины на поверхности тела порождают краевые волны, к-рые можно интерпретировать как дифракц. лучи D . На вогнутой стороне тела могут возбуждаться волны пепчущей галереи E . Вблизи границы свет — тень на гладкой части поверхности тела образуются волны соскальзывания F , к-рые уходят вдоль *геодезических линий* на теневую сторону тела, испытывая при этом экспоненц. затухание из-за высвечивания G . При индуктивном импедансе на поверхности тела могут возбуждаться поверхностные волны H , к-рые высвечиваются слабо и затухают практически только из-за тепловых потерь в самом теле. Реальная картина формирования рассеянного поля усложняется взаимной трансформацией разл. типов волн, напр. краевые волны могут породить волны соскальзывания и наоборот.

Расчёт дифракц. полей в квазиоптич. области составляет предмет асимптотич. теории дифракции (АТД). К ней принадлежит, в частности, метод параболич. урния (МПУ), опирающийся на т. н. принцип поперечной диффузии лучевой амплитуды — диффузии амплитуды поперёк лучевых трубок (вдоль волновых фронтов). Этот метод используют при изучении открытых волноводов и резонаторов, при исследовании распространения волновых пучков в линейных и нелинейных однородных, регулярно и статистически неоднородных средах (напр., в атмосфере, ионосфере) и т. п. (см. *Леонтовича параболическое уравнение, Параболическое уравнение приближение*). Одним из первых применений МПУ была классич. задача о распространении радиоволн вдоль поверхности Земли (асимптотич. решение Леонтовича и Фока). К АТД относятся также ряд приближённых подходов, опирающихся на принцип локальности и строгие решения модельных задач. В частности, для расчётов радиолокац. поперечников металлич. тел сложной формы используют геом. оптики метод (ГОМ), физической оптики метод (ФОМ), геометрическую теорию дифракции (ГТД) и метод краевых волн (МКВ). При помощи ГОМ и ФОМ определяют гл. член асимптотич. разложения (при $\lambda \rightarrow 0$) для поля в освещённой области пространства. ГТД является обобщением ГОМ и даёт рецепты построения краевых волн и волн соскальзывания. МКВ является обобщением ФОМ и позволяет вычислить краевые волны. И ГТД, и МКВ применительно, напр., к задачам дифракции на телах с рёбрами опираются на решение классич. задачи о дифракции на клине. Оба эти метода дают гл. член асимптотич. разложения для каждой краевой волны, возникающей при многократной дифракции. Для определения след. членов этого асимптотич. разложения необходимо решение дополнит. модельных задач. Между упомянутыми методами существует тесная связь. Геометрооптич. выражение для рассеянного поля вытекает из асимптотич. оценки интегралов, описывающих это поле в приближении ФОМ. Точно так же выражения для краевых волн, постулируемых в ГТД, следуют из интегральных представлений рассеянного поля в МКВ.

В теории антенн используют апертурный метод расчёта диаграмм направленности, в основе к-рого лежит предположение о том, что распределение эл.-магн. поля в излучающей апертуре (раскряе) соответствует невозмущённой возбуждающей волне. Такая аппроксимация тем лучше, чем больше параметр l/λ , где l — линейный размер апертуры. Поле, излучаемое антенной, вычисляют затем с помощью *Грина формул*. Такой метод представляет собой обобщение на задачи Д. р. известного в оптике и акустике *Кирхгофа метода*; он удовлетворительно описывает главный и первые боковые лепестки диаграммы направленности. Для расчёта дальних боковых лепестков необходимо принимать во внимание краевые волны, к-рые возникают при дифракции возбуждающей волны на краях апертуры.

Представляют интерес задачи Д. р. на телах, покрытых радиопоглощающим материалом, на космич. аппаратах, входящих в атмосферу Земли со сверхзвуковой скоростью и окружённых неоднородной плазмой, на естеств. и искусств. неоднородностях ионизации в атмосфере и ионосфере; задачи распространения (линейного и нелинейного) радиоволн в разл. неоднородных средах, в частности в естеств. волноводных каналах (прежде всего, ионосферных), и, наконец, задачи диагностики разных сред и объектов с помощью радиоволн.

Лит.: Уфимцев П. Я., Метод краевых волн в физической теории дифракции, М., 1962; Хенл Х., Мауэ А., Вестфаль К., Теория дифракции, пер. с нем., М., 1964; Вайнштейн Л. А., Открытые резонаторы и открытые волноводы, М., 1966; Фок В. А., Проблемы дифракции и распространения электромагнитных волн, М., 1970; Боровиков В. А., Кинбер Б. Е., Геометрическая теория дифракции, М., 1978; Electromagnetic and acoustic scattering by simple shapes, Amst., 1969; James G. L., Geometrical theory of diffraction for electromagnetic waves, Stevenage, 1976; Electromagnetic scattering, N. Y., 1978. П. Я. Уфимцев.

ДИФРАКЦИЯ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ — возникновение отклонённых (дифрагированных) лучей в результате интерференции упруго рассеянных электронами вещества вторичных волн. Д. р. л. обусловлена пространственно упорядоченным расположением атомов рассеивателя и большой величиной параметра пространственной дисперсии $\lambda/d \sim 5 \cdot 10^{-2} \div 1$ (λ — длина волны рентгеновского излучения, d — характерное межатомное расстояние в веществе). Она является осн. методом исследования атомной структуры веществ (см. *Рентгеновский структурный анализ, Рентгенография материалов, Рентгеновская топография, Рентгеновская спектроскопия*) [1—6].

Д. р. л. впервые наблюдалась М. фон Лауэ (M. von Laue), В. Фридрихом (W. Friedrich) и П. Книппингом (P. Knipping) (1912). Первая элементарная (т. н. кинематич.) теория Д. р. л. предложена Лауэ в 1913; в том же году У. Л. Брэгг (W. L. Bragg) и Г. В. Вульф интерпретировали Д. р. л. как интерференц. отражение излучения от системы параллельных атомных плоскостей кристалла (см. *Брэгга — Вульфа условие*). В 1914 Ч. Дарвин (Ch. Darwin) сформулировал основы динамич. теории Д. р. л., затем в 1917 П. Эвальд (P. Ewald) развил теорию самосогласованного взаимодействия точечных диполей среды и поля излучения. В 1931 Лауэ изложил теорию Д. р. л. как электродинамич. задачу распространения излучения в среде с непрерывной трёхмерной периодической поляризуемостью $\chi(\mathbf{r}, \omega)$ (см. *Поляризуемость рентгеновская*).

Наиб. ярко Д. р. л. выражена в кристаллах, являющихся для рентгеновских лучей естеств. трёхмерными *дифракционными решётками*. Дифракц. максимумы в них возникают в направлениях, в к-рых вторичные (рассеянные атомами) волны распространяются с одинаковыми фазами. Для кристаллов это условие фазировки требует удовлетворения одновременно трём условиям дифракции на одномерных дифракц. решётках:

$$a(\cos \alpha - \cos \alpha_0) = H\lambda; \quad b(\cos \beta - \cos \beta_0) = K\lambda; \\ c(\cos \gamma - \cos \gamma_0) = L\lambda, \quad (1)$$

где a, b, c — периоды решётки кристалла по трём её осям; α_0, β_0 и γ_0 — углы, составляемые направлением распространения падающей, а α, β и γ — рассеянием волнами с осями решётки кристалла; H, K и L — целые числа, пропорциональные *индексам кристаллографическим* системы атомных плоскостей, находящихся в отражающем положении. Урния (1) (т. н. урния Лауэ) можно представить в виде условия Брэгга — Вульфа. Т. к. углы $\alpha_0, \beta_0, \gamma_0$ фиксированы, а α, β, γ не независимы, то система (1) обычно имеет крайне мало целочисленных решений, т. е. при рассеянии монохроматич. рентгеновского излучения на неподвижном кристалле число дифракц. максимумов мало.