

ятников и наз. маятниковым решением. При нек-рой отстройке ( $\eta \neq 0$ ) от угла Брэгга  $\theta$  перекачка неполная, а при учёте поглощения она носит затухающий характер. Структура поля такова, что дифракц. и проходящий лучи образуют единую самосогласованную систему, так что разделение поля на прошедшую и дифрагированную волны происходит не внутри кристалла, а на его выходной поверхности. Для толстых кристаллов имеет место *аномального пропускания эффект*. Среднее по  $T$  значение интегральной интенсивности рассеянного излучения также определяется выражением (6) при  $a = \pi/2$ .

Брэгговское отражение и лауэвское пропускание широко используются для монохроматизации и получения слабо расходящихся ( $\Delta\theta \sim 1''$ ) интенсивных пучков рентгеновских лучей. Изучение Д. р. л. в совершенных кристаллах со слабыми искажениями позволяет получить информацию о типе и строении дефектов, их плотности и распределении по объёму [8] (см. *Рентгеновская топография*).

В рамках динамич. теории Д. р. л. решены задачи распространения рентг. излучения в совершенном кристалле с пост. градиентом деформаций, нарушенным приповерхностным слоем, в модулированных и многослойных кристаллах, что позволило решать обратные задачи восстановления строения кристаллов с одномерным полем искажений по данным Д. р. л. В целом решены задачи дифракции коллимированных и сферич. волн; рассмотрены нек-рые многолучевые задачи, а также случаи резко асимметричной дифракции, когда наряду с дифракцией имеет место полное внеш. отражение. Детальное понимание интерференционной структуры поля излучения в кристалле при динамич. Д. р. л. позволило создать новые дифракц. методы исследования строения тонких приповерхностных слоёв монокристаллов [9].

При внеш. возбуждении или неупругих процессах рассеяния рентг. лучей атомы кристалла могут стать источниками вторичного излучения, некогерентного с падающим. При распространении этого излучения в кристалле наблюдаются специфич. дифракц. явления — т. н. линии Косселя [1].

Дифракция гамма-лучей, нейтронов, электронов описывается в основном теми же закономерностями, что и Д. р. л., однако для каждого типа излучения имеются специфич. особенности, определяемые величиной взаимодействия и длиной волны излучения (см. *Дифракция частиц*, *Дифракция электронов*, *Дифракция нейтронов*). Динамич. дифракция может наблюдаться и в оптич. диапазоне, напр. при распространении света в холестерических [10] и коллоидных жидких кристаллах.

Лит.: 1) Д ж е й м с Р., Оптические принципы дифракции рентгеновских лучей, пер. с англ., М., 1950; 2) Ж д а н о в Г. С., Основы рентгеновского структурного анализа, М.—Л., 1940; 3) Г и н ь е А., Рентгенография кристаллов, пер. с франц., М., 1961; 4) П о р а й-К о ш и ц М. А., Практический курс рентгеноструктурного анализа, т. 2, М., 1960; 5) И в е р о н о в а В. И., Р е в к е в и ч Г. П., Теория рассеяния рентгеновских лучей, 2 изд., М., 1978; 6) С к р ы ш е в с к и й А. Ф., Структурный анализ жидкостей и аморфных тел, 2 изд., М., 1980; 7) К р и в о г л а з М. А., Дифракция рентгеновских лучей и нейтронов в неидеальных кристаллах, К., 1983; 8) А м е л и н к е С., Методы прямого наблюдения дислокаций [Кристаллов], пер. с англ., М., 1968; 9) А ф а н а с ь е в А. М., А л е к с а н д р о в П. А., И м а м о в Р. М., Рентгеновская структурная диагностика в исследовании приповерхностных слоёв монокристаллов, М., 1986; 10) Б е л ь я к о в В. А., С о н и н А. С., Оптика холестерических жидких кристаллов, М., 1982; 11) П и н с к е р З. Г., Рентгеновская кристаллооптика, М., 1982. А. В. Колтаков.

**ДИФРАКЦИЯ СВЁТА** — в узком, но наиболее употребительном смысле — огибание лучами света границы непрозрачных тел (экранов); проникновение света в область геом. тени. В широком смысле Д. с. — проявление волновых свойств света в предельных условиях перехода от волновой оптики к геометрической. Примерами Д. с., понимаемой в широком смысле, являются рассеяние света капельками тумана, формиро-

ванные изображения оптич. системами (напр., микроскопом) и т. п. Наиб. рельефно Д. с. проявляется в областях резкого изменения плотности потока лучей: вблизи *каустик*, фокуса линзы, границ геом. тени и др.

Д. с. как волновое явление, исчезающее в пределе  $\lambda \rightarrow 0$ , зависит от длины волны света  $\lambda$ . Красный свет сильнее дифрагирует (сильнее отклоняется границами тел), чем фиолетовый, т. е. разложение белого света в спектр, вызванное дифракцией, имеет обратную последовательность цветов по сравнению с получающейся при разложении света в призме. Это различие часто является решающим при выяснении природы многих атм. оптич. явлений.

Проникновение света в область геом. тени было известно уже в 16—17 вв., однако объяснение этому было дано лишь в 19 в. Тогда были выдвинуты и развиты две, казалось бы, не имеющие ничего общего концепции Д. с. Т. Юнг (Th. Young; 1800) предположил, что Д. с. обусловлена диффузией световых волн вдоль волновых фронтов. Чередование тёмных и светлых полос на границе тени и света он считал результатом интерференции падающей плоской волны и вторичной, цилиндрической, связанной с диффузией. Вторичная, цилиндрич. волна принимается из области глубокой тени как ярко светящаяся грань экрана. Юнг не развил количеств. методов расчёта Д. с., и его концепция долго не находила поддержки.

Приближённая теория Д. с. создана в 1816 О. Френелем (A. Fresnel). Д. с., по Френелю, — результат интерференции вторичных волн (см. *Гюйгенс — Френель принцип*). Несмотря на недостатки, эта теория сохранила своё значение и служит основой расчётов дифракц. эффектов в инструментальной оптике.

В теории Френеля амплитуда  $u_P$  светового поля в точке наблюдения  $P$  (рис. 1) складается из парциальных амплитуд сферич. волн, испускаемых всеми элементами  $dS$  поверхности  $S$ , не закрытой экраном:

$$u_P = A \int (S) dS u_S \exp(ikr) r^{-1} \cos(\hat{n}r), \quad (1)$$

где  $k$  — волновой вектор ( $k = 2\pi/\lambda$ ),  $\mathbf{n}$  — нормаль к  $dS$ ,  $r$  — расстояние от  $P$  до  $dS$ ,  $\hat{n}r$  — угол дифракции,  $u_S$  — значение поля на  $S$  и  $A = i/\lambda$  — константа, опре-

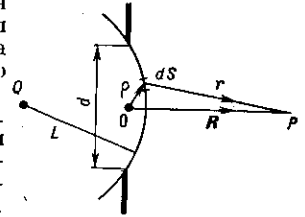


Рис. 1. Обрезание волнового фронта краями экрана.

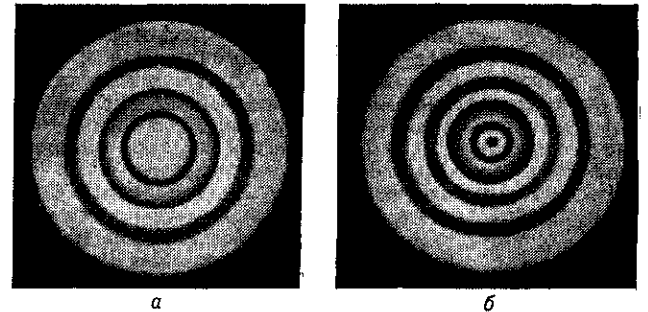


Рис. 2. Дифракция на круглом отверстии при открытом нечётном (а) и чётном (б) числе зон.

деляющая интенсивность дифрагированной волны. Френель предложил приближённый метод вычисления интеграла (1), заключающийся в разбиении поверхности  $S$ , совмещённой с фронтом падающей волны, на т. н. *Френелевские зоны*, расстояния от края  $k$ -рых до точки  $P$  отличаются на  $\lambda/2$ . Поэтому соседние зоны вносят в