

дения соответствующей спектральной серии эмиссионного Р. с.

Интенсивность рентг. излучения, прошедшего через поглотитель с поверхностной плотностью m (в г/см²), определяется ф-лой $I = I_0 \exp(-tm)$, где I_0 — интенсивность излучения до поглощения, t — массовый коэф. поглощения (в см²/г). В пределах между двумя соседними краями поглощения τ растёт $\propto \lambda^2$. Зависимость $\tau(\lambda)$ во всём интервале λ представляет спектр поглощения. С коротковолновой стороны от каждого края поглощения величина τ претерпевает флуктуации, к-рые несут информацию о структуре вещества и изучаются методами рентгеновской спектроскопии.

Для осуществления излучат. перехода в атоме после возникновения вакансии на его внутр. оболочке необходимо, чтобы на более удалённой оболочке был хотя бы один электрон. Так, после образования вакансии в К-оболочке фотон линии $K\alpha_{1,2}$ испускается при переходе $L_{2,3} \rightarrow K$. У свободных атомов с возрастанием Z первый электрон в оболочке $L_{2,3}$ появляется только у В ($Z = 5$). Однако взаимодействие атомов в твёрдом теле изменяет распределение электронов по оболочкам атома и линия $K\alpha_{1,2}$ наблюдается уже у Li ($Z = 3$).

Особый интерес представляет эмиссионный переход атома при заполнении внутр. вакансии электроном валентной оболочки атома, если она заполнена частично, т. е. когда в ней имеются вакансии. Так, при наличии вакансии на К-уровне, заполняемой электронами с валентного $M_{4,5}$ -уровня, К-электрон в процессе поглощения может быть заброшен на вакансию $M_{4,5}$ -уровня, а один из электронов этого же уровня заполняет К-вакансию, т. е. абсорбционный и эмиссионный переходы взаимно обратны, и энергия поглощаемого фотона равна энергии испускаемого фотона (линия $K\beta_5$). С возрастанием Z оболочка $M_{4,5}$ полностью заполняется и поглощение возможно лишь при забрасывании К-электрона в более удалённую оболочку, где имеются вакансии. Т. о., при возрастании Z атом, у к-рого впервые энергия поглощаемого фотона (края поглощения) превышает энергию фотона $K\beta_5$ -линии, имеет заполненную $M_{4,5}$ -оболочку. Если для свободных атомов эта оболочка впервые заполняется у Cu ($Z = 29$), то в твёрдом теле такое заполнение происходит только у Ge ($Z = 32$). Т. о., Р. с. позволяют получить полную картину заполнения электронных оболочек атома в твёрдых телах при возрастании Z .

Р. с. нашли применение в рентгеноспектральном анализе, в рентг. спектроскопии, рентгеновском структурном анализе, а также при исследовании распределения по уровням энергии электронов в атомах твёрдого тела.

Лит. см. при ст. Рентгеновское излучение. М. А. Блюхин.
РЕНТГЕНОВСКИЕ СТОЯЧИЕ ВОЛНЫ — стоячие волны, возникающие в достаточно толстых монокристаллич. пластинах при падении на них «жесткого» рентг. излучения (с длиной волны $\lambda \sim 5-20$ нм) под углом Брэгга (при выполнении Брэгга — Вульфа условий) и осуществлении в них динамики дифракции рентгеновских лучей. Метод Р. с. в. — перспективный метод исследования структуры вещества.

Если на кристалл под углом Брэгга падает плоская волна рентг. излучения $E_0 \exp(ik_r r - i\omega t)$, то в объёме кристалла возникают когерентная суперпозиция этой волны и дифрагиров. волны $E_h \exp(ik_h r - i\omega t)$ (E_0, E_h — векторы напряжённости электр. поля падающей и дифрагиров. волн соответственно, k_0, k_h — их волновые векторы, r — радиус-вектор точки наблюдения, ω — круговая частота, t — время, $h = k_h - k_0$ — вектор обратной решётки, направленный перпендикулярно отражающим плоскостям, величина $h = 2\pi n/d$, d — межплоскостное расстояние, n — порядок отражения).

Интенсивность $I(z)$ поля излучения в Р. с. в. не зависит от t и равна

$$I(z) = |E_0|^2 \left[1 + \frac{|E_h|^2}{|E_0|^2} + 2 \frac{|E_h|}{|E_0|} \cos \left(\frac{2\pi n}{d} z + \alpha \right) \right], \quad (*)$$

где z — координата вдоль вектора обратной решётки, α — фаза комплексного отношения E_h/E_0 . Значения отношения $|E_h|/|E_0|$ и фазы α зависят от конкретных условий, в частности от степени выполнения условия Брэгга — Вульфа и геометрии дифракции. При дифракции в геометрии Лауэ (вектор h параллелен поверхности кристалла) возникают две Р. с. в., для к-рых при точном выполнении условий Брэгга — Вульфа $|E_h| = |E_0|$, а фазы α равны нулю и т. п. Соответственно в одной волне положения пучностей совпадают с положением атомных плоскостей (в первом порядке отражения), а во второй — пучности располагаются между атомными плоскостями.

При дифракции в геометрии Брэгга (вектор h перпендикулярен поверхности кристалла) в толстом кристалле, полностью поглощающем падающее излучение, существует одна Р. с. в. Условие $|E_h| \approx |E_0|$ выполняется в нек-рой области углов падения — в т. н. области полного дифракц. отражения (ПДО), причём фаза α непрерывно меняет своё значение от нуля до π при сканировании через эту область.

Возникновение в кристалле Р. с. в. приводит к существу. изменению всех процессов взаимодействия рентг. излучения с веществом, в первую очередь процессов неупругого рассеяния (фотоэлектрич. поглощения, комптоновского рассеяния, теплового диффузного рассеяния). Эти изменения в свою очередь приводят к аномальной угл. зависимости интенсивности вылетающих из кристалла рентг. фотоэлектронов, рентг. флуоресцентного излучения, диффузного излучения, угл. зависимости рентгено-эде и др. процессов. Типичные кривые угл. зависимости коэф. рентг. отражения $|E_h|^2/|E_0|^2$ (кривая 1) и интенсивности поля излучения на атомных плоскостях (кривая 2) при дифракции в геометрии Брэгга приведены на рис. Кривая 2 описывается ф-лой (*) при $z=0$, т. е. на поверхности кристаллич. пластины. В области полного дифракц. отражения, т. е. когда $|E_h| \approx |E_0|$, изменение интенсивности обусловлено только монотонным изменением фазы α от нуля до π . При этом узлы и пучности Р. с. в. перемещаются на половину межплоскостного расстояния.



Рентг. излучение при взаимодействии с веществом выбивает электроны в осн. из внутр. оболочек атомов. Эти электроны сильно локализованы вблизи атомных ядер и реагируют на наличие поля излучения только вблизи ядра. Поэтому угл. зависимость поглощения веществом рентг. излучения приблизительно описывается кривой 2. В точке, для к-рой $\alpha = \pi$, поглощение резко уменьшается, что является причиной аномально пропускания эффекта. Но наиб. ярко этот эффект проявляется в геометрии Лауэ, когда рентг. пучок падает под большим углом к поверхности кристалла, а коэф. экспоненциального затухания интенсивности уменьшается в десятки раз.

Возникновение Р. с. в. следует из общей динамики теории дифракции рентг. лучей, разработанной П. П. Эвальдом (Р. P. Ewald) и Ч. Дарвином (Ch. Darwin) в нач. 20 в., однако первым косвенным эксперим. доказательством их существования явилось наблюдение Х. Борманом (H. Borgmann) в 1941 эффекта аномально пропускания. Наиб. прямое доказательство существования Р. с. в. — измерение выхода вторичных излучений. Первый такой эксперимент был выполнен в 1962 Б. В. Баттерманом (B. W. Battermann), к-рый измерял выход флуоресценции Ge $K\alpha$ при дифракции $MoK\alpha$ -излучения в кристалле Ge в геометрии Брэгга. Однако ему