

ства толщиной в нанометры в МР-области и в несколько мкм в УМР-области спектра являются практически непрозрачными. Слой атм. воздуха толщиной менее 1 см полностью поглощает рентг. излучение с  $\lambda > 1$  нм, поэтому рентгенооптич. приборы МР- и УМР-диапазонов могут работать только в вакууме. В ЖР-области поглощение воздуха в масштабах обычных лаб. установок незначительно.

Как внутр. структура вещества, так и неоднородность границы раздела влияют на распространение рентг. излучения, причём характер взаимодействия зависит от соотношения между  $\lambda$  и размером структурных неоднородностей  $a$ . В этой связи могут быть рассмотрены 2 группы явлений: Р. о. однородных и неупорядоченных сред и Р. о. сред с упорядоченной структурой (дифракц. оптика).

**Рентгеновская оптика однородных и неупорядоченных сред**

По отношению к рентг. излучению однородными могут считаться вещества с аморфной структурой, а также кристаллы в случае, когда постоянная решётки  $a \ll \lambda$ . В предположении идеально гладкой поверхности раздела сред рассматриваются френелевское отражение и преломление рентг. излучения. В тех случаях, когда граница раздела сред неидеальна, т. е. имеются локальные отклонения профиля границы от ср. линии (шероховатость) или имеется неоднородный градиент диэлектрич. проницаемости в глубь среды, возникает рассеяние падающего рентг. излучения на границе раздела. При прохождении рентг. излучения через среду, содержащую нерегулярно расположенные структурные неоднородности с линейными размерами  $a \gg \lambda$  (частицы др. вещества, дефекты кристаллич. решётки и т.д.), наблюдается *малоугловое рассеяние*.

Френелевское отражение рентг. излучения, как и в оптике более ДВ-диапазона, связано с величиной  $n$ . В общем виде в рентг. области

$$n = 1 - (\delta + i\beta), \tag{1}$$

где  $\delta$  и  $\beta$  — т. н. рентг. оптич. константы, к-рые могут быть представлены через *атомные факторы* рассеяния  $f_1$  и  $f_2$ :

$$\delta = A(\lambda)f_1, \quad \beta = A(\lambda)f_2,$$

где

$$A(\lambda) = (2\pi)^{-1} N_a r_e \lambda^2;$$

здесь  $N_a$  — плотность атомов,  $r_e = e^2/mc^2$  — классич. радиус электрона. По порядку величины  $\delta$  и  $\beta$  изменяются от  $\sim 10^{-6}$ – $10^{-5}$  в ЖР-области до  $\sim 10^{-2}$ – $10^{-1}$  в УМР-области рентг. диапазона. В случае чистых металлов величину  $\delta$  можно оценить с помощью соотношения  $\delta = 5,4 \cdot 10^{-4} (Z\rho/A_Z)\lambda^2$ , где  $Z$  — ат. номер,  $\rho$  — плотность вещества в г/см<sup>3</sup>,  $A_Z$  — ат. вес,  $\lambda$  выражена в нм. Величина  $\beta$  связана с  $\mu$  соотношением  $\beta = \lambda\mu/4\pi$ .

Отражение рентг. излучения на идеально гладкой поверхности раздела однородная среда — вакуум для  $s$ - и  $p$ -поляризаций (см. *Поляризация света*) характеризуется коэф. отражения  $R_s$  и  $R_p$  соответственно, рассчитываемыми по *Френеля формулам*. Если пренебречь поглощением излучения внутри среды (это в большей степени справедливо в ЖР-области), *Снелла закон* для рентг. излучения запишется в виде

$$\cos \theta / \cos \theta' = n = 1 - \delta, \tag{2}$$

где  $\theta$  и  $\theta'$  — скользкие углы падения и преломления. Для рентг. излучения  $|n| < 1$ , поэтому  $\theta' < \theta$ . При больших значениях  $\theta$  френелевский коэф. отражения очень мал; при нормальном падении для всех веществ он не превосходит  $10^{-3}$  для  $\lambda \sim 10$  нм и быстро падает

с уменьшением  $\lambda$ . Вследствие этого обычные зеркала нормального падения с однородными покрытиями неприменимы в рентг. диапазоне длин волн. При очень малых  $\theta$  значение  $\theta'$  оказывается миним., т. е. излучение не входит в среду, а полностью отражается. Это явление наз. *полным* внешним отражением и нем по аналогии с полным внутр. отражением в оптике видимого диапазона. При условии  $\cos \theta' = 1$ , т. е. когда преломлённый луч скользит по границе раздела, угол  $\theta = \theta_c$  наз. *критич. углом* полного внеш. отражения:  $\cos \theta_c = 1 - \delta$ ,  $\theta_c \approx \sqrt{2\delta}$ . Т. о., рентг. излучение отражается от идеально гладких поверхностей однородных сред только при падении под скользкими углами  $\theta < \theta_c$ , к-рые для любых веществ изменяются от долей градуса в ЖР-области до 10–20° в УМР-области спектра. При таких углах различие в коэф. отражения для разных поляризацй практически отсутствует, поэтому вводится один френелевский коэф. отражения  $R(\theta)$ .

При учёте поглощения величина  $R$  зависит также и от  $\beta$ , в частности вид зависимости  $R(\theta)$  определяется гл. обр. отношением  $\beta/\delta$  (рис. 1). Т. к. коэф. отражений

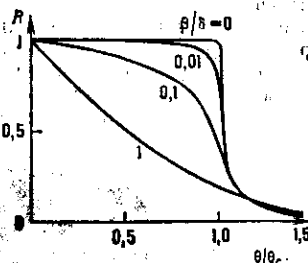


Рис. 1. Зависимость френелевского коэффициента отражения ( $R$ ) при скользком падении от отношения  $\theta/\theta_c$  при различных значениях  $\beta/\delta$ .

падает с уменьшением  $\lambda$ , для каждого материала и определ. угла  $\theta$  существует *КВ-граница* отражения  $\lambda_{отр}$ . Эта особенность используется в *отражат. фильтрах* скользкого падения, отсекающих КВ-часть излучения. Напр., в качестве таких фильтров могут служить зеркала из Al ( $\lambda_{отр} > 1,2$  нм,  $\theta > 2^\circ$ ), Ni ( $\lambda_{отр} > 1,9$  нм,  $\theta > 4,5^\circ$ ), Cr ( $\lambda_{отр} > 2,8$  нм,  $\theta > 5^\circ$ ) и др.

Рассеяние при отражении рентг. излучения от шероховатой поверхности среды — результат интерференций вторичных волн от элементарных излучателей в тонком приповерхностном слое вещества. В случае малого рассеяния (см. также) угл. распределение (*индикатриса*) отражённого излучения содержит две компоненты: зеркальный пик, соответствующий отражению от идеально гладкой поверхности и повторяющийся распределение интенсивности в падающем пучке, и широкую диффузную компоненту, распределение интенсивности в к-рой определяется свойствами рассеивающей поверхности.

При случайном характере шероховатости интегральный поток рентг. излучения  $I_d$ , рассеянный поверхностью однородной среды, и угл. ширина диффузной компоненты  $\Delta\Phi$  при определ. условиях связаны с микрогеометрией поверхности соотношениями

$$I_d = I_0 \exp [-(4\lambda\sigma \sin \theta/\lambda)^2], \tag{3}$$

$$\Delta\Phi \sim \lambda/\pi a \theta, \tag{4}$$

где  $I_0$  — интенсивность падающего пучка,  $\sigma$  и  $a$  — среднеквадратическая высота и корреляц. радиус шероховатостей (определяется характерным масштабом изменения  $\phi$ -дин корреляции профиля поверхности). Из (3) следует, что хорошие рентг. зеркала должны иметь очень гладкую поверхность. Напр., для того чтобы рассеяние не превышало 10% при  $\lambda = 1$  нм и  $\theta = 1^\circ$ , значение  $\sigma$  не должно превышать 1,5 нм. Опыт показывает, что обычная оптич. полировка даёт поверхности с шероховатостью в пределах неск. нм, «суперполировка» (или т. н. глубокая полировка) —