

считать, что ф-ция плотности $\rho(r)$ сферически симметрична:

$$f(s) = K \int_0^\infty 4\pi r^2 \rho(r) \frac{\sin(sr)}{sr} dr, \quad (2)$$

причём $f(s)$ становится ф-цией скалярного аргумента $s = 4\pi \sin \theta / \lambda$. Множитель $\sin(sr)/sr$ под интегралом свидетельствует о том, что наиб. вклад в А. ф. вносят внутр. области атома. Из (2) следует также, что А. ф. монотонно убывает с ростом s . Это связано с тем, что волны с длиной $\lambda \leq a$ (a — радиус атома или к.-л. др. рассеивающей области), рассеивные разл. точками (напр., B и D на рис. 1) на угол $\theta \neq 0$ имеют сдвиг фаз и поэтому частично взаимно погашаются. В этом и состоит физ. смысл А. ф. Поскольку (1) представляет собой фурье-образ ф-ции плотности рассеивающей материи, то по экперим. зависимостям А. ф. от $\sin \theta / \lambda$ можно определить $\rho(r)$.

Рентгеновское излучение рассеивается электронами атома, следовательно, **рентгеновский А. ф.** $f_p(s)$ зависит от распределения электронной плотности в атоме $\rho(r) = |\psi(r)|^2$ (где $\psi(r)$ — волновая функция электронов в атоме) и монотонно возрастает с увеличением ат. номера Z элемента. Для линейно поляризованных рентгеновских лучей множитель K равен амплитуде рассеяния эл.-магн. излучения одним свободным электроном: $K = e^2/m_e c^2 \cdot \sin^2 \theta$, где e и m_e — заряд и масса электрона соответственно, а θ — угол между волновым вектором рассеянной волны k_s и направлением электрич. поля E падающей волны. f_p обычно выражается

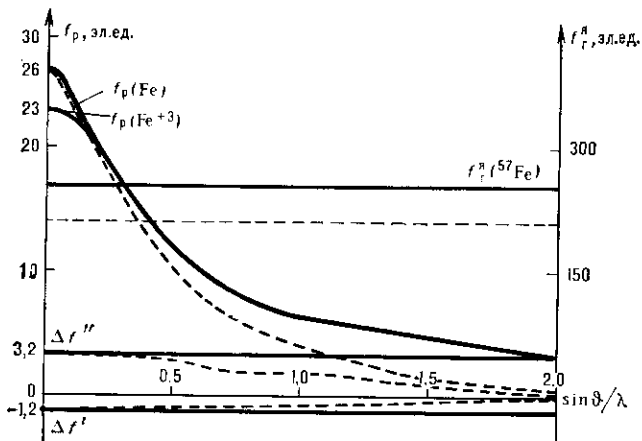


Рис. 2. Зависимости f_p , $\Delta f'$, $\Delta f''$ и f_p^M от $\sin \theta / \lambda$. Пунктиром показаны те же зависимости с учётом температурного фактора для базоцентрированной решётки Fe. Добавская температура 355 К.

в относит. единицах амплитуды рассеяния σ -поляризованной волны ($\theta = \pi/2$) одним свободным электроном (рис. 2). При рассеянии на угол $\theta = 0$, когда все электроны рассеивают в фазе, f_p равен числу электронов в атоме: $f_p(0) = \int_0^\infty 4\pi r^2 \rho(r) dr = Z$. Абс. величина $f_p \sim 10^{-11}$ см.

Если частота излучения близка к частоте K - или L -края поглощения (см. *Рентгеновские спектры*), то А. ф. увеличивается за счёт аномальной дисперсии на величину $\Delta f'_{K,L} = \Delta f'_{K,L} + i\Delta f''_{K,L}$. В первом приближении $\Delta f'_{K,L}$ и $\Delta f''_{K,L}$ не зависят от угла рассеяния θ (рис. 2), т. к. радиусы K - и L -оболочек обычно много меньше λ . При достаточной близости к краю поглощения поправка на аномальную дисперсию может быть порядка потенциального вклада в А. ф.

Обычно ядра атомов из-за большой величины массы протонов m_p дают ничтожно малый (в сравнении с электронным вкладом f_p^M) вклад в рентгеновский А. ф., т. е. $f_p^M \sim m_p^{-1}$, а $f_p^M \sim m_e^{-1}$, т. е. $f_p^M/f_p \sim m_e/m_p \approx$

$\approx 0,5 \cdot 10^{-3}$. Однако при рассеянии излучения на ядрах нек-рых изотопов, имеющих низколежащие гамма-резонансы (см. *Мессбауэра эффект*), ядерный вклад в области частот вблизи резонанса может быть большим (до $\sim 10^2 f_p^M$), причём он сильно зависит от частоты, в отличие от f_p^M , величина к-рого от частоты практически не зависит. В отсутствие сверхтонких взаимодействий f_p^M не зависит от θ , т. к. $\lambda \gg \theta$.

Электроны взаимодействуют с электростатич. потенциалом $S(r)$ атома. Следовательно, **электронный А. ф.** $f_s(s)$ (рис. 3) отражает распределение $S(r)$ внутри атома. $f_s(s)$ зависит не только от числа электронов в атоме, но и от размеров электронных оболочек, что приводит к немонотонной зависимости f_s от Z .

Для электронов $K = 2\pi m_e c / h^2$. Электронная плотность атома $\rho(r)$ и потенциал $S(r)$ связаны ур-нием Пуассона, поэтому f_p и f_s взаимосвязаны:

$$f_s(s) = \frac{8\pi^2 m_e c}{h^2} \cdot \frac{Z - f_p(s)}{s^2},$$

откуда видно, что f_s более резко зависит от s , чем f_p , и более слабо от Z . Абс. величина $f_s \sim 10^{-8}$ см, т. е. электроны значительно сильнее рентгеновских лучей взаимодействуют с веществом.

К А. ф. f_p и f_s тесно примыкает **нейтронный ядерный фактор** f_n (обычно обозначается b). Он не зависит от угла падения, т. к. длина волны де Бройля для нейтронов много больше радиуса атомного ядра, не имеет никакой определ. зависимости от Z и очень сильно меняется даже для изотопов одного элемента (рис. 3). Значения b не поддаются расчёту и определяются опытным путём (см. *Нейтронная оптика*). Абс. значе-

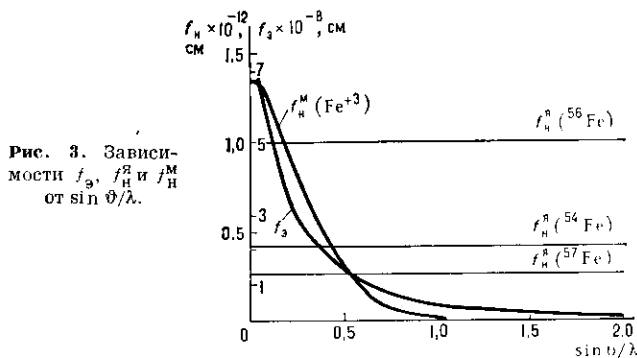


Рис. 3. Зависимости f_s , f_n^M и f_n^M от $\sin \theta / \lambda$.

ния $b \sim 10^{-12}$ см, т. е. нейтроны заметно слабее рентгеновских лучей взаимодействуют с веществом. Нек-рые ядра имеют низколежащие нейтронные резонансы, в результате чего в b присутствуют как потенциальный, так и резонансный вклад. При этом b может стать отрицат. величиной. В зависимости от взаимной ориентации спина ядра S и спина нейтрона b может иметь два значения: b^- — для антипараллельной ориентации и b^+ — для параллельной, тогда

$$b = \frac{S}{2S+1} b^- + \frac{S+1}{2S+1} b^+.$$

Наряду с b в магнитоупорядоченных объектах можно ввести **магнитный нейтронный А. ф.** f_n^M (обозначается p), к-рый описывает когерентное рассеяние нейтронов на регулярно расположенных в пространстве магн. моментах атомов или ионов.

Ф-ция $p(\theta)$ монотонно падает с ростом угла θ . Поскольку магн. моменты атомов определяются магн. моментом внутр. оболочек атомов, то зависимость p от θ более резкая, чем у f_p . Абс. величина $p \sim 10^{-12}$ см. В зависимости от взаимной ориентации спина нейтрона и магн. момента атома p может быть как положит., так и отрицат. величиной. Полный нейтронный А. ф. в магнитоупорядоченных средах равен сумме $b+p$.