

Р. Н. КУЗЬМИН, А. В. КОЛПАКОВ, Г. С. ЖДАНОВ

РАССЕЯНИЕ МЁССБАУЭРОВСКИМИ ЯДРАМИ ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Рассмотрен вопрос о рассеянии тормозного излучения рентгеновской трубки ядрами с низколежащими резонансными уровнями. Показано, что с помощью кристаллического монохроматора, содержащего такие ядра, из сплошного спектра можно выделить сверхмонохроматическое излучение с шириной линии порядка ширины резонанса. Проведена оценка интенсивности монохроматизированного излучения.

Введение

До открытия Р. Мёссбауэра [1—2] пытались обнаружить резонансное рассеяние γ -квантов, используя различные методы компенсации энергии. В частности, Шиффом [3] была проанализирована возможность применения для этой цели непрерывного гамма-спектра от бетатрона. Так как изучение ядерного резонансного рассеяния дает разнообразную информацию о ширине ядерных уровней Γ и времени их жизни τ , были предприняты многочисленные эксперименты, например [4—7], которые привели к ряду интересных результатов, относящихся в основном к области ядерной физики.

Указанные опыты проводились с излучением больших энергий выше 400 Кэв, что значительно превосходит энергии γ -переходов мёссбауэровских ядер. При наблюдении формы мёссбауэровского спектра изучается зависимость поглощения или рассеяния гамма-квантов от относительной скорости v движения поглотителя или источника. Поскольку при движении частота ω и энергия E гамма-квантов меняются вследствие эффекта Доплера, то становится возможным регистрировать смещения линии на величину $\Delta E = E \frac{v}{c}$.

Рассмотрим условия проведения эксперимента со сплошным спектром тормозного излучения. Известно, что такой спектр может быть получен в рентгеновской трубке, как раз в диапазоне тех длин волн, которые имеются у мёссбауэровских ядер. В сплошном спектре излучения всегда найдутся кванты электромагнитного излучения, по энергии соответствующие мёссбауэровским. Условие резонанса будет выполняться всегда, и при этом нет необходимости приводить поглотитель или источник в движение для компенсации энергии отдачи с помощью эффекта Доплера: сплошной спектр излучения успешно выполнит эту роль.

Ниже будет показана принципиальная возможность выделения из сплошного спектра рентгеновской трубки сверхмонокроматического излучения с шириной линии порядка ширины ядерных резонансов. Отметим, что создание таких источников может стимулировать развитие оптики рентгеновских лучей и постановку новых экспериментов с мёссбауэровскими изотопами.

Применение сплошного спектра, таким образом, открывает новые интересные возможности. Серьезным вопросом является — будет ли достаточно интенсивность рассеянного излучения для проведения эксперимента? Некоторые оценочные расчеты могут быть проделаны, исходя из существующих мощностей рентгеновских трубок.

Каналы рассеяния тормозного излучения

Пусть тормозное рентгеновское излучение падает на монокристалл, содержащий наряду с нерезонансными ядра с низколежащими резонансными уровнями. Рассеяние излучения в этом случае распределится между следующими каналами (без учета диффузного рассеяния и вторичных процессов):

а) релеевское рассеяние на электронных оболочках всех атомов с образованием лауэвских максимумов. Спектральное распределение релеевского рассеяния определяется совершенством кристаллической решетки и обычно $\gamma \sim 10^{14} - 10^{12} \text{ сек}^{-1}$; б) резонансное ядерное рассеяние на ядрах мёссбауэровского изотопа. В этом случае имеется, вообще говоря, два канала рассеяния с одинаковой спектральной шириной — резонансное рассеяние на ядрах соответствующего изотопа и релеевское рассеяние на электронных оболочках всех атомов. Поскольку, однако, учет релеевской части существенно не меняет порядка величины и спектрального распределения рассеянного излучения, то ее можно исключить из рассмотрения. Для случая рассеяния мёссбауэровского излучения взаимодействие этих двух процессов рассмотрено в [9—12]. Спектральное распределение резонансно-рассеянного на ядрах излучения имеет лоренцовский вид с шириной $\gamma \sim 10^5 - 10^{10} \text{ сек}^{-1}$, что близко к параметрам, характеризующим газовые лазеры.

Тепловое диффузное рассеяние при проведении эксперимента может быть уменьшено путем охлаждения резонансного монокроматора. Фон, появляющийся от комптоновского рассеяния и из-за нарушения идеальности решетки, составляет незначительную величину от интенсивности резонансного рассеяния. Так, интенсивность комптоновского рассеяния от кристаллической решетки, содержащей N атомов, определяется выражением

$$I_{\text{компт}} = \alpha N \left(f(0) - \frac{f^2 \left(\frac{\sin \theta}{\lambda} \right)}{f(0)} \right) \gamma,$$

где коэффициент $\alpha \sim 1$, $f(0)$ — атомный фактор рассеяния вперед, $f \left(\frac{\sin \theta}{\lambda} \right)$ — атомный фактор, γ — ширина линии спектра падающего излучения.

Интенсивность когерентного резонансного рассеяния внутри дифракционного максимума $I_r = N^2 f_r \gamma_r$, отсюда

$$\frac{I_{\text{компт}}}{I_r} = \frac{f(0) - f^2 \left(\frac{\sin \theta}{\lambda} \right) / f(0)}{N f_r^2} \frac{\gamma}{\gamma_r} \sim 10^{-7}.$$

Совершенно аналогично, когерентный фон, появляющийся из-за нарушения идеальности решетки внутри дифракционного максимума, ничтожен по сравнению с I_r :

$$\frac{I_{\text{фон}}}{I_r} = \frac{Nf^2 \left(\frac{\sin \theta}{\lambda} \right)}{N^2 j_r^2} \frac{\gamma}{\gamma_r} \sim 10^{-18}.$$

Таким образом, основным конкурирующим процессом для резонансного рассеяния квантов является упругое релеевское рассеяние.

Итак, в случае неподвижного монокристалла часть возможных лауэвских максимумов будет иметь вклад как от релеевского рассеяния с широким спектральным распределением, так и от резонансного ядерного рассеяния, однако различие их спектрального распределения приводит к некогерентности процессов и отсутствию интерференционных эффектов. Любой из лауэвских максимумов, содержащий вклад от резонансного ядерного рассеяния, может быть использован для монохроматизации тормозного излучения.

Относительные интенсивности отражений

Амплитуды рассеяния для какой-либо плоскости hkl равны

$$F_R(hkl) = f_{R_j}(\omega) \exp i\theta_j, \quad F_r(hkl) = f_r(\omega) \exp i\theta_i, \quad (1)$$

где $\theta_k = 2\pi(hx_k + ky_k + lz_k)$, hkl — индексы интерференции, x, y, z — координаты атома в элементарной ячейке, индексы i и j означают суммирование по атомам. Для определенности рассмотрим случай симметричного отражения излучения от мозаичной монокристалльной полуплоскости, для которой интенсивности релеевского и резонансного отражений с учетом поглощения равны

$$\begin{aligned} I_R(\omega) &= (2\mu_a)^{-1} |F_{R_j}(hkl)|^2 I_R^0, \\ I_r(\omega) &= (2\mu(\omega))^{-1} |F_r(hkl)|^2 I_r^0, \end{aligned} \quad (2)$$

где $\mu(\omega)$ — линейный коэффициент поглощения, равный сумме $\mu_a + \mu_r(\omega)$, здесь μ_a — линейный коэффициент атомного поглощения, а $\mu_r(\omega)$ — резонансного ядерного. Полная интенсивность рассеянного излучения на интервал частот $d\omega$ равна

$$dI = (I_R + I_r) d\omega I_0. \quad (3)$$

Интегрируя (3) с учетом (1) и (2), получим

$$I = I_R^0 |\exp i\theta_j|^2 \int_0^\infty f_{R_j}^2(\omega) (2\mu_a)^{-1} d\omega + I_r^0 |\exp i\theta_i|^2 \int_0^\infty |f_r(\omega)|^2 (2\mu(\omega))^{-1} d\omega. \quad (4)$$

Здесь I_R^0 и I_r^0 — число квантов в падающем излучении на интервалы частот γ_R и γ_r соответственно,

$$I_{R,r}^0 = \frac{\omega_0}{\hbar\omega_0} \gamma_{R,r},$$

ω_0 — мощность излучения на единичный интервал частот.

Предполагая лоренцовский вид всех спектральных распределений, проведем интегрирование в (4):

$$I = \frac{\omega_0}{2\mu_a \hbar\omega_0} \left\{ |\exp i\theta_j|^2 \gamma_R f_{R_j}^2 + |\exp i\theta_i|^2 \gamma_r f_r^2 \left(1 + \frac{\mu_r}{\mu_a} \right)^{-1/2} \right\}.$$

Если $\mu_r/\mu_a \ll 1$, то получим

$$I = \frac{\omega_0}{\hbar\omega_0} (2\mu_a)^{-1} \{ |\exp i\theta_j|^2 \gamma_R f_{Rj}^2 + |\exp i\theta_i|^2 \gamma_r f_r^2 \}.$$

Однако для толстого обогащенного кристалла следует ожидать $\mu_r/\mu_a \sim 10^2$. Поэтому в общем случае отношение резонансной и релеевской интенсивностей имеет вид

$$\frac{I_r}{I_R} = \frac{\gamma_r}{\gamma_R} \left(\frac{f_r}{f_R} \right)^2 \frac{|\exp i\theta_i|^2}{|\exp i\theta_j|^2} \left(\frac{\mu_a}{\mu_a + \mu_r} \right)^{1/2}. \quad (5)$$

Очевидно, что фазовые множители в (5) играют существенную роль. Поэтому оценку (5) мы проведем на конкретном примере отражения от монокристалла SnSb, у которого имеется благоприятное соотношение между атомными факторами рассеяния.

Подавление релеевской составляющей

Низкотемпературная модификация SnSb имеет кубическую решетку типа ZnS. В элементарной ячейке с длиной ребра куба $a = 6,13 \text{ \AA}$ находится по 4 атома олова и сурьмы с координатами: Sn(000, 1/2 1/2 0), Sb(1/4 1/4 1/4 1/4 1/4 3/4). Для пространственной группы $F 43m (T_d^2)$, которую имеет кристалл SnSb, легко показать, что для отражений, индексы которых удовлетворяют условию $h+k+l=2(2n+1)$, где $n=0, 1, 2, \dots$ амплитуда релеевского рассеяния пропорциональна разности рассеивающих факторов $f_{Sb} - f_{Sn}$, что приводит при соотношении $f_{Sb} \approx f_{Sn}$ к почти полному подавлению релеевского рассеяния. Это и есть то условие, при котором резонансная составляющая дает относительно наибольший вклад в суммарную интенсивность отражения. Рассмотрим резонансное рассеяние на ядрах изотопа олова Sn^{119} ($\lambda_r = 0,52 \text{ \AA}$). Оценивая по (5) в пределах $0 \leq \frac{\sin \theta}{\lambda} \leq 1,9$, получим $0,02 \leq I_r/I_R \leq 1,0$ для $\gamma_R \sim 10 \text{ эв}$, что соответствует дифракции в мозаичном кристалле. Для кристалла, приближающегося по своему строению к идеальному, γ_R может быть уменьшена на несколько порядков. При расчете по (5) надо помнить, что f_r практически не зависит от угла рассеяния¹, а f_R уменьшается при увеличении угла θ .

Возникновение некогерентного фона можно устранить предварительной монохроматизацией, выделяя требуемую энергию из белого спектра совершенным монокристаллом — монохроматором: кварц, кремний и т. д. Предварительная монохроматизация также должна быть произведена, если возникает необходимость удовлетворить условию $I_{mfr} \equiv 0$.

Пример дифракции на SnSb интересен еще тем, что резонансное рассеяние может идти не только на ядрах Sn^{119} , но и на ядрах Sb^{121} . Естественно, что наилучшие условия наблюдения резонансного рассеяния существуют при 100%-ном обогащении резонансным изотопом.

Абсолютные интенсивности отражений

Оценим теперь абсолютные интенсивности отражений при использовании белого спектра рентгеновской трубки.

Коэффициент отражения резонансного излучения от монокристалла равен из (4) и (5)

$$R = f^2 (2\mu_a)^{-1} |\exp i\theta_i|^2. \quad (6)$$

¹ Без учета температурного множителя.

Здесь под f^2 следует понимать выражение

$$f^2 = f_r^2 \frac{N^2 \lambda^3}{\sin 2\theta} \frac{1 + \cos^2 2\theta}{2} \exp - 4W,$$

где f_r^2 — эффективное сечение резонансного рассеяния, $\frac{1 + \cos^2 2\theta}{2}$ — поляризационный множитель, $\frac{N^2 \lambda^3}{\sin 2\theta}$ — фактор интегральности, $\exp - 4W$ — температурный множитель.

Оценивая (6), получим, что $R \sim 10^{-1}$. Количество квантов в отраженном пучке $N = N_0 R$. Мощность излучения современных рентгеновских трубок с вращающимся анодом достигает 10^{11} эрг·сек $^{-1}$ [8]. Предполагая спектральное распределение падающего излучения в виде прямоугольника, оценим число квантов в интервале частот $\sim \gamma_r$:

$$N' = \frac{\omega_0}{\hbar \omega_0} \gamma_r \sim 10^6 \text{ кв} \cdot \text{сек}^{-1}.$$

Это количество приходится, грубо говоря, на 4 л. На кристалл монокристалл падает не более сотой доли N' . Отсюда количество квантов в отраженном пучке $N \sim 10^3$ кв·сек $^{-1}$. Для изотопов с более широкими резонансами, например $\gamma_r \sim 10^{10}$ сек $^{-1}$, $N \sim 10^6$ кв·сек $^{-1}$. В этом случае релеевское рассеяние окажется практически полностью подавленным, и основной вклад в брэгговское отражение будет давать резонансная составляющая.

ЛИТЕРАТУРА

1. Mössbauer R. L. Zr. f. Phys., **151**, 124, 1958.
2. Mössbauer R. L. Zr. Naturforsch., **14a**, 211, 1959.
3. Schiff L. J. Phys. Rev., **70**, 761, 1946.
4. Gaerther E. R., Yeater M. L. Rphys. Rev., **76**, 363, 1949.
5. Hayward E., Fuller E. G. Phys. Rev., **106**, 991, 1957.
6. Beckman O., Sandstrom R. Nucl. Phys., **5**, 595, 1958.
7. Backstrom G. Nucl. Instr. and Methods., **23**, 218, 1963.
8. Рентгеновские лучи под ред. М. А. Блохина. М., ИЛ, 1960.
9. Kastler A. Compt. rend., **250**, 509, 1960.
10. Tzara L. J. phis. et radium, **22**, 303, 1961.
11. Moon P. S. Proc. Roy. Soc., **A263**, 309, 1961.
12. Black P. J., Evans D. E., O'Connor D. A. Proc. Roy. Soc., **A270**, 168, 1962.

Поступила в редакцию
12. 8 1968 г.

Кафедра
физики твердого тела