

# Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

В. В. Морозов, Резонансное детектирование мессбауэровского излучения II. Регистрация спектра по конверсионным и Оже-электронам, *ЖТФ*, 1986, том 56, выпуск 4, 722–731

<https://www.mathnet.ru/jtf137>

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<https://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.97.14.82

15 мая 2025 г., 19:30:39



УДК 539.16.08

## РЕЗОНАНСНОЕ ДЕТЕКТИРОВАНИЕ МЕССБАУЭРОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

### II. РЕГИСТРАЦИЯ СПЕКТРА ПО КОНВЕРСИОННЫМ И ОЖЕ-ЭЛЕКТРОНАМ

*В. В. Морозов*

Исследованы параметры мессбауэровских спектров при резонансном детектировании спектра поглотителя по электронам внутренней конверсии. Изучены возможности метода для определения физических параметров, входящих в интегралы пропускания, описывающие мессбауэровский спектр поглотителя при его регистрации обычным и резонансным детекторами.

Метод резонансного детектирования [1] имеет ряд преимуществ по сравнению с обычным методом регистрации мессбауэровских спектров в геометрии пропускания. Так, спектры поглотителя, зарегистрированные резонансным детектором, обладают лучшим отношением сигнал/шум вследствие селективности резонансных детекторов к мессбауэровскому излучению и большим спектральным разрешением (если функция отклика резонансного детектора не является постоянной).

Другой особенностью резонансного метода детектирования является то, что в сочетании с обычным методом регистрации мессбауэровских спектров в геометрии пропускания и методом регистрации мессбауэровских спектров по вторичному излучению [2, 3] он позволяет разделить информацию, относящуюся к источнику мессбауэровского излучения, конвертору резонансного детектора и исследуемому поглотителю. При известных параметрах источника и конвертора обычный и резонансный методы детектирования могут быть использованы для исследования свойств произвольного поглотителя.

Из трех типов вторичного излучения (гамма-кванты, рентген, электроны), по которым может вестись резонансное детектирование мессбауэровского спектра, конверсионные и Оже-электроны наиболее часто используются для этой цели. Это обусловлено тем, что в случае изотопов с сильно конвертированным мессбауэровским переходом, каковыми являются  $^{57}\text{Fe}$  и  $^{119}\text{Sn}$ , регистрация конверсионных и Оже-электронов приводит к меньшему времени регистрации спектра вследствие большей вероятности образования данного типа излучений, а также к более узкой (улучшающей спектральное разрешение) функции отклика резонансного детектора вследствие более малой глубины выхода электронов из конвертора по сравнению с двумя другими типами вторичного излучения: резонансно рассеянным гамма-квантам и рентгеновским излучением.

Резонансное детектирование по конверсионным и Оже-электронам, которое будет рассмотрено в данной статье, идейно ничем не отличается от случая резонансного детектирования спектров по рентгеновскому излучению [2].

#### Общее рассмотрение

Характер резонансно детектируемого спектра определяется свойствами источника, поглотителя и детектора, поэтому интенсивность спектральной линии удобно выразить через вероятности испускания, поглощения и регистрации гамма-квантов

$$D(y) = \int_{-\infty}^{\infty} W_S(x) W_A(x, y) W_D(x) dx. \quad (1)$$

Такое представление контура спектральной линии выбрано для того, чтобы подчеркнуть общность резонансного метода детектирования с другими спектроскопическими методами, в частности с обычным методом регистрации мессбауэровских спектров в геометрии пропускания. Здесь  $W_S(x)$  — вероятность испускания источником мессбауэровских гамма-квантов с энергией  $x$

$$W_S(x) = \frac{I_0 f_s}{\pi} \frac{1}{x^2 + 1}, \quad (2)$$

где  $I_0, f_s$  — интенсивность и фактор Лэмба — Мессбауэра источника;  $W_A(x, y)$  — вероятность поглощения гамма-кванта с энергией  $x$  поглотителем, имеющим доплеровское смещение резонансной энергии  $y$

$$W_A(x, y) = k \left\{ 1 - \exp \left( \frac{T_A}{((x+y)/\beta)^2 + 1} \right) \right\}, \quad k = \exp(-\mu_A z_A), \quad (3)$$

где  $k$  — множитель, учитывающий электронное ослабление;  $\mu_A$  — линейный коэффициент электронного ослабления гамма-квантов;  $z_A$  и  $T_A$  — толщина и эффективная толщина поглотителя;  $\beta = \Gamma_A/\Gamma_S$ ;  $\Gamma_A$  и  $\Gamma_S$  — ширина линий поглотителя и источника;  $W_D(x)$  — функция отклика резонансного детектора, зависящая от типа вторичного излучения, по которому ведется детектирование спектра.

При регистрации спектра по электронам внутренней конверсии в случае наиболее часто используемых на практике мессбауэровских изотопов  $^{57}\text{Fe}$  и  $^{119}\text{Sn}$  наибольший вклад в сигнал будут вносить соответственно  $K$ -,  $KLL$ - и  $L$ -,  $LMM$ -электроны. С учетом двух типов вторичных электронов функция отклика детектора может быть представлена в виде

$$W_D(x) = W_{DC}(x) + p_0 W_{D0}(x), \quad (4)$$

где  $W_{DC}(x)$  и  $W_{D0}(x)$  — функции, учитывающие вклады от конверсионных и Оже-электронов;  $p_0$  — вероятность образования Оже-электрона на один акт испускания конверсионного электрона,

$$W_{DC}(x) = \frac{\alpha_i}{2(1+\alpha)} \int_0^1 \frac{1 - \exp \left[ - \left( \delta_\gamma + \frac{\delta_c}{\xi} + \frac{1}{(x/\gamma)^2 + 1} \right) T_D \right]}{(\delta_\gamma + \delta_c/\xi) ((x/\gamma)^2 + 1) + 1} d\xi. \quad (5)$$

Выражение для  $W_{D0}(x)$  получается из  $W_{DC}(x)$  заменой коэффициента ослабления конверсионных электронов  $\delta_c$  на коэффициент ослабления Оже-электронов  $\delta_0$ . Здесь  $\alpha, \alpha_i$  — полный и парциальный ( $i$ -й оболочки атома) коэффициенты внутренней конверсии;  $\delta_\gamma$  — приведенный коэффициент электронного ослабления гамма-квантов веществом конвертора;  $\gamma = \Gamma_D/\Gamma_S$ ;  $\Gamma_S$  — ширина линии конвертора;  $\xi$  — параметр, учитывающий угловую зависимость выходящего из конвертора вторичного излучения.

Соотношение (5) получено в предположении, что ослабление электронов при их выходе из конвертора подчиняется экспоненциальному закону  $[4-8]$ , их угловое распределение является изотропным и регистрация электронов ведется в  $2\pi$ -геометрии рассеяния назад с помощью детектирующего устройства, обладающего эффективностью регистрации электронов, равной единице. Предполагается также, что источник и конвертор находятся в резонансе.

Чтобы получить выражение для скорости счета мессбауэровского излучения, когда поглотитель находится вне резонанса, необходимо в (2) положить  $W_A(x, y) = k$ , тогда

$$N(\infty) = k \int_{-\infty}^{\infty} W_S(x) W_D(x) dx. \quad (6)$$

Соотношения (1) и (6) могут быть преобразованы к виду, аналогичному работе [2]

$$D(y) = A_c L(y), \quad L(y) = L_c(y) + p_0 L_0(y), \quad N(\infty) = A_c L(\infty), \quad L(\infty) = L_c(\infty) + p_0 L_0(\infty), \quad A_c = I_0 k f_s \alpha_i / 2\pi (1 + \alpha). \quad (7)$$

Здесь  $L_j(y)$  и  $L_j(\infty)$  — функции сигнала и скорости счета электронов, когда поглотитель находится вне резонанса ( $j=0, c$ ; индекс «с» обозначает конверсионные, а «0» — Оже-электроны). Общий вид функций  $L_j(y)$  и  $L_j(\infty)$  дается соотношениями (2) и (3) [2], в которых необходимо заменить коэффициент ослабления рентгеновского излучения  $\delta_x$  на коэффициент ослабления соответствующего типа электронов —  $\delta_c$  либо  $\delta_0$ .

При такой замене все аналитические выражения для  $L(y)$ ,  $L(0)$ ,  $L(\infty)$

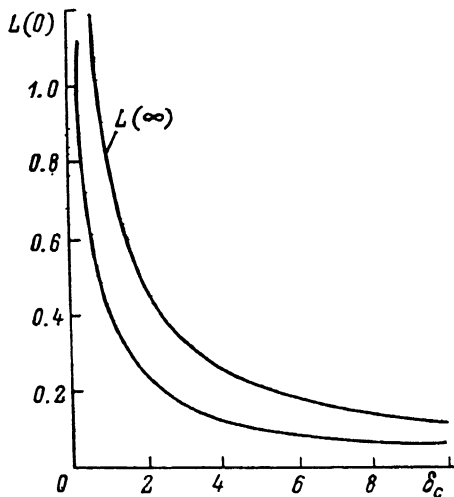


Рис. 1. Зависимость функций  $L(0)$  и  $L(\infty)$  от коэффициента ослабления конверсионных электронов  $\delta_c$  при  $T_A = 1$  и  $T_D = 3$ .

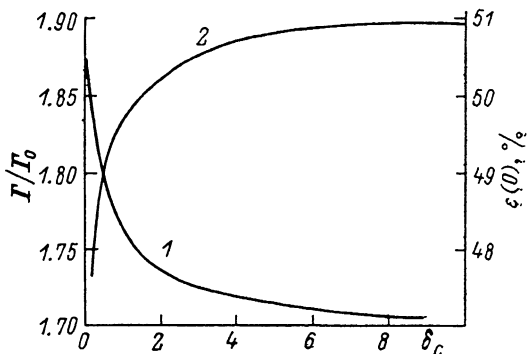


Рис. 2. Зависимость ширины линии спектра  $\Gamma(I)$  в единицах естественной ширины линии  $\Gamma_0$  и эффекта  $\epsilon(0)$  (2) от коэффициента ослабления конверсионных электронов  $\delta_c$  при  $T_A = 1$  и  $T_D = 3$ .

работы [2] можно использовать для вычисления аналогичных функций для конверсионных и Оже-электронов. Кроме того, необходимо отметить, что функция скорости счета излучения вне резонанса  $L(\infty)$  совпадает с функцией сигнала в резонансе во вторичном спектре конвертора  $L_x(0)$ , что позволяет использовать результаты [3] для вычисления  $L(\infty)$  в данной работе.

Площадь под контуром спектральной линии и эффект в спектре поглощения независимо от типа регистрируемого излучения будут определяться соотношениями

$$\epsilon(y) = D(y)/N'(\infty) = x_R L(y)/L(\infty), \quad S = x_R S_0/x_0, \quad (8)$$

где  $N'(\infty) = N(\infty) + N_\phi$ ;  $N(\infty)$  — скорость счета конверсионных и Оже-электронов вне резонанса;  $N_\phi$  — нерезонансный фон, порождаемый всем энергетическим спектром излучения источника;  $x_0$  и  $x_R = N(\infty)/N'(\infty)$  — доли безотдачного мессбауэровского излучения, регистрируемые обычным и резонансным детекторами;  $S_0$  — площадь под контуром спектральной линии при его регистрации обычным детектором.

В проведенных ранее исследованиях резонансного метода детектирования (ссылки на работы см. в [2]) ослабление вторичного излучения при его выходе из конвертора не учитывалось, поэтому представляет интерес исследование его влияния на параметры спектра. Результаты численных расчетов по (7) и (8) функций  $L(0)$ ,  $L(\infty)$  и  $\epsilon(0)$ , а также ширины спектральной линии  $\Gamma$  как решение уравнения  $L(y) = L(0)/2$  для различных значений коэффициента ослабления конверсионных электронов  $\delta_c$  (связь коэффициента ослабления Оже-электронов  $\delta_0$  с  $\delta_c$  дается (37) [3]) представлены на рис. 1—5. Вычисления

проведены с учетом угловой зависимости выходящего из конвертора вторичного излучения в предположении равенства ширины линий источника, поглотителя и конвертора естественной ширине линии  $\Gamma_0$  ( $\beta = \gamma = 1$ ).

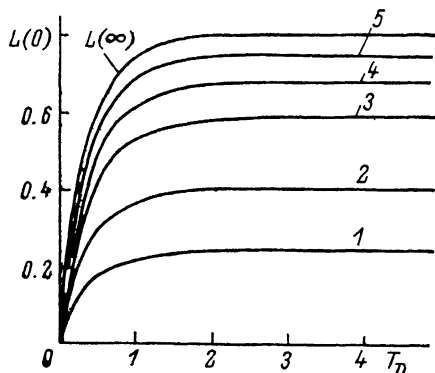


Рис. 3. Зависимость функций  $L(\infty)$  и  $L(0)$  от эффективной толщины конвертора  $T_D$  при  $\delta_c = 1$  и  $T_A = 0.5$  (1) 1 (2), 2 (3), 3 (4), 5 (5).

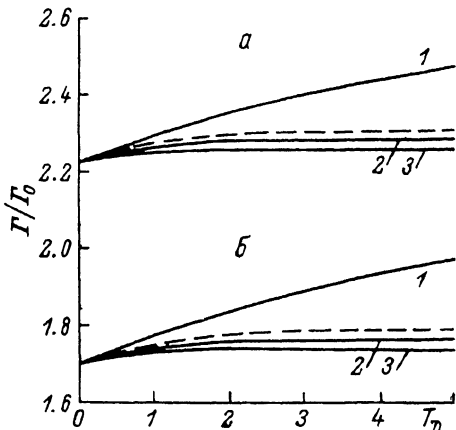


Рис. 4. Зависимость ширины линии спектра  $\Gamma$  в единицах естественной ширины линии  $\Gamma_0$  от эффективной толщины конвертора  $T_D$  при  $\delta_c = 0$  (1), 1 (2), 2 (3),  $T_A = 3$  (a) и 1 (б).

Штриховая кривая соответствует ширине линии при  $\delta_c = 1$  без учета угловой зависимости электронов.

Результаты расчетов показывают, что параметры  $L(0)$ ,  $L(\infty)$  и  $\Gamma$  (рис. 1, 2) при фиксированных значениях эффективных толщин  $T_A$  и  $T_D$  и увеличении коэффициента ослабления  $\delta_c$  уменьшаются, стремясь к своему значению в пределе тонкого конвертора. Эффект  $\epsilon(0)$ , как показывает расчет, практически не зависит от  $\delta_c$  (слегка увеличивается). С увеличением эффективной толщины конвертора  $T_D$  при фиксированном значении  $\delta_c$  параметры  $L(0)$ ,  $L(\infty)$  и  $\Gamma$  (рис. 3, 4) увеличиваются (эффект  $\epsilon(0)$  слегка уменьшается) и практически перестают изменяться при достижении некоторой критической эффективной толщины  $T_D^*$ , начиная с которой конвертор можно считать бесконечно толстым.

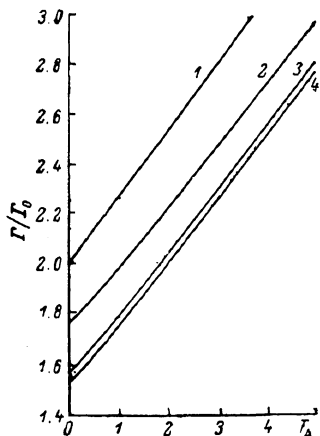


Рис. 5. Зависимость ширины линии спектра  $\Gamma$  в единицах естественной ширины линии  $\Gamma_0$  от эффективной толщины поглотителя  $T_A$  при регистрации спектра обычным (1) и резонансным детекторами при  $\delta_c = 0$  (2) и  $\delta_c = 1$  без учета (3) и с учетом (4) угловой зависимости электронов.  $T_D = 5$ .

Исследование влияния угловой зависимости электронов на параметры спектра показывает, что учет угловой зависимости приводит лишь к изменению амплитуды сигнала, т. е. параметров  $L(0)$  и  $L(\infty)$ , но практически не влияет на ширину спектральной линии  $\Gamma$  (рис. 4, 5) и эффект  $\epsilon(0)$ . Другими словами, спектры с учетом и без учета угловой зависимости можно считать подобными. Это обстоятельство значительно упрощает получение аналитических выражений для таких параметров спектров, как  $\epsilon(0)$  и  $\Gamma$ , поскольку позволяет пренебречь угловой зависимостью вторичного излучения. В противном случае решение задачи аналитическими методами оказалось бы громоздким либо вообще невозможным.

## Приближение толстого конвертора

С целью получения большей скорости счета мессбауэровского излучения и уменьшения времени регистрации спектров толщины используемых на практике конверторов, как правило, таковы, что для коэффициентов ослабления, характерных для конверсионных и Оже-электронов, конверторы можно считать бесконечно толстыми.

Полагая конвертор бесконечно толстым и пренебрегая угловой зависимостью вторичного излучения, а также используя лоренцевское приближение экспоненты (3) [3], для функции сигнала конверсионных электронов, согласно (8) [2], можно получить

$$L_c(y) = \frac{\pi(1 - \exp(-T_A)) ab [(b+1)(b+a)(b+a+1) + by^2]}{(1+\delta)(a+1)(y^2 + (b+1)^2)(y^2 + (b+a)^2)}, \quad (9)$$

где

$$a = \gamma \sqrt{1 + 1/\delta}, \quad \delta = \delta_\gamma + \delta_c, \quad b = \beta(1 + 0.27T_A),$$

Значения функции сигнала в резонансе и скорости счета излучения вне резонанса будут равны

$$L_c(0) = \frac{\pi(1 - \exp(-T_A)) ab (b+a+1)}{(1+\delta)(a+1)(b+1)(b+a)}, \quad L_c(\infty) = \frac{\pi a}{(1+\delta)(1+a)}. \quad (10)$$

Функции  $L_c(y)$ ,  $L_c(0)$  и  $L_c(\infty)$  для Оже-электронов будут иметь такой же аналитический вид со значением  $\delta = \delta_\gamma + \delta_0$ . Ширина спектральной линии, если бы не было вклада от Оже-электронов, может быть рассчитана по формуле

$$\Gamma = \Gamma_s \sqrt{(-A + \sqrt{A^2 + 4B^2})/2}, \quad (11)$$

где

$$A = (a-1)^2 + 2(b+a)(b+1)(a+1)/(b+a+1), \quad B = (b+1)(b+a).$$

С учетом (9) и (10) легко могут быть рассчитаны по (7) полные функции  $L(y)$ ,  $L(0)$  и  $L(\infty)$ , а затем по (8) эффект  $\varepsilon(y)$ ,  $\varepsilon(0)$ .

Аналитические выражения для параметров спектров с учетом угловой зависимости вторичного излучения удается получить лишь при некоторых упрощающих предположениях. Так, полагая в (2) [2]  $\beta = \gamma = 1$ ,  $\delta_\gamma = 0$  (так как  $\delta_c \gg \delta_\gamma$ ) и интегрируя полученное выражение по угловой переменной  $\xi$ , получим для функции сигнала конверсионных электронов в резонансе

$$L_c(0) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{[1 - \exp(-T_A/(x^2+1))] [1 - z \ln(1+1/z)]}{x^2+1} dx, \quad (12)$$

где  $z = \delta_c(x^2+1)$ . Этот интеграл можно представить в виде ряда

$$L_c(0) = \pi \sum_{n=2}^{\infty} \left\{ \frac{1}{n\delta_c^{n-1}} \left[ \frac{(-1)^n (2n-3)!!}{2(n-1)!} + \frac{d^{(n-1)}}{dT_A^{(n-1)}} \left( \exp\left(-\frac{T_A}{2}\right) I_0\left(\frac{T_A}{2}\right) \right) \right] \right\}, \quad (13)$$

где  $I_0$  — модифицированная функция Бесселя первого рода нулевого порядка. Здесь  $\delta_c > 1$ . Первое слагаемое под знаком суммы есть функция  $L(\infty)$ . Аналогичное выражение будет для Оже-электронов, если заменить  $\delta_c$  на  $\delta_0$ . Ограничиваясь одним членом ряда, получим для полных функций  $L(0)$  и  $L(\infty)$

$$L(0) = G \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{T_A}{2}\right) \left[ I_0\left(\frac{T_A}{2}\right) - I_1\left(\frac{T_A}{2}\right) \right] \right\},$$

$$L(\infty) = G = \frac{\pi}{4\delta_c} \left( 1 + p_0 \frac{\delta_c}{\delta_0} \right). \quad (14)$$

Тогда эффект в резонансе будет равен

$$\varepsilon(0) = \kappa_R' \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{T_A}{2}\right) \left[ I_0\left(\frac{T_A}{2}\right) - I_1\left(\frac{T_A}{2}\right) \right] \right\}. \quad (15)$$

Сравнение с результатами численного расчета на ЭВМ показывает, что (15) более адекватно описывает эффект, чем если бы он рассчитывался с использованием соотношений (10), полученных в лоренцевском приближении экспоненты. Учитывая, что при фиксированном значении  $T_A$  эффект в резонансно детектируемом спектре слабо зависит от величины коэффициента ослабления, конверсионных электронов  $\delta_c$  и толщины конвертора  $T_p$ ; можно считать, что (15) имеет достаточно общий характер.

Эффект в резонансе при обычном детектировании, как известно, равен

$$\varepsilon(0) = \kappa_0 \{ 1 - \exp(-T_A/2) I_0(T_A/2) \}. \quad (16)$$

Соотношения (15) и (16) позволяют при известном значении эффективной толщины поглотителя  $T_A$  получить оценку параметров  $\kappa_R$  и  $\kappa_0$ . Точное значение  $\kappa_R$  может быть найдено по (4) [2], а  $\kappa_0$  из (8) по экспериментально определенным значениям площадей  $S$  и  $S_0$ . При этом не требуется никакой информации о параметрах поглотителя.

### Вторичный спектр конвертора

Мессбауэровские спектры, регистрируемые по различным типам вторичного излучения, исследовались в [3]. Полученные в этой работе точные аналитические выражения для контура спектральной линии с учетом угловой зависимости вторичного излучения являются достаточно сложными и не позволяют найти выражение для ширины линии вторичного спектра. Пренебрежение же угловой зависимостью приводит к соотношениям (10) и (24) из [3], которые дают несколько завышенные ее значения.

Уравнение для ширины спектральной линии с учетом угловой зависимости вторичного излучения можно найти лишь при некоторых упрощающих предположениях. Полагая конвертор бесконечно толстым и интегрируя (2) [3] по угловой переменной  $\xi$ , получим следующее выражение для функции сигнала конверсионных электронов (в предположении  $\delta_p=0$ );

$$L_{\text{кэ}}(y) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1 + z \ln |z/(z+1)|}{(x+y)^2 + 1} dx, \quad (17)$$

где  $z = \delta_c((x/\gamma)^2 + 1)$ . Ограничиваясь двумя членами разложения логарифма в ряд, после интегрирования и приведения подобных членов получим

$$L_{\text{кэ}}(y) = \frac{\pi a}{4(1+\delta_c)^2} \left\{ \frac{2(a+1)(1+\delta_c)+1}{y^2+(a+1)^2} + \frac{2a(a+1)^2}{(y^2+(a+1)^2)^2} \right\}, \quad (18)$$

где  $a = \gamma \sqrt{1 + 1/\delta_c}$ . Отсюда

$$L_{\text{кэ}}(0) = \frac{\pi a [2(a+1)(\delta_c+2)-1]}{4(1+\delta_c)^2(a+1)^2}. \quad (19)$$

Решая уравнение  $L(y) = L(0)/2$ , получим для ширины спектральной линии толстого конвертора

$$\Gamma = \Gamma_S(a+1) \sqrt{(-a + \sqrt{a^2 + c^2})/c}, \quad (20)$$

где  $c = (0.5+a) + a^2(a+1)/(a^2-\gamma^2)$ . Учет Оже-электронов [3] незначительно влияет на ширину линии, так что (20) можно считать достаточно надежной аппроксимацией. Подкоренное выражение в (20) при  $\delta_c > 1$  близко к единице, а множитель перед корнем есть ширина линии (10) [3] в предположении, что все электроны выходят по нормали к поверхности конвертора. При известной ширине

линий источника и конвертора, т. е. известном значении  $\gamma = \Gamma_p / \Gamma_S$ , уравнения (20) либо (40) [3] позволяют найти коэффициент  $a$ , а по нему коэффициент ослабления конверсионных электронов  $\delta_c$ .

### Определение параметров источника, конвертора и поглотителя

В [2] предложена процедура нахождения параметров  $\Gamma_S$ ,  $\Gamma_p$  и  $\delta_c$  по спектрам поглотителя и конвертора, изготовленным на основе одного и того же соединения (тогда  $\Gamma_A = \Gamma_p$  и  $\beta = \gamma$ ). Определив экспериментально ширину линий поглотителя  $\Gamma$  и  $\Gamma_R$  из спектров, зарегистрированных обычным и резонансным детекторами, а также ширину линии  $\Gamma_x$  вторичного спектра конвертора, можно, решив систему трех уравнений (17) [2], (41), (20) либо (10) [3], найти три неизвестных параметра ( $\Gamma_S$ ,  $a$ ,  $\gamma$ ), а по ним  $\delta_c$  и  $\Gamma_p$ .

Если ширина линии источника  $\Gamma_S$  известна, то по ширине линии  $\Gamma$  спектра, зарегистрированного обычным детектором, и его площади  $S_0$  либо площади  $S_R$  резонансно детектированного спектра поглотителя

$$S_0 = x_0 S', \quad S_R = x_R S', \quad S' = \frac{\pi}{2} \Gamma_A T_A \exp\left(-\frac{T_A}{2}\right) \left[ I_0\left(\frac{T_A}{2}\right) + I_1\left(\frac{T_A}{2}\right) \right] \quad (21)$$

(параметры  $x_0$  и  $x_R$  предполагаются известными) можно итерационной процедурой найти параметры поглотителя  $\Gamma_A$  и  $T_A$ , а затем по (7) [2] при известной поверхностной плотности мессбауэровских ядер  $n_A$  определить фактор Лэмба—Мессбауэра поглотителя  $f_A$ . Если поглотитель тонкий, то

$$S' = \pi/2 \cdot f_A \sigma_0 n_A \Gamma_0 \quad (22)$$

и для определения  $f_A$  по площадям  $S_0$  и  $S_R$  не требуется знания ширины линии поглотителя  $\Gamma_A$ .

### Вклад фотоэлектронов в скоростной спектр

Взаимодействие безотдачного мессбауэровского излучения с электронными оболочками мессбауэровских атомов за счет фотоэффекта приводит к вкладу фотоэлектронов и сопутствующих им Оже-электронов в скоростной спектр. Эти электроны имеют такую же энергию и, как следствие, коэффициенты ослабления, что и конверсионные и Оже-электроны, образующиеся в результате процесса внутренней конверсии. Вклад в интенсивность спектральной линии этих двух типов электронов будет равен

$$D_p(y) = A_p (L_{pe}(y) + p_0 L_{p0}(y)), \quad A_p = I_0 k f_s \tau_p / 2\pi t_0, \quad (23)$$

где  $L_{pe}(y)$ ,  $L_{p0}(y)$  — функции сигнала фото- и Оже-электронов;  $\tau_p = \sigma_p N$  и  $t_0 = \tau_0 f_p N$  — линейные коэффициенты фотопоглощения и резонансного поглощения мессбауэровских гамма-квантов,  $\sigma_p$  — сечение фотоэффекта,  $N$  — число мессбауэровских ядер в единице объема. Остальные обозначения такие же, как в (1) [2] и (34) [3].

Функция сигнала фотоэлектронов в предположении изотропности их излучения и приближении толстого конвертора будет равна

$$L_{pe}(y) = \int_{-\infty}^{\infty} dx \int_0^1 \frac{\left(1 - \exp\left(-\frac{T_A}{((x+y)/\beta)^2 + 1}\right)\right) ((x/\gamma)^2 + 1)}{(x^2 + 1) ((\delta_\gamma + \delta_c/\xi) ((x/\gamma)^2 + 1) + 1)} d\xi. \quad (24)$$

Функция  $L_{p0}(y)$  получается заменой в (24)  $\delta_c$  на  $\delta_0$ . Предположение об изотропности излучения фотоэлектронов приводит к несколько завышенной оценке их вклада в скоростной спектр, так как при нормальном падении гамма-квантов на конвертор наиболее вероятным будет вылет фотоэлектронов в направлении, параллельном плоскости конвертора (излучение же Оже-электронов изотропно).



Полагая в (24)  $\beta = \gamma = 1$ ,  $\delta_\gamma = 0$ ,  $y = 0$  и интегрируя по угловой переменной  $\xi$ , придем к интегралу, аналогичному (12), в знаменателе которого будет отсутствовать  $(x^2 + 1)$ . Полагая  $\delta_c > 1$  и ограничиваясь двумя членами разложения логарифма в ряд, после интегрирования и учета аналогичного интеграла для Оже-электронов получим для полной функции сигнала в резонансе

$$L_p(0) = \frac{\pi}{2\delta_c} \left(1 + p_0 \frac{\delta_c}{\delta_0}\right) \left(1 - \exp\left(-\frac{T_A}{2}\right) I_0\left(\frac{T_A}{2}\right)\right), \quad (25)$$

где  $I_0$  — модифицированная функция Бесселя. Полная интенсивность спектральной линии с учетом всех типов образующихся электронов будет равна

$$D(0) = A_c L(0) + A_p L_p(0) = A_c L(0) (1 + A_p L_p(0)/A_c L(0)). \quad (26)$$

Используя (14) и (25), получим, что отношение  $L_p(0)/L(0)$  при  $0 \leq T_A \leq 5$  почти постоянно и равно 1.5, так что функции  $L_p(0)$  и  $L(0)$  одного порядка; отношение  $A_p/A_c = \sigma_p(1 + \alpha)/f_v \sigma_0 \alpha_i \approx \sigma_p/\sigma_0$ , т. е. равно отношению сечения фотоэффекта к сечению поглощения мессбауэровских гамма-квантов. Отношение  $\sigma_p/\sigma_0$  для мессбауэровских изотопов  $^{57}\text{Fe}$  и  $^{119}\text{Sn}$  имеет порядок  $10^{-3}$ . Приходим к заключению, что  $A_p L_p(0)/A_c L(0) \approx 10^{-3}$  и вкладом фото- и сопутствующих им Оже-электронов в скоростной спектр можно пренебречь.

### Доля безотдачного мессбауэровского излучения, регистрируемая резонансным детектором

Число фотоэлектронов, выходящих в объем детектора в результате взаимодействия  $i$ -й составляющей спектра излучения источника с электронной оболочкой атома (учитываются только оболочки, на которых фотопоглощение данного типа излучения максимально), равно

$$N_{pi} = A_{pi} \int_0^1 \frac{1 - \exp(-(\mu_{\gamma i} + \rho_{pi}/\xi) z_p)}{\mu_{\gamma i} + \rho_{pi}/\xi} d\xi, \quad (27)$$

где  $A_{pi} = I_0 k_i q_i \tau_{pi}/2$ ;  $I_0$  — интенсивность мессбауэровского излучения;  $k_i$  — множитель, характеризующий электронное ослабление  $i$ -й компоненты излучения источника исследуемым поглотителем;  $q_i$  — относительная интенсивность  $i$ -й компоненты;  $\tau_{pi}$ ,  $\mu_{\gamma i}$  — линейные коэффициенты фотопоглощения и электронного ослабления  $i$ -й компоненты веществом конвертора;  $\rho_{pi}$  — линейный коэффициент ослабления образовавшихся фотоэлектронов;  $z_p$  — толщина конвертора.

Полагая конвертор бесконечно толстым и интегрируя (27) по угловой переменной, получим

$$N_{pi} = A_{pi} \frac{1}{\mu_{\gamma i}} \left[1 - \frac{\rho_{pi}}{\mu_{\gamma i}} \ln\left(1 + \frac{\mu_{\gamma i}}{\rho_{pi}}\right)\right]. \quad (28)$$

Если учесть, что  $\mu_{\gamma i} < \rho_{pi}$ , то

$$N_{pi} \approx A_{pi}/2\rho_{pi}. \quad (29)$$

Число Оже-электронов  $N_{p0i}$ , сопутствующих фотоэлектронам, определится как  $N_{p0i} = p_0 N_{0i}$ , где  $p_0$  — вероятность образования Оже-электрона на один акт испускания конверсионного электрона, а  $N_{0i}$  определяется (27) — (29), где следует заменить  $\rho_{0i}$  на коэффициент ослабления Оже-электронов  $\rho_{0i}$ .

Полный вклад в фон от всех составляющих энергетического спектра источника будет равен

$$N_\phi = \sum (N_{pi} + p_0 N_{0i}). \quad (30)$$

Расчет фоновой составляющей проведен на примере мессбауэровского изотопа  $^{57}\text{Fe}$  и вещества из чистого железа. Основной вклад в фон, порождаемый излучением источника  $^{57}\text{Co}$ , вносят низкоэнергетическое излучение 6.3 кэВ

(рентген от матрицы источника и конверсионное рентгеновское излучение) с относительной интенсивностью  $q=12$ , которое, взаимодействуя с  $L$ -оболочкой атома железа, порождает фотоэлектроны 5.6 кэВ и сопутствующие им  $LMM$ -Оже-электроны 0.6 кэВ, а также мессбауэровское излучение 14.4 кэВ с относительной интенсивностью  $q=1$ , порождающее фотоэлектроны  $K$ -оболочки с энергией 7.3 кэВ и сопутствующие им  $KLL$ -Оже-электроны с энергией 5.4 кэВ.

Пренебрегая вкладом 0.6 кэВ  $LMM$ -электронов, с учетом (29)—(30) можно написать

$$N_{\phi} = N_{PL} + N_{PK} + N_{OKLL} = \frac{I_0 k}{4} \left( \frac{12\tau_{PL}}{\rho_{PL}} + \frac{\tau_{PK}}{\rho_{PK}} + \frac{p_0\tau_{PK}}{\rho_{OKLL}} \right), \quad (31)$$

где положено, что для всех типов излучения источника электронное ослабление поглотителем одинаково  $k_i = k$ ;  $\tau_{PL} = 570 \text{ см}^{-1}$ ,  $\tau_{PK} = 495 \text{ см}^{-1}$ ,  $\rho_{PL} = 2.63 \times 10^5 \text{ см}^{-1}$ ,  $\rho_{PK} = 1.77 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$ ,  $\rho_{OKLL} = 2.77 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$ ,  $p_0 = 0.7$ . Расчет линейных коэффициентов фотопоглощения  $\tau$  произведен по [9], а коэффициентов ослабления электронов по (36) [3].

Рассчитывая  $N_{\phi}$  по (31), а  $N(\infty) = A_c L(\infty)$  по (7) и (14) с учетом табл. 1, 2 [3] в предположении 90 %-ного обогащения конвертора мессбауэровским изотопом, получим  $N_{\phi}/N(\infty) = 0.067 \div 0.135$  при изменении  $f_s$  от 0.5 до 1, что приводит к значению  $x_R = 0.9 \div 0.95$ .

В случае регистрации спектра по рентгеновскому излучению [2] число квантов флуоресцентного рентгеновского излучения, порождаемого  $i$ -й компонентой излучения источника, также определяется (27) и (28), где следует положить  $A_{pi} = I_0 k_i q_i \omega_i p_i \tau_{pi} / 2$  (обозначения см. [2]; формула (21) [2] справедлива лишь для  $\xi=1$ , т. е. учитывает только поток вторичного излучения, выходящий по нормали к поверхности конвертора), а  $\rho_{pi}$  заменить на коэффициент ослабления рентгеновского излучения  $\mu_{xi}$ . Расчет  $x_R$  с использованием (28) приводит к значению  $x_R = 0.7$ . Расчет  $x_R$  без учета угловой зависимости рентгеновского излучения, проведенный в [2], дает значение  $x_R = 0.6$ .

### Расчет параметров конверторов

Для получения информации из резонансно детектируемого спектра необходимо знание параметров конвертора, которые зависят от способа его приготовления. Изготавливаемый конвертор должен удовлетворять определенным условиям: иметь большой выход вторичного излучения и давать низкий нерезонансный фон, обладать хорошей проводимостью, а также достаточной механической прочностью, а совместно с источником мессбауэровских гамма-квантов образовывать резонансную пару с нулевым изомерным сдвигом. Последнее условие наиболее просто реализуется в случае мессбауэровского изотопа  $^{119}\text{Sn}$ , когда источник и конвертор могут быть изготовлены на основе одного и того же соединения:  $\text{BaSnO}_3$ ,  $\text{CaSnO}_3$ ,  $\text{SnO}_2$ .

Расчет параметров конвертора рассмотрим на примере конвертора, примененного в [10]. Конвертор, использованный авторами этой работы в эксперименте, изготавливался на основе оловосодержащего соединения  $\text{SnO}_2$ , обогащенного мессбауэровским изотопом  $^{119}\text{Sn}$ , навеска которого смешивалась с тщательно измельченным коллоидным графитом (проводящий компонент), а затем с раствором полистирола в толуоле (склеивающий компонент). Образовавшаяся паста равномерно наносилась на бумажные подложки в виде кругов. После высыхания подложки с конвертирующим слоем использовались в качестве конверторов.

Параметры одного такого конвертора — его эффективная толщина  $t$  ( $T_p = t \Gamma_0 / \Gamma_p$ ) и линейный коэффициент резонансного поглощения  $t_0$  ( $\text{см}^{-1}$ ) — могут быть рассчитаны по формулам

$$t = f \sigma_0 N z = t_0 z = f \sigma_0 n. \quad (32)$$

Здесь  $f$  — фактор Лэмба—Мессбауэра;  $\sigma_0$  — сечение поглощения в резонансе ( $1/\text{см}^2$ );  $z$  — толщина конвертора (см);  $N, n$  — объемная ( $1/\text{см}^3$ ) и поверхностная ( $1/\text{см}^2$ ) плотности ядер

$$N = \frac{N_A m_0}{\mu_0 V} ai, \quad n = Nz = \frac{N_A m_0}{\mu_0 S_x} \left( \frac{m_k}{m} \right) ai, \quad (33)$$

где  $N_A^{ij}$  — число Авогадро (1/моль). Параметры  $m_0$ ,  $\mu_0$ ,  $a$ ,  $i$  относятся к олово-содержащему соединению ( $\text{SnO}_2$  и т. п.);  $m_0$  — масса (г) соединения, использованная для изготовления пасты;  $\mu_0$  — молекулярная масса соединения (г/моль);  $a$  — степень обогащения соединения мессбауэровским изотопом (%);  $i$  — число атомов мессбауэровского элемента в соединении;  $z = V_x/S_x = Vm_x/mS_x$  — толщина конвертора (см);  $m_k$  — масса конвертора (г), равная разности масс подложки после и до нанесения на нее конвертирующего слоя;  $m = \Sigma m_i$  — масса приготовленной пасты;  $V = \Sigma m_i/\rho_i$  — объем пасты, где  $m_i$ ,  $\rho_i$  — массы (г) и плотности соединений (г/см<sup>3</sup>), использованных для изготовления пасты;  $S_x = \pi D^2/4$  — площадь конвертора, где  $D$  — его диаметр (см).

### Заключение

Проведенное исследование показывает, что ослабление электронов значительно влияет на параметры резонансно детектируемого спектра и учет его необходим. Регистрация спектра поглотителя с помощью обычного и резонансного детекторов в сочетании с регистрацией спектра конвертора по вторичному излучению позволяет определить доли безотдачного мессбауэровского излучения, регистрируемые обычным и резонансным детекторами, и тем самым дает возможность свести задачу интерпретации мессбауэровских спектров к определению параметров, входящих в интегралы пропускания, описывающие спектр поглотителя при обычном и резонансном детектировании. Сочетание трех методов регистрации спектров позволяет также определить физические параметры, входящие в интегралы пропускания.

### Литература

- [1] Митрофанов К. П., Илларионова Н. В., Шпинель В. С. Счётчик с избирательной эффективностью для регистрации испускаемых без отдачи гамма-лучей. — ПТЭ, 1963, № 3, с. 49—54.
- [2] Морозов В. В. Резонансное детектирование мессбауэровского излучения. I. Регистрация спектра по рентгеновскому излучению. — ЖТФ, 1985, т. 55, № 4, с. 683—691.
- [3] Морозов В. В. Регистрация мессбауэровских спектров по вторичному излучению. — ЖТФ, 1985, т. 55, № 11, с. 2196—2206.
- [4] Krakowski R. A., Miller R. B. An analysis of backscatter Mössbauer spectra obtained with internal conversion electrons. — Nucl. Instrum. Meth., 1972, v. 100, p. 93—105.
- [5] Bainbrige J. Quantitative analysis of Mössbauer backscatter spectra from multi-layer films. — Nucl. Instrum. Meth., 1975, v. 128, p. 531—535.
- [6] Huffman G. P. Theory of electron re-emission Mössbauer spectroscopy. — Nucl. Instrum. Meth., 1976, v. 137, p. 267—290.
- [7] Бабикова Ю. Ф., Вакар О. М., Грузин П. Л. и др. Исследование прохождения электронов через тонкие металлические пленки методом электронной ЯГР спектроскопии. — Изв. вузов. Физика, 1983, т. 26, № 7, с. 10—14.
- [8] Батеев А. Б., Вакар О. М., Грузин П. Л. и др. Расчет концентрации мессбауэровского элемента и вероятности резонансного поглощения по электронному ЯГР спектру. — Изв. вузов. Физика, 1983, т. 26, № 11, с. 42—49.
- [9] Сторж Э., Исраэль Х. Сечения взаимодействия гамма-излучения. М.: Атомиздат, 1973. 253с.
- [10] Авениров А. К., Бондаревский С. И., Еремин В. В. и др. Пропорциональный резонансный детектор для мессбауэровских исследований на <sup>119</sup>Sn. — ПТЭ, 1980, № 4, с. 60—61.

Поступило в Редакцию  
7 июня 1985 г.