



Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

М. А. Андреева, С. Ф. Борисова, Р. Н. Кузьмин, Мессбауэровские спектры вторичных излучений в условиях полного отражения, *ЖТФ*, 1983, том 53, выпуск 7, 1395–1398

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

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

Параметры загрузки:

IP: 18.97.14.91

12 декабря 2024 г., 23:18:50



Здесь

$$F^0 = -r\tau \frac{RC_u - R^2\omega}{R} \left(\frac{dRC_u}{d\psi} \right)_2 + rR\tau \frac{dl}{d\psi}, \quad F^{0\delta} = - \left(\frac{d\tau}{d\psi} \right)_2 \left(\frac{dRC_u}{d\theta} \right)_1 \frac{\partial\psi}{\partial r},$$

причем функция $F^{0\delta}$ характеризует отличие линий l от линий $\varphi = \text{const}$.

Область $ABCD$ течения преобразуем на квадрат в плоскости $\xi O\eta$ при помощи соотношений $\xi(r, \theta)$, $\eta(r, \theta)$. Значения функции F в подобластях D_1 , D_2 , D_3 и D_5 приведены в [1]. Функцию F (см. соотношение (4)) для области D_4 РК представим в виде

$$F(\xi, \eta) = F_{l_3}(\eta) + [F_{l_4}(\eta) - F_{l_3}(\eta)]\xi + \{F_{cd}(\xi) - F_{l_3}(0) - [F_{l_4}(0) - F_{l_3}(0)]\xi\}(1 - \eta^{k_1}) + \\ + \{F_{ab}(\xi) - F_{l_3}(1) - [F_{l_4}(1) - F_{l_3}(1)]\xi\}\eta^{k_2}, \quad (6)$$

где

$$F_{cd}(\xi) = F_{l_3}(0) + [F_{l_4}(0) - F_{l_3}(0)]\xi^{n_1}, \quad F_{ab}(\xi) = F_{l_3}(1) + [F_{l_4}(1) - F_{l_3}(1)]\xi^{n_2}, \\ \xi = (\xi - \xi_3)/(\xi_4 - \xi_3).$$

В случае, когда l_3 не есть линия $\varphi = \text{const}$ для значений F_{l_3} соответственно со стороны свободного потока и со стороны лопасти РК, согласно (5), имеем формулы

$$F_{l_3}^- = rR \frac{dE_0}{d\psi} - \frac{r}{2R} \frac{d(RC_u)^2}{d\psi}, \quad F_{l_3}^+ = [1 + \delta(\psi)]_{l_3} F_{l_3}^0.$$

Функция F на l_3 определяется при помощи равенства

$$F_{l_3} = \lambda F_{l_3}^+ + (1 - \lambda) F_{l_3}^-, \quad (0 \leq \lambda \leq 1).$$

Указанный выбор функции F , введение функции $F^{0\delta}$ и параметров k_i , n_i обеспечивают получение требуемого распределения RC_u на входной кромке l_3 и ее тангенциального наклона.

Задача профилирования лопастной системы сводится к решению уравнения (1) и системы уравнений (2), (3) с учетом равенств (4)–(6). Краевые условия для уравнения (1) формулируются следующим образом. На AB и CD значения функции тока принимаются соответственно $\psi = 0$ и $\psi^* = Q/2\pi$, где Q — объемный расход. На границах l_0 и l_5 задается направление потока. Величины $RC_u(\psi)$ и $E(\psi)$ определяются по их известным распределениям на входе AD . Гиперболическая система уравнений (2) и (3) имеет характеристики $\psi = \text{const}$ и $\varphi = \text{const}$. Для нее в области РК ставится задача Гурса. На выходной кромке, формируемой в качестве характеристики, задается $\varphi = 0$, а на характеристике cd (рис. 1) задается распределение RC_u .

Уравнения (1)–(3) решаются численно с помощью методов, описанных в [1]. В результате определяется поле скоростей и форма лопасти РК, удовлетворяющая заданным условиям.

В качестве примера на рис. 2 представлен рассчитанный по данному методу профиль среднего сечения лопасти РК радиально-осевой быстроходной гидротурбины при задании следующих приведенных значений для объемного расхода и частоты вращения: $Q'_i = 1.1 \text{ м}^3/\text{с}$, $n'_i = 85 \text{ об/мин}$.

Литература

[1] Ю. П. Головачев, М. И. Жуковский. Энергомашиностроение, № 6, 4 (1978).

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию
6 июля 1982 г.
В окончательной редакции
6 декабря 1982 г.

МЕССБАУЭРОВСКИЕ СПЕКТРЫ ВТОРИЧНЫХ ИЗЛУЧЕНИЙ В УСЛОВИЯХ ПОЛНОГО ОТРАЖЕНИЯ

М. А. Андреева, С. Ф. Борисова, Р. Н. Кузьмин

В работе предложен новый метод исследования поверхности — мессбауэровская спектроскопия конверсионных электронов (МСКЭ) в условиях полного отражения (ПО). ПО приводит к концентрации излучения вблизи поверхности [1, 2], что позволяет улучшить разрешение по глубине МСКЭ до одного монослоя (особое значение это имеет при исследовании магнитного упорядочения вблизи поверхности). Регистрация КЭ приводит к значительному

(в $\sim \alpha$ раз; α — коэффициент внутренней конверсии мессбауэровского перехода) уменьшению времени эксперимента на отражение [3]. В работе дана теория мессбауэровских спектров (Мс) КЭ в условиях ПО и показано, что интерпретация таких спектров является нестандартной, так как форма МсКЭ отдельного резонанса в условиях ПО представляет собой существенно уширенную двугорбую кривую (в отсутствии теории МсКЭ такая форма могла бы быть интерпретирована как аномальное квадрупольное расщепление уровней ядра вблизи поверхности).

Число возбужденных резонансных ядер в слое dz на глубине z (или число образующихся вторичных частиц), очевидно, определяется потерей интенсивности в этом слое

$$\frac{dI(z, E)}{dz} = \frac{d}{dz} \left\{ I_0 \wp (1 - R(E)) e^{2\frac{\omega}{c} \wp \operatorname{Im} \eta(E) z} \right\}, \quad (1)$$

где $R(E)$ — коэффициент зеркального отражения, \wp — угол скольжения,

$$\eta(E) = \sqrt{1 + (\epsilon(E) - 1)/\wp^2}, \quad (2)$$

$\epsilon(E) = 1 + \chi_{яд}(E) + \chi_{эл}$ — диэлектрическая проницаемость резонансной среды; $E = \hbar\omega$ — энергия падающего гамма-излучения, варьируемая вблизи резонанса E_R . При извлечении корня из комплексного числа (2), если $(\epsilon(E) - 1) \sim \wp^2$, происходит не только перемешивание действительной и мнимой частей $\epsilon(E)$ [4], но и возникает неаддитивность различных вкладов (например, ядерного $\chi_{яд}(E)$ и электронного $\chi_{эл}$) в поглощение. Так как

$$2\wp^2 \operatorname{Im} \eta(E) \neq \operatorname{Im} \epsilon(E) = -\frac{c}{\omega} (N_{яд} \sigma(E) + \mu_{эл}), \quad (3)$$

где $N_{яд}$ — плотность резонансных ядер, $\sigma(E)$ — сечение резонансного поглощения, а $\mu_{эл}$ — линейный коэффициент электронного поглощения, с первого взгляда кажется, что это обстоятельство препятствует разделению вторичных процессов в условиях ПО. Положение спасает множитель

$$1 - R(E) = 1 - \left| \frac{1 - \eta(E)}{1 + \eta(E)} \right|^2 = \frac{4 \operatorname{Re} \eta(E)}{|1 + \eta(E)|^2}, \quad (4)$$

так что¹

$$2\wp^2 \operatorname{Re} \eta(E) \operatorname{Im} \eta(E) = \operatorname{Im} \epsilon(E) = -\frac{c}{\omega} (N_{яд} \sigma(E) + \mu_{эл}). \quad (5)$$

Таким образом, число вторичных частиц, образовавшихся в слое dz , равно

$$A(z, E) = w_p N_{яд} \sigma(E) \frac{4I_0}{|1 + \eta(E)|^2} e^{2\frac{\omega}{c} \wp \operatorname{Im} \eta(E) z} \quad (6)$$

где w_p — вероятность образования вторичного излучения вида p для одного возбужденного ядра. Интегральные по глубине z кривые резонансного поглощения (или интенсивности вторичного излучения)

$$N(E) = \int_0^{\infty} T(z) A(z, E) dz \quad (7)$$

с функцией $T(z)$ из [8], определяющей потери вторичного излучения в образце, приведены на рис. 1, 2. Для сравнения с экспериментом необходимо также учесть лоренцевское распределение энергии падающего излучения. Как видно из рис. 1, область ПО, в которой имеются аномалии формы МсКЭ в случае $\operatorname{Im} \chi \gg \operatorname{Re} \chi$, не имеет четкой границы. Даже для $\wp = 0.1$ рад (при $\chi = 10^{-5} \times \Gamma/2 / (E - E_R + i\Gamma/2)$) сохраняется незначительное уширение линии $\sim 1.2\Gamma$. Наиболее разумно при этом определить критический угол следующим образом: $\wp_{кр} = \sqrt{\operatorname{Re} \chi_{эл} + |\chi_{яд}(E = E_R)|}$.

¹ Это обстоятельство не было выявлено в [5] по исследованию комптоновского и флуоресцентного рассеяний рентгеновского излучения в условиях ПО. Некорректно был рассмотрен также вопрос о потерях вторичного излучения в среде (предполагалось, что все виды вторичного излучения поглощаются одинаково по экспоненциальному закону), что привело к расхождению теории и эксперимента: не было объяснено наблюдавшееся различие в изменении соотношения между разными видами вторичного излучения в области ПО.

С учетом релеевского взаимодействия форма резонансной кривой сглаживается (рис. 2). Двугорбый характер кривой проявляется, только когда ядерное резонансное взаимодействие значительно превышает релеевское.

В случае, если резонансный изотоп нанесен в виде тонкой пленки на нерезонансную подложку, с учетом многократных отражений в пленке для функции $A(z, E)$ получаем более сложное выражение

$$A(z, E) = \omega_p N_{яд} \sigma(E) \frac{4I_0}{\vartheta |1 + \eta(E)|^2} \frac{e^{\frac{2\omega}{c} \vartheta \text{Im} \eta(E) z} - |r'|^2 e^{\frac{2\omega}{c} \vartheta \text{Im} \eta(E) (2d-z)}}{\left| 1 + r r' e^{-2i \frac{\omega}{c} \vartheta \text{Re} \eta(E) d} \right|^2}, \quad (8)$$

где

$$r = \frac{1 - \eta(E)}{1 + \eta(E)}, \quad r' = \frac{\eta(E) - \eta'}{\eta(E) + \eta'}, \quad \eta' = \sqrt{1 + \frac{\epsilon' - 1}{\vartheta^2}},$$

d — толщина пленки, ϵ' — диэлектрическая проницаемость подложки.

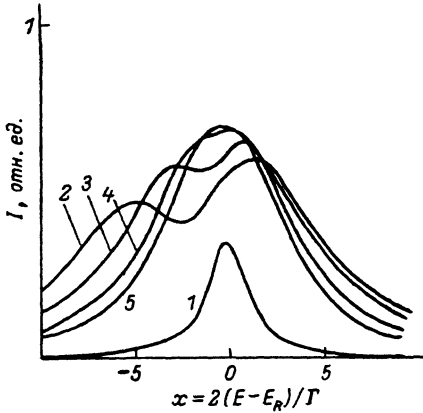


Рис. 1. Интегральные (по глубине) интенсивности КЭ в функции $x = 2(E - E_R)/\Gamma$ в случае чисто ядерного резонансного взаимодействия $\chi_{яд} = 10^{-5}(x+i)$ для углов скольжения $\vartheta = 0.1$ (1), 0.0015 (2), 0.002 (3), 0.003 (4), 0.004 рад. (5).

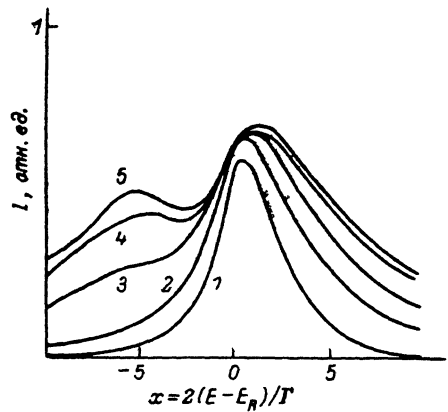


Рис. 2. Зависимость формы резонансных кривых интенсивности КЭ от соотношения $\chi_{яд}$ и $\chi_{эл}$.

$1 - q = |\chi_{яд}(E = E_R)| \text{Re} \chi_{эл} = 1, 2 - 2, 3 - 4, 4 - 8, 5 - 10$. $\chi_{эл}$ рассчитано для чистого железа: $\chi_{эл} = 0,000013 + i0,0000013i$. Величина $\chi_{яд}(E)$ определяется обогащенностью образца (~ 0.9), вероятностью эффекта (~ 0.7) и шириной резонанса. Для одиночной линии естественной ширины $\chi_{яд} = 0,000190/(x+i)$. Расщепление спектра и уширение линий приводит к значительному уменьшению $\chi_{яд}$; ϑ для каждой кривой выбрано 0.6 град.

Непосредственные расчеты показывают, что эффекты многократной интерференции в пленке существенны только для очень тонких пленок $\lesssim 200 \text{ \AA}$.

С физической точки зрения аномальная форма МсКЭ в условиях ПО объясняется особенностями взаимодействия неоднородных преломленных волн с резонансными ядрами [4]. Существенное влияние на форму спектра оказывает также коэффициент зеркального отражения $R(E)$. Необходимо отметить, что влияние отраженной волны на процесс резонансного поглощения не является формальным. Вычисление матричных элементов, характеризующих процесс резонансного поглощения, требует учета структуры поля во всем пространстве, а она является существенно различной с двух сторон от отражающей плоскости (концепция «триплетной моды» при квантовании неоднородных волн [7]).

Таким образом, экспериментальное обнаружение аномалий формы МсКЭ в условиях ПО представляет значительный принципиальный интерес.

Литература

- [1] G. Martens, P. Rabe. Phys. Stat. Sol. (a), 58, 415 (1980).
- [2] P. Eisenberger, W. C. Mara. Phys. Rev. Lett., 46, 1081 (1981).
- [3] S. Bernstein, E. C. Campbell. Phys. Rev., 132, 1625 (1963).
- [4] М. А. Андреева, С. Ф. Борисова, Р. Н. Кузьмин. ФТТ, 20, 3173 (1978).

- [5] Y. Yoneda, M. Tazunoki. Technol. Repts Kunshu Univ., 50, 139 (1977).
 [6] D. Liljequist, T. Ekdahl, U. Bäverstam. Nucl. Instr. and Meth., 155, 529 (1978).
 [7] C. K. Carneglia, L. Mandel. Phys. Rev. D, 3, 280 (1971).

Московский государственный университет
им. М. В. Ломоносова

Поступило в Редакцию
23 июля 1982 г.

ИЗМЕНЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ГЕНЕРАЦИИ В ОКРЕСТНОСТИ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА КРИСТАЛЛА—МАТРИЦЫ

Н. В. Щедрина

В связи с определенными преимуществами, ожидаемыми в случае использования сегнетоэлектриков и других кристаллов, испытывающих различные структурные фазовые переходы, в качестве лазерных матриц, изучение оптических свойств примесных центров в таких матрицах приобретает особое значение. Имеется ряд работ, в которых наблюдалось стимулированное излучение (СИ) в сегнетоэлектриках $Gd_2(MoO_4)_3$ [1, 2], $LiNbO_3$ [3] и др. [4], активированных трехвалентными ионами редкоземельных элементов типа Nb^{3+} , Tm^{3+} и др. При этом отмечалось, что взаимодействие примесных ионов с определенными колебаниями решетки, теряющими устойчивость в окрестности T_c — температуры фазового перехода кристалла, приводит к целому ряду особенностей СИ в критической области температур, таких как смещение спектральных линий и их уширение [5], изменение частоты генерации [4], увеличение расстройки лазера и повышение порога генерации [6]. В связи с этим исследование влияния мягкомодовых колебаний и неустойчивости решетки кристалла вблизи T_c на характеристики СИ и процессы генерации представляет в настоящее время особый интерес.

В работе рассмотрены процессы генерации на локальных уровнях примесных атомов или ионов и характеристики СИ в окрестности фазового перехода кристалла—матрицы, учтено влияние критических флуктуаций параметра перехода η , получены температурные аномалии вблизи T_c характеристик СИ и частоты генерируемого излучения.

Поскольку обычно в ионных кристаллах примесные ионы имеют «глубокие» энергетические уровни и их электронные состояния сильно локализованы, за нулевое приближение можно принять состояние свободного иона, а взаимодействие с кристаллическим окружением и в первую очередь с мягкой модой учитывать как возмущение. При этом если характерное время релаксации фононной подсистемы $\tau_{рел}$ мало по сравнению с временем релаксации электронной системы τ_0 , то взаимодействие динамической электронной системы с релаксационной фононной может быть учтено с помощью интеграла столкновений [6]. Подобный подход развивался в ряде работ [7, 8]. Однако полученные в [7, 8] результаты, как будет показано ниже, имеют ограниченную область применения и в ряде случаев не являются вполне удовлетворительными при интерпретации экспериментальных данных. Дело в том, что в твердотельных лазерах указанное соотношение для времен релаксации $\tau_{рел} \ll \tau_0$ вблизи T_c обычно не выполняется из-за температурной аномалии $\tau_{рел} \sim |T - T_c|^{-1}$ и имеет место следующее соотношение: $\tau_2 < \tau_{рел} < \tau_1$, где τ_1 и τ_2 — времена продольной и поперечной релаксации матрицы плотности соответственно [9]. Кроме того, в указанных работах [7, 8] рассмотрены только пространственно-однородные флуктуации параметра перехода, что справедливо лишь на достаточно большом расстоянии от T_c (оценки дают ΔT порядка нескольких сот градусов).

В квазиклассическом приближении для двухуровневой системы самосогласованная система уравнений состоит из классических уравнений Максвелла для описания электромагнитного поля, материальных уравнений для матрицы плотности ρ и уравнения для параметра перехода η . Для матрицы плотности ρ имеем

$$\frac{\partial D}{\partial t} = -\frac{D - D^0}{\tau_1} + (\lambda_1 - \lambda_2) + \frac{2iV}{\hbar} (\rho_{12} - \rho_{21}), \quad \frac{\partial \rho_{12}}{\partial t} = -\left(i\omega_{12} + \frac{1}{\tau_2}\right) \rho_{12} + \frac{iV}{\hbar} D, \quad \rho_{11} + \rho_{22} = 1, \quad (1)$$

$D = \rho_{11} - \rho_{22}$; $D^0 = \rho_{11}^0 - \rho_{22}^0$; ρ^0 — равновесная матрица плотности; $\omega_{12} = (E_1 - E_2)/\hbar$; τ_1 и τ_2 — соответствующие времена релаксации; диагональная матрица λ учитывает возможные процессы накачки возбужденного 1 и основного 2 состояний; V — матричный элемент взаимодействия системы.