

Инна РЕБАНЕ, А. ТУУЛ

КОНТУР ЧИСТО ЭЛЕКТРОННОЙ ЛИНИИ В ЗАВИСЯЩИХ ОТ ВРЕМЕНИ СПЕКТРАХ: СУЖЕНИЕ И ОСЦИЛЛЯЦИИ

INNA REBANE, A. TUUL. PUHTELEKTRONJOONE KONTOUR AJAST SOLTUVATES SPEKTRITES: KITSNEMINE JA OSTSILLATSIOONID

INNA REBANE, A. TUUL. THE CONTOUR OF PURE-ELECTRONIC LINE IN TRANSIENT RESONANCE SECONDARY RADIATION SPECTRA: NARROWING AND OSCILLATIONS

(Представлена К. К. Ребане)

В [1] были приведены формулы зависящего от времени спектра резонансного вторичного свечения (РВС) в модели с одним локальным колебанием, а также некоторые результаты выполненных по ним машинных расчетов. Рассмотрение в [1] было проведено для переходного спектра $I(\Omega, t)$ в предельном случае бесконечно точного спектрального разрешения $\eta = 0$ (см. [2]), т. е. была найдена вероятность $W(\Omega, t)$ того, что к моменту времени t будет испущен фотон частоты Ω ($t = 0$ — момент, когда максимум возбуждающего светового импульса проходит через примесной центр). В частности, было показано, что чисто электронная линия (ЧЭЛ) люминесценции, излученная ко времени t , где $t \approx \tau_{rel} \ll \tau_{opt}$, является «горячей», т. е. как по интенсивности, так и по контуру (ширине) она в общем такая же, как все остальные линии люминесценции, в том числе линии горячей люминесценции.

С увеличением t ЧЭЛ начинает «охлаждаться»: наряду с последовательным ростом интегральной интенсивности происходит ее сужение, которое сопровождается осцилляциями на крыльях ее контура (см. [1] рис. 2). Только при $t > \tau_{opt}$ ЧЭЛ становится хорошо известной, весьма узкой лоренцевой линией спектра люминесценции примесного центра, измеренной в стационарных условиях (см. [3]).

Цель настоящего сообщения — привести результаты машинных расчетов, иллюстрирующие сужение и осцилляции на крыльях ЧЭЛ в процессе ее «охлаждения». Расчеты выполнены по формулам и программам, в которые введено и спектральное разрешение $\eta \neq 0$ по методу, предложенному в [2].

Из рис. 1 ясно видно временное развитие осцилляций на крыльях ЧЭЛ.

1. Отношение высоты первого побочного максимума (перед окончательным исчезновением структуры — ближайшей точки перегиба) к высоте центрального пика равняется примерно 3—5%.

2. Удвоение времени t приводит к уменьшению расстояния между соседними максимумом и минимумом примерно в два раза. В этом кроется первая причина исчезновения структуры при больших t : она

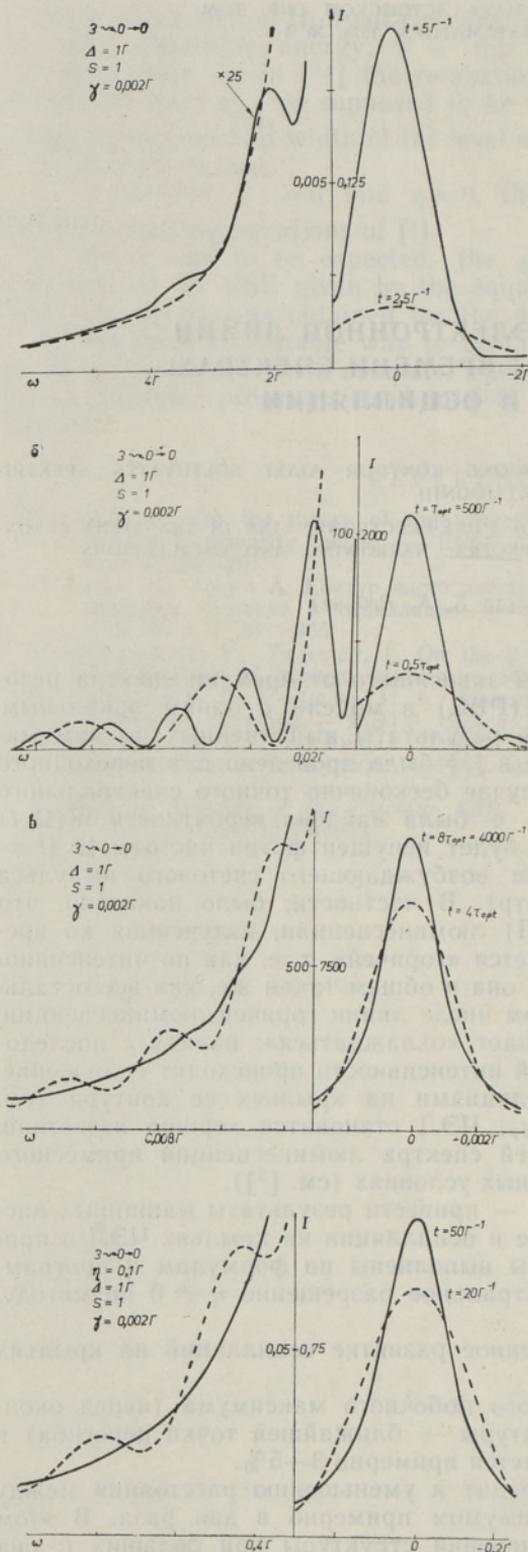


Рис. 1. Развитие во времени вероятности ($W(\Omega, t) = I(\Omega, t; \eta)$) при $\eta = 0$) чисто электронной линии при возбуждении на $n = 3$ колебательный уровень. Стоксовы потери $S = 1$; полуширина возбуждающего пакета $\Delta = 1\Gamma$; $\tau_{opt}^{-1} \equiv \gamma = 0,002\Gamma$, где Γ релаксационная полуширина уровня $n = 1$.

становится для заданной конечной величины спектрального разрешения η неразличимой (см. рис. 2).

3. Начиная с некоторого достаточно большого t ($t > \tau_{opt}$) относительная глубина модуляции контура убывает. В этом видится вторая (и определяющая) причина исчезновения осциллирующей структуры при $t \gg \tau_{opt}$.

Вполне очевидно (соответствующие количественные соотношения даются формулами зависящих от времени полуширин линий спектров РВС), что если промежуток измерения выбрать достаточно длинным (больше τ_{opt}) и так, чтобы он начинался сразу после «горячего» перехода становления ЧЭЛ, то ширина полученной линии будет меньше естественной ширины, определяемой τ_{opt} .

Экспериментальное изучение описанного поведения ЧЭЛ в оптических спектрах примесей в кристаллах чрезвычайно затруднено из-за сильного неоднородного уширения этой линии (см. [3]). Часто оно достигает одного $см^{-1}$ или даже больше, т. е. становится примерно равным величине релаксационного уширения Γ . Зна-

Рис. 2. Спектр $I(\Omega, t; \eta)$ при временах $t = 20$ и $50\Gamma^{-1}$. Спектральное разрешение $\eta = 0,1\Gamma$; остальные параметры те же, что и на рис. 1.

чит, оно не сможет существенно мешать измерениям осцилляций только у совсем еще «горячих» ЧЭЛ, когда ширина центрального пика и расстояние между соседними максимумами и минимумами еще порядка Γ , т. е. при временах порядка $t = 5 \Gamma^{-1} \approx 10^{-11}$ сек (ср. с рис. 1, а). Неоднородное уширение в эффекте Мёссбауэра намного меньше (см. [2]). Поэтому как осцилляции на крыльях, так и сужение с ростом t впервые экспериментально наблюдались у зависящих от времени мёссбауэровских спектров на примесных ядрах ^{57}Fe [4].

ЛИТЕРАТУРА

1. Rebane, I. On the theory of time dependence of resonant secondary emission spectra of impurity centres. — ENSV TA Toimet., Füüs. Matem., 1978, v. 27, N 2, p. 192—201.
2. Хижняков В. В., Ребане И. К. Зависящие от времени спектры резонансного вторичного свечения. — ЖЭТФ, 1978, т. 74, вып. 3, с. 885—896. H i z h n y a k o v, V. On the theory of transient resonance secondary radiation spectra. — Techn. Rep. of ISSP, Ser. A, N 860, Dec. 1977.
3. Ребане И. К. Элементарная теория колебательной структуры спектров примесных центров кристаллов. М., 1968.
4. Kobayashi, T., Shimizu, S. Time-filtering effect in the Mössbauer spectrum. — Phys. Letters, 1975, v. 54A, N 4, p. 311—312. Realo, E., Koch, R. Time-resolved Mössbauer spectroscopy of $\text{ZrS} \cdot ^{57}\text{Co}$ crystal. — In: Abstr. of XX Congr. AMPERE, Tallinn, Aug. 1978.

Институт физики
Академии наук Эстонской ССР

Поступила в редакцию
21/VIII 1978