симума кривой поглощения, т. е. оптимальные параметры фокусировки можно найти при помощи следующей интерполяционной формулы:

$$k\rho = \frac{2f}{r_0}\left[\frac{(kr_k)^2}{(kL_N)^{2/3}} - \left(\frac{f}{r_0}\right)^2\right]^{1/2},$$

где L_N — характерный масштаб неоднородности плотности в окрестности r_k.

Заменяя суммирование в (1) интегрированием и вычисляя интеграл методом стационарной фазы, мы можем получить асимптотические выражения для диаграммы рассеяния $\varepsilon_1 \leqslant \theta \leqslant \pi - \varepsilon_1$, $\varepsilon_1 < l_0^{-1}$

$$\rho < r_k : I \simeq I_0 F(\theta)\,|R_{l_0}|^2 \exp(-\Lambda\theta^2),$$

$$\rho \geqslant r_k : I \simeq I_0 F(\theta)\,|R_{l_0}|^2 \exp(-4r_k^2\Lambda\theta^2\rho^{-2}\pi^{-2}),$$

$$\rho \gg r_k : I \simeq I_0 F(\pi - \theta)\,|R_{l_0}|^2 \exp[-\Lambda(\pi - \theta)^2],$$

$$|R_{l^0}|^2 = \left[1 - \frac{2\pi\Gamma(2/3)}{3^{46}\Gamma(1/3)}(kL_N)^{2/3}\sin^2\theta_1\right]|\tilde{R}_{l_0}|^2, \quad kL_N \sin^3\theta_1 < 0.22.$$

$$|R_{l_0}|^2 = 0.5\,|\tilde{R}_{l_0}|^2, \quad 0.22 \leqslant kL_N \sin^3\theta_1 \leqslant 0.51,$$

$$|R_{l_0}|^2 = [1 - 2\exp(-(4/3)\,kL_N \sin^3\theta_1)]\,|\tilde{R}_{l_0}|^2, \quad kL_N \sin^3\theta_1 > 0.51.$$

$$|\tilde{R}_{l_0}|^2 = \exp[-\sigma(1 - l_0^2 k^{-2} r_k^{-2})^{\beta}],$$

$$l_0 = \theta\left[\int_{r_n}^{\infty}\frac{dr}{r\sqrt{\varepsilon k^2 r^2 - l_0^2}} - \frac{2k\rho}{4\Lambda^2 + k^2\rho^2}\right]^{-1}, \quad \varepsilon(r_n)\,k^2 r_n^2 = l_0^2.$$

Здесь $\sin^2\theta_1 = l_0^2(kr_k)^{-2}$, $F(\theta) = \theta/\sin\theta$, причем для линейного профиля $\sigma = 32/15$, $\beta = 5/2$, а для экспоненциального $\sigma = 8/3$, $\beta = 3/2$. Численные расчеты диаграммы рассеяния показали хорошее согласие с экспериментом (рис. 2, *б*) при экспоненциальном профиле плотности, что соответствует изотермическому разлету плазмы $L_N = 25$ мкм, $r = 50$ мкм и температуре электронов $\leqslant 0.5$ кэВ, геометрия облучения соответствовала экспериментальной ($\rho = 200$ мкм, $f/r_0 = 4$). Таким образом, несмотря на отсутствие в модели ряда физических механизмов, влияющих на поглощение и рассеяние, таких, как, например, аномальные процессы, ВРМБ и др. (которые мы собираемся учесть в дальнейшем), рассмотренная модель позволяет достаточно хорошо интерпретировать экспериментальные результаты.

Литература

[1] Н. Г. Басов, О. Н. Крохин. ЖЭТФ, *46*, 171, 1964.
[2] Н. Г. Басов, А. А. Кологривов, О. Н. Крохин, А. А. Рупасов, Г. В. Склизков, А. С. Шиканов. Письма ЖЭТФ, *23*, 474, 1976.
[3] B. Richards, E. Wolf. Proc. Roy. Soc., A, *253*, 358, 1959.
[4] А. А. Андреев, В. А. Горбунов. Письма ЖТФ, *3*, 812, 1977.
[5] J. Erkkila, J. Tomson, C. Max. Phys. Rev. Lett., *37*, 583, 1977.
[6] А. Д. Пилия. ЖТФ, *36*, 818, 1966.

Поступило в Редакцию 25 октября 1982 г.

УДК 535.347+538.61

МАГНИТНЫЙ ЦИРКУЛЯРНЫЙ ДИХРОИЗМ КАК МЕТОД ВОССТАНОВЛЕНИЯ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ СЛУЧАЙНЫХ ДЕФОРМАЦИЙ В ПРИМЕСНЫХ КРИСТАЛЛАХ

Ю. Б. Розенфельд и *А. В. Вайслейб*

Случайные деформации (random strain), снимая орбитальное вырождение, приводят к неоднородному уширению бесфононных линий оптических переходов, рэлеевской линии в комбинационном рассеянии света и линий ЭПР. Вид функции распределения случайных искажений неизвестен. Как правило, при интерпретации экспериментов считают деформации ориентированными случайным образом [1] либо при фиксированной величине, либо считая их величины распределенными по гауссовскому закону. В настоящем сообщении предлагается способ определения функции распределения случайных деформаций по полевой зависимости интегральной интенсивности магнитного циркулярного дихроизма (МЦД) нерезонансного комбинационного рассеяния света (КРС).

Рассмотрим примесный центр, основным состоянием которого является орбитальный дублет тригональной точечной группы симметрии. Интенсивности примесного нерезонансного КРС в единичный телесный угол в обозначениях работы [2] определяется при температуре абсолютного нуля выражением

$$K(\omega)=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} dt e^{i\omega t}\langle \hat{P}^{+}(t)\hat{P}\rangle, \tag{1}$$

где ω — разность частот падающего и рассеянного света, $\hat{P}$ — оператор электронной поляризуемости, представляющий собой свертку тензора поляризуемости с векторами поляризации падающего $\mathbf{e}$ и $\boldsymbol{\tau}$ рассеянного света соответственно.

Возбуждая кристалл циркулярно поляризованным светом и измеряя интенсивность рассеяния в противоположной циркулярной поляризации, мы выделим только симметричный (E) вклад в КРС. Оператор $\hat{P}$ при этом имеет вид $\hat{P}=P_E\sigma_-$, P_E — полуэмпирический параметр [2], $\sigma_\pm=(\sigma_x\pm i\sigma_y)/2$, σ_x, σ_y — матрицы Паули. Пусть магнитное поле направлено вдоль тригональной оси. Гамильтониан примесно-фононной системы имеет вид

$$\hat{H}=\hat{H}_{\mathrm{vib}}+\hat{H}_{ES}+\hat{V}_z,$$

$$\hat{H}_{ES}=\delta(\theta\sigma_x+\varepsilon\sigma_y),\quad \hat{V}_z=-\frac{1}{2}g\beta\mathscr{H}\sigma_z. \tag{2}$$

Здесь $\hat{H}_{\mathrm{vib}}$ — гамильтониан электрон-фононной системы, $\hat{H}_{ES}$ — гамильтониан случайных локальных деформаций [3], ε и θ — направляющие косинусы случайных деформаций, δ — величина случайной деформации, $\hat{V}_z$ — гамильтониан зеемановского взаимодействия, g — орбитальный g-фактор, β — магнитон Бора, $\mathscr{H}$ — магнитное поле. Нулевой момент (интегральная интенсивность) КРС для одного примесного центра имеет вид

$$\Omega_\pm^{(0)}=\int_{-\infty}^{\infty} d\omega K_\pm(\omega)=\frac{P_E^2}{2}\left(1\pm\frac{hk(A_2)}{\sqrt{h^2+\delta^2}}\right),\quad h=\frac{1}{2}g\beta\frac{k(A_2)}{k(E)}\mathscr{H}, \tag{3}$$

$k(A_2)$, $k(E)$ — факторы вибронной редукции [1]. Усредняя выражение (3) с нормированной плотностью распределения случайных искажений $\varphi(\delta)$ для интегральной интенсивности МЦД, получим

$$\frac{\overline{\Omega_-^{(0)}}-\overline{\Omega_+^{(0)}}}{\overline{\Omega_-^{(0)}}+\overline{\Omega_+^{(0)}}}=k(A_2)h\int_0^{\infty} d\delta\frac{\delta\varphi(\delta)}{\sqrt{h^2+\delta^2}}\equiv k(A_2)f(h). \tag{4}$$

Соотношение (4) представляет собой интегральное уравнение, позволяющее по известной полевой зависимости $f(h)$ найти функцию распределения случайных искажений $\varphi(\delta)$. Интегральное уравнение (4) может быть решено аналитически с помощью преобразования Вейля индекса $(-1/2)$ и обратного преобразования Стилтьеса [4]. Решение имеет вид

$$\varphi(\delta)=\frac{4}{\pi}\int_0^{\delta} dz\frac{\mathrm{Re}\, f(iz)}{(\delta^2-z^2)^{3/2}}. \tag{5}$$

Приведем более удобное для обработки экспериментальных данных выражение для функции распределения случайных искажений в виде разложения по функциям параболического цилиндра

$$\varphi(\delta)=e^{-\delta^2/4}\sum_{n=0}^{\infty} c_n\delta^{n-1}D_{n+1}(\delta), \tag{6}$$

где коэффициенты разложения находятся из аппроксимации экспериментальной кривой $f(h)$

$$f(h) = e^{h^2/4} \sum_{n=0}^{\infty} c_n n! \, h^{n+1} D_{-n-1}(h). \tag{7}$$

Первый член разложения (6) представляет собой гауссовское распределение. Моменты распределения случайных искажений также выражаются через коэффициенты c_n

$$\overline{\delta^m} = \int_0^{\infty} \delta^{m+1} \varphi(\delta)\, d\delta = \frac{\sqrt{\pi}}{2^{m/2}} \frac{1}{\Gamma\left(\frac{m+1}{2}\right)} \sum_{n=0}^{\infty} c_n (m+n)!. \tag{8}$$

Орбитальный g-фактор определяется по первому моменту МЦД. Определение факторов вибронной редукции описано в работе [2]. Проведенный анализ может быть обобщен на случай температуры, отличной от нуля. Для этого подынтегральное выражение в формуле (4) следует умножить на обычный температурный множитель $\operatorname{th}\left(\sqrt{h^2 + \delta^2}/kT\right)$. Интегральное уравнение (4) в этом случае может быть решено численно.

В заключение авторы выражают признательность И. Б. Берсукеру, Б. С. Цукерблату, Б. Г. Вехтеру и В. З. Полингеру за полезные дискуссии.

Литература

[1] F. Ham. Jahn—Teller effect in electron paramagnetic resonance spectra. In: Electron Paramagnetic Resonance, 1. N. Y., 1972.
[2] А. В. Вайслейб, В. П. Олейников, Ю. Б. Розенфельд. ФТТ, *23*, 3486, 1981.
[3] А. Абрагам, Б. Блини. Электронный парамагнитный резонанс переходных металлов, т. 2. Мир, М., 1972.
[4] Г. Бейтмен, А. Эрдейн. Таблицы интегральных преобразований, т. 2. Наука, М., 1970.

Поступило в Редакцию 16 ноября 1982 г.