

СВЯЗЬ УСИЛЕННОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТИ С ДИПОЛЬНОЙ ТЕМПЕРАТУРОЙ ДЛЯ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОГО РАЗБАВЛЕННОГО МАГНЕТИКА

Е. К. Хеннер

Метод усиленной низкочастотной продольной восприимчивости, предложенный в 1973 г. Адаркиным [1], дает уникальную возможность прямого измерения температуры T_d резервуара диполь-дипольных взаимодействий при его динамическом охлаждении, что чрезвычайно важно для проверки следствий теории насыщения, измерения скорости спин-решеточной релаксации, изучения кросс-релаксации и других процессов спиновой динамики. В ряде экспериментальных работ (см. обзор [2]) использовано то обстоятельство, что в высокотемпературном приближении (ВТП) восприимчивость $\chi_{\parallel}(\Omega)$ (Ω — частота поля, приложенного параллельно постоянному полю H_0 ; $\Omega \ll \gamma H_0$) пропорциональна $\beta = (kT_d)^{-1}$. В виде гипотезы эта зависимость была позже использована в ситуациях, когда ВТП нарушено (например, в [3]) не только по отношению к зеемановской системе, но и, по-видимому, резервуару взаимодействий. Ранее [4] был проанализирован выход за пределы ВТП для первой из этих подсистем; сейчас, после создания низкотемпературной теории формы линии магнитного резонанса в разбавленных системах [5, 6], полезно вернуться к этому вопросу.

Действуя так же, как и в работе [4], получим выражение для $\chi_{\parallel}(\Omega)$

$$\chi_{\parallel}(\Omega) = -\frac{\gamma^2}{4} \frac{a}{\Delta} \frac{\omega_I^2}{\Omega} \frac{\partial}{\partial \alpha} \int_{-\infty}^{\infty} dt [e^{i(\Delta+\Omega)t} + e^{i(\Delta-\Omega)t}] \langle [S_+(t), S_-] \rangle_q, \quad (1)$$

где квазиравновесная матрица плотности во вращающейся системе координат имеет вид

$$\rho_q = \exp(-\alpha \Delta S_x - \beta \mathcal{H}_d) / \text{Sp} \exp(-\alpha \Delta S_x - \beta \mathcal{H}_d), \quad (2)$$

где α, β — обратные температуры подсистемы, Δ — расстояние от центра линии резонанса, на котором происходит насыщение, охлаждающее резервуар взаимодействий; \mathcal{H}_d — его гамильтониан.

Воспользуемся двухтемпературным аналогом флуктуационно-диссипационной теоремы [5] и преобразуем (1) к виду ($S=1/2$)

$$\chi_{\parallel}(\Omega) = \frac{\pi}{4} \gamma^2 \frac{a}{\Delta} \frac{\omega_I^2}{\Omega} \frac{\partial}{\partial \alpha} \left[\text{th} \frac{(\alpha - \beta)\Delta}{2} (g(\Delta + \delta + \Omega) + g(\Delta + \delta - \Omega)) \right], \quad (3)$$

где $g(\omega)$ — функция формы линии резонанса

$$g(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dt e^{i\omega t} \langle [S_+(t), S_-]_+ \rangle_q. \quad (4)$$

Выражение для формы линии, полученное в [6], имеет вид

$$g(\omega) = g_0(\omega) + g_1(\omega),$$

$$g_1(\omega) = g_0(\omega) \frac{(1-p^2)(u-h-u^2h)[p+(1+p^2)h]}{1-p^4u^2-2(1-p^4)hu+(1+p^2)^2h^2(u^2-1)}, \quad (5)$$

где

$$g_0(\omega) = \frac{1}{\pi} \frac{D}{D^2 + (\omega + \delta)^2}, \quad p = -\text{th} \frac{\alpha\omega}{2}, \quad h = \frac{1}{2} \text{th} \left[\frac{1}{3} \beta(\omega + \delta) \right],$$

$$u = \text{th} \left[\frac{1}{2} \beta(\omega + \delta) \right], \quad (6)$$

δ — небольшой низкотемпературный сдвиг частоты.

Хотя низкотемпературной теорией сильного насыщения магниторазбавленных систем, учитывающей спин-решеточную релаксацию, пока не существует, представляется естественным допущение о том, что в этом случае, как и в ВТП, в стационарном состоянии происходит полное тепловое смешивание подсистем во вращающейся системе координат, т. е. $\alpha = \beta$. Этого допущения достаточно для решения обсуждаемого вопроса. При $\alpha = \beta$ формулы (3), (5), (6) приводят к выражению

$$\chi_{\parallel}(\Omega) = \frac{1}{8} \gamma^2 \beta \frac{\omega_I^2}{\Omega} \left[\frac{D(1+x_+)}{D_+^2(\Delta + \delta + \Omega)^2} + \frac{D(1+x_-)}{D^2 + (\Delta + \delta - \Omega)^2} \right], \quad (7)$$

где

$$x_{\pm} = \frac{(1-p_{\mp}^2)(u_{\pm} - h_{\pm} - u_{\pm}^2 h_{\pm}) [p_{\pm} + (1+p_{\pm}^2)h_{\pm}]}{1 - p_{\pm}^2 u_{\pm}^2 - 2(1-p_{\pm}^2)h_{\pm} u_{\pm} + (1+p_{\pm}^2)h_{\pm}^2 (u_{\pm}^2 - 1)},$$

$$p_{\pm} = -\text{th} \left[\frac{1}{2} \beta (\Delta \pm \Omega) \right], \quad h_{\pm} = \frac{1}{2} \text{th} \left[\frac{1}{3} \beta (\Delta + \delta \pm \Omega) \right], \quad x_{\pm} = \text{th} \left[\frac{1}{2} \beta (\Delta + \delta \pm \Omega) \right]. \quad (8)$$

Нелинейная зависимость от β может быть связана с величинами x_{\pm} . Однако при любых значениях определяющих их параметров $|x_{\pm}| < 0.1$. Таким образом, во всем диапазоне дипольных температур, доступных методу, приведенному к (5), (6) ($|\beta \bar{E}| \ll 1$, \bar{E} — энергия взаимодействия спинов на среднем расстоянии; подробное обсуждение см. в [5, 6]), величина $\chi_{\parallel}(\Omega)$ с высокой точностью линейна по обратной дипольной температуре.

Список литературы

- [1] Ацаркин В. А. // ЖЭТФ. 1973. Т. 64. N 3. С. 1087—1095.
- [2] Atsarkin V. A., Vasneva G. A., Mefed A. E., Ryabushkin O. A. // Bull. Magn. Reson. 1980. V. 1. N 3. P. 139—156.
- [3] Авагян Э. В., Ацаркин В. А., Васнева Г. А. Радиоспектроскопия. Пермь. 1987. С. 165—168.
- [4] Хеннер Е. К., Хеннер В. К. // ЖЭТФ. 1985. Т. 89. N 9. С. 1025—1035.
- [5] Dzheparov F. S., Henner E. K. // Phys. St. Sol. (b). 1989. V. 151. N 3. P. 663—674.
- [6] Дзепаров Ф. С., Хеннер Е. К. // ЖЭТФ. 1989. Т. 96. N 5. С. 1844—1862.

Пермский

государственный педагогический институт

Поступило в Редакцию

22 мая 1990 г.

УДК 537.533.74

© Физика твердого тела, том 32, № 11, 1990
Solid State Physics, vol. 32, N 11, 1990

ИССЛЕДОВАНИЕ ЗОННОЙ СТРУКТУРЫ ВЫШЕ УРОВНЯ ВАКУУМА ПО УГЛОВЫМ ЗАВИСИМОСТЯМ ОТРАЖЕНИЯ МЕДЛЕННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

В. Н. Строков

Зонная структура (ЗС) выше уровня вакуума оказывает определяющее влияние на все эмиссионные свойства твердых тел. Так, в прямой и обратной фотоэмиссии высоколежащие состояния определяют как матричный элемент перехода, так и коэффициент прохождения фотоэлектрона (или первичного электрона) через границу твердое тело—вакуум. Следовательно, информация о дисперсионных зависимостях выше уровня вакуума представляет значительный интерес.

Для независимого исследования ЗС выше уровня вакуума наиболее широко пытаются использовать вторично-электронную спектроскопию с угловым разрешением [1]. Однако спектр вторичных электронов опреде-