УДК 530.19

РЕЛАКСАЦИЯ СПИНОВЫХ ВОЛН В «СПИН-ФЛИП» ФАЗЕ АНТИФЕРРОМАГНИТНЫХ СИСТЕМ

В. Л. Марченко, А. М. Савченко, Б. И. Садовников

(*кафедра квантовой статистики и теории поля*)

E-mail: savchenko@qs.phys.msu.su, sadovnikov@phys.msu.su

В работе рассматривается релаксация ядерной «спин-флип» моды, обусловленная сверхтонким взаимодействием. Исследована область параметров $\omega_n^2 \ll \omega_{N0}\omega_A$, для которой выполнено условие $\Omega_{2n\mathbf{k}} \ll \varepsilon_{2\mathbf{k}}$. Показано, что для ядерных спиновых волн с волновым вектором $k \sim 10^5$ см$^{-1}$ основным является рассеяние на тепловых флуктуациях продольного компонента ядерных спинов.

Как было найдено [1, 2], релаксация ядерных ветвей спектра в антиферромагнитных системах в «спин-флип» фазе определяется рассеянием ядерных спиновых волн на тепловых флуктуациях и рассеянием ядерных спиновых волн друг на друге. Считая эти механизмы основными, вычислим частоту релаксации ядерной «спин-флип» моды, обусловленную сверхтонким взаимодействием. С этой целью рассмотрим косвенное взаимодействие ядерных спинов. Для простоты ограничимся рассмотрением области параметров $\omega_n^2 \ll \omega_{N0}\omega_A$, для которой выполнено условие $\Omega_{2n\mathbf{k}} \ll \varepsilon_{2\mathbf{k}}$. В этом случае если мы исключим из рассмотрения электронные степени свободы, то получим гамильтониан косвенного взаимодействия ядерных спинов

$$H = -\omega_n \mu_0^z N^{1/2} + \sum_{\mathbf{k}} \left[V_{\mathbf{k}} \nu_{\mathbf{k}}^+ \nu_{\mathbf{k}} + \frac{1}{2} W_{\mathbf{k}} \left(\nu_{\mathbf{k}}^- \nu_{-\mathbf{k}}^- + \nu_{\mathbf{k}}^+ \nu_{-\mathbf{k}}^+ \right) \right], \quad (1)$$

где $V_{\mathbf{k}} = \frac{\omega_{n0}^2 A_{2\mathbf{k}}}{4S\varepsilon_{2\mathbf{k}}^2}$, $W_{\mathbf{k}} = -\frac{\omega_{n0}^2 B_{2\mathbf{k}}}{4S\varepsilon_{2\mathbf{k}}^2}$ — амплитуды косвенного взаимодействия ядерных спинов, $\nu_{\mathbf{k}}^{\pm} = I_{1\mathbf{k}}^{\pm} - I_{2\mathbf{k}}^{\pm}$ — фурье-компоненты оператора противофазных колебаний ядерной системы.

Далее будем рассматривать случай относительно малого динамического сдвига, когда можно пренебречь недиагональными слагаемыми вида $\nu_{\mathbf{k}}^+ \nu_{-\mathbf{k}}^+$ и $\nu_{\mathbf{k}}^- \nu_{-\mathbf{k}}^-$.

Введем функцию Грина

$$G(\mathbf{k}, \Omega_m) = \frac{1}{2} \int_{-\beta}^{\beta} d\tau \exp(-i\Omega_m \tau) \left\langle \hat{T} \nu_{\mathbf{k}}^-(\tau) \nu_{\mathbf{k}}^+(0) \right\rangle. \quad (2)$$

В приближении молекулярного поля функция Грина может быть записана в виде [3, 4]

$$G_0(\Omega_m) = \frac{4b_I(\omega_n/T)}{\omega_n - \Omega_m}.$$

Уравнение Дайсона для G в первом порядке по взаимодействию между ядерными спинами имеет вид

$$G = G^0 + G^0 V G.$$

Тогда для функции Грина ядерных спинов с учетом корреляции получим

$$G = \frac{G_0}{1 - G_0 V} = \frac{4b_I(\omega_n/T)}{\Omega_{2n\mathbf{k}} - \Omega_m},$$

где $\Omega_{2n\mathbf{k}} = \omega_n - b_I \frac{\omega_{n0}^2 \omega_A}{\varepsilon_{2\mathbf{k}}^2}$.

В области малых магнитных полей основными механизмами релаксации в идеальных антиферромагнитных системах являются рассеяние ядерных спиновых волн на тепловых флуктуациях продольного компонента ядерных спинов и рассеяние ядерных спиновых волн друг на друге. В рассматриваемой задаче примем эти два механизма за основные.

Для затухания ядерной «спин-флип» моды в этих процессах получим

$$\Gamma_{2n}^{(1)}(\mathbf{k}) = 8\pi b_I' v_0 \int \frac{d\mathbf{q}}{(2\pi)^3} |V_{\mathbf{k}}|^2 \delta(\Omega_{2n\mathbf{k}} - \Omega_{2n\mathbf{q}}), \quad (3)$$

где $b_I' \simeq \frac{I(I+1)}{3}$, $(\omega_n \ll T)$.

Проводя интегрирование по волновым векторам с учетом явного вида спектра ядерной «спин-флип» моды, получим:

$$\Gamma_{2n}^{(1)}(\mathbf{k}) = \frac{1}{8\pi} \frac{\omega_{n0}^2}{\omega_n} \frac{8kT\omega_A}{\theta_N^3}. \quad (4)$$

Рассеяние ядерных магнонов друг на друге в «спин-флип» фазе также возникает во втором порядке теории возмущений и дает в затухании вклад вида

$$\Gamma_{2n}^{(2)}(\mathbf{k}) = \pi a^6 \iint \frac{d\mathbf{q}_1 d\mathbf{q}_2}{(2\pi)^6} \times |V_{\mathbf{k}} + V_{\mathbf{q}_1} + V_{\mathbf{q}_2} + V_{\mathbf{k}+\mathbf{q}_1-\mathbf{q}_2}|^2 \times \frac{\operatorname{sh} \dfrac{\Omega_{2n\mathbf{k}}}{2T} \delta(\Omega_{2n\mathbf{k}} + \Omega_{2n\mathbf{q}_1} - \Omega_{2n\mathbf{q}_2} - \Omega_{2n\mathbf{k}+\mathbf{q}_1-\mathbf{q}_2})}{\operatorname{sh} \dfrac{\Omega_{2n\mathbf{q}_1}}{2T} \operatorname{sh} \dfrac{\Omega_{2n\mathbf{q}_2}}{2T} \operatorname{sh} \dfrac{\Omega_{2n\mathbf{k}+\mathbf{q}_1-\mathbf{q}_2}}{T}}, \quad (5)$$

где k, q_1, $q_2 < k^* \sim a^{-1}(\omega_n/T)^{2/3}$.

Для ядерной «спин-флип» моды с $k \to 0$ с логарифмической точностью получим

$$\Gamma_{2n}^{(2)}(0) \simeq \frac{\omega_A}{4\pi^3 I(I+1)} \left(\frac{\varepsilon_{20}}{\theta_N}\right)^3 \left(\frac{T}{\omega_n}\right)^3 \left(\frac{\omega_{n0}}{\theta_N}\right)^2 \ln\frac{T_0}{T}. \quad (6)$$

Сравнение формул (4) и (6) показывает, что для ядерных спиновых волн с $k \sim 10^5$ см$^{-1}$ основным является рассеяние на флуктуациях. При этом $\Gamma_{2n}^{(1)} \sim 10^5$ с$^{-1}$.

Полагая для оценки $H_{N0} \sim 10$ э ($T \sim 1$ К), $H_n \sim 10^5$ э, $H - H_c \sim 10^2$ э, $H_A \sim 10^3$ э, $\Gamma_{2n}(\mathbf{k}) \sim 10^5$ с$^{-1}$, легко получаем $h_c = 0.1$ э. Такие пороговые поля экспериментально легко достижимы.

Литература

1. *Марченко В.Л., Савченко А.М., Садовников Б.И.* // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2003. №6. С. 68 (Moscow University Phys. Bull. 2003. N 6. P. 79).
2. *Марченко В.Л., Савченко А.М., Садовников Б.И.* // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2004. №6. С. 44 (Moscow University Phys. Bull. 2004. N 6. P. 45).
3. *Ахиезер А.И., Барьяхтар В.Г., Пелетминский С.В.* Спиновые волны. М., 1967.
4. *Manko O.V., Sadovnikov B.I., Savchenko A.M.* // Physica A. 2004. **343**. P. 393.

Поступила в редакцию
16.02.05