

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ
ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ И МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

УДК 537.312.8+543.253

**НЕЛИНЕЙНЫЕ СПИНОВЫЕ КОЛЕБАНИЯ В СИСТЕМАХ
С НЕОДНОРОДНЫМ ОБМЕННЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ**

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

(кафедра квантовой статистики и теории поля)

E-mail: sadovnikov@phys.msu.su

Для парамагнитной фазы систем типа перовскитов, помещенных во внешнее магнитное поле, определена намагниченность, соответствующая парамагнитной степени свободы в нелинейном режиме возбуждения спиновых поперечных мод. Показано, что спиновая составляющая тока в линейном режиме имеет резонансный характер.

Обменное взаимодействие между электронами проводимости играет важную роль в механизме высокотемпературной сверхпроводимости [1–3]. Оно приводит к тому, что в спектре спиновых возбуждений возникают колебательные моды, реальные в области значений волнового вектора $k > k_c = 2\pi/\langle r_c \rangle$, где $\langle r_c \rangle$ — обменный радиус корреляции.

В области малых волновых векторов, т.е. при $k < k_c$, в отсутствие внешнего магнитного поля спектр спиновых флуктуаций является диффузионным вследствие того, что в системе электронных спинов отсутствует дальний магнитный порядок.

В работе [4] была исследована область малых k при наличии внешнего магнитного поля, на основе результатов которой может быть определена величина плотности тока намагниченности, связанная со спиновыми колебаниями:

$$\mathbf{j}_m = \mu_b c n \operatorname{rot} \Delta \mathbf{M}, \quad (1)$$

где μ_b — магнетон Бора, n — концентрация носителей в полупроводнике, c — скорость света, $\Delta \mathbf{M}$ — полная неравновесная намагниченность.

Величину z -компоненты плотности тока намагниченности (1) можно представить в виде

$$j_{mz} = \frac{\mu_b c n k_c}{2} (q^- \Delta M^+ - q^+ \Delta M^-),$$

где

$$\begin{aligned} \Delta M^+(\mathbf{q}, z) &\cong \\ &\cong - \frac{z q^2 z^+}{(z - z_0 q^2)[z^2 + z z_0(2 + q^2) + z_0^2 + 1 - q^2]}, \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \Delta M^-(\mathbf{q}, z) &\cong \\ &\cong - \frac{z q^2 z^-}{(z + z_0 q^2)[z^2 - z z_0(2 + q^2) + z_0^2 + 1 - q^2]}, \end{aligned} \quad (3)$$

$$q^\pm = q_x \pm i q_y. \quad (4)$$

В выражениях (2)–(4)

$$z = \frac{\omega}{J_0 s}, \quad (5)$$

где ω — частота связанных колебаний спин-фононной системы, $s = 1/2$ — спин электрона, $J_0 = \int d\mathbf{x} J(\mathbf{x})$, $J(\mathbf{x})$ — потенциал обменного взаимодействия,

$$\begin{aligned} z^\pm &= z^x \pm i z^y, \\ z^\alpha &= \frac{\mu h^\alpha}{J_0 s}, \end{aligned} \quad (6)$$

$$q_\alpha = \frac{k_\alpha}{k_c}, \quad (7)$$

где $\alpha = x, y, z$, k_α — волновой вектор,

$$z_0 = \frac{\mu H}{J_0 s}, \quad (8)$$

$\mathbf{H} = \mathbf{z}H$, \mathbf{h} — постоянное и переменное внешние магнитные поля, $\langle r_c \rangle = \frac{\int d\mathbf{x} x^2 J(\mathbf{x})}{\int d\mathbf{x} J(\mathbf{x})}$ — обменный радиус корреляции в системе электронных спинов.

Подставляя соотношения (2) и (3) в (1), получаем

$$\begin{aligned} j_{mz}(\mathbf{q}, z) &\cong \\ &\cong \frac{\mu_b c n k_c z q^2}{2(z + z_0 q^2)} \frac{q^+ z^-}{[z^2 - z z_0(2 + q^2) + z_0^2 + 1 - q^2]} - \\ &- \frac{\mu_b c n k_c z q^2}{2(z - z_0 q^2)} \frac{q^- z^+}{[z^2 + z z_0(2 + q^2) + z_0^2 + 1 - q^2]}. \end{aligned}$$

Из полученной формулы видно, что величина z -компоненты плотности тока намагниченности, связанного со спиновыми колебаниями, в линейном режиме возбуждения спиновых поперечных мод имеет резонансный характер. Отметим, что это характерно для спиновых возбуждений в высокотемпературных сверхпроводящих системах и подтверждает справедливость спин-фононного механизма сверхпроводимости.

Исследуем нелинейное возбуждение спиновых поперечных мод (линейное возбуждение было рассмотрено в работе [4]).

Парамагнитная фаза систем типа перовскитов может быть описана системой уравнений на основе эффективного гамильтониана спиновой системы, который имеет вид (см. также [5])

$$H_s^{\text{eff}} = \int d\mathbf{x} \left[\frac{m^2}{2\chi} + \frac{1}{2k_c^2} J_0 s A_\nu^2 - \frac{1}{2} J_0 s \Omega^2 - \mu(\mathbf{H} + \mathbf{h}, \mathbf{m} + \mathbf{\Omega}) \right]. \quad (9)$$

В выражении (9) $\mathbf{\Omega}$ — намагниченность, соответствующая парамагнитной спиновой степени свободы, $\mathbf{m} = \chi \mathbf{\Omega}$ — парамагнитный момент, неравновесная компонента которого определяется производной намагниченности по времени (импульс спиновой системы), $\mathbf{A}_\nu = \frac{\partial \mathbf{\Omega}}{\partial x^\nu}$, $\nu = 1, 2, 3$ — вектор производной намагниченности по координате, $\mu = g\mu_b$, $g = 2$, $\chi = \frac{1}{J_0 s}$ — эффективная парамагнитная восприимчивость или эффективная масса спиновой системы.

Используя метод скобок Пуассона [6], можно записать уравнения движения для вектора $\mathbf{\Omega}$. В общем случае уравнения движения имеют вид

$$\dot{\mathbf{\Omega}} = \{H_s^{\text{eff}} \mathbf{\Omega}\}. \quad (10)$$

Чтобы записать уравнения (10) в явном виде, необходимо вычислить скобки Пуассона для $\mathbf{\Omega}$. Скобки Пуассона, которые отличны от нуля, имеют вид

$$\{\Omega^\alpha \Omega^\beta\} = e^{\alpha\beta\gamma} \Omega^\gamma, \quad \{\Omega^\alpha \Omega^\beta\}_a = \delta^{\alpha\beta}, \quad (11)$$

$$\{m^\alpha \Omega^\beta\} = \delta^{\alpha\beta}, \quad \{\Omega^\alpha m^\beta\}_a = \delta^{\alpha\beta}, \quad (12)$$

$$\alpha, \beta, \gamma = 1, 2, 3.$$

Скобки с индексом a представляют собой сопряженные (антикоммутирующие) скобки Пуассона. Вычисляя скобки Пуассона в правой части уравнений (10) с учетом соотношений (11) и (12), получаем уравнения для намагниченности $\mathbf{\Omega}$ в явном виде:

$$\dot{\mathbf{\Omega}} = \frac{1}{\chi} \mathbf{m} - \mu(\mathbf{H} + \mathbf{h}) + \mu[\mathbf{H} + \mathbf{h}, \mathbf{\Omega}]. \quad (13)$$

Линеаризуя уравнение (13) с помощью формул $\mathbf{m} = \chi\mu\mathbf{H} + \delta\mathbf{m}$, $\mathbf{\Omega} = -\chi\mu\mathbf{H} + \delta\mathbf{\Omega}$, где $\delta\mathbf{m}$ и $\delta\mathbf{\Omega}$ — малые изменения спиновых переменных, в случае слабого постоянного \mathbf{H} и переменного $\mathbf{h} = (0, 0, h^z)$ внешних магнитных полей, используя те же величины $z, z_0, z^\alpha, q_\alpha$, что и в (5)–(8), и производя соответствующие упрощения, получаем систему уравнений:

$$-iz\delta\Omega_{1,z}^x = \delta m_{1,z}^x - z_0\delta\Omega_{1,z}^y - z_{2z}^z\delta\Omega_{1,-z}^y,$$

$$iz\delta\Omega_{1,-z}^x = \delta m_{1,-z}^x - z_0\delta\Omega_{1,-z}^y - z_{-2z}^z\delta\Omega_{1,z}^y,$$

$$-iz\delta\Omega_{1,z}^y = \delta m_{1,z}^y + z_0\delta\Omega_{1,z}^x + z_{2z}^z\delta\Omega_{1,-z}^x,$$

$$iz\delta\Omega_{1,-z}^y = \delta m_{1,-z}^y - z_0\delta\Omega_{1,-z}^x - z_{-2z}^z\delta\Omega_{1,z}^x.$$

Решая эту систему уравнений, получаем следующие результаты (учитывая, что $z_{2z}^z = z_{-2z}^z$):

$$\delta\Omega_{1,z}^x = \frac{iz\delta m_{1,z}^x + z_0\delta m_{1,z}^y - z_{2z}^z\delta m_{1,-z}^y}{z^2 - z_0^2 + (z_{2z}^z)^2},$$

$$\delta\Omega_{1,-z}^x = \frac{-iz\delta m_{1,-z}^x + z_0\delta m_{1,-z}^y - z_{2z}^z\delta m_{1,z}^y}{z^2 - z_0^2 + (z_{2z}^z)^2},$$

$$\delta\Omega_{1,z}^y = \frac{iz\delta m_{1,z}^y - z_0\delta m_{1,z}^x + z_{2z}^z\delta m_{1,-z}^x}{z^2 - z_0^2 + (z_{2z}^z)^2},$$

$$\delta\Omega_{1,-z}^y = \frac{-iz\delta m_{1,-z}^y - z_0\delta m_{1,-z}^x + z_{2z}^z\delta m_{1,z}^x}{z^2 - z_0^2 + (z_{2z}^z)^2}.$$

Таким образом, в работе показано, что в спектре возбуждений поперечных спиновых колебаний должны возникать ветви, которые не являются диффузионными в области значений волнового вектора $k \ll k_c$. Экспериментальные наблюдения таких ветвей колебаний [7] являются косвенным подтверждением существования продольной ветви спиновых колебаний в высокотемпературной фазе, которая ответственна за усиление электрон-фононного взаимодействия.

Литература

1. Алабердин Е.Р., Вихорев А.А., Савченко А.М., Садовников Б.И. // ТМФ. 1996. **107**, № 1. С. 129.
2. Алабердин Е.Р., Вихорев А.А., Савченко А.М., Садовникова М.Б. // ТМФ. 1999. **120**, № 1. С. 144.
3. Алабердин Е.Р., Савченко А.М., Садовникова М.Б. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1999. № 6. С. 32 (Moscow University Phys. Bull. 1999. No. 6. P. 41).
4. Sadovnikova M.B., Savchenko A.M., Scarpetta G. // Phys. Lett. 2000. **A274**. P. 236.
5. Sadovnikov B.I., Savchenko A.M. // Physica. 1999. **A271**. P. 411.
6. Savchenko M.A., Stefanovich A.V. // Fluctuation Superconductivity of Magnetic Systems. Springer-Verlag, 1990.
7. Brinckmann J., Lee P.A. // Phys. Rev. Lett. **82**, No. 14. P. 2915.

Поступила в редакцию
26.10.01