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:

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

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

$$\Delta M^+(\mathbf{q}, z) \cong \cong -\frac{z q^2 z^+}{(z - z_0 q^2)[z^2 + z z_0(2+q^2) + z_0^2 + 1 - q^2]}, \tag{2}$$

$$\Delta M^-(\mathbf{q}, z) \cong \cong -\frac{z q^2 z^-}{(z + z_0 q^2)[z^2 - z z_0(2+q^2) + z_0^2 + 1 - q^2]}, \tag{3}$$

$$q^\pm = q_x \pm i q_y. \tag{4}$$

В выражениях (2)–(4)

$$z = \frac{\omega}{J_0 s}, \tag{5}$$

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,

$$z^\pm = z^x \pm i z^y,$$

$$z^\alpha = \frac{\mu h^\alpha}{J_0 s}, \tag{6}$$

$$q_\alpha = \frac{k_\alpha}{k_c}, \tag{7}$$

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

$$z_0 = \frac{\mu H}{J_0 s}, \tag{8}$$

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

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

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

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])

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

В выражении (9) $\mathbf{\Omega}$ — намагниченность, соответствующая парамагнитной спиновой степени свободы, $\mathbf{m} = \chi\dot{\mathbf{\Omega}}$ — 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

$$\dot{\mathbf{\Omega}} = \{H_s^{\text{eff}} \mathbf{\Omega}\}. \tag{10}$$

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

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

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

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

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:

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

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:

$$-iz\delta\Omega^x_{1,z} = \delta m^x_{1,z} - z_0\delta\Omega^y_{1,z} - z^z_{2z}\delta\Omega^y_{1,-z},$$

$$iz\delta\Omega^x_{1,-z} = \delta m^x_{1,-z} - z_0\delta\Omega^y_{1,-z} - z^z_{-2z}\delta\Omega^y_{1,z},$$

$$-iz\delta\Omega^y_{1,z} = \delta m^y_{1,z} + z_0\delta\Omega^x_{1,z} + z^z_{2z}\delta\Omega^x_{1,-z},$$

$$iz\delta\Omega^y_{1,-z} = \delta m^y_{1,-z} - z_0\delta\Omega^x_{1,-z} - z^z_{-2z}\delta\Omega^x_{1,z}.$$

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

$$\delta\Omega^x_{1,z} = \frac{iz\delta m^x_{1,z} + z_0\delta m^y_{1,z} - z^z_{2z}\delta m^y_{1,-z}}{z^2 - z_0^2 + (z^z_{2z})^2},$$

$$\delta\Omega^x_{1,-z} = \frac{-iz\delta m^x_{1,-z} + z_0\delta m^y_{1,-z} - z^z_{2z}\delta m^y_{1,z}}{z^2 - z_0^2 + (z^z_{2z})^2},$$

$$\delta\Omega^y_{1,z} = \frac{iz\delta m^y_{1,z} - z_0\delta m^x_{1,z} + z^z_{2z}\delta m^x_{1,-z}}{z^2 - z_0^2 + (z^z_{2z})^2},$$

$$\delta\Omega^y_{1,-z} = \frac{-iz\delta m^y_{1,-z} - z_0\delta m^x_{1,-z} + z^z_{2z}\delta m^x_{1,z}}{z^2 - z_0^2 + (z^z_{2z})^2}.$$

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