ложений типа $12(d)$, так и из положений типа $8(c)$ с ближайшим окружением из атомов марганца.

Таким образом, из данных мёссбауэровских измерений следует, что в сплавах квазибинарной системы могут возникать два разных типа локальных распределений в зависимости от состава. В области концентраций олова $0 \leqslant x < 0{,}9$ атомы железа преимущественно занимают положения типа $12(d)$, а в области концентраций $0{,}9 < x \leqslant 1{,}7$ — положения типа $8(c)$. При этом увеличение концентрации железа наблюдается только в таких положениях типа $8(c)$, которые в своем ближайшем окружении имеют атомы олова.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Ilyushin A. S., Mashaev S. S., Nikanorova I. A. et al.//ICAME. Budapest, 1989. V. 1. P. 3.19. [2] Илюшин А. С., Никанорова И. А., Машаев С.-М. Ш., Мостафа М. А.//Металлы. 1990. № 6. С. 165. [3] Никанорова И. А., Илюшин А. С.//ФММ. 1983. 55. С. 1215. [4] Илюшин А. С.//Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1980. 21, № 1. С. 94. [5] Илюшин А. С., Кацнельсон А. А., Никанорова И. А.//Изв. вузов, Физика. 1981. № 3. С. 86. [6] Илюшин А. С., Никанорова И. А.//Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1982. 23, № 5. С. 27. [7] Илюшин А. С., Никанорова И. А., Николаев А. А.//Изв. вузов, Физика. 1984. № 6. С. 116. [8] Илюшин А. С., Никанорова И. А.//ФММ. 1984. 57. С. 1242. [9] Русаков В. С.//Тез. докл. Всесоюз. совещ. «Прикладная мёссбауэровская спектроскопия». Казань, 1990. С. 25. [10] Preston G. D.//Phil. Mag. 1928. 5, № 32. P. 1207. [11] Юм-Розери В., Рейнор Г. В. Структура металлов и сплавов. М., 1959. [12] Крипякевич П. И.//Кристаллография. 1960. 5, № 2. С. 273. [13] Nishihara Y., Ogawa S., Waki S.//J. Phys. Soc. Japan. 1977. 42, N 3. P. 845.

Поступила в редакцию
21.04.92

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1993. Т. 34, № 3

УДК 537.312.8+543.253

СПИН-ФОНОН-ЭЛЕКТРОННЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ В ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ

А. В. Ведяев, М. И. Зубцов, М. А. Савченко, А. В. Стефанович
(кафедра магнетизма)

Рассматриваются спектры спиновых возбуждений (спиновых флуктуаций) в сверхпроводящей фазе высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) типа $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ и $YBa_2Cu_3O_{7-y}$ и их влияние на термодинамические характеристики данного класса соединений и прежде всего на низкотемпературную теплоемкость, которая, как показано, имеет степенную зависимость от температуры. Рассмотрены также спектры связанных спин-фононных колебаний в области значений волнового вектора $k \cong k_F$ ($\hbar k_F$ — импульс Ферми), ответственных за возникновение связанных электронных пар в сверхпроводящем состоянии. Показано, что критическая температура ВТСП T_c, определяемая параметром линейной спин-фононной связи $\tilde{\zeta}$, для данного класса соединений ограничена по величине, что требует более детального рассмотрения спин-электронных корреляций в ВТСП.

В работах [1, 2] была рассмотрена спин-волновая динамика высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) типа $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ и $YBa_2Cu_3O_{7-y}$, в которых экспериментально наблюдается сосуществование антиферромагнитной и высокотемпературной сверхпроводящей фаз, причем максимальное значение критической температуры T_c соответствует максимальному значению параметра линейной спин-фононной связи $\tilde{\zeta}_i$, который определяется отношением k_s/k_c, где k_s — волновой

вектор антиферромагнитной структуры, $k_c=2\pi/\langle r_c\rangle$ — обратная обменная корреляционная длина в системе электронных спинов, ответственных как за формирование дальнего магнитного порядка в антиферромагнитной фазе, так и за возникновение связанных синглетных электронных пар при фазовом переходе в ВТСП-фазу [1, 2]. Однако сложность дисперсионного уравнения связанных спин-фононных колебаний в ВТСП-фазе не позволила нам определить численные значения параметра спин-фононной связи $\tilde{\xi}_i$, при которых достигается максимальное значение критической температуры T_c, что оставило открытым вопрос о возможности синтеза новых ВТСП-соединений с кристаллической структурой типа перовскита и критической температурой T_c порядка комнатной.

Наша задача состоит в том, чтобы показать, достаточно ли эффективен механизм обменного усиления электрон-фононного взаимодействия в ВТСП-фазе [1—3] для обоснования возможности синтеза на основе неорганических соединений со структурой перовскита новых классов ВТСП-соединений с более высокими значениями T_c, в том числе и при комнатной температуре.

Проанализируем спин-волновую динамику рассматриваемого класса соединений в ВТСП-фазе. Будем исходить из эффективного гамильтониана спиновой системы следующего вида:

$$\mathcal{H}_s^{\text{eff}}=\frac{1}{2}\int d\mathbf{x}\left[\frac{(\mathbf{m}_i\mathbf{m}_i^*)}{\chi_i}+\frac{1}{k_c^2}J_0s(\mathbf{A}_{vi}\mathbf{A}_{vi}^*)-J_0s(\mathbf{\Omega}_i\mathbf{\Omega}_i^*)-\right.$$

$$\left.-\mu(\mathbf{H},\ \mathbf{\Omega}_i+\mathbf{\Omega}_i^*+m_i+m_i^*)\right]. \qquad (1)$$

В выражении (1) обобщенный вектор намагниченности $\mathbf{\Omega}_i$ с учетом того, что в системе существует тенденция к установлению антиферромагнитного дальнего порядка, задается в следующем виде:

$$\mathbf{\Omega}_i=\mathbf{\Omega}_i(\delta_{1i}+\delta_{2i}\exp\{i\mathbf{k}_s\mathbf{x}\}]. \qquad (2)$$

Векторам $\mathbf{m}_i$, $\mathbf{A}_{vi}$ соответствуют обобщенный парамагнитный момент спиновой системы и обобщенный градиент намагниченности [2]. С учетом выражения (2) эффективный гамильтониан системы сводится к виду

$$\mathcal{H}_s^{\text{eff}}=\int d\mathbf{x}\left\{\frac{m_i^2}{2\chi_i}+\frac{J_0s}{2k_c^2}A_{vi}^2-\right.$$

$$\left.-\frac{1}{2}J_0s\left[\delta_{1i}+\delta_{2i}\left(1-\frac{k_s^2}{k_c^2}\right)\right]\mathbf{\Omega}_i^2-\mu(\mathbf{H},\ \mathbf{\Omega}_i+\mathbf{m}_i)\delta_{1i}\right\}. \qquad (3)$$

Поскольку нас будет интересовать спин-волновая динамика ВТСП-фазы, отношение k_s/k_c должно быть меньше единицы ($k_s/k_c<1$) [2]. В противном случае в системе происходит локализация электронных спинов на ионах меди (Cu^{2+}) и установление антиферромагнитного дальнего порядка, сопровождающееся фазовым переходом в полупроводниковую фазу [2].

Дальнейший анализ спектров спиновых флуктуаций проводится аналогично тому, как это было сделано в [2]. Используя метод скобок Пуассона, запишем уравнения движения для векторов $\mathbf{m}_i$, $\mathbf{A}_{vi}$, $\mathbf{\Omega}_i$. Вы-

бирая для них статические решения, определяющие основное состояние спиновой системы, в следующем виде:

$$\mathbf{m}_i = \chi_i \mu \mathbf{H} \delta_{1i}, \tag{4}$$

$$\mathbf{A}_{\nu i} = \nabla_\nu \mathbf{\Omega}_i, \tag{5}$$

$$\mathbf{\Omega}_i = -\mu \mathbf{H} \chi_i \delta_{1i} + \mathbf{A}_{i0} \cos(\mathbf{nx}) k_c \sqrt{\delta_{1i} + \delta_{2i}(1 - k_s^2/k_c^2)} + \\ + \mathbf{B}_{i0} \sin(\mathbf{nx}) k_c \sqrt{\delta_{1i} + \delta_{2i}(1 - k_s^2/k_c^2)}, \tag{6}$$

где $\mathbf{A}_{i0} = \delta_{1i}(1 + \mu \mathbf{H} \chi_i) + 1\delta_{2i}$, $\mathbf{B}_{i0} = \mathbf{A}_{i0}$, $\chi_i = 1/J_0 s\ (\delta_{1i} + \delta_{2i})$, J_0 — потенциал обменного взаимодействия между спинами, $s = 1/2$, мы можем определить энергии спиновых возбуждений в ВТСП-фазе при низких температурах.

Спектр спиновых волн содержит семь колебательных мод, четыре из которых соответствуют колебаниям парамагнитной компоненты намагниченности $\mathbf{\Omega}_1$, а три — колебаниям антиферромагнитной компоненты $\mathbf{\Omega}_2$. Две моды являются продольными, пять — поперечными, одна — однородной парамагнитной.

Итак, спектр спиновых флуктуаций в ВТСП-фазе выглядит следующим образом:

$$\omega_{i0\mathbf{k}} = \mu H \delta_{1i}, \tag{7}$$

$$\omega_{i\parallel\mathbf{k}} = \sqrt{\frac{J_0 s}{\chi_i}\left\{\left(\frac{k}{k_c}\right)^2 - (\delta_{1i} + \delta_{2i}(1 - k_s^2/k_c^2))\right]\right\}}, \tag{8}$$

$$\tilde{\omega}_{i\perp 1\mathbf{k}} = \mu H \delta_{1i} + \omega_{i\perp 1\mathbf{k}}, \tag{9}$$

$$\omega_{i\perp 2\mathbf{k}} = \mu H \delta_{1i} + \omega_{i\perp 2\mathbf{k}}. \tag{10}$$

В выражениях (9), (10) частоты поперечных спиновых флуктуаций записываются в виде

$$\omega_{i\perp 1,2\mathbf{k}} = \sqrt{\omega_{i\parallel\mathbf{k}}^2 \pm \frac{J_0 s}{\chi_i} \frac{1}{k_c^2} (k_\nu A_{\nu i 0})}. \tag{11}$$

Величина $A_{\nu i 0} = A_{\nu i}^z(0)$.

Нас будут прежде всего интересовать выражения (8)—(10) с точки зрения их вклада в низкотемпературную электронную теплоемкость в отсутствие внешнего магнитного поля. Парциальный вклад спиновых флуктуаций в теплоемкость системы при низких температурах ($T/T_c \ll 1$ и соответственно $T/J_0 s \ll 1$) можно определить, если ввести флуктуационную свободную энергию следующего вида:

$$\beta F^{\text{fluct}} = \sum_{\mathbf{k}} \sum_{\substack{i=1,2 \\ \alpha=\parallel,1\perp,2\perp}} \ln(1 - \exp\{-\beta\omega_{i\alpha\mathbf{k}}\}). \tag{12}$$

Дальнейшее вычисление соответствующих вкладов от продольных и поперечных спиновых флуктуационных мод сводится к вычислению производных от функции (12) по обратной температуре β:

$$C_V^{\text{fluct}} = -\beta^2 \frac{\partial^2}{\partial \beta^2} (\beta F^{\text{fluct}}).$$

Проводя эту формальную процедуру, мы рассмотрим два наиболее интересных, на наш взгляд, случая.

1. Волновой вектор спиновых флуктуаций $\mathbf{k}$ ориентирован относительно волнового вектора $\mathbf{k}_c$ произвольным образом. Этот случай наи-

более интересен тогда, когда система приближается к фазовому переходу в состояние с антиферромагнитным дальним порядком [2], т. е. вектор $\mathbf{k}_c$ стремится по величине и по направлению к вектору антиферромагнитной структуры $\mathbf{k}_s$. При этом происходит резкое уменьшение плотности носителей электрического тока и соответственно плотности состояний на уровне Ферми [2]. Парциальные вклады в флуктуационную теплоемкость от продольной и поперечных спиновых мод для парамагнитной и антиферромагнитной компонент будут выглядеть следующим образом:

1) $T/J_0 s \ll q_i,\ q_i = \sqrt{\delta_{1i} + \delta_{2i}(1 - k_s^2/k_c^2)}$,

$$C_{V\parallel i}^{\text{fluct}} = \frac{v_0 k_c^d}{\pi^{d-1}} \cdot 3\zeta(3)\,(J_0 s \chi_i)\, q_i^{d-2} \left(\frac{T}{J_0 s}\right)^2, \tag{13}$$

$$C_{V1,2\perp i}^{\text{fluct}} = \frac{v_0 k_c^d}{\pi^{d-1}} \cdot 3\zeta(3) \left(\delta_{2d} + \delta_{3d}\frac{\sqrt{5}}{2}\right) q_i^{d-2}\,(J_0 s \chi_i) \left(\frac{T}{J_0 s}\right)^2, \tag{14}$$

2) $T/J_0 s \gg q_i$,

$$C_{V\parallel i}^{\text{fluct}} = C_{V1,2\perp i}^{\text{fluct}} = \frac{v_0 k_c^d}{2\pi^{d-1}} (d+1)\,\Gamma(d+1)\,\zeta(d+1)\,(J_0 s)^d \left(\frac{\chi_i}{J_0 s}\right)^{d/2} \left(\frac{T}{J_0 s}\right)^d. \tag{15}$$

В формулах (13)—(15) $d=2$; 3 — размерность пространства. Из формул (13)—(15) следует, что чем ближе мы приближаемся к точке фазового перехода в антиферромагнитную фазу ($k_c \to k_s$) [2], тем ближе зависимость низкотемпературной спиновой теплоемкости к кубической, как для фононов ($d=3$).

2. Волновой вектор спиновых флуктуаций $\mathbf{k}$ ориентирован вдоль волнового вектора $\mathbf{k}_c$. Этот случай реализуется вдали от точки антиферромагнитного фазового перехода, когда вектор $\mathbf{k}_c$ произвольно ориентирован, т. е. в области высоких значений плотности носителей тока [2]. При этом роль спиновых флуктуаций обменной природы в сверхпроводящем спаривании наиболее эффективна [2, 3]. В этом случае вычисление парциальных вкладов в спиновую флуктуационную теплоемкость приводит к следующему результату:

1) $\left(\frac{\chi_i}{J_0 s}\right) \frac{1}{\beta^2 q_i^2} \ll 1$,

$$C_{V\parallel i}^{\text{fluct}} = \frac{v_0^{1/d} k_c}{\pi} 6\zeta(3) \left(\frac{J_0 s \chi_i}{q_i}\right) \left(\frac{T}{J_0 s}\right)^2, \tag{16}$$

$$C_{V1,2\perp i}^{\text{fluct}} = \frac{v_0^{1/d} k_c}{\pi} 4\sqrt{3}\,\zeta(3) \left(\frac{J_0 s \chi_i}{q_i}\right) \left(\frac{T}{J_0 s}\right)^2, \tag{17}$$

2) $\left(\frac{\chi_i}{J_0 s}\right) \frac{1}{\beta^2 q_i^2} \gg 1$,

$$C_{V\parallel i}^{\text{fluct}} = C_{V1,2\perp i}^{\text{fluct}} = \frac{v_0^{1/d} k_c}{\pi} 2\zeta(2)\,(J_0 s \chi_i)^{1/2} \left(\frac{T}{J_c s}\right). \tag{18}$$

Формула (18) применима только для антиферромагнитной ветви (так же как и формула (15)). Следовательно, линейная зависимость спиновой теплоемкости от температуры в области низких температур

характерна для ВТСП, в которых имеет место тенденция к установлению антиферромагнитного дальнего порядка. Это утверждение подтверждается многочисленными экспериментальными данными, в том числе и наиболее ранними [4, 5], полученными вскоре после открытия ВТСП-систем $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ и $YBa_2Cu_3O_{7-y}$. Заметим также, что степенные вклады в низкотемпературную теплоемкость от спиновых флуктуаций в классических сверхпроводниках второго рода отсутствуют из-за большой длины когерентности, а так как $k_c \ll k_\xi$ (k_ξ — обратная длина когерентности) [2], то $v_0^{1/d} k_c \to 0$ и мы будем иметь классическую для сверхпроводника экспоненциальную зависимость электронной теплоемкости в области низких температур. Следует также заметить, что формула (18) применима для антиферромагнитных ВТСП или для ВТСП, в которых имеет место тенденция к установлению антиферромагнитного дальнего порядка с невысокими значениями параметра обменного взаимодействия $(J_0/k_B) < 100$ К (k_B — постоянная Больцмана), что наиболее характерно для висмутовых и таллиевых ВТСП-систем.

Перейдем теперь к рассмотрению спин-фононного взаимодействия в высокотемпературной сверхпроводящей фазе. Эффективный спин-фононный гамильтониан для антиферромагнитного ВТСП имеет следующий вид:

$$\mathcal{H}^{\text{eff}}_{\text{s+ph}} = \int d\mathbf{x} \left\{ \frac{\mathbf{m}_i^2}{2\chi_i} + \frac{1}{2k_c^2} J_0 s A_{\nu i}^2 - \frac{1}{2} J_0 s \left[\delta_{1i} + \delta_{2i}\left(1 - k_s^2/k_c^2\right)\right] \Omega_i^2 - \right.$$

$$- \mu (\mathbf{H}, \mathbf{\Omega}_i + \mathbf{m}_i) \delta_{1i} + \frac{p_\nu^2}{2M} + \frac{1}{2} \lambda u_{ik}^2 + g \frac{p_\nu}{2M} [\mathbf{A}_{\nu i} \mathbf{m}_i) + (\mathbf{m}_i \mathbf{A}_{\nu i})] +$$

$$\left. + g^2 \chi_i \frac{p_\nu p_{\nu'}}{2M^2} (\boldsymbol{A}_{\nu i} \boldsymbol{A}_{\nu' i}) - g\chi_i \frac{p_\nu}{M} (\mu \mathbf{H} \mathbf{A}_{\nu i}) \delta_{1i} \right\}. \tag{19}$$

В выражении (19) p_ν — импульс фонона, λ — модуль упругости, u_{ik} — тензор деформаций, M — приведенная масса иона кристаллографической элементарной ячейки, $g = U/J_0$, (U — электрон-ионный потенциал). Полная система уравнений движения для векторов $\mathbf{m}_i$, $\mathbf{A}_{\nu i}$, $\mathbf{\Omega}_i$, p_ν, u_ν достаточно сложна и мы здесь ее опускаем (см. [2]). Отметим лишь, что линейно связанными с фононами в области больших значений волнового вектора $k > \min(k_c \sqrt{1 - k_s^2/k_c^2},\ k_c)$ оказываются продольные спиновые моды (8). Учитывая это, мы приведем здесь линеаризованные уравнения для продольной компоненты неравновесного парамагнитного момента δm^z и безразмерного импульса фонона $q_\nu = p_\nu/\hbar k_c$:

$$\delta \ddot{m}_i^z = \frac{J_0 s}{\chi_i} \frac{1}{k_c^2} \Delta \delta m_i^z + \frac{J_0 s}{\chi_i} \left[\delta_{1i} + \delta_{2i}\left(1 - k_s^2/k_c^2\right)\right] \delta m_i^z +$$

$$+ \frac{J_0 s}{\chi_i} \frac{\tilde{\zeta}_i}{g B_{i0} \left(\delta_{1i} + \delta_{2i} \sqrt{1 - k_s^2/k_c^2}\right)} n_{i\nu'} \times$$

$$\times \left\{ \frac{1}{k_c^2} \Delta q_{\nu'} + \left[\delta_{1i} + \delta_{2i}\left(1 - k_s^2/k_c^2\right)\right] q_{\nu'} \right\}, \tag{20}$$

$$\ddot{q}_\nu = \frac{\hbar^2 \lambda}{M} \Delta q_\nu + \frac{\hbar^2 \lambda}{M} \tilde{\zeta}_i^2 n_{i\nu} n_{i\nu'} \Delta q_{\nu'} +$$

$$+ \frac{\hbar^2 \lambda}{M} g n_{i\nu} B_{i0} \left(\delta_{1i} + \delta_{2i}\left(1 - k_s^2/k_c^2\right)\right) \Delta \delta m_i^z. \tag{21}$$

В уравнениях (20)—(21) $\tilde{\zeta}_i$ — эффективный параметр линейной спин-фононной связи:

$$\tilde{\zeta}_i = g\hbar B_{i0}\sqrt{\frac{\chi_i}{M}}\,k_c\,[\delta_{1i}+\delta_{2i}\sqrt{1-k_s^2/k_c^2}], \tag{22}$$

$\boldsymbol{n}_{i\nu}=\boldsymbol{A}_{i\nu 0}/B_{i0}k_c$ — вектор, ориентированный вдоль волнового вектора $k_{ci}=$ $=k_c(\delta_{1i}+\delta_{2i}\sqrt{1-k_s^2/k_c^2})$.

Теперь, имея уравнения (20)—(22), нетрудно записать дисперсионное уравнение связанных спин-фононных колебаний:

$$(\omega_{1\parallel\mathbf{k}}^2-\omega^2)(\omega_{2\parallel\mathbf{k}}^2-\omega^2)(\tilde{\omega}_{c\mathbf{k}}^2-\omega^2)-z_1^2\omega_{1\parallel\mathbf{k}}^2\tilde{\omega}_{c\mathbf{k}}^2(\omega_{2\parallel\mathbf{k}}^2-\omega^2)-$$
$$-z_2^2\omega_{2\parallel\mathbf{k}}^2\tilde{\omega}_{c\mathbf{k}}^2(\omega_{1\parallel\mathbf{k}}^2-\omega^2)=0. \tag{23}$$

В уравнении (23) $\tilde{\omega}_{c\mathbf{k}}$ — частота перенормированной фононной моды:

$$\tilde{\omega}_{c\mathbf{k}}=\hbar c_s k\sqrt{1+\tilde{\zeta}_1^2+\tilde{\zeta}_2^2}, \tag{24}$$

c_s — скорость продольного звука, z_i — приведенный параметр спин-фононного взаимодействия:

$$z_i=\frac{\tilde{\zeta}_i}{\sqrt{1+\tilde{\zeta}_1^2+\tilde{\zeta}_2^2}}. \tag{25}$$

Аналитическое решение уравнения (23) весьма затруднительно и поэтому для того, чтобы определить спектр связанных спин-фононных колебаний, мы воспользовались численным решением уравнения (23) с помощью ЭВМ. С этой целью мы ввели безразмерные переменные:

$$\frac{k}{k_c}=x,\ \frac{\omega}{\hbar c_s k_s}=y,\ \frac{k_s}{k_c}=u,\ \tilde{\zeta}_{is0}=\frac{g\hbar k_s B_{i0}}{\sqrt{J_0 sM}}, \tag{26}$$

$$q_{i\parallel}(x,\ u)=\frac{J_0 s}{\hbar c_s k_s}\sqrt{u^2x^2-[\delta_{1i}+\delta_{2i}(1-u^2)]},$$

$$\tilde{q}_c(x,\ u)=x\sqrt{1+\left(\frac{\tilde{\zeta}_{1s0}}{u}\right)^2+\left(\frac{\tilde{\zeta}_{2s0}}{u}\right)^2(1-u^2)}.$$

В результате уравнение (23) для безразмерных переменных (26) свелось к следующему виду:

$$(q_{1\parallel}^2-y^2)(q_{2\parallel}^2-y^2)(\tilde{q}_c^2-y^2)-z_1^2(u)\,q_{1\parallel}^2\tilde{q}_c^2(q_{2\parallel}^2-y^2)-$$
$$-z_2^2(u)\,q_{2\parallel}^2\tilde{q}_c^2(q_{1\parallel}^2-y^2)=0. \tag{27}$$

На рис. 1, 2 приведены результаты численного решения уравнения (27) при следующих значениях параметров:

$$\frac{J_0 s}{\hbar c_s k_s}\approx 10,\ \tilde{\zeta}_{1s0}\approx\tilde{\zeta}_{2s0}\approx 5.$$

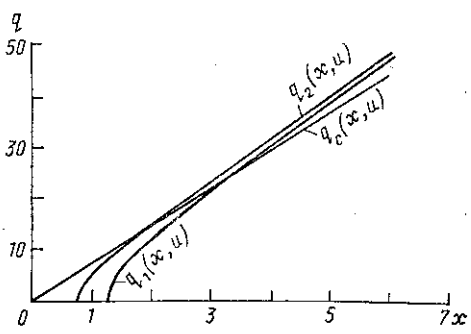

Рис. 1. Результаты численного решения уравнения (27) в простейшем случае невзаимодействующих спиновых и перенормированной фононной мод при $u=k_s/k_c=0{,}8$

Для наглядности графики на рис. 1 соответствуют случаю невзаимодействующих спиновых и перенормированной фононной мод. Графики,

изображенные на рис. 2, демонстрируют сильное расщепление спиновых и фононной мод, что обусловлено высокими значениями параметров линейной спин-фононной связи $\tilde{\zeta}_i > 1$ и $\tilde{\zeta}_i \gg 1$ при заданных значе-

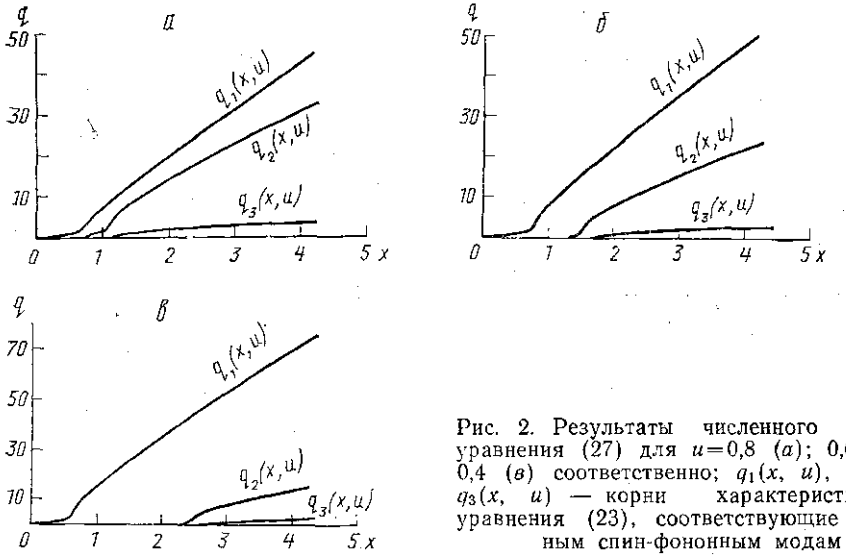

Рис. 2. Результаты численного решения уравнения (27) для $u=0{,}8$ (*а*); 0,6 (*б*) и 0,4 (*в*) соответственно; $q_1(x, u)$, $q_2(x, u)$ $q_3(x, u)$ — корни характеристического уравнения (23), соответствующие связанным спин-фононным модам

ниях параметра u (см. рис. 2). Это указывает на доминирующую роль эффекта обменного усиления при формировании спектров связанных спин-фононных колебаний в ВТСП.

Следует обратить внимание на зависимость квазифононной моды при $k \to 0$. Скорость продольного звука оказывается существенно меньше скорости звука для невзаимодействующей моды (см. рис. 1), что можно обнаружить экспериментально. Асимптотика скорости звука при $k \to 0$ в случае, если $\tilde{\zeta}_1$ и $\tilde{\zeta}_2$ близки по величине, равна [2]:

$$\tilde{c}_s = c_s / \sqrt{1 + \tilde{\zeta}_1^2 + \tilde{\zeta}_2^2}.$$

Запишем теперь выражение для критической температуры высокотемпературного сверхпроводника, полученное с учетом рассмотренных спектров спин-фононных колебаний в квазилинейном приближении [1—3]:

$$T_c = \frac{2\gamma}{\pi} \langle \omega_D \rangle \exp \left\{ - \frac{1}{K_y (\lambda_{e-ph} - \mu^*)} \right\}, \tag{28}$$

$\langle \omega_D \rangle$ — средняя энергия Дебая, $K_y(\tilde{\zeta}_1, \tilde{\zeta}_2, \omega_s/\langle \omega_D \rangle)$ — коэффициент усиления эффективного параметра электрон-фононного взаимодействия $(\lambda_{e-ph} - \mu^*)$, λ_{e-ph} — параметр электрон-фононного взаимодействия, μ^* — параметр экранированного кулоновского отталкивания, ω_s — максимальное значение спиновой частоты вблизи границы зоны Бриллюена.

Рассмотренные значения параметра спин-фононной связи для указанных значений параметра u (см. (26) и рис. 2) позволяют получить значения $K_y \gtrsim 2$ и соответственно значения критической температуры $T_c \cong 100$ К. Совершенно очевидно, что увеличение коэффициента усиления K_y благодаря увеличению параметров спин-фононной связи $\tilde{\zeta}_i$ позволяет обосновать принципиальную возможность достижения T_c порядка комнатной для рассматриваемого класса соединений (имеются

в виду неорганические ВТСП с кристаллической структурой типа перовскита). Для этого необходимо, чтобы обратная обменная корреляционная длина k_c по порядку величины была бы больше 10^7 см$^{-1}$, т. е. приближалась бы к величине вектора обратной решетки в базисной плоскости кристаллографической элементарной ячейки [3]. Однако поскольку явление сверхпроводимости строго трехмерное [1—3], то в выражение для параметра спин-фононной связи (22) входит величина k_c, усредненная по всей элементарной ячейке. А так как кристаллографическая элементарная ячейка рассматриваемых ВТСП сильно анизотропна, то величина k_c реально никогда не сможет достичь таких значений и величина 10^7 фактически является для нее предельным значением (см. [3]). Следовательно, напрашивается вывод о том, что достичь значений $\tilde{\zeta}_l > 10$ [3], синтезируя новые ВТСП на основе неорганических антиферромагнитных систем со структурой типа перовскита, крайне трудно, т. е. возможности создания сверхпроводников при комнатной температуре на базе неорганических соединений сильно ограничены.

Более предпочтительно с этой точки зрения выглядят высокопроводящие органические (полимерные) системы [3], в особенности те, основу которых составляет легкая СН-группа. В этом случае параметр спин-фононной связи $\tilde{\zeta}_l$ можно было бы увеличить благодаря уменьшению приведенной массы ионов M, участвующих в формировании фононных мод, резонансным образом взаимодействующих со спиновыми флуктуациями. Однако существенным недостатком органических (полимерных) систем является то, что в них при температурах порядка комнатной и выше экспериментально наблюдаются сильные структурные флуктуации в самой полимерной матрице, и это приводит к сильной пространственной неоднородности их электронных свойств. В результате становится крайне затруднительным синтезировать соединение, в котором сверхпроводящая фаза имела бы макроскопические размеры, что позволило бы надежно экспериментально наблюдать эффект Мейсснера. Поэтому возможности создания сверхпроводников при комнатной температуре на базе органических систем также существенно ограничены.

Тем не менее последние экспериментальные исследования спин-волновой динамики керамических ВТСП-систем показывают [6], что в широком интервале температур: $20\ \mathrm{K} \leqslant T \leqslant 100\ \mathrm{K}$ (система $La_{1,86}Sr_{0,14} \cdot CuO_4$) энергия длинноволновых (низкоэнергетических) спиновых флуктуаций с $k \ll 1/a_0$ (a_0 — постоянная решетки в базисной плоскости, $a_0 = 3{,}8$ Å) составляет $\sim 10^{-14}$ эрг. Это дает возможность оценить величину параметра обменного взаимодействия между спинами: $J_0 \cong 10^{-14}$ эрг, т. е. максимальное значение спиновой частоты вблизи границы зоны Бриллюена должно быть на порядок больше (см. (8), а также рис. 1). Для того чтобы теперь получить при $k_c \cong 10^7$ см$^{-1}$ коэффициент усиления эффективного электрон-фононного взаимодействия $K_y > 2$ [2, 3] и тем самым значительно повысить критическую температуру T_c ($T_c > 100$ K), необходимо правильно выбрать при синтезе исходную антиферромагнитную матрицу [2]. Сделать это можно после соответствующих расчетов, корректно учитывающих спин-электронные корреляции в ВТСП.

Примечание. В последних работах [7] М. А. Савченко и А. В. Стефанович разработали критерии синтеза новых ВТСП-материалов с более высокой критической температурой T_c. Предложенные авторами критерии, однако, не исключают возможности создания таких материа-

лов на основе уже известных высокотемпературных сверхпроводников. Так, например, система $YBa_2Cu_3O_{7-y}$ допускает частичную замену иттрия скандием, который значительно легче иттрия и имеет меньший ионный радиус. Кроме того, скандий образует высокоустойчивые соединения Sc_2O_3 и ScF_3, что наводит на мысль о возможности частичной замены кислорода фтором в соединении $Y_{1-x}Sc_xBa_2Cu_3O_{7-y}$ ($Y_{1-x}Sc_xBa_2Cu_3O_{7-y-z}F_z$). Что касается соединений на основе висмута и таллия (например, $Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_{10+y}$), то здесь возможна замена висмута (таллия) осмием и рутением. Рутений (Ru^{4+}) и осмий (Os^{4+}) имеют малые ионные радиусы — 0,62 и 0,65 Å соответственно и легче висмута и таллия. Оба металла образуют устойчивые окислы: RuO_4, OsO_4, что указывает на возможность значительного уменьшения параметров кристаллографической элементарной ячейки при частичном замещении ими висмута (таллия). Следовательно, налицо возможность сильно уменьшить обменную корреляционную длину $\langle r_c \rangle$ и тем самым повысить критическую температуру T_c. В этом случае также не исключена возможность частичной замены кислорода фтором. Следует, однако, обратить внимание на обеспечение стабильности кристаллической решетки при замещении ионов Bi^{4+} ионами осмия и рутения, так как их максимальная степень окисления равна восьми. То же относится и к соединениям на основе таллия.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Савченко М. А., Стефанович А. В.//ДАН СССР. 1990. **315**, № 6. С. 1417. [2] Савченко М. А., Стефанович А. В.//Обзоры по высокотемпературной сверхпроводимости. М. (МЦНТИ), 1991. Вып. 6. С. 3. [3] Ильичев В. И., Савченко М. А., Стефанович А. В. Высокотемпературная сверхпроводимость керамических систем. М., 1992. [4] Caspary R., Bredle C. D., Spille H. et al.//Physica C. 1988. **153/155**. Pt. I. P. 876. [5] Fisher R. A., Gordon J. E., Kim S. et al.//Physica C. 1988. **153/155**. Pt. II. P. 1092. [6] Mason T. E., Aepplli G., Mook H. A.//Phys. Rev. Lett. 1992. **168**, N 9. P. 1414. [7] Савченко М. А., Стефанович А. В.//Обзоры по ВТСП. 1991. № 6. С. 3; Доклады РАН. 1993. **328**, № 3. С. 348.

Поступила в редакцию
08.06.92

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1993. Т. 34, № 3

УДК 537.226.4

ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА ГИСТЕРЕЗИСНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В КРИСТАЛЛАХ Rb_2ZnCl_4, ВЫРАЩЕННЫХ ИЗ РАСТВОРА И РАСПЛАВА

Б. А. Струков, Е. П. Рагула, С. Н. Горшков
(кафедра общей физики для естественных факультетов)

Для кристаллов Rb_2ZnCl_4, выращенных из раствора и из расплава, в области температуры Кюри исследованы гистерезисные явления в зависимости диэлектрической проницаемости от приложенного внешнего электрического поля и температуры. Доказана зависимость гистерезисных явлений от степени дефектности кристаллической структуры образца.

Известно, что кристаллы Rb_2ZnCl_4 при охлаждении претерпевают переход из высокотемпературной симметричной фазы в несоразмерную фазу при T_i=303 К и из несоразмерной фазы в соразмерную при T_c=