

К Р А Т К И Е С О О Б Щ Е Н И Я
ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ И МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

Резонансное усиление электрон-фононного взаимодействия

А. М. Савченко^а, М. Б. Садовникова^б

*Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет,
кафедра квантовой статистики и теории поля. 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.*

E-mail: ^аsavchenko@phys.msu.ru, ^бsadovnikov@phys.msu.ru

Рассматривается сверхпроводящее состояние вблизи линии фазового перехода из парамагнитной фазы в сверхпроводящую для перовскитов $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ и $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$. Получены выражения для эффективных параметров электрон-спин-фононного взаимодействия. Показано, что критическая температура фазового перехода из парамагнитной фазы в сверхпроводящую T_c определяется резонансным усилением электрон-фононного взаимодействия спиновыми флуктуациями обменной природы.

PACS: 74.70.N.

Ключевые слова: фазовый переход, критическая температура, электрон-фононное взаимодействие.

Статья поступила 16.01.2008, подписана в печать 04.02.2008.

Как было показано ранее [1–3], для определения критической температуры фазового перехода из парамагнитной фазы в сверхпроводящую T_c для перовскитов $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ и $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$ необходимо учитывать не только длинноволновые термодинамические флуктуации сверхпроводящего и магнитного параметров порядка, но и коротковолновые (быстрые) спиновые флуктуации, которые резонансным образом взаимодействуют с фононами.

Линейная спин-фононная связь приводит к резонансному взаимодействию продольных спиновых флуктуаций с фононами, вследствие чего в системе возникают связанные колебания — квазифононы и квазимагноны [4].

Так как при сильном обменном взаимодействии корреляционная длина может составлять десятки ангстрем и даже меньше, то очевидно, что спин-фононный резонанс попадает в область значений волнового вектора $k \cong k_F$, где k_F — фермиевский волновой вектор, что ведет к резкому возрастанию эффективного параметра спин-фононной связи, увеличению частоты спиновой (эффективной квазифононной) моды и в результате к резкому увеличению константы спин-фононного взаимодействия.

Величина критической температуры фазового перехода из парамагнитной фазы в сверхпроводящую оказывается равной [5]

$$T_c = \frac{2\gamma}{\pi} (\omega_D^2 \omega_S)^{1/3} \exp \left(-\frac{1}{\lambda - \mu^*} \right), \quad (1)$$

где ω_D — средняя энергия Дебая, ω_S — спиновая энергия, $\gamma = e^C$, $C = 0.577$ — постоянная Эйлера, λ — константа электрон-фононного взаимодействия, μ^* — эффективный параметр кулоновского отталкивания электронов. При этом ниже точки фазового перехода продольная спиновая мода $\omega_{sk||} = J_0 S \sqrt{\left(\frac{k}{k_c}\right)^2 - 1}$ (здесь J_0 — потенциал обменного взаимодействия, k_c — корреляционный волновой вектор) имеет вид $\omega_{sk||} = \sqrt{\frac{J_0 S}{\chi} \left[\left(\frac{k}{k_c}\right)^2 - \tau \right]}$,

где χ — парамагнитная восприимчивость, $\chi = \frac{1}{J_0 S |\tau|}$,

$\tau = \frac{T_c}{T} - 1$. Выше точки фазового перехода в парамагнитной фазе знак τ меняется на противоположный.

Учет триплетного спаривания носителей в формуле (1) для критической температуры приводит к температурам, близким к комнатным с $\exp \left(-\frac{1}{\lambda - \mu^* + \lambda^{trp}} \right)$.

Формулу (1) можно представить в следующем виде:

$$T_c = \frac{2\gamma}{\pi} \langle \omega_D \rangle \sqrt{1 + \zeta} \exp \left(-\frac{1}{\langle \lambda_{e-s}^{\text{eff}} \rangle + \langle \lambda_{e-s-ph}^{\text{eff}} \rangle - \mu^*} \right). \quad (2)$$

Выражения для эффективных параметров $\lambda_{e-s}^{\text{eff}}(q)$, $\lambda_{e-ph}^{\text{eff}}(q)$, $\lambda_{e-s-ph}^{\text{eff}}(q)$ в q -представлении можно представить в следующем виде [5]:

$$\lambda_{e-s}^{\text{eff}}(q) = \nu(\varepsilon_F) \frac{p_F^2}{3\mu_e} \zeta_{ie}^2 (u_{es}(q) + v_{es}(q)), \quad (3)$$

$$\lambda_{e-ph}^{\text{eff}}(q) = \nu(\varepsilon_F) \frac{2g_{ph}^2}{\bar{\lambda}} + \nu(\varepsilon_F) \frac{g_{ph}^2}{\bar{\lambda}} (u_{e-ph}(q) + v_{e-ph}(q)), \quad (4)$$

$$\lambda_{e-s-ph}^{\text{eff}}(q) = \nu(\varepsilon_F) z_i^2 \zeta_{ie}^2 \frac{p_F^2}{9\mu_e} (u_{e-s-ph}(q) + v_{e-s-ph}(q)). \quad (5)$$

Здесь $z_i = \frac{\zeta_i}{\sqrt{1+\zeta}}$, $\zeta_i = \frac{g_1 \hbar k_c}{J_0 s M}$, $g_1 = \frac{U}{J_0}$, U — электрон-ионный потенциал, J_0 — потенциал обменного взаимодействия между электронами, s — спин электрона, M — приведенная масса иона в элементарной ячейке, u и v — функции унитарного преобразования Боголюбова, p_F — импульс Ферми, $\nu(\varepsilon_F)$ — плотность электронных состояний на поверхности Ферми, g_{ph} — параметр электрон-фононного взаимодействия, $\bar{\lambda}$ — модуль упругости, ζ_{ie} — параметр спин-электронного взаимодействия, равный $\zeta_{ie} = \frac{g_2 \hbar k_c B_0}{\sqrt{J_0 s \mu_e}}$, $g_2 = \frac{V^{\text{eff}}}{J_0}$, V^{eff} — эффективный кулоновский потенциал, $B_0 < 1$ — амплитуда низкоэнергетической спиновой плотности (вообще говоря, мала в силу невысокой плотности носителей тока в высокотемпературных сверхпроводниках — $10^{21} \div 10^{22} \text{ см}^{-3}$), $\zeta_{ie} < 10$.

При $\frac{z_i^2}{1-z_i^2} < 1$, $\nu(\varepsilon_F) \frac{4\rho_F^2}{9\mu} = 1$ из формулы (2) следует, что критическая температура может достигать значений порядка комнатной.

При больших значениях параметра ζ_{ie} необходимо перенормировать основное состояние электронной системы. При этом перенормируется плотность электронных состояний на поверхности Ферми

$$\nu(\varepsilon_F) \rightarrow \frac{\nu_0(\varepsilon_F)}{\left(1 + \frac{8z_i^2\zeta_{ie}^2}{9(1-z_i^2)}\right)},$$

и шкала частот, по которым проводится интегрирование, также перенормируется следующим образом:

$$\omega \rightarrow \omega \sqrt{1 + \frac{8}{9}\zeta_{ie}^2 \frac{z_i^2}{1-z_i^2}}.$$

Дополнительный вклад в кулоновское отталкивание электронов, которое возникает вследствие спин-электронного взаимодействия, равен [4]

$$\Delta\mu = \nu(\varepsilon_F) \frac{\rho_F^2}{3\mu_e} \zeta_{ie}^2.$$

Для достижения более высоких значений параметров высокотемпературных сверхпроводников необходимо выбирать антиферромагнитную исходную матрицу с кристаллографической кубической симметрией или близкой к ней (желательно — магнитной) элементарной ячейки, а затем легировать ее элементами Al, Ca, Ti, V, Nb, увеличивающими плотность носителей электрического тока и подавляющими антиферромагнитный дальний порядок [6–10]. Повышение критической температуры T_c для высокотемпературных сверхпроводящих систем сводится

к синтезу кристаллов, содержащих определенное число плоскостей.

Таким образом, для синтеза новых классов высокотемпературных сверхпроводящих соединений необходимо, чтобы исходная антиферромагнитная матрица имела кубическую симметрию, максимальную температуру Нееля, минимальный локализованный спин ($s = \frac{1}{2}$) магнитных ионов в слоях, участвующих в образовании ковалентных связей. Кроме того, антиферромагнитная матрица должна легироваться элементами, позволяющими при подавлении антиферромагнитного дальнего порядка получить максимально возможную плотность носителей электрического заряда.

Список литературы

1. Савченко М.А., Стефанович А.В. Флуктуационная сверхпроводимость магнитных систем. М., 1986.
2. Sadovnikov B.I., Savchenko A.M. // Physica A. 1999. **271**. P. 411.
3. Sadovnikova M.B., Savchenko A.M., Scarpetta G. // Phys. Lett. A. 2000. **274**. P. 236.
4. Ильичев В.И., Савченко М.А., Стефанович А.В. Высокотемпературная сверхпроводимость керамических систем. М., 1992.
5. Savchenko M.A., Stefanovich A.V. Fluctuational Superconductivity of Magnetic Systems. Springer-Verlag, 1990.
6. Вихорев А.В., Савченко М.А., Стефанович А.В. // Докл. РАН. 1994. **338**, № 3. С. 340.
7. Kun Z., Hongkuen W. // J. of Rare Earths. 2006. **24**. P. 81.
8. Chahara K. // Appl. Phys. Lett. 1993. **62**. P. 780.
9. Holden T. // Phys. Rev. B. 2004. **69**. P. 064505.
10. Hayden S.M., Mook H.A., Dal P. // Nature. 2004. **429**. P. 531.

Resonance enhancement of electron–phonon interaction

A. M. Savchenko^a, M. B. Sadovnikova^b

Department of Quantum Statistics and Field Theory, Faculty of Physics, Moscow State University, Moscow 119991, Russia.

E-mail: ^asavchenko@phys.msu.ru, ^bsadovnikova@phys.msu.ru.

Superconducting state near the phase equilibrium curve from paramagnetic phase to superconducting phase for perovskites $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ и $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$ is considered. Expressions for the effective parameters of electron–spin–phonon interaction are obtained. It is shown that the critical temperature of the phase transition from paramagnetic phase to superconducting phase T_c is determined by the enhancement of the electron–phonon interaction by spin fluctuations of the exchange type

PACS: 74.70.H.

Keywords: phase transition, critical temperature, electron–phonon interaction.

Received 16 January 2008.

English version: *Moscow University Physics Bulletin* 1(2009)

Сведения об авторах

1. Савченко Александр Максимович — к. ф.-м. н., доцент, ст. преподаватель; тел.: 939-12-90, e-mail: savchenko@phys.msu.ru.
2. Садовникова Марианна Борисовна — к. ф.-м. н., мл. научн. сотр.; тел.: 939-12-90, e-mail: sadovnikova@phys.msu.ru.