

О МЕХАНИЗМЕ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ В СОЕДИНЕНИИ $(Ca_{1-x}Sr_x)_{1-y}CuO_2$ С "БЕСКОНЕЧНЫМ" ЧИСЛОМ КУПРАТНЫХ СЛОЕВ

Э.А.Пашицкий

Институт физики АН Украины

252650, Киев, Украина

Поступила в редакцию 28 августа 1992 г.

Показано, что для плазмонного механизма сверхпроводимости, обусловленного куперовским спариванием "легких" носителей тока за счет их взаимодействия с коллективными возбуждениями зарядовой плотности "тяжелых" носителей заряда (акустическими плазмонами) в слоистых кристаллах с плотно упакованными сверхпроводящими (СП) слоями, благодаря эффекту близости и поправкам локального поля, характерно сверхлинейное нарастание константы электрон-плазмонного взаимодействия (ЭПВ) с ростом числа n взаимодействующих слоев, находящихся в едином когерентном СП состоянии. Это приводит к быстрому насыщению растущей зависимости критической температуры T_c от n за счет эффектов сильной связи, чем объясняется высокая $T_c > 110$ К в соединении $(Ca_{1-x}Sr_x)_{1-y}CuO_2$ с $n \rightarrow \infty$.

1. Недавно было синтезировано новое слоистое металло-оксидное соединение (МОС) $(Ca_{1-x}Sr_x)_{1-y}CuO_2$ с "бесконечным" числом купратных слоев CuO_2 , которое не содержит промежуточных слоев BiO и SrO или TlO и BaO , и тем не менее, обладает высокой критической температурой перехода в сверхпроводящее (СП) состояние $T_c \approx 110$ К¹.

Это является доказательством того, что основным СП элементом в купратных МОС служат $2D$ -соои CuO_2 , а диэлектрические оксидные слои (BiO , SrO , TlO , BaO или LaO) играют второстепенную, вспомогательную роль. В то же время, промежуточные слои ионов Ca^{2+} являются важным структурным элементом, который обеспечивает прочную ионную связь между купратными слоями CuO_2 (в $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ такую роль играют слои ионов Y^{3+}): Следует заметить, что стехиометрическое соединение $CaCuO_2$ представляет собой простой слоистый кристалл с одним слоем CuO_2 в примитивной ячейке (ПЯ). Такой монокристалл, аналогично кристаллам купратных МОС типа $La_{2-x}(Ba, Sr)_xCuO_4$ или $Bi_2Sr_2CuO_x$ (фаза Мишеля-Раво) казалось бы, должен иметь относительно низкую $T_c < (20 \div 30)$ К.

В настоящей работе показано, что высокотемпературная сверхпроводимость (ВТСП) в $(Ca_{1-x}Sr)_{1-y}CuO_2$ с $n \rightarrow \infty$ может быть связана с эффектом близости между СП слоями CuO_2 , которые находятся на расстоянии друг от друга $d_0 \approx 3 \text{ \AA}$, сравнимом с поперечной длиной когерентности $\xi_{\perp} \ll \xi_{\parallel}$, где ξ_{\parallel} - продольная длина когерентности в плоскости слоев ($\xi_{\parallel} > 10 \text{ \AA}$), аналогично слоям CuO_2 в купратных МОС типа $Bi_2Sr_2Ca_{n-1}Cu_nO_x$ ($n \geq 2$)^{2,3} и $Tl_mBa_2Ca_{n-1}Cu_nO_x$ ($m = 1, 2$)⁴⁻⁷ с пакетной структурой (рис.1). При этом высокие значения $T_c > 100$ К обеспечиваются за счет плазмонного механизма сверхпроводимости⁸.

2. Наличие групп диэлектрических слоев BiO и SrO или TlO и BaO в купратных МОС типа $BiSrCaCuO$ или $TlBaCaCuO$ приводит к тому, что расстояние между пакетами $d > 10 \text{ \AA}$ из n проводящих слоев CuO_2 , разделенных $(n-1)$ слоями ионов Ca^{2+} , значительно превышает расстояние $d_0 \approx 3 \text{ \AA}$ между купратными слоями CuO_2 в пакете. Более того, выполняется условие

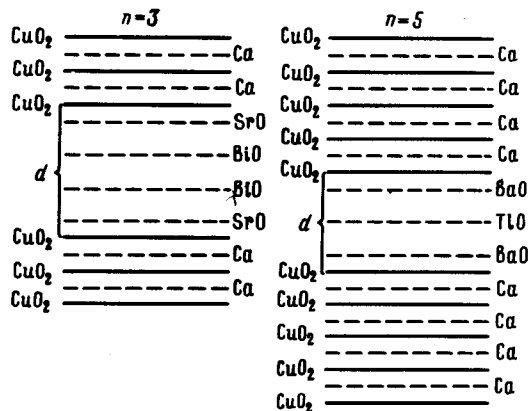


Рис.1.

$d \gg \xi_{\perp} = \xi_{\parallel} \sqrt{m_{\parallel}^*/m_{\perp}^*}$, где ξ_{\perp} и m_{\perp}^* – поперечные, а ξ_{\parallel} и m_{\parallel}^* – продольные (относительно плоскости слоев) длины когерентности и эффективные массы⁹, тогда как $d_0 \sim \xi_{\perp}$. Благодаря этому между СП слоями CuO_2 в пакете имеет место эффект близости, а связь между пакетами является слабой (джозефсоновской).

В связи с этим при изучении СП состояния в таких МОС в первом приближении можно ограничиться рассмотрением отдельного пакета из n слоев CuO_2 без учета периодичности вдоль оси z и связанных с ней процессов переброса (см. ¹⁰). Такая периодичность автоматически нарушается в тонких пленках и в мелкодисперсных керамиках купратных МОС. Тем не менее, значения T_c в них практически такие же, как и в монокристаллах, что подтверждает справедливость предлагаемой модели.

Сильная анизотропия эффективных масс квазичастиц в проводящих 2D-слоях ($m_{\perp}^*/m_{\parallel}^* \gg 10^2 \div 10^3$) позволяет провести в адиабатическом приближении разделение "быстрых" продольных и "медленных" поперечных переменных движения электронов (дырок) в одночастичных нормальной и аномальной функциях Грина:

$$G(x - x', y - y'; z) = i \langle \Psi_{\parallel}(x, y) \Psi_{\parallel}^+(x', y') \rangle |\Psi_{\perp}(z)|^2; \quad (1)$$

$$F(x - x', y - y'; z) = i \langle \Psi_{\parallel}(x, y) \Psi_{\parallel}(x', y') \rangle \Psi_{\perp}^2(z), \quad (2)$$

где

$$|\Psi_{\perp}(z)|^2 \sim \sum_{j=1}^n \exp\{-|z - z_j|/l_0\}; \quad (3)$$

l_0 – характерная длина убывания электронной (дырочной) плотности по мере удаления от плоскости слоя с координатой z_j .

Фурье-компонента поперечного распределения плотности (3) в пакете из n проводящих слоев равна

$$\Psi_{\perp}^2(p_z, n) = \begin{cases} \frac{1}{1+(p_z l_0)^2} [1 + 2 \sum_{m=1}^{k-1} \cos m p_z d_0], & n = 2k - 1; \quad (k = 1, 2, 3, \dots) \\ \frac{2}{1+(p_z l_0)^2} \sum_{m=1}^k \cos \frac{(2m-1)}{2} p_z d_0, & n = 2k. \end{cases} \quad (4)$$

При этом структурный фактор электронной плотности пакета, содержащийся в уравнениях для нормальной Σ (массовый оператор) и аномальной Δ (параметр щели) собственно-энергетических частей ¹⁰, при $l_0 \rightarrow 0$ принимает вид:

$$\beta(n) \equiv c(n) \int_{-\pi/c(n)}^{\pi/c(n)} \frac{dp_z}{2\pi} \Psi_{\perp}^2(p_z, n) = \begin{cases} 1 + \frac{2c(n)}{\pi d_0} \sum_{m=1}^{k-1} \frac{1}{m} \sin \frac{m\pi d_0}{c(n)}, & n = 2k - 1 \\ \frac{4c(n)}{\pi d_0} \sum_{m=1}^k \frac{1}{(2m-1)} \sin \frac{(2m-1)\pi d_0}{2c(n)}, & n = 2k \end{cases} \quad (5)$$

где $c(n) = d + (n-1)d_0$ - постоянная решетки вдоль оси z .

С другой стороны, структурный фактор, содержащийся в поляризационном операторе электронов Π (см. ¹⁰), определяется выражением ($l_0 = 0$):

$$\tilde{\beta}(n) \equiv c(n) \int_{-\pi/c(n)}^{\pi/c(n)} \frac{dp_z}{2\pi} \Psi_{\perp}^4(p_z, n) = n + \frac{2c(n)}{\pi d_0} \sum_{m=1}^{n-1} \frac{n-m}{m} \sin \frac{m\pi d_0}{c(n)}. \quad (6)$$

Легко видеть, что при $n \gg 1$ и $c(n) \gg \pi d_0$ с хорошей точностью

$$\beta(n) = n; \quad \tilde{\beta}(n) = n + 2 \sum_{m=1}^{n-1} (n-m) = n^2. \quad (7)$$

3. В дальнейшем так же, как и в ¹⁰, будем предполагать, что основным механизмом ВТСП в слоистых купратных МОС является плазмонный механизм сверхпроводимости ⁸.

В этом случае константа электрон-плазмонного взаимодействия (ЭПВ) определяется выражением

$$\lambda_{pl}(n) = -\frac{2}{\pi} \nu_l \beta(n) \int_0^{\infty} \frac{d\omega}{\omega} \langle V_C(q) \text{Im} \tilde{\epsilon}^{-1}(q, \omega) \Gamma_C(q, \omega) \rangle, \quad (8)$$

где $\nu_l = m_l^*/2\pi$ - ПС l -носителей с эффективной массой $m_l^* \sim m_0$ - масса свободного электрона, $\tilde{\epsilon}(q, \omega)$ - обобщенная диэлектрическая проницаемость (ДП) кристалла, Γ_C - кулоновская вершина, удовлетворяющая при $q \rightarrow 0$ и $\omega \rightarrow 0$ тождеству Уорда-Питаевского ^{11,12}, а V_C - матричный элемент неэкранированного кулоновского взаимодействия в слоистом кристалле с пакетной структурой, который при произвольных q_{\parallel} и q_z равен:

$$V_C(q_{\parallel}, q_z, n) = \frac{2\pi e^2}{q_{\parallel}} \left\{ \frac{\text{sh} q_{\parallel} c(n)}{\text{ch} q_{\parallel} c(n) - \cos q_z c(n)} [1 + 2 \sum_{m=1}^{n-1} \cos m q_z d_0 e^{-m q_{\parallel} d_0}] + \right.$$

$$+2 \sum_{m=1}^{n-1} \cos m q_z d_0 e^{m q_{\parallel} d_0} \left[\frac{\text{sh} q_{\parallel} c(n)}{\text{ch} q_{\parallel} c(n) - \cos q_z c(n)} - 1 \right] \}. \quad (9)$$

Угловые скобки $\langle \dots \rangle$ в (8) означают усреднение по цилиндрической поверхности Ферми (ПФ) l -носителей, при котором основной вклад в λ_{pl} вносят большие $q_{\parallel} \approx 2k_{F1} \gg 1/c(n)$, где k_{F1} - ферми-импульс l -носителей, так что $V_C(q) \approx 2\pi e^2/q_{\parallel}$.

Заметим, что при $n=1$ и $n \rightarrow \infty$ выражение (9) переходит в известное выражение для $V_C(q_{\parallel}, q_z)$ в простом слоистом кристалле^{13,14} с расстоянием между слоями d и d_0 ¹⁾.

4. Согласно⁸, в ионном кристалле, когда статическая ДП $\epsilon_0 \gg \epsilon_{\infty}$ - оптической ДП решетки, константа ЭПВ λ_{pl} практически совпадает с константой кулоновского отталкивания μ_C в области высоких энергий ($\omega \gtrsim E_{F1}$ - энергии Ферми l -носителей) и приближенно равна

$$\lambda_{pl}(n) \approx \mu_C(n) \approx \frac{\alpha_1}{2} n; \quad \alpha_1 = 1/k_{F1} a_1^*, \quad (10)$$

где $a_1^* = \epsilon_{\infty}/m_1^* e^2$ - эффективный борковский радиус l -носителей.

Однако эффективная константа ЭПВ, ответственная непосредственно за куперовское спаривание l -носителей, с учетом перенормировки "лишней" кулоновской вершины $\Gamma_C \approx 1 + \lambda_{pl}$ в уравнении для щели за счет эффектов локального поля^{15,16} может быть оценена по формуле

$$\bar{\lambda}_{pl} = -\frac{2}{\pi} \nu_l \beta(n) \int_0^{\infty} \frac{d\omega}{\omega} \langle V_C(q) \text{Im} \bar{\epsilon}^{-1}(q, \omega) \Gamma_C^2(q, \omega) \rangle \approx \lambda_{pl} (1 + \lambda_{pl}). \quad (11)$$

В результате для спектра с одной колебательной модой на частоте гибридных фонон-плазменных колебаний при $q_{\parallel} \approx 2k_{F1}$ (см. ⁸):

$$\bar{\Omega}_+(n) \approx \left[\frac{n^2 \Omega_h^2 k_{F1} d + \omega_{LO}^2}{1 + \alpha_1 n^2} \right]^{1/2}, \quad (12)$$

где $\Omega_h = \sqrt{4\pi e^2 N_h / \epsilon_{\infty} m_h^* d}$ - плазменная частота h -носителей в узкой $2D$ -зоне с $2D$ -плотностью N_h и эффективной массой $m_h^* = 4/a^2 W_h \gg m_i^*$ (W_h - ширина узкой зоны, a - постоянная решетки в плоскости слоев), а ω_{LO} - частота продольных дипольно-активных оптических колебаний ионов кислорода O^{2-} в купратных слоях CuO_2 , полученная в¹⁷ экспоненциальная формула для T_c принимает вид:

$$T_C(n) = \bar{\Omega}_+(n) \exp\{-1/\Lambda(n)\}, \quad (13)$$

где

$$\Lambda(n) = \frac{\bar{\lambda}_{pl}(n) - \bar{\mu}_C^*(n) [1 + \bar{\lambda}_{pl}(n) \ln 2]}{1 + \lambda_{pl}(n) + \bar{\lambda}_{pl}(n) \ln 2}; \quad (14)$$

$$\bar{\mu}_C^*(n) = \bar{\mu}_C(n) [1 + \bar{\mu}_C(n) \ln(\bar{E}_{F1}/\bar{\Omega}_+)]^{-1}; \quad \bar{\mu}_C(n) \approx \bar{\lambda}_{pl}(n); \quad (15)$$

¹⁾ В¹⁰ приведено неточное выражение для $V_C(q_{\parallel}, q_z, n)$, которое не удовлетворяет предельным переходам при $n=1$ и $n \rightarrow \infty$, но дает правильный результат при $q_{\parallel} c(n) \gg 1$.

\bar{E}_{F1} – перенормированная за счет ферми-жидкостного (кулоновского) взаимодействия энергия Ферми l -носителей.

Из (11), (14) и (15) следует, что поправки локального поля к кулоновской вершине полностью компенсируют характерную для сверхпроводников с сильной связью¹⁶ неадиабатическую перенормировку $(1 + \lambda_{pl})$ эффективной константы ЭПВ, что отмечалось еще в¹⁵. Благодаря этому величина Δ существенно возрастает, что способствует высоким T_c .

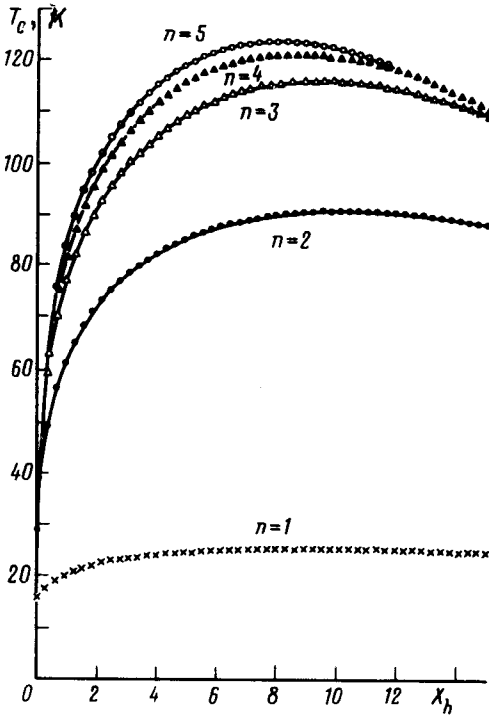


Рис.2

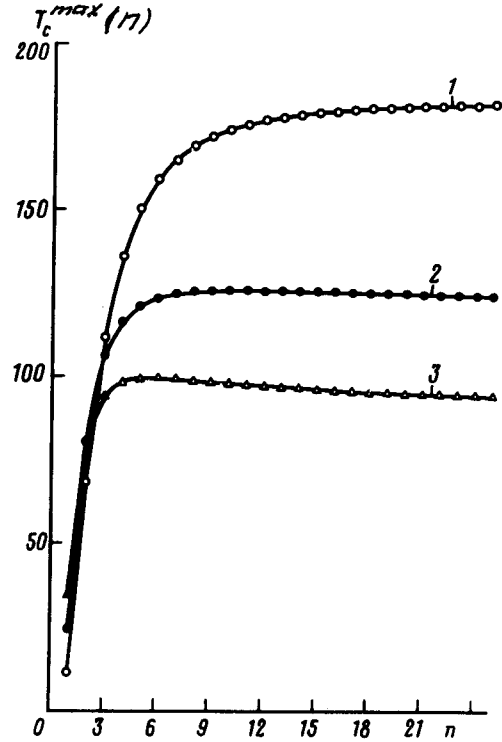


Рис.3

На рис.2 показаны зависимости $T_c(n)$ для разных $n = 1 \div 5$ от параметра $x_h = \Omega_h^2 / \omega_{LO}^2$, то есть фактически от концентрации допирующей примеси или кислорода, поскольку из-за "пиннинга" УФ в узкой $2D$ -зоне с высокой ПС ($\nu_h \gg \nu_l$) в процессе допирования возрастает концентрация h -носителей, а концентрация l -носителей \bar{n}_l остается почти постоянной (при $\nu_l = \text{const}$). При численном расчете по формулам (13) ÷ (15) выбирались следующие значения параметров, типичные для купратных МОС: $a = 4 \text{ \AA}$, $m_l^* = 1,8m_0$, $\epsilon_\infty = 4$, $\omega_{LO} = 300 \text{ K}$ и $\bar{n}_l = 4 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$. Как видим, теоретические кривые качественно и количественно вполне удовлетворительно согласуются с экспериментальными зависимостями T_c от концентрации допирующей примеси, то есть от числа дырок в ПЯ в расчете на один слой CuO_2 ^{18,19}.

5. Согласно (11), (12), (14) и (15), при $n \rightarrow \infty$ константа связи $\Lambda(n)$ и частота $\bar{\Omega}_+(n)$ стремятся к постоянным предельным значениям

$$\Lambda_\infty = \frac{1}{\ln 2} - \frac{1}{\ln(\bar{E}_{F1}/\bar{\Omega}_+^\infty)}; \quad \bar{\Omega}_+^\infty = \Omega_h \sqrt{k_{F1}d/\alpha_1}, \quad (16)$$

что при условии $\bar{E}_{Fl} > 2\bar{\Omega}_+^\infty$, согласно (13), соответствует асимптотическому значению

$$T_c^\infty = \bar{\Omega}_+^\infty \exp\{-1/\Lambda_\infty\}. \quad (17)$$

На рис.3 показаны зависимости максимальных по $x_h \sim N_h$ значений T_c от n для тех же параметров, что и на рис.2, при $m_i^* = m_0$ (кривая 1), $m_i^* = 1,5m_0$ (кривая 2) и $m_i^* = 2m_0$ (кривая 3). Как видим, последняя кривая наиболее точно совпадает с экспериментальными данными для купратных МОС $TlBa_2Ca_{n-1}Cu_nO_x$ с монослоем ТЮ ($m=1$)^{6,7}, когда при $n \geq 4$ наблюдается незначительное понижение T_c .

В то же время, как следует из рассмотренной модели плазмонного механизма сверхпроводимости в системе плотно упакованных купратных слоев^{8,10}, с ростом числа n взаимодействующих СП слоев, благодаря эффекту близости и перенормировкам константы ЭПВ за счет эффектов локального поля и сильной связи, зависимость T_c от n быстро выходит на насыщение при $T_c > 100$ К, что согласуется с экспериментальными данными для МОС $(Ca_{1-x}Sr_x)_{1-y}CuO_2$ с "бесконечным" числом слоев CuO_2 ¹.

Выражаю благодарность А.М.Габовичу, обратившему мое внимание на работу¹, и А.Г.Назаренко за помощь в компьютерных расчетах.

-
1. M.Asuma, Z.Hiroi, M.Takano et al., Nature **356**, 775 (1992).
 2. M.A.Subramanian, S.S.Torardi, J.C.Calabrese et al., Science **239**, 1015 (1988).
 3. H.Maeda, Y.Tanaka, M.Fukutomi, and T.Asano, Jap. J. Appl. Phys. **27**, L205 (1988).
 4. T.Itoh, H.Uchikawa, and H.Sacata, Jap. J. Appl. Phys. **27**, L559 (1988).
 5. Z.Z.Sheng and A.M.Hermann, Nature **332**, 138 (1988).
 6. M.Ihara, R.Sugise, M.Hirabayashi et al., Nature **334**, 510 (1988).
 7. S.S.P.Parkin, V.Y.Lee, A.I.Nazzal et al., Phys. Rev. Lett. **61**, 750 (1988).
 8. Э.А.Пашицкий, ЖЭТФ **55**, 2387 (1968); СФХТ **3**, 2669 (1990); Письма в ЖЭТФ **55**, 301 (1992).
 9. Л.Н.Булаевский, В.Л.Гинзбург, А.А.Собянин, ЖЭТФ **94**, 355 (1988).
 10. Э.А.Пашицкий, Письма в ЖЭТФ **55**, 332 (1992).
 11. J.C.Ward, Phys. Rev. **77**, 293 (1950); **78**, 182 (1950).
 12. Л.П.Питаевский, ЖЭТФ **34**, 1438 (1958).
 13. P.V.Visscher and L.M.Falicov, Phys. Rev. B **3**, 2541 (1971).
 14. D.Grecu, Phys. Rev. B **8**, 1958 (1973).
 15. Э.А.Пашицкий, В.М.Черноусенко, ЖЭТФ **60**, 1483 (1971).
 16. О.В.Долгов, Е.Г.Максимов, УФН **138**, 95 (1982).
 17. М.В.Медведев, Э.А.Пашицкий, Ю.С.Пятилетов, ЖЭТФ **65**, 1186 (1973).
 18. T.Pennney, M.W.Shafer, and B.L.Olson, Physica C, **162-164**, 63 (1989).
 19. J.V.Torrance, A.Bezinge, A.I.Nazzal, and S.S.P.Parkin, Physica C **162-164**, 291 (1989).