

"ПЛАЗМОННЫЙ" МЕХАНИЗМ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ — ВОЗМОЖНАЯ ПРИЧИНА ПОВЫШЕНИЯ КРИТИЧЕСКОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ В МНОГОСЛОЙНЫХ КУПРАТНЫХ МЕТАЛЛО-ОКСИДНЫХ СОЕДИНЕНИЯХ

Э.А. Пашицкий

Институт физики АН Украины
252650, Киев

Поступила в редакцию 5 февраля 1992 г.

Показано, что плазмонный механизм сверхпроводимости в слоистом металле с узкой 2D-зоной вблизи уровня Ферми приводит к повышению критической температуры T_c при увеличении числа n проводящих слоев в примитивной ячейке с тенденцией к насыщению при больших n , что качественно согласуется с экспериментальными зависимостями T_c от n в купратных металло-оксидных соединениях типа $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_{n-1}\text{Cu}_n\text{O}_x$ и $\text{Tl}_m\text{Ba}_2\text{Ca}_{n-1}\text{Cu}_n\text{O}_x$.

1. Как известно, в слоистых купратных металло-оксидных соединениях (МОС) наблюдается тенденция к повышению T_c по мере увеличения числа n слоев CuO_2 ("правило Чу"). Особенно четко такое повышение T_c с последующим выходом на насыщение (и даже некоторым спадом при $n \geq 4$) проявляется в МОС типа $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_{n-1}\text{Cu}_n\text{O}_x$ ($n = 1 \div 3$)^{1,2} и $\text{Tl}_m\text{Ba}_2\text{Ca}_{n-1}\text{Cu}_n\text{O}_x$ ($n = 1 \div 5, m = 1, 2$)^{3,4}, в которых чередующиеся купратные 2D-слои CuO_2 и моноатомные слои Са собраны в плотно упакованные пакеты с расстоянием $d_0 \approx 3,2 \text{ \AA}$ между слоями CuO_2 в пакете и расстоянием $d \approx 12 \text{ \AA}$ между пакетами в МОС с двумя слоями BiO или TlO и $d \approx 9,6 \text{ \AA}$ в МОС с монослоем TlO в примитивной ячейке (ПЯ) кристалла.

В настоящей статье показано, что такая зависимость T_c от n в многослойных купратных МОС может быть связана, с одной стороны, с неоднородным (вдоль оси z) распределением плотности "легких" (l) носителей тока в широкой 2D-зоне, локализованных в плоскостях проводящих слоев CuO_2 , а с другой, - с кулоновским взаимодействием между зарядами в слоях, которое лежит в основе электрон-плазмонного взаимодействия (ЭПВ) с низкочастотными коллективными возбуждениями зарядовой плотности "тяжелых" (h) носителей в узкой 2D-зоне - акустическими плазмонами, а также полярного электрон-фононного взаимодействия (ЭФВ) с дипольно-активными колебаниями ионов - оптическими фононами, которые гибридизуются с акустическими плазмонами⁵.

2. Рассмотрим слоистый кристалл с n эквивалентными проводящими слоями в ПЯ, собранными в пакеты (рис.1)¹). Экранированное межэлектронное взаимодействие с учетом эффектов запаздывания, обусловленных ЭПВ с виртуальными акустическими плазмонами и полярным ЭФВ с одной из оптических ветвей (кислородной колебательной модой в слоях CuO_2), в рамках обобщенной модели "желе" имеет вид^{5,6}

$$\tilde{V}_n(\vec{q}, \omega) = V_C(\vec{q}) / \tilde{\epsilon}(\vec{q}, \omega). \quad (1)$$

Здесь $\tilde{\epsilon}(\vec{q}, \omega)$ - эффективная диэлектрическая проницаемость слоистого металла с широкой и узкой перекрывающимися 2D-зонами в электронном спектре слоев:

¹) Имеются в виду слои CuO_2 в купратных МОС, тогда как диэлектрические слои других окислов играют роль промежуточной среды с некоторой эффективной диэлектрической проницаемостью.

$$\tilde{\epsilon}(\vec{q}, \omega) = \epsilon_i - V_c(\vec{q})[\Pi_l(\vec{q}, \omega) + \Pi_h(\vec{q}, \omega)] - \frac{\omega_{LO}^2 - \omega_{TO}^2}{\omega^2 - \omega_{TO}^2}, \quad (2)$$

где Π_l и Π_h - поляризационные операторы l - и h -носителей, ω_{LO} и ω_{TO} - частоты продольных (LO) и поперечных (TO) фононов, ϵ_i - часть диэлектрической проницаемости, обусловленная поляризацией ионной решетки и межзонными переходами, а V_c - матричный элемент незранированного кулоновского взаимодействия, который в кристалле с n эквивалентными слоями в ПЯ имеет следующий вид²⁾

$$V_c(q_{\parallel}, q_z, n) = \frac{2\pi e^2 c(n)}{q_{\parallel}} \left\{ \frac{\text{sh } q_{\parallel} c(n)}{\text{ch } q_{\parallel} c(n) - \cos q_z c(n)} + \right. \\ \left. + 2 \sum_{m=1}^{n-1} \cos m q_z d_0 \left[e^{-m q_{\parallel} d_0} + e^{m q_{\parallel} d_0} \left(\frac{\text{sh } q_{\parallel} c(n)}{\text{ch } q_{\parallel} c(n) - \cos q_z c(n)} - 1 \right) \right] \right\}, \quad (3)$$

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

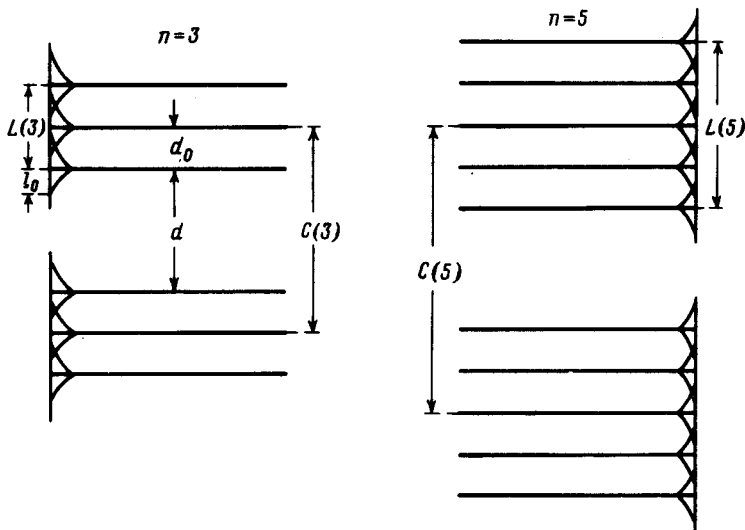


Рис.1.

3. Связанные с ЭПВ и с полярным ЭФВ нормальная и аномальная собственно-энергетические части вырожденных l -носителей в широкой $2D$ -зоне в сверхпроводящем состоянии без учета кулоновских корреляций (типа эффектов "локального поля") определяются системой интегральных уравнений^{5,6}:

$$\Sigma_l(\vec{p}, i\omega_n) = T \sum_{\omega_m} \int \frac{d^3 p'}{(2\pi)^3} \tilde{V}_{ll}(\vec{p}' - \vec{p}, i\omega_m - i\omega_n) G_l(\vec{p}', i\omega_m); \quad (4)$$

$$\Delta_l(\vec{p}, i\omega_n) = T \sum_{\omega_m} \int \frac{d^3 p'}{(2\pi)^3} \tilde{V}_{ll}(\vec{p}' - \vec{p}, i\omega_m - i\omega_n) F_l(\vec{p}', i\omega_m). \quad (5)$$

Здесь G_l и F_l - нормальная и аномальная функции Грина l -носителей, полюсные части которых при условии, что переменные быстрого продольного

²⁾Кулоновское взаимодействие в слоистых кристаллах с неэквивалентными слоями рассматривалось в⁷. Выражение (3) получено Ю.М.Малозовским.

(в плоскости слоев) и адиабатически медленного поперечного (перпендикулярного слоям) движения электронов разделяются³⁾, могут быть при $T \rightarrow T_c$ представлены в виде

$$G_I(p_{\parallel}, p_z, i\omega_n) = \frac{\Psi_{\perp}^2(p_z)}{i\omega_n - \xi_I(p_{\parallel}) - f_I(i\omega_n)}; \quad (6)$$

$$F_I(p_{\parallel}, p_z, i\omega_n) = \frac{\Delta_I(p_{\parallel}, i\omega_n) \Psi_{\perp}^2(p_z)}{[i\omega_n - \xi_I(p_{\parallel}) - f_I(i\omega_n)] \cdot [i\omega_n + \xi_I(p_{\parallel}) - f_I(i\omega_n)]}, \quad (7)$$

где $\xi_I(p_{\parallel})$ - энергия продольного движения, отсчитываемая от перенормированного уровня Ферми, $f_I(i\omega_n)$ - нечетная относительно знака ω_n часть Σ_I , а $\Psi_{\perp}^2(p_z)$ - фурье-компонента поперечного распределения неоднородной электронной плотности в слоях $|\Psi_{\perp}(z)|^2 \sim \sum_i \exp\{-|z - z_i|/l_0\}$ с характерным масштабом l_0 экспоненциального убывания (рис.1) по мере удаления от плоскостей слоев, расположенных в точках $z = z_i$ ⁴⁾.

В результате этого в (4) и (5) с учетом (1), (3), (6) и (7) можно выделить безразмерный структурный фактор

$$\beta(n) = c(n) \int_{-\pi/c(n)}^{\pi/c(n)} \frac{dp_z}{2\pi} \sum_{k=-\infty}^{\infty} \Psi_{\perp}^2\left(p_z + \frac{2\pi k}{c(n)}, n\right), \quad (8)$$

где слагаемые с $k \neq 0$ соответствуют процессам переброса по p_z .

Аналогичным образом при вычислении ПО l -носителей ($T \rightarrow T_c$)

$$\Pi_l(q, i\omega_n) = 2T_c \sum_{\omega_m} \int \frac{d^3 p'}{(2\pi)^3} G_I(p', i\omega_m) G_I(p' - q, i\omega_m - i\omega_n) \quad (9)$$

можно также выделить соответствующий структурный фактор

$$\tilde{\beta}(n) = c(n) \int_{-\pi/c(n)}^{\pi/c(n)} \frac{dp_z}{2\pi} \sum_{k=-\infty}^{\infty} \Psi_{\perp}^4\left(p_z + \frac{2\pi k}{c(n)}, n\right). \quad (10)$$

Без учета процессов переброса ($K=0$) при $l_0 \ll d_0$ вклад отдельных слоев в пакетах является почти аддитивным, то есть $\beta(n) \approx n$ и $\tilde{\beta}(n) \approx n^2$ (рис.2а), тогда как с ростом l_0 величины $\beta(n)$ и $\tilde{\beta}(n)$ уменьшаются (рис.2б).

4. Отсюда следует, что константа ЭПВ и полярного ЭФВ

$$\lambda_{pl}(n) = -\frac{2}{\pi} \nu_l \frac{\beta(n)}{c(n)} \int_0^{\infty} \frac{d\omega}{\omega} \langle V_C(q_{\parallel}, n) \text{Im} \tilde{\epsilon}^{-1}(\vec{q}, \omega) \rangle, \quad (11)$$

а также безразмерная константа кулоновского отталкивания

$$\mu_C(n) = \nu_l \frac{\beta(n)}{c(n)} \langle V_C(q_{\parallel}, n) \cdot \text{Re} \tilde{\epsilon}^{-1}(\vec{q}, \omega_{max}) \rangle, \quad (12)$$

почти линейно нарастают с увеличением числа купратных слоев в ПЯ. Здесь $\nu_l = m_l^*/2\pi$ - плотность состояний в широкой $2D$ -зоне с эффективной массой $m_l^* \sim m_0$ - массы свободного электрона, $V_C(q_{\parallel}, n) \approx 2\pi e^2 \cdot c(n)/q_{\parallel}$ при

³⁾ Это соответствует сильной анизотропии эффективной массы ($m_{\perp}^* \gg m_{\parallel}^*$) и слабой гофрировке цилиндрической поверхности Ферми.

⁴⁾ Аналогичное разделение переменных предполагается и для h -носителей в узкой $2D$ -зоне вблизи уровня Ферми (см. ⁶⁾).

$q_{\parallel}c(n) \gg 1$ и $q_{\parallel}d_0 \gg 1$ (см. (3)), ω_{max} - предельная энергия обрезания взаимодействия между квазичастицами, равная по порядку величины энергии Ферми l -носителей E_{Fl} , а угловые скобки $\langle \dots \rangle$ означают усреднение по поверхности Ферми. При этом $q_{\parallel} \approx 2k_{Fl}$, где $k_{Fl} = \sqrt{2\pi N_l}$ - ферми-импульс l -носителей, а N_l - их $2D$ -плотность в слое CuO_2 .

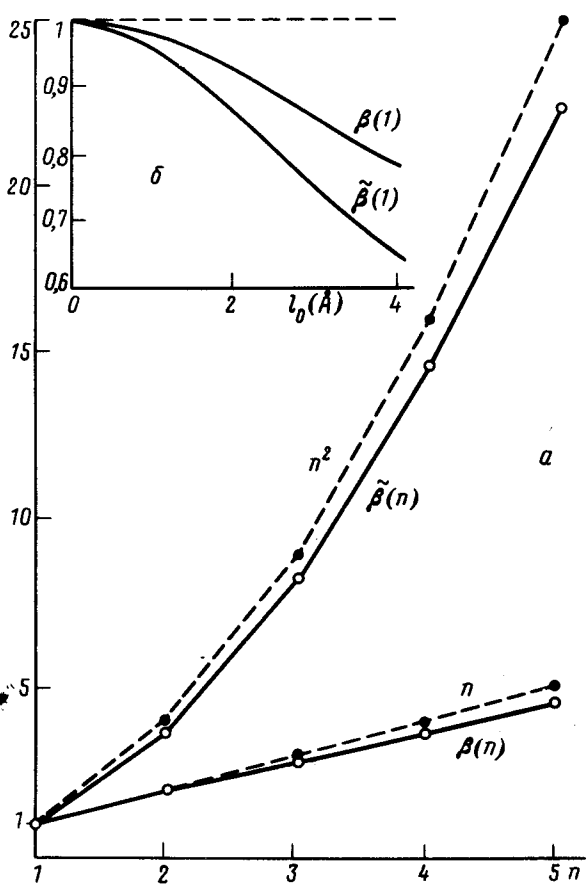


Рис.2.

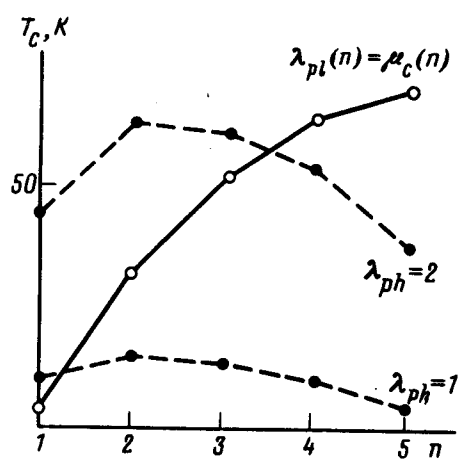


Рис.3

Следует подчеркнуть, что константа неполярного ЭФВ, которая в отличие от $V_c(q_{\parallel}, n)$, не содержит явно постоянную решетки $c(n)$, может быть представлена в виде $\tilde{\lambda}_{ph}(n) = \lambda_{ph}\beta(n)/c(n)$ (где λ_{ph} - константа ЭФВ при $n = 1$), то есть $\tilde{\lambda}_{ph}(n)$ нарастает с увеличением n гораздо медленнее, чем $\lambda_{pl}(n)$ и $\mu_c(n)$.

На рис.3 сплошными линиями с кружками показана зависимость от n максимальных по переменной плазменной частоте h -носителей Ω_h значений T_c , рассчитанных в приближении промежуточной связи ^{6,8} для "плазмонного" механизма сверхпроводимости в рамках одномодовой модели оптического фононного спектра с частотой гибридных фонон-плазменных колебаний ⁵:

$$\tilde{\Omega}_+(n) \approx \left[\frac{\Omega_h^2 \tilde{\beta}(n) k_{Fl} d + \omega_{LO}^2}{1 + \alpha_{\infty} \tilde{\beta}(n)} \right]^{1/2}; \quad \alpha_{\infty} = \frac{e^2 m_l^*}{\epsilon_{\infty} k_{Fl}}, \quad (13)$$

при $\lambda_{pl}(n) = \mu_c(n) = \frac{\alpha_{\infty}}{2} \beta(n)$, $\epsilon_i = \epsilon_{\infty}$, $\omega_{LO}^2 \gg \omega_{TO}^2$ и при следующей связи между средней объемной концентрацией l -носителей \bar{n}_l и их $2D$ -плотностью в

слое $N_l = \bar{n}_l c(n)/n$, так что $k_{Fl}(n) = \sqrt{2\pi\bar{n}_l c(n)/n}$ при $\bar{n}_l \approx \text{const}$ ⁵⁾ является убывающей, а безразмерный параметр плотности $\alpha_\infty \sim k_{Fl}^{-1}$ - нарастающей функцией n . Как видим, имеет место повышение T_c с ростом n с тенденцией к насыщению, что качественно согласуется с экспериментом ⁹. Для расчетов выбирались следующие значения параметров: $\bar{n}_l = 6 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$, $k_{Fl}(1) = 6 \cdot 10^7 \text{ см}^{-1}$, $\epsilon_\infty = 4$, $m_l^* = 2m_0$, $\omega_{LO} = 320 \text{ К}$ и $E_{Fl} = (0, 3 \div 0, 6) \text{ эВ}$ в кулоновском псевдопотенциале

$$\mu_C^*(n) = \mu_C(n)[1 + \mu_C(n) \ln(E_{Fl}/\tilde{\Omega}_+)]^{-1}. \quad (14)$$

С другой стороны, зависимости T_c от n в случае неполярного ЭФВ, показанные на рис.3 штриховыми линиями для $\lambda_{ph} = 1$ и $\lambda_{ph} = 2$ при тех же параметрах, не имеют ничего общего с экспериментальными зависимостями $T_c(n)$.

Таким образом, "плазмонный" механизм ВТСП ⁵, обусловленный ЭПВ и полярным ЭФВ с учетом гибридизации акустических плазмонов с оптическими фононами (кислородными колебательными модами) и неоднородности распределения электронной плотности в пакетах проводящих слоев CuO_2 (рис.1) качественно правильно описывает поведение T_c в многослойных купратных МОС типа BiSrCaCuO и TlBaCaCuO .

-
1. Z.Z.Sheng and A.M.Hermann, Nature **332**, 138 (1988).
 2. H.Maeda et al., Jpn. J. Appl. Phys. **27**, 205 (1988).
 3. S.S.P.Parkin et al., Phys. Rev. Lett. **60**, 253 (1988); **61**, 750.
 4. H.Thara et al., Nature **334**, 520 (1988).
 5. Э.А.Пашицкий, ЖЭТФ **55**, 2387 (1968); Укр. физ. ж. **14**, 1882 (1969); СФТХ **3**, 2669 (1990); Письма в ЖЭТФ **55**, 301 (1991).
 6. Проблема высокотемпературной сверхпроводимости. Под ред. В.Л. Гинзбурга и Д.А.Киржница, М.: Наука, 1977.
 7. A.Griffin, Phys. Rev. B **38**, 8900 (1988); **39**, 11503 (1989).
 8. М.В.Медведев, Э.А.Пашицкий, Ю.С.Пятилетов, ЖЭТФ **65**, 1186 (1973).
 9. A.Nakamura, Jap. J. Appl. Phys. **28**, 2468 (1989).

⁵⁾Почти постоянная плотность l -носителей связана с "пиннинггом" уровня Ферми вблизи края узкой зоны с высокой плотностью состояний ⁶.