

## О РОЛИ КУЛОНОВСКОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В МЕХАНИЗМЕ $d$ -ВОЛНОВОГО КУПЕРОВСКОГО СПАРИВАНИЯ НОСИТЕЛЕЙ ТОКА В ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ

Э.А.Пашицкий, В.И.Пентегов, А.В.Семенов, Э.Абрахам<sup>1)</sup>

Институт физики НАН Украины  
252650 Киев, Украина

Поступила в редакцию 7 апреля 1999 г.

Рассматривается вопрос о влиянии структуры анизотропного квазидвумерного электронного спектра высокотемпературных сверхпроводников на характер экранировки кулоновского взаимодействия и симметрию сверхпроводящего параметра порядка. Проведены расчеты поляризационного оператора электронов на основе одночастичного зонного спектра, восстановленного по данным фотоэмиссионной спектроскопии с угловым разрешением. Показано, что статическое экранированное кулоновское отталкивание имеет минимум при малых передаваемых импульсах, что соответствует эффективному межэлектронному притяжению в  $d_{x^2-y^2}$ -волновом канале куперовского спаривания носителей тока за счет их взаимодействия с длинноволновыми флуктуациями зарядовой плотности. Это притяжение, совместно с анизотропным электрон-фононным взаимодействием, приводит к повышению критической температуры  $T_c$  перехода в сверхпроводящее состояние с увеличением концентрации дырок и способно обеспечить достаточно высокие значения  $T_c$  при одновременном подавлении изотопического эффекта, в качественном соответствии с экспериментальными данными для недодопированных купратных металло-оксидных соединений дырочно-го типа.

PACS: 74.20.Mn

1. Как показывают многочисленные эксперименты по фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением (ARPES-метод) [1–4], в квазидвумерном зонном спектре слоистых кристаллов купратных металло-оксидных соединений (МОС) с дырочным типом проводимости при оптимальном допировании вблизи уровня Ферми наблюдаются так называемые "плоские" зоны, или протяженные седловые особенности (СО) с аномально слабой дисперсией в направлении главных кристаллографических осей  $a$  и  $b$  в плоскости проводящих слоев  $\text{CuO}_2$ . В результате этого на замкнутой цилиндрической поверхности Ферми (ПФ), центрированной в углу первой зоны Бриллюэна (ЗБ), фермиевская скорость  $v_F(\mathbf{k})$  может быть сильно анизотропной в плоскости  $(a-b)$ , а плотность состояний (ПС) вблизи протяженных СО может иметь сингулярности Ван Хова (СВХ) логарифмического или корневого типа [5, 6].

Можно показать, что сильная анизотропия одноэлектронного спектра и  $v_F(\mathbf{k})$  в плоскости слоев приводят к аномалиям в коллективном электронном спектре, в частности к существованию слабо затухающей ветви коллективных колебаний электронной плотности с квазиакустическим законом дисперсии, которая аналогична ветви акустических плазмонов в многозонных металлах [7, 8].

Действительно, рассмотрим длинноволновый предел ( $q_{\parallel} \rightarrow 0$ ) приближения хаотических фаз (ПХФ), в котором поляризационный оператор (ПО) электронов при

<sup>1)</sup> E.Abraham, Heriot-Watt University, Edinburgh, UK.

нулевой температуре ( $T = 0$ ) можно представить в виде

$$\Pi(\mathbf{q}_{\parallel}, \omega) = -\frac{1}{2\pi^2} \int d^2k_{\parallel} \delta(E(\mathbf{k}_{\parallel}) - E_F) \frac{\mathbf{q}_{\parallel} \cdot \mathbf{v}(\mathbf{k}_{\parallel})}{\omega - \mathbf{q}_{\parallel} \cdot \mathbf{v}(\mathbf{k}_{\parallel}) + i\eta} \quad (\eta \rightarrow 0^+), \quad (1)$$

где  $\mathbf{q}_{\parallel}$  – продольный передаваемый импульс в плоскости  $(a-b)$ ,  $\mathbf{v}(\mathbf{k}_{\parallel}) = \nabla_{\mathbf{k}_{\parallel}} E(\mathbf{k}_{\parallel})$  – групповая скорость квазичастиц с 2D законом дисперсии  $E(\mathbf{k}_{\parallel})$ , а энергия Ферми  $E_F$  в аргументе  $\delta$ -функции определяет положение уровня Ферми относительно дна зоны проводимости. Для примера рассмотрим простую модель 2D металла с цилиндрической ПФ кругового сечения с анизотропной фермиевской скоростью  $\mathbf{v}_F(\varphi)$ , зависимость которой от угла  $\varphi$  между импульсом Ферми  $\mathbf{k}_F$  и кристаллографической осью  $a$  в случае  $C_{4v}$  симметрии спектра можно аппроксимировать ступенчатой функцией:

$$\mathbf{v}_F(\varphi) = \begin{cases} \mathbf{v}_1, & 0 < \varphi \leq \varphi_0; \\ \mathbf{v}_2, & \varphi_0 < \varphi \leq \pi/4, \end{cases} \quad (2)$$

где угол  $\varphi_0$  лежит в интервале  $0 < \varphi_0 < \pi/4$ . Выполняя интегрирование в (1), при условии  $\mathbf{v}_1 \ll \omega/q \ll \mathbf{v}_2$  и при  $\varphi_0 = \pi/8$  получим следующее выражение для действительной части ПО:

$$\text{Re}\Pi(\mathbf{q}_{\parallel}, \omega) \approx \frac{k_F}{2\pi v_1} \left( 1 - \frac{q_{\parallel}^2 v_1 v_2}{2\omega^2} \right). \quad (3)$$

В пределе  $q_{\parallel} \rightarrow 0$  нули  $\text{Re}\Pi(\mathbf{q}_{\parallel}, \omega)$  совпадают с нулями действительной части диэлектрической проницаемости  $\epsilon(\mathbf{q}, \omega) = 1 + V_c(\mathbf{q})\Pi(\mathbf{q}, \omega)$  и, следовательно, определяют дисперсию коллективных колебаний электронной плотности. Таким образом, из (3) следует, что даже в случае односвязной ПФ с достаточно сильной анизотропией спектра ( $\mathbf{v}_1 \ll \mathbf{v}_2$ ) может существовать коллективная ветвь с акустическим законом дисперсии

$$\omega_{pl}(q_{\parallel}) \approx q_{\parallel} \sqrt{v_1 v_2 / 2}, \quad (4)$$

соответствующая квазинейтральным колебаниям электронной плотности с противоположными фазами на участках ПФ с разной фермиевской скоростью и аналогичная ветви акустических плазмонов в металлах с многосвязной ПФ [7, 8].

На рис.1 показаны зависимости действительной и мнимой частей ПО (1) от отношения  $\omega/q_{\parallel}$  при  $v_2/v_1 = 5$ . Ветви акустических плазмонов соответствует нуль  $\text{Re}\Pi(\omega/q_{\parallel})$  в точке минимума  $\text{Im}\Pi(\omega/q_{\parallel})$ . При этом спектральная функция флуктуаций зарядовой плотности

$$S_{pl}(\mathbf{q}, \omega) = -\frac{1}{\pi} \text{Im}\epsilon^{-1}(\mathbf{q}, \omega) \quad (5)$$

наряду с высокочастотным (ВЧ) плазменным пиком имеет также и низкочастотный (НЧ) пик и зависит от  $\omega$  по линейному закону при  $\omega \rightarrow 0$  (см. вставку на рис.1).

2. В силу соотношения Крамерса – Кронига для  $\epsilon^{-1}(\mathbf{q}, \omega)$  матричный элемент статического ( $\omega = 0$ ) экранированного кулоновского отталкивания между электронами может быть представлен в виде

$$\tilde{V}_c(\mathbf{q}) = \frac{V_c(\mathbf{q})}{\epsilon(\mathbf{q}, 0)} = V_c(\mathbf{q}) \left[ 1 - 2 \int_0^{\infty} \frac{d\omega}{\omega} S_{pl}(\mathbf{q}, \omega) \right], \quad (6)$$

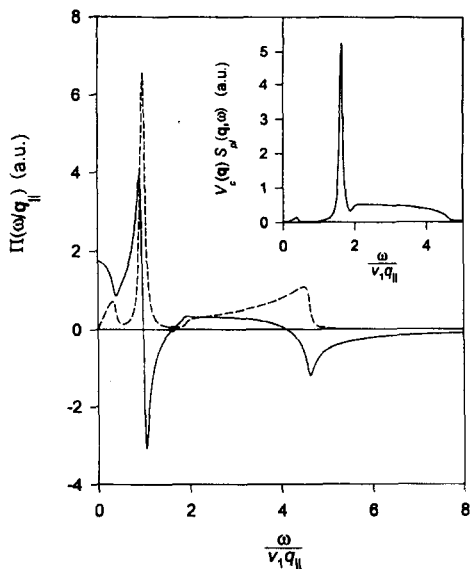


Рис.1. Действительная и мнимая части поляризационного оператора в длинноволновом пределе  $q_{||} \rightarrow 0$  как функция  $\omega/q_{||}$  для  $q_{||}$ , направленного вдоль оси  $a$ , при отношении фермиевских скоростей  $v_2/v_1 = 5$  и при  $\varphi_0 = \pi/8$  (см. (2)). Черной точкой показано положение нуля  $\text{Re}\Pi(\omega/q_{||})$ , определяющего акустический плазмон. На вставке показан соответствующий низкочастотный пик спектральной функции  $S_{pl}(\mathbf{q}, \omega)$  флуктуаций зарядовой плотности, умноженной на кулоновский матричный элемент

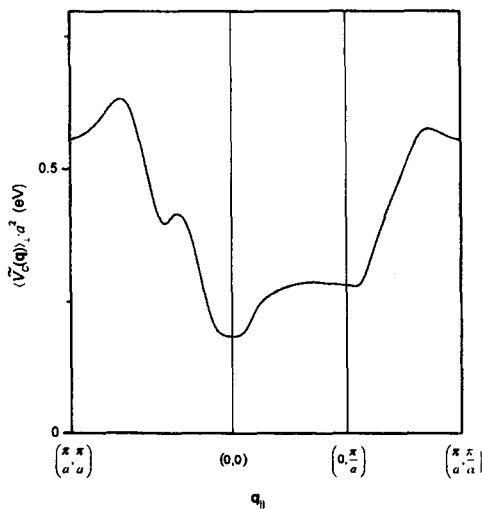


Рис.2. Зависимости матричного элемента экранированного кулоновского взаимодействия  $\tilde{V}_c(\mathbf{q})$ , усредненного по  $q_z$  в пределах  $(-\pi/d, \pi/d)$ , от  $q_{||}$  вдоль главных направлений ЗБ

где  $V_c$  – матричный элемент неэкранированного кулоновского взаимодействия в слое кристалла с расстоянием  $d$  между слоями, вычисленный в приближении плоских волн:

$$V_c(\mathbf{q}) = \frac{2\pi e^2 d}{q_{||}} \frac{\text{sh}q_{||} d}{\text{ch}q_{||} d - \cos q_z d}, \quad (7)$$

где  $q_z$  – поперечный передаваемый импульс (вдоль оси  $c$ ). Поскольку ветвь акустических плазмонов и соответствующий НЧ пик в  $S_{pl}(\mathbf{q}, \omega)$  существуют в области малых  $q_{||}$  (ширина которой определяется размером протяженных СО с высокой ПС), а область существования незатухающей ветви ВЧ плазмонов и соответствующего им пика в  $S_{pl}(\mathbf{q}, \omega)$  также ограничена со стороны больших импульсов  $q_{||} \leq k_F$ , из (6) следует, что статическое экранированное кулоновское отталкивание должно подавляться при малых  $q_{||}$  тем сильнее, чем больший вклад вносят НЧ и ВЧ пики спектральной функции в интеграл по  $\omega$ . На рис.2 показана зависимость  $\tilde{V}_c(\mathbf{q}) \equiv V_c(\mathbf{q})(1 + V_c(\mathbf{q})\Pi(\mathbf{q}, 0))^{-1}$  от  $q_{||}$ , вычисленная для верхней (антисвязывающей) ветви эмпирического зонного спектра, восстановленного в [4] по данным ARPES экспериментов для монокристалла  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ , при условии, что уровень Ферми расположен вблизи протяженных СО (рис.3). Заметим, что в данном случае, благодаря высокой ПС во всем объеме ЗБ выполняется условие  $V_c(\mathbf{q})\Pi(\mathbf{q}, 0) \gg 1$ , так что с

хорошей точностью можно положить  $\tilde{V}_c(\mathbf{q}_{\parallel}) \approx 1/\Pi(\mathbf{q}_{\parallel}, 0)$ . Это позволяет пренебречь отличием выражения (7) от точного кулоновского матричного элемента, вычисленного на блоховских функциях.

Как видим, экранированное кулоновское взаимодействие  $\tilde{V}_c(\mathbf{q})$  имеет минимум при малых  $\mathbf{q}_{\parallel}$ , который, аналогично максимуму отталкивания в углу ЗБ при  $\mathbf{q}_{\parallel} = (\pi/a, \pi/a)$  [9] либо максимуму притяжения в центре ЗБ при  $q_{\parallel} = 0$  [10], приводит к эффективному межэлектронному притяжению в  $d$ -волновом канале куперовского спаривания.

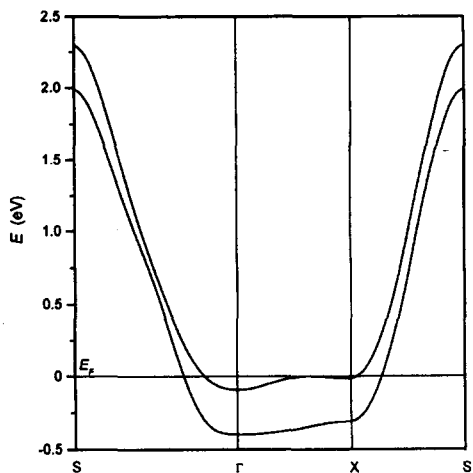


Рис.3. Эмпирический закон дисперсии, полученный в [4] для нижней (связывающей) и верхней (антисвязывающей) ветвей зонного спектра вдоль главных направлений ЗБ

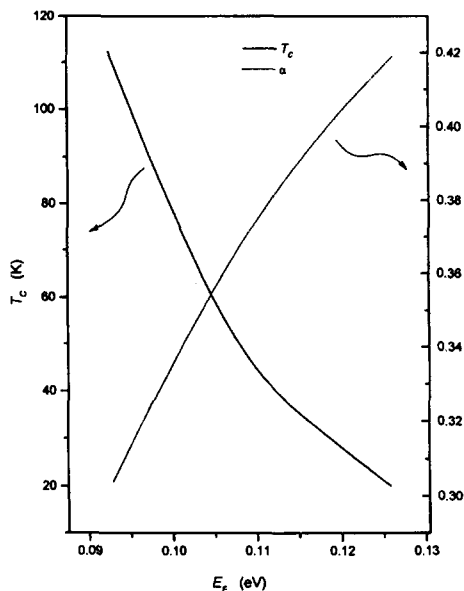


Рис.4. Зависимости критической температуры  $T_c$  (сплошная линия) и показателя изотопического сдвига  $\alpha$  (пунктирная линия) от положения уровня Ферми относительно дна зоны проводимости

Вблизи критической температуры ( $T \rightarrow T_c$ ) линеаризованное уравнение для анизотропной щели  $\Delta(\mathbf{k}_{\parallel}, \omega)$  на цилиндрической ПФ с учетом запаздывающего взаимодействия электронов с фононами и с флуктуациями зарядовой плотности в приближении сильной связи [11] может быть записано в виде

$$\begin{aligned}
 (1 + \lambda_{ph}(\mathbf{k}_{\parallel}))\Delta(\mathbf{k}_{\parallel}, 0) = & - \int \frac{d^2 k'_{\parallel}}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega}{2\pi} \text{Im} \left[ \frac{\Delta(\mathbf{k}'_{\parallel}, \omega)}{\omega^2 - \xi^2(\mathbf{k}'_{\parallel}) + i\eta} \right] \times \\
 & \times \left\{ \int_0^{\infty} d\Omega [(g_{ph}^2(\mathbf{k}, \mathbf{k}'; \Omega))_{\perp} S_{ph}(\Omega) \langle V_c(\mathbf{k} - \mathbf{k}') S_{pl}(\mathbf{k} - \mathbf{k}'; \Omega) \rangle_{\perp}] \times \right. \\
 & \times \left. \left[ \frac{\text{th}(\omega/2T_c) + \text{cth}(\Omega/2T_c)}{\Omega + \omega - i\eta} + \frac{\text{th}(\omega/2T_c) - \text{cth}(\Omega/2T_c)}{\Omega - \omega + i\eta} \right] - \langle V_c(\mathbf{k} - \mathbf{k}') \rangle_{\perp} \text{th} \frac{\omega}{2T_c} \right\}. \quad (8)
 \end{aligned}$$

Здесь  $\xi(\mathbf{k}_{\parallel}) \equiv E(\mathbf{k}_{\parallel}) - E_F$  – энергия квазичастицы, отсчитываемая от уровня Ферми  $E_F$ ,  $g_{ph}$  – матричный элемент электрон-фононного взаимодействия (ЭФВ),  $S_{ph}(\Omega)$  – фотонная спектральная функция,  $\lambda_{ph}$  – безразмерная константа ЭФВ, определяющая эффекты перенормировки:

$$\lambda_{ph}(\mathbf{k}_{\parallel}) = \int \frac{d^2 \mathbf{k}'_{\parallel}}{(2\pi)^2} [W_{ph}(\mathbf{k}_{\parallel}, \mathbf{k}'_{\parallel})] \delta(\xi(\mathbf{k}'_{\parallel})), \quad (9)$$

$$W_{ph}(\mathbf{k}_{\parallel}, \mathbf{k}'_{\parallel}) = 2 \int_0^{\tilde{\Omega}_{ph}} \frac{d\Omega}{\Omega} \langle g_{ph}^2(\mathbf{k}, \mathbf{k}'; \Omega) \rangle_{\perp} S_{ph}(\Omega); \quad (10)$$

$\tilde{\Omega}_{ph}$  – максимальная частота фононного спектра, а угловые скобки  $\langle \dots \rangle_{\perp}$  означают усреднение по поперечной компоненте импульса вдоль оси  $c$ .

Поскольку характерные частоты в  $S_{ph}(\Omega)$  и  $S_{pl}(\mathbf{k}_{\parallel} - \mathbf{k}'_{\parallel}; \Omega)$  значительно превосходят  $T_c$ , основной вклад в интеграл по  $\omega$  в (8) дает область низких частот  $\omega \ll \Omega$ , так что можно пренебречь  $\omega$  в знаменателях  $[\Omega \pm \omega \mp i\eta]^{-1}$ . В результате, выполняя интегрирование по  $\omega$  и переходя от интегрирования по  $\mathbf{k}'_{\parallel}$  к интегрированию по  $\xi \equiv \xi(\mathbf{k}'_{\parallel})$  и по углу  $\varphi'$  между  $\mathbf{k}_{\parallel}$  и осью  $a$ , с помощью соотношения (6) запишем уравнение (8) в угловых переменных  $\varphi$  и  $\varphi'$ :

$$(1 + \lambda_{ph}(\varphi)) \Delta(\varphi) = \frac{1}{2} \int_0^{2\pi} d\varphi' \Delta(\varphi') \int_{-E_F}^{E_F} \frac{d\xi}{\xi} \nu(\varphi', \xi) [W_{ph}(\varphi, \varphi') \theta(\tilde{\Omega}_{ph} - |\xi|) - \tilde{V}_c(\varphi, \varphi')] \text{th} \frac{\xi}{2T_c}, \quad (11)$$

где  $\nu(\varphi, \xi)$  – анизотропная ПС, которая с учетом  $C_{4v}$  симметрии спектра может быть аппроксимирована выражением

$$\nu(\varphi, \xi) = \nu_+(\xi) + \nu_-(\xi) \cos 4\varphi, \quad \nu_{\pm}(\xi) = \frac{1}{2} [\nu_1(\xi) \pm \nu_2(\xi)]. \quad (12)$$

Здесь величины  $\nu_1(\xi)$  и  $\nu_2(\xi)$  соответствуют значениям ПС

$$\nu(\xi) \equiv \frac{k_{\parallel}}{2\pi} |\nabla_{\mathbf{k}_{\parallel}} E(\mathbf{k}_{\parallel})|^{-1}$$

вдоль направлений, определяющихся углами  $\varphi = 0$  и  $\varphi = \pi/4$ . В подынтегральном выражении уравнения (11) для гладких по  $\xi$  функций  $\Delta(\varphi', \xi)$ ,  $W_{ph}(\varphi, \varphi', \xi)$  и  $\tilde{V}_c(\varphi, \varphi', \xi)$  берутся их значения на ПФ ( $\xi = 0$ ).

В дальнейших численных расчетах используется спектр  $E(\mathbf{k}_{\parallel})$ , соответствующий верхней ветви эмпирического зонного спектра (см. рис.3). Заметим, что, согласно экспериментальным данным [4], уровень Ферми расположен на  $\sim 0.12$  эВ выше протяженных СО. Однако, как отмечалось в [12], это может быть связано с наличием нескомпенсированного заряда на поверхности образца, под действием которого происходит существенный сдвиг уровня электрохимического потенциала в приповерхностных слоях, что должно вносить систематическую ошибку в определение положения уровня Ферми с помощью ARPES-метода. Недавно такой поверхностный заряд наблюдался экспериментально в малых гранулах YBaCuO [13]. Анализ других экспериментов (в частности, по неупругому рассеянию нейтронов [12]) показывает, что СВХ расположены значительно ближе к уровню Ферми. В связи с этим

последующие вычисления проводятся для разных положений уровня Ферми вблизи протяженных СО.

3. Следуя методу, предложенному в [14], будем решать уравнение (11) путем разложения матричных элементов  $W_{ph}(\varphi, \varphi')$ ,  $\tilde{V}_c(\varphi, \varphi')$  и щели  $\Delta(\varphi)$  в ряды Фурье по  $\varphi$  и  $\varphi'$ . Для этого представим (11) в виде

$$\Delta(\varphi) = \int_0^{2\pi} \frac{d\varphi'}{2\pi} K(T_c; \varphi, \varphi') \Delta(\varphi'), \quad (13)$$

где ядро  $K(T_c; \varphi, \varphi')$  соответствует интегралу по  $\xi$  в (11), деленному на  $(1 + \lambda_{ph}(\varphi))$ .

Критическая температура СП перехода  $T_c$  определяется из условия равенства максимального собственного значения ядра  $K(T_c; \varphi, \varphi')$  единице. Численное решение уравнения (13) показывает, что в отсутствие ЭФВ экранированное кулоновское отталкивание с минимумом при малых  $q_{\parallel}$  (см. рис.2), который, как следует из (6), обусловлен взаимодействием электронов с флуктуациями зарядовой плотности, само по себе способно обеспечить куперовское спаривание в  $d$ -волновом канале. Симметрия СП щели при этом соответствует неприводимому представлению  $B_1$  группы  $C_{4v}$ :

$$\Delta(\varphi) = \sum_{n=1}^{\infty} a_{4n-2} \cos(4n-2)\varphi, \quad (14)$$

где главную роль играют первые два коэффициента Фурье  $a_2$  и  $a_6$ .

Следует подчеркнуть, что достаточно сильная анизотропия матричного элемента  $\tilde{V}_c(\varphi, \varphi')$  определяется, в основном, зависимостью экранированного кулоновского отталкивания от передаваемого импульса, тогда как анизотропия фононного спектра и ЭФВ определяются симметрией кристаллической решетки. Как отмечалось в [15], существенный вклад в ЭФВ вносит фононная ВЧ мода с частотой  $\Omega_O \approx 600 \text{ см}^{-1}$ , соответствующая колебаниям апикального кислорода (вдоль оси  $c$ ) и способствующая куперовскому спариванию с  $d_{x^2-y^2}$  симметрией СП щели. Поэтому в дальнейшем, наряду с изотропной составляющей ЭФВ, учитывалось также наличие анизотропной составляющей, константа которой полагалось равной  $\lambda_{ph}^d = 0.3$ , в соответствии с оценками [15].

В то же время, значение  $\lambda_{ph}^0 = 0.44$  изотропной константы ЭФВ, которая входит в перенормировочный фактор  $Z(0) = 1 + \lambda_{ph}^0$ , подбиралось таким образом, чтобы значение  $T_c$  с учетом как анизотропного ЭФВ, так и взаимодействия электронов с флуктуациями зарядовой плотности, при приближении уровня Ферми к протяженным СО в зонном спектре составляло  $T_c \approx 100 \text{ К}$  для энергий обрезания ЭФВ и кулоновского взаимодействия  $\tilde{\Omega}_{ph} = \Omega_O \approx 900 \text{ К}$  и  $E_F \approx 1100 \text{ К}$ , соответственно. При этом безразмерная константа анизотропной составляющей кулоновского взаимодействия, отвечающая  $d$ -волновому спариванию, равна  $\lambda_c^d = 0.28$ .

Заметим, что для рассматриваемого зонного спектра изотропная константа экранированного кулоновского взаимодействия достаточно велика и равна  $\mu_c \equiv \lambda_c^0 \approx 0.5 \div 0.8$ , в зависимости от положения уровня Ферми. Поскольку в данном случае логарифм Боголюбова – Толмачева  $\ln(E_F/\tilde{\Omega}_{ph})$  мал, то не происходит ослабления  $\mu_c$  (в отличие от псевдопотенциала Морела – Андерсона в обычных сверхпроводниках), так что константа изотропного кулоновского отталкивания всегда превышает  $\lambda_{ph}^0$  и  $s$ -волновое куперовское спаривание носителей тока оказывается невозможным.

На рис.4 показана зависимость  $T_c$  от положения уровня Ферми относительно дна зоны проводимости. Максимальное значение критической температуры  $T_c^{max} \approx 110$  К соответствует положению уровня Ферми, показанному на рис.3. Как видим,  $T_c$  монотонно повышается по мере понижения уровня Ферми (то есть с ростом концентрации дырок). При дальнейшем понижении уровня Ферми (когда он находится ниже СО), благодаря изменению топологии ПФ и уменьшению ее радиуса происходит резкое понижение  $T_c$ , что находится в качественном согласии с экспериментальными данными для  $T_c$  в купатных МОС дырочного типа.

На рис.4 также приведена зависимость показателя изотопического эффекта  $\alpha = \frac{1}{2} \partial \ln T_c / \partial \ln \hat{O}_{ph}$  от  $E_F$ , которая демонстрирует тенденцию к уменьшению  $\alpha$  по мере повышения  $T_c$ , что также согласуется с имеющимися экспериментальными данными по изменению  $T_c$  при замещении кислорода  $^{16}\text{O}$  на  $^{18}\text{O}$  [16, 17].

Мы видим, таким образом, что  $d_{x^2-y^2}$  симметрия СП параметра порядка в значительной степени может определяться эффектом сильного подавления экранированного кулоновского отталкивания при малых передаваемых импульсах за счет взаимодействия электронов с длинноволновыми флуктуациями зарядовой плотности. Учет такого взаимодействия, наряду с анизотропным ЭФВ, приводит к качественно правильным концентрационным зависимостям критической температуры  $T_c$  и показателя изотопического эффекта  $\alpha$  для высокотемпературных сверхпроводников.

Заметим, что недавно в [18] был предложен плазменный механизм наблюдавшейся в [15] сверхпроводимости, обусловленный куперовским спариванием 2D электронов благодаря их взаимодействию с собственными 2D плазмонами, которые обладают квазиакустическим законом дисперсии. Однако такой механизм представляется мало вероятным, поскольку фазовая скорость 2D плазмонов при  $q \rightarrow 0$  значительно превышает фермиевскую скорость электронов, а при  $q \geq k_F$  существует широкая область сильного квантового затухания Ландау за счет распада плазмонов на электрон-дырочные пары, в которой преобладает межэлектронное кулоновское отталкивание.

В то же время, как было ранее показано в [19], вблизи границы раздела (гетероперехода) между полупроводниками с "легкими" электронами и "тяжелыми" дырками (как, например, в гетероструктуре GaAs/AlGaAs) могут существовать слабозатухающие поверхностные 2D плазмоны с корневым законом дисперсии и относительно низкой частотой, взаимодействие с которыми (наряду с сильным ЭФВ за счет медленных ПАВ может способствовать куперовскому спариванию вырожденных 2D электронов при достаточно высокой ПС (или в сильном КМП, когда  $T_c$  не зависит от ПС).

В заключение выражаем искреннюю благодарность М.Я.Валаху, А.Л.Касаткину, В.М.Локтеву, С.М.Рябченко и В.Б.Тимофееву за полезные обсуждения вопросов, рассмотренных в данной статье, а также А.Э.Пашицкому и В.И.Пентегову за компьютерные расчеты.

Работа выполнена при частичной поддержке Государственного фонда фундаментальных исследований Украины (грант 2.4/561).

- 
1. D.S.Dessau, Z.-X.Shen, D.M.King et al., Phys. Rev. Lett. **71**, 2781 (1993).
  2. D.M.King, Z.-X.Shen, D.S.Dessau et al., Phys. Rev. Lett. **73**, 3298 (1994).
  3. K.Gofron, J.C.Campuzano, A.A.Abrikosov et al., Phys. Rev. Lett. **73**, 3302 (1994).
  4. M.C.Schabel, C.-H.Park, A.Matsuura et al., Phys. Rev **B57**, 6090 (1998).

5. A.A.Abriksov, J.C.Campuzano, and K.Gofron, *Physica* **C214**, 73 (1993).
6. A.A.Abriksov, *Physica* **C214**, 107 (1993); **222**, 191 (1994); **244**, 243 (1995).
7. D.Pines, *Can. J. Phys.* **34**, 1379 (1956).
8. J.Ruvalds, *Adv. Phys.* **30**, 677 (1981).
9. P.Monthoux and D.Pines, *Phys. Rev* **B47**, 6069 (1993).
10. G.Varelogiannis, A.Perali, E.Capuletti, and L.Pietronero, *Phys. Rev.* **B54**, R6877 (1996).
11. Г.М.Элиашберг, *ЖЭТФ* **38**, 966 (1960).
12. A.A.Abriksov, *Phys. Rev.* **B57**, 8656 (1998).
13. R.T.Kao, S.J.Wang, S.P.Chen et al., *Phys. Rev.* **B58**, 11207 (1998).
14. T.Moriya, Y.Takahashi, and K.Ueda, *J. Phys. Soc. Jpn.* **59**, 1905 (1990).
15. A.Sherman, *Phys. Rev.* **B55**, 582 (1997).
16. J.P.Franck, J.Jang, and M.A.-K.Mohamed, *Phys. Rev.* **B44**, 5318 (1991).
17. H.J.Bornemann and D.E.Morris, *Phys. Rev.* **B44**, 5322 (1991).
18. P.Philips, S.Knysh, and D.Davidovich, *Nature* **395**, 253 (1998).
19. Э.А.Пашицкий, *ЖЭТФ* **56**, 662 (1969).