

АНОМАЛИИ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ АНИЗОТРОПНОЙ ЩЕЛИ В ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ

Э.А.Пашицкий, В.И.Пентегов

Институт физики НАН Украины

252650 Киев, Украина

Поступила в редакцию 26 февраля 1996 г.

В рамках модели анизотропного сверхпроводника с многокомпонентным параметром щели и с преобладающим кулоновским отталкиванием между электронами на разных участках многосвязной поверхности Ферми получены аномальные температурные зависимости для разных компонент щели, радикально отличающиеся от температурной зависимости щели в теории БКШ и согласующихся с экспериментальными данными для анизотропной щели в высокотемпературном сверхпроводнике $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$.

PACS: 74.20.-z, 74.72.-h

1. Вопрос о симметрии параметра порядка в высокотемпературных сверхпроводниках в настоящее время является ключевым для выяснения природы высокотемпературной сверхпроводимости в слоистых металлооксидных соединениях.

Эксперименты по фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением демонстрируют сильную анизотропию электронного спектра и параметра сверхпроводящей (СП) щели в плоскости слоев ($a - b$) в монокристалле $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ [1-4]. Так, например, в работе [3] с помощью пучков синхротронного излучения наблюдались максимумы модуля СП щели Δ в направлениях $\Gamma - M$ зоны Бриллюэна (ЗБ) и минимумы в направлениях $\Gamma - X$ и $\Gamma - Y$ с сильной асимметрией относительно разных диагоналей ЗБ, так что $|\Delta_{\Gamma-M}| > |\Delta_{\Gamma-X}| \gg |\Delta_{\Gamma-Y}|$. В ARPES-экспериментах [4] с более высокой разрешающей способностью по углу θ в плоскости слоев была обнаружена более тонкая структура модуля щели $\Delta(\theta)$ с максимумами этой величины в направлениях $\Gamma - M$, $\Gamma - X$ и $\Gamma - Y$, и с почти нулевыми значениями Δ в промежуточных направлениях (рис.1а), что может указывать на изменение знака (скачка фазы на π) анизотропного параметра $\Delta(\theta)$ при переходе от одного максимума $|\Delta(\theta)|$ к другому. Такая асимметричная структура щели не согласуется с моделью d -волнового куперовского спаривания [5-7], а может быть связана, с одной стороны, с сильной анизотропией спектра, которая обусловлена гибридизацией перекрывающихся широкой и узкой двумерных (2D) зон, а с другой, - со спонтанным нарушением исходной симметрии спектра благодаря возникновению сверхрешетки вдоль направления одной из диагоналей ЗБ [4,8].

В работе [9] были проведены измерения температурной зависимости анизотропной СП щели в направлениях $\Gamma - M$ и $\Gamma - X$, из которых следует, что для малой щели $|\Delta_{\Gamma-X}|$ наблюдается ступенчатая зависимость от T (рис.1б), радикально отличающаяся от стандартной зависимости $\Delta(T)$ в теории БКШ.

В настоящей работе в рамках модели анизотропного сверхпроводника с многокомпонентным параметром щели показано, что подобного рода аномаль-

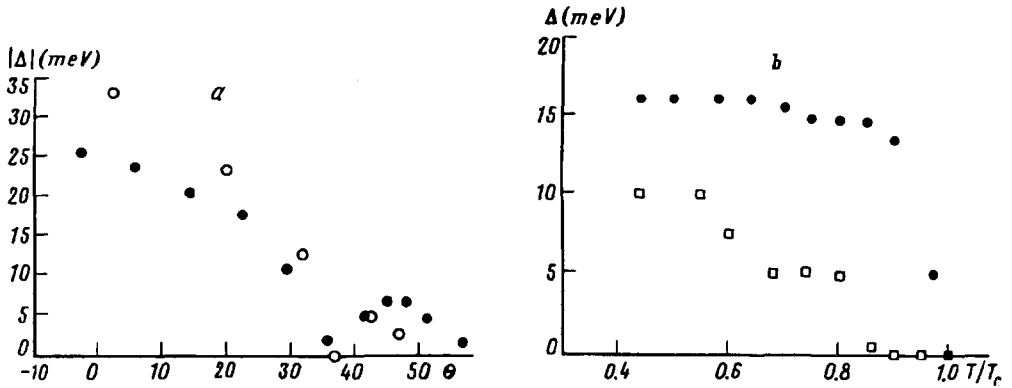


Рис.1. *a* – Экспериментально наблюдавшаяся [4,20] немонотонная зависимость модуля СП щели Δ от азимутального угла θ в плоскости *a* – *b* монокристалла $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ в разных квадратах ЗБ (черные кружки – сектор $M - \Gamma - X$, белые кружки – сектор $M - \Gamma - Y$). *b* – Температурные зависимости большой (в направлении $\Gamma - M$) и малой (в направлении $\Gamma - X$) щелей в монокристалле $\text{Bi}(2212)$, полученные в [9]

ные температурные зависимости характерны для наблюдавшейся в [4] многолепестковой структуры щели $\Delta(\theta)$ с разными знаками (противоположными фазами) соседних "лепестков" в случае преобладающего кулоновского отталкивания между электронами на разных участках анизотропной и многосвязной поверхности Ферми (ПФ).

2. Согласно данным многочисленных экспериментов с высокой разрешающей способностью по энергии [10-12], в электронном спектре слоистых купратных металлооксидных соединений имеются протяженные седловые аномалии в окрестности *M*-точек ЗБ для монокристаллов $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ или *Y*-точек ЗБ для монокристаллов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. Такие особенности спектра могут быть следствием гибридизации перекрывающихся широкой и аномально узкой 2D зон, обусловленных гибридизацией разных *d*- и *p*-орбиталей ионов меди Cu^{2+} и кислорода O^{2-} в плоскости слоев CuO_2 . На рис.2 показана дисперсия нижней ветви гибридного 2D спектра

$$E_{\pm}(k_x, k_y) = \frac{1}{2}[E_1(k_x, k_y) + E_2(k_x, k_y)] \pm \sqrt{\frac{1}{4}[E_1(k_x, k_y) - E_2(k_x, k_y)]^2 + |V_h|^2}, \quad (1)$$

где V_h – матричный элемент взаимодействия (расталкивания) пересекающихся ветвей, а $E_1(k_x, k_y)$ и $E_2(k_x, k_y)$ – затравочные энергии широкой и узкой зон с одинаковым законом дисперсии ($i = 1, 2$):

$$E_i(k_x, k_y) = -t_i(\cos k_x a + \cos k_y b) + \tilde{t}_i \cos k_x a \cos k_y b, \quad (2)$$

причем $t_1 \gg t_2$ а $\tilde{t}_1 \gg \tilde{t}_2$, а дно узкой зоны смещено относительно дна широкой зоны на энергию $E_0 = 0.3$ эВ. При выбранных значениях параметров ($t_1 = 1$ эВ, $\tilde{t}_1 = 0.8$ эВ, $t_2 = 0.016$ эВ, $\tilde{t}_2 = 0.032$ эВ и $|V_h| = 0.025$ эВ) модельный спектр (1) хорошо согласуется с экспериментальными данными [12]. В частности, характерной особенностью нижней ветви $E_{-}(k_x, k_y)$ спектра (1) так же, как и экспериментально измеренных зонных спектров в купратных металлооксидных соединениях [11,12], является наличие седловых участков на

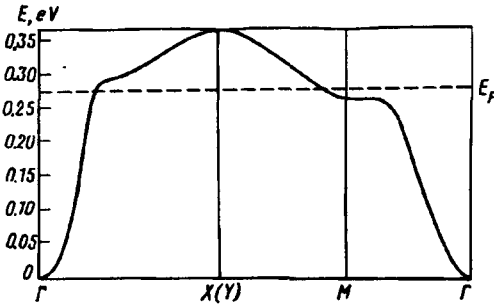


Рис.2. Дисперсия нижней ветви $E_-(kx, ky)$ в трех симметричных (главных) направлениях ЗБ ($\Gamma - M$, $M - X$ и $X - \Gamma$) в соответствии с выражениями (1), (2) для следующих значений параметров: $t_1 = 1$ эВ, $\tilde{t}_1 = 0.8$ эВ, $E_0 = 0.3$ эВ, $t_2 = 0.016$ эВ, $\tilde{t}_2 = 0.032$ эВ, $|V_h| = 0.025$ эВ

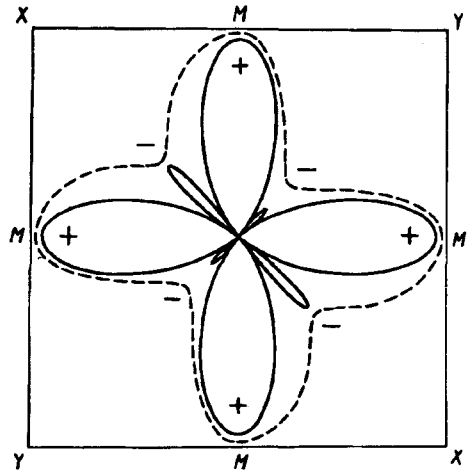


Рис.3. Центрированный в Γ -точке ЗБ параметр СП щели $\Delta(\theta)$ в плоскости 2D слоев CuO_2 в монокристалле $\text{Bi}(2212)$ - восьмилепестковая асимметричная "розетка" с разными величинами и знаками соседних "лепестков" [4,20], огибающая которой имеет форму "бабочки" [8]

краю ЗБ (вблизи M -точек в $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ или Y -точек в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$) с бесконечной эффективной массой ($M^* \rightarrow \infty$) в направлении $\Gamma - M$ (или $\Gamma - Y$) и с конечной положительной массой электронов вблизи уровня Ферми в поперечном направлении. Это соответствует эффективной квазиодномерности спектра и существованию корневых особенностей Ван Хова в плотности состояний [10], тогда как на остальной (квазидвумерной) части ПФ с отрицательной эффективной массой вблизи уровня Ферми можно считать плотность состояний постоянной. В связи с этим анизотропная ПФ может быть разбита на "электронные" и "дырочные" участки, на границах между которыми эффективная масса терпит разрыв ($\pm\infty$).

3. Система уравнений для многокомпонентного параметра щели на разных участках (листах) анизотропной многосвязной ПФ при $T \neq 0$ может быть представлена в виде (см. [13,14])

$$\Delta_i(\omega) = -T \sum_{\omega'} \int d\xi \sum_j \nu_j(\xi) \bar{W}_{ij}(\omega - \omega') F_j(\xi, \omega'), \quad (3)$$

где Δ_i и F_i - усредненные по импульсу k в пределах i -го участка значения СП щели и аномальной функции Грина, $\nu_j(\xi)$ - средние значения плотности состояний на j -том участке ПФ, а \bar{W}_{ij} - матричные элементы запаздывающего межэлектронного взаимодействия, включающие как электрон-фононное взаимодействие (ЭФВ), так и экранированное кулоновское взаимодействие, усредненные по импульсам k и k' в пределах i -го и j -го участков ПФ, соответственно.

Следует заметить, что благодаря относительно низкой концентрации свободных носителей тока в купратных металлооксидных соединениях ($n_0 <$

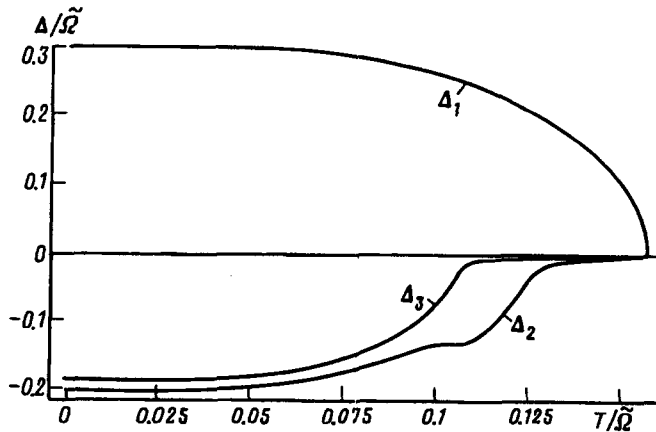


Рис.4. Температурные зависимости положительного $\Delta_1 = \bar{\Delta}_{\Gamma-M}$ и отрицательных $\Delta_2 = \bar{\Delta}_{\Gamma-X}$ и $\Delta_3 = \bar{\Delta}_{\Gamma-Y}$ параметров СП щели при $\bar{\lambda}_{ij} < 0$ и $\bar{\lambda}_{ij}^* < 0$ при $i \neq j$ для следующих значений констант связи: $\bar{\lambda}_{11} = 0.58$, $\bar{\lambda}_{22}^* = 0.45$, $\bar{\lambda}_{33}^* = 0.42$, $\bar{\lambda}_{12}^* = -0.01$, $\bar{\lambda}_{13}^* = -0.01$, $\bar{\lambda}_{21} = -0.0015$, $\bar{\lambda}_{23}^* = -0.021$, $\bar{\lambda}_{31} = -0.001$, $\bar{\lambda}_{32}^* = -0.001$, и при $E_{p1}/\bar{\Omega} = 0.7$. Трехступенчатая зависимость $\Delta_2(T)$ хорошо коррелирует с экспериментальными данными [9] для $|\Delta_{\Gamma-X}|$ (рис.1б)

$< 7 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$) и малым значениям 2D импульса Ферми ($k_F < \pi/a$) можно пренебречь вкладом процессов переброса в ЭФВ и разделить вклады от неполярных (акустических и оптических) фононов и от полярных (дипольно-активных оптических) фононов. Последний можно объединить с экранированным кулоновским отталкиванием, а также с электрон-плазмонным взаимодействием [15,16], обусловленным обменом виртуальными низкочастотными коллективными возбуждениями зарядовой плотности с акустическим законом дисперсии $\omega_q \sim q$ при $q \rightarrow 0$ (акустическими плазмонами [17]), путем введения обобщенной диэлектрической проницаемости кристалла $\bar{\epsilon}(q, \omega)$. В силу соотношения Крамерса-Кронига для величины $\bar{\epsilon}^{-1}(q, \omega)$ суммарная константа электрон-плазмонного взаимодействия и полярного ЭФВ (без учета процессов переброса) равна [18].

$$\lambda_{pi} = -\frac{2}{\pi} \nu(0) \int_0^{\infty} \frac{d\omega}{\omega} \langle V_C(q) \text{Im} \bar{\epsilon}^{-1}(q, \omega) \rangle = \mu_C^{\infty} - \mu_C^0, \quad (4)$$

где $\nu(0)$ – электронная плотность состояний на уровне Ферми, $V_C(q)$ – матричный элемент неэкранированного кулоновского взаимодействия, $\mu_C^{\infty} = \nu(0) \cdot \langle V_C(q)/\epsilon_{\infty}(q) \rangle$ и $\mu_C^0 = \nu(0) \langle V_C(q)/\epsilon_0(q) \rangle$ – безразмерные константы кулоновского отталкивания в области высоких ($\omega \rightarrow \infty$) и низких ($\omega \rightarrow 0$) частот, $\epsilon_{\infty}(q)$ и $\epsilon_0(q)$ – высокочастотная и статическая диэлектрическая проницаемость кристаллической решетки, а угловые скобки $\langle \dots \rangle$ означают усреднение по передаваемому импульсу $q \leq 2k_F$. Из (4) следует, что $\lambda_{pi} < \mu_C^{\infty}$, однако в кристаллах с большой степенью ионной связи, когда $\epsilon_0 \gg \epsilon_{\infty}$, вблизи ПФ происходит почти полная компенсация кулоновского отталкивания эффективным притяжением за счет электрон-плазмонного взаимодействия и полярного ЭФВ [16,] поскольку $\mu_C^0 \ll \mu_C^{\infty}$ и $\lambda_{pi} \approx \mu_C^{\infty}$.

В то же время, в силу локальности неполярного ЭФВ можно пренебречь его вкладом в недиагональные матричные элементы $\bar{W}_{ij} (i \neq j)$, описывающие взаимодействие между электронами с разных участков анизотропной ПФ с большими передаваемыми импульсами ($q \sim \pi/a$). В результате диагональные и недиагональные безразмерные константы связи равны ($i \neq j$)

$$\bar{\lambda}_{ii} \equiv -\nu_i(0)\bar{W}_{ii}(0) = \lambda_{ii}^{ph} + \lambda_{ii}^{pl} - \mu_{ii}; \quad \bar{\lambda}_{ij} \equiv -\nu_j(0)\bar{W}_{ij}(0) = \lambda_{ij}^{pl} - \mu_{ij}, \quad (5)$$

где λ_{ii}^{ph} – константа неполярного ЭФВ, а μ_{ii} и μ_{ij} – кулоновские константы при высоких энергиях $\omega \geq E_{Fi}$ (где E_{Fi} – энергия Ферми на i -том участке), так что $\lambda_{ii}^{pl} < \mu_{ii}$ и $\lambda_{ij}^{pl} < \mu_{ij}$ согласно (4). Отсюда следует, что $\bar{\lambda}_{ij} < 0$, тогда как $\bar{\lambda}_{ii} < 0$, поскольку $|\lambda_{ii}^{pl} - \mu_{ii}| < \lambda_{ii}^{ph}$ (при $\epsilon_0 \gg \epsilon_\infty$ и $\lambda_{ii}^{pl} \approx \mu_{ii}$).

4. Для описания температурной зависимости щели с учетом ее многолепестковой асимметричной структуры типа "бабочка" (рис.3) систему уравнений (3) для трех разных значений параметра Δ_1 , Δ_2 и Δ_3 на "электронных" и "дырочных" участках ПФ, которые соответствуют разным максимумам ("лепесткам") щели в направлениях $\Gamma - M$, $\Gamma - X$ и $\Gamma - Y$, представим в приближении слабой связи в следующем виде:

$$\Delta_1(1 - \bar{\lambda}_{11}L_1) = \Delta_2\bar{\lambda}_{12}^*L_2 + \Delta_3\bar{\lambda}_{13}^*L_3; \quad (6)$$

$$\Delta_2(1 - \bar{\lambda}_{22}^*L_2) = \Delta_1\bar{\lambda}_{21}L_1 + \Delta_3\bar{\lambda}_{23}^*L_3; \quad (7)$$

$$\Delta_3(1 - \bar{\lambda}_{33}^*L_3) = \Delta_1\bar{\lambda}_{31}L_1 + \Delta_2\bar{\lambda}_{32}^*L_2, \quad (8)$$

где

$$L_1 = \frac{1}{2} \int_{-E_{F1}}^{E_{F1}} \frac{d\xi}{\sqrt{\xi^2 + \Delta_1^2}} \sqrt{\frac{E_{F1}}{\xi + E_{F1}}} \text{th} \frac{\sqrt{\xi^2 + \Delta_1^2}}{2T}; \quad L_{2,3} = \int_0^{\bar{\Omega}} \frac{d\xi}{\sqrt{\xi^2 + \Delta_{2,3}^2}} \text{th} \frac{\sqrt{\xi^2 + \Delta_{2,3}^2}}{2T}; \quad (9)$$

$\bar{\Omega}$ – средняя частота спектра связанных (гибридных) фонон-плазмонных колебаний (причем предполагается, что на седловых участках спектра $E_{F1} \leq \bar{\Omega}$), а константы $\bar{\lambda}_{ij}^*$ отличаются от констант $\bar{\lambda}_{ij}$ в (5) заменой μ_{ij} на кулоновские псевдопотенциалы:

$$\mu_{ij}^* = \mu_{ij}[1 + \mu_{ij} \ln(E_{F2}/\bar{\Omega})]^{-1} \quad (j = 2, 3). \quad (10)$$

Заметим, что в работах [10,19] фактически учитывался вклад в куперовское спаривание только от квазиодномерных участков на "берегах" седловин с корневой особенностью плотности состояний, то есть рассматривалось уравнение для щели в виде

$$\Delta_1(1 - \bar{\lambda}_{11}L_1) = 0, \quad (11)$$

из которого при $\bar{\lambda}_{11} > 0$ следует неэкспоненциальная формула для $T_C \approx E_{F1}\bar{\lambda}_{11}^2$. Однако такая модель не может описать многолепестковую структуру щели [4] и особенности ее температурной зависимости [9].

Численное решение системы уравнений (6) – (8) с учетом (9) показало, что при положительных диагональных константах связи ($\bar{\lambda}_{11} > 0$ и $\bar{\lambda}_{ii}^* > 0$ для

$i = 2, 3$), но при отрицательных и малых по абсолютной величине значениях недиагональных констант ($\tilde{\lambda}_{ij} < 0$ и $\tilde{\lambda}_{ij}^* < 0$), что соответствует преобладающему кулоновскому отталкиванию между электронами с разных участков ПФ, положительному значению параметра щели Δ_1 соответствуют отрицательные значения Δ_2 и Δ_3 . При этом температурные зависимости малых щелей Δ_2 и Δ_3 радикально отличаются от стандартной зависимости $\Delta(T)$ в теории БКШ. В частности, для определенных значений недиагональных констант $\tilde{\lambda}_{ij}$ и $\tilde{\lambda}_{ij}^*$ зависимость средней щели Δ_2 от T может иметь ступенчатый характер (см. рис.4) с почти нулевым значением Δ_2 в области $0.8T_C \leq T \leq T_C$, аналогично наблюдавшейся в [9] аномальной температурной зависимости анизотропной щели в направлении $\Gamma - X$ (см. рис.1b). Следует подчеркнуть, что степень анизотропии и характер симметрии СП щели в плоскости $a - b$ в монокристалле $\text{Bi}(2212)$ зависит от температуры благодаря разному поведению параметров $\Delta_i(T)$ при изменении T , в частности, число "лепестков" изменяется от восьми при $0 \leq T \leq 0.5T_C$ до четырех при $0.8T_C \leq T \leq T_C$.

Таким образом, рассмотренная в данной работе модель анизотропного сверхпроводника с многокомпонентным параметром порядка позволяет объяснить многолепестковую структуру СП щели [4] с разными знаками (противоположными фазами) соседних "лепестков" [20] и аномальную (ступенчатую) температурную зависимость параметра щели в некоторых направлениях ЗБ [9] с зависящей от T степенью анизотропии как следствие преобладающего кулоновского отталкивания между электронами на разных участках многосвязной ПФ.

Выражаем благодарность А.В.Семенову за полезные обсуждения результатов экспериментальных работ по наблюдению анизотропии сверхпроводящей щели.

Данная работа была выполнена благодаря поддержке Международного научного фонда Сороса (грант UBL000-200).

-
1. Z.-X.Shen, D.S.Dessau, B.O.Wells et al., Phys. Rev. Lett. **70**, 1553 (1993).
 2. D.S.Dessau, Z.-X.Shen, D.M.King et al., Phys. Rev. Lett. **71**, 2781 (1993).
 3. R.J.Kelley, Jian Ma, G.Quitman et al., Phys. Rev. **B50**, 590 (1994).
 4. H.Ding, J.C.Campuzano, A.F.Bellman et al., Phys. Rev. Lett. **74**, 2784 (1995).
 5. A.J.Millis, H.Monien, and D.Pines, Phys. Rev. **B42**, 167 (1990).
 6. P.Monthoux, A.V.Balatsky, and D.Pines, Phys. Rev. **B46**, 14803 (1992).
 7. P.Monthoux and D.Pines, Phys. Rev. **B47**, 6069 (1993).
 8. Э.А.Пашицкий, Письма в ЖЭТФ **61**, 264 (1995).
 9. Jian Ma, G.Quitmann, R.J.Kelley et al., Physica **C235-240**, 1875 (1994).
 10. A.A.Abrikosov, J.C.Campuzano, and K.Gofron, Physica **C214**, 73 (1993).
 11. D.M.King, Z.-X.Shen, and D.S.Dessau, Phys. Rev. Lett. **73**, 3298 (1994).
 12. K.Gofron, J.C.Campuzano, A.A.Abrikosov et al., Phys. Rev. Lett. **73**, 3302 (1994).
 13. M.L.Cohen, Phys. Rev. **134**, 511 (1964).
 14. А.М.Габович, Э.А.Пашицкий, А.С.Шпигель, ЖЭТФ **77**, 1157 (1979).
 15. H.Froehlich, Phys. Lett. **A26**, 169 (1968); J. Phys. **C1**, 544 (1968).
 16. Э.А.Пашицкий, ЖЭТФ **55**, 2387 (1968); Укр. Физ. Ж. **14**, 1882 (1969).
 17. D.Pines and J.R.Schrieffer, Phys. Rev. **124**, 1387 (1961).
 18. Э.А.Пашицкий, ЖЭТФ **103**, 867 (1993); ФНТ **21**, 995, 1091 (1995).
 19. A.A.Abrikosov, Physica **C214**, 107 (1993); **222**, 191 (1994); **244**, 243 (1995).
 20. M.R.Norman, M.Randeria, H.Ding, and J.C.Campuzano, Phys. Rev. **B52**, 615 (1995).