Спектральная плотность и плотность состояний сверхпроводника в точно решаемой модели псевдощелевого состояния

 Э.З. Кучинский

Институт электрофизики Уральского отделения Российской академии наук,
620016 Екатеринбург, Россия

E-mail: kuchinsk@iep.uran.ru

(Поступила в Редакцию 21 октября 2002 г.)

Изучены особенности электронной спектральной плотности и плотности состояний сверхпроводника в простой, точно решаемой модели псевдощелевого состояния, вызванного флуктуациями диэлектрического ближнего порядка, основанной на модели поверхности Ферми с горячими участками. Рассмотрение проведено для произвольных корреляционных длин ближнего порядка ξ_{corr}. Показано, что учет эффектов несамоусредняемости сверхпроводящего параметра порядка по случайному полю диэлектрических флуктуаций приводит к существенному изменению спектральной плотности и плотности состояний. Сверхпроводящие особенности у этих характеристик сохраняются в широкой области температур выше температуры T_c однородного во всем образце сверхпроводящего перехода.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 02-02-16031), CRDF (грант № REC-005) и Программы фундаментальных исследований Президиума РАН „Квантовая макрофизика", а также в рамках проекта Минпромнауки „Исследование коллективных и квантовых эффектов в конденсированных средах" и договора № 7/02 с ИФМ УрО РАН.

Псевдощелевое состояние [1,2], наблюдаемое в широкой области фазовой диаграммы ВТСП на основе оксидов меди, приводит к многочисленным аномалиям их свойств как в нормальном, так и в сверхпроводящем состоянии. Существует два основных теоретических сценария для объяснения этих аномалий. Один из них основан на модели формирования куперовских пар выше температуры сверхпроводящего перехода [3]. Другой, с нашей точки зрения более предпочтительный, предполагает, что псевдощелевое состояние обусловлено сильным рассеянием носителей тока на развитых флуктуациях ближнего порядка „диэлектрического" типа (антиферромагнитного (AFM) или волн зарядовой плотности (CDW)) [2]. Это рассеяние приводит к существенной „неферми-жидкостной" перестройке электронного спектра в определенных областях импульсного пространства вблизи поверхности Ферми, около так называемых горячих точек или вблизи горячих (плоских) участков на этой поверхности [2].

В большинстве теоретических работ исследуется влияние псевдощели на свойства системы в нормальном состоянии, и лишь незначительная их часть рассматривает особенности сверхпроводимости в псевдощелевом состоянии [4–7]. В частности, в [5] была рассмотрена сверхпроводимость в простой, точно решаемой модели псевдощелевого состояния, основанной на модели поверхности Ферми двумерной системы с горячими участками [4]. При этом использовалось точное решение для псевдощели, полученное ранее [8] для одномерного случая, в пределе очень больших корреляционных длин флуктуаций диэлектрического ближнего порядка. Использование в [7] точно решаемой модели псевдощели, предложенной в работе Бартоша и Копица [9], позволило обобщить результаты [5] на случай произвольных корреляционных длин. В этих работах было показано, что сверхпроводящая щель, усредненная по флуктуациям ближнего порядка, вообще говоря, отлична от нуля и в области температур, превышающих среднеполевую температуру сверхпроводящего перехода T_c, соответствующую, согласно [5], возникновению однородного сверхпроводящего состояния во всем образце. На этом основании в [5,7] был сделан вывод о том, что в области температур $T > T_c$ в системе возникают сверхпроводящие „капли". Этот эффект связывался в [5] с отсутствием самоусредняемости сверхпроводящего параметра порядка (щели) в условиях, когда корреляционная длина флуктуаций ближнего порядка ξ_{corr} превышает длину когерентности теории сверхпроводимости ξ_0 (размер куперовских пар). Однако в [7] было показано отсутствие полной самоусредняемости сверхпроводящей щели даже при $\xi_{\mathrm{corr}} < \xi_0$, что противоречит ожиданиям стандартного подхода [2,6].

Отсутствие самоусредняемости, проявляющееся в возникновении сильных флуктуаций щели, способно сильно изменить многие физические свойства в сверхпроводящей фазе. В частности, сверхпроводящий отклик может проявляться и при температурах выше T_c. Подобное поведение демонстрируют, например, спектральная плотность и плотность состояний в пределе очень больших корреляционных длин диэлектрического ближнего порядка [5]. Аномалии в поведении спектральной плотности и плотности состояний в сверхпроводящей фазе наблюдаются и экспериментально [1,2].

Целью настоящей работы является исследование поведения спектральной плотности и плотности состояний сверхпроводника с учетом эффектов несамоусредняемости сверхпроводящей щели в рамках упомянутой выше простой модели псевдощелевого состояния, развитой для описания сверхпроводимости в [7].

1. Простая модель псевдощелевого состояния

Будем рассматривать одномерное движение электрона в периодическом поле вида

$$V(x) = 2D\cos(Qx + \phi), \tag{1}$$

где $Q = 2p_{\mathrm{F}} - k$; p_{F} — импульс Ферми; $k \ll p_{\mathrm{F}}$ — некоторая „отстройка“ от выделенного вектора рассеяния $2p_{\mathrm{F}}$, подразумевающего несоизмеримый характер соответствующих флуктуаций. Электронный спектр выберем в линеаризованном вблизи уровня Ферми виде

$$\xi_1 \equiv \xi_p = v_{\mathrm{F}}\big(|p| - p_{\mathrm{F}}\big), \quad \xi_{p-2p_{\mathrm{F}}} = -\xi_p \quad (\text{нестинг}),$$

$$\xi_2 \equiv \xi_{p-Q} = -\xi_p - v_{\mathrm{F}}k \equiv -\xi_p - \eta, \tag{2}$$

где введена переменная $\eta = v_{\mathrm{F}}k$ (v_{F} — скорость Ферми), которая будет широко использоваться далее.

В двухволновом приближении обычной зонной теории одноэлектронные функции Грина, как диагональные, соответствующие переходу $p \to p$ и $p - Q \to p - Q$, так и недиагональные, соответствующие перебросу $p \to p - Q$ и $p - Q \to p$, фактически образуют матрицу и в мацубаровском представлении имеют вид

$$g_{11} = \frac{i\varepsilon_n - \xi_2}{(i\varepsilon_n - \xi_1)(i\varepsilon_n - \xi_2) - D^2},$$

$$g_{12} = \frac{De^{-i\phi}}{(i\varepsilon_n - \xi_1)(i\varepsilon_n - \xi_2) - D^2},$$

$$g_{21} = \frac{De^{i\phi}}{(i\varepsilon_n - \xi_1)(i\varepsilon_n - \xi_2) - D^2},$$

$$g_{22} = \frac{i\varepsilon_n - \xi_1}{(i\varepsilon_n - \xi_1)(i\varepsilon_n - \xi_2) - D^2}. \tag{3}$$

В дальнейшем будем рассматривать весьма специфическую модель беспорядка [9], в которой случайным считается вектор k отстройки, причем его функция распределения задается в виде лоренциана[1]

$$\mathscr{P}_k(k) = \frac{1}{\pi}\frac{\kappa}{k^2 + \kappa^2}, \tag{4}$$

соответствующее распределение для переменной η

$$\mathscr{P}_\eta(\eta) = \frac{1}{\pi}\frac{v_{\mathrm{F}}\kappa}{\eta^2 + (v_{\mathrm{F}}\kappa)^2}, \tag{5}$$

где $\kappa \equiv \xi_{\mathrm{corr}}^{-1}$. Фаза ϕ в (1) также считается случайной и распределенной однородно на интервале от 0 до 2π,

$$\mathscr{P}_\phi(\phi) = \begin{cases} \frac{1}{2\pi}, & 0 \le \phi \le 2\pi, \\ 0 & \text{для остальных значений.} \end{cases} \tag{6}$$

[1] Фактически речь здесь идет об определенной модели фазовых флуктуаций поля (1).

У поля (1) может флуктуировать не только фаза, но и амплитуда D. Распределение амплитуды выбираем в виде распределения Рэлея [8–10]

$$\mathscr{P}_D(D) = \frac{2D}{W^2}\exp\left(-\frac{D^2}{W^2}\right), \tag{7}$$

где W определяет энергетическую ширину псевдощели.

Если поле (1) создается флуктуациями какого-либо диэлектрического параметра порядка (например, CDW или AFM), то распределение (7) может соответствовать его гауссовым флуктуациям в области достаточно высоких температур [8,11,12]. При понижении температуры ниже некоторой характерной даже до появления в системе дальнего порядка флуктуации амплитуды вымораживаются (ср. [3,13]) и можно просто считать $D = W$, тогда как флуктуации фазы существуют вплоть до самых низких температур. Поэтому в дальнейшем будем рассматривать два режима диэлектрических флуктуаций: высокотемпературный, когда флуктуируют и амплитуда, и фаза; низкотемпературный, когда флуктуации амплитуды выморожены.

Фурье-образ корреляционной функции полей (1) в разных точках $\langle V(x)V(x')\rangle$ в низкотемпературном режиме флуктуаций имеет вид характерного лоренциана, определяющего эффективное взаимодействие электрона с флуктуациями ближнего порядка [2],

$$V_{\mathrm{eff}}(q) = 2D^2\left\{\frac{\kappa}{(q - 2p_{\mathrm{F}})^2 + \kappa^2} + \frac{\kappa}{(q + 2p_{\mathrm{F}})^2 + \kappa^2}\right\}. \tag{8}$$

В высокотемпературном режиме учет флуктуаций амплитуды приводит лишь к замене в (8) D на W. Случайное поле именно с такой корреляционной функцией рассматривалось в ряде работ [8,10–12,14] по диэлектрической псевдощели. Однако там предполагалось, что это поле является гауссовым. Рассматриваемое здесь случайное поле $V(x)$ гауссовым в общем случае не является [9].

Функция Грина в такой модели определяется усреднением g_{11} с распределениями (4) и (6) в низкотемпературном режиме флуктуаций [7,9], что дает

$$G(i\varepsilon_n, p) = \frac{i\varepsilon_n + \xi_p + iv_{\mathrm{F}}\kappa}{(i\varepsilon_n - \xi_p)(i\varepsilon_n + \xi_p + iv_{\mathrm{F}}\kappa) - D^2}, \tag{9}$$

и дополнительным усреднением по амплитуде с распределением (7) в высокотемпературном режиме

$$G(i\varepsilon_n, p) = \int_0^\infty dD\,\mathscr{P}_D(D) \times \frac{i\varepsilon_n + \xi_p + iv_{\mathrm{F}}\kappa}{(i\varepsilon_n - \xi_p)(i\varepsilon_n + \xi_p + iv_{\mathrm{F}}\kappa) - D^2}. \tag{10}$$

В пределе больших корреляционных длин флуктуаций поля (1), т.е. при $\xi_{\text{corr}} \to \infty$ ($\kappa \to 0$), решение (10) совпадает с найденным в работах [8] для случая гауссова случайного поля. В [9,12] было показано, что плотность состояний, соответствующая функции Грина (10), обладает характерной размытой псевдощелью в окрестности уровня Ферми, причем значения плотности состояний количественно весьма близки [9,12,15] (для несоизмеримого случая практически при всех энергиях) к значениям, найденным в [10], а также к результатам точного численного моделирования задачи с гауссовым случайным полем, проведенного в [16–18].

Обобщение на случай двумерной электронной системы, характерной для ВТСП-купратов, может быть проведено в модели поверхности Ферми с горячими участками, рассматривавшейся в работах [4–6]. При этом предполагается, что в системе существуют две назависимые системы флуктуаций типа (1), ориентированные вдоль ортогональных осей x и y, с которыми сильно взаимодействуют только электроны с плоских (горячих) участков двумерной поверхности Ферми, ортогональных этим осям. Двумерный потенциал, в котором движется электрон, считаем факторизованным по этим направлениям: $V(x,y) = V(x)V(y)$ [4–6]. В такой модели различные характеристики, определяющиеся интегралами по поверхности Ферми, состоят из аддитивных вкладов горячих и холодных участков. Псевдощелевая перестройка электронного спектра происходит лишь на горячих участках, относительная доля которых на поверхности Ферми составляет α, тогда как на холодных участках, относительная доля которых равна $1-\alpha$, сохраняется ферми-жидкостное поведение [2].

Эта картина находится в качественном согласии с многочисленными ARPES-экспериментами на недодопированных ВТСП-купратах [1,2], которые показывают, что псевдощелевые аномалии возникают в окрестности точки $(0,\pi)$ в зоне Бриллюэна и исчезают при переходе к ее диагонали. Наличие плоских участков на поверхности Ферми ВТСП-купратов также достаточно надежно наблюдалось в ARPES-экспементах нескольких независимых групп [2].

2. Сверхпроводимость в псевдощелевом состоянии

В работе [7] анализировалась сверхпроводимость в рассматриваемой модели псевдощелевого состояния. В дальнейшем изложении будем в основном придерживаться подхода этой работы. Рассмотрение сверхпроводимости в системе с псевдощелью, вызванной флуктуациями ближнего порядка диэлектрического типа, будем вести в рамках простейшего предположения о наличии взаимодействия типа БКШ, которое, как обычно, считается константой V в слое шириной $2\omega_c$ в окрестности уровня Ферми (ω_c — характерная частота квантов, обеспечивающих притяжение электронов). В настоящей работе, как и в [7], ограничимся рассмотрением только спаривания s-типа. Анализ случая d-спаривания, характерного для ВТСП-купратов, принципиальных трудностей не вызывает, однако наличие в этом случае угловой зависимости (анизотропии) сверхпроводящей щели приводит [4,5] к необходимости дополнительного интегрирования, что существенно увеличивает время численного счета, не меняя основных качественных выводов.

На холодных участках поверхности Ферми сверхпроводимость описывается стандартными уравнениями теории БКШ. Для горячих участков в работе [7] на функциях Грина (3) нормального состояния была построена система уравнений Горькова и получены нормальная и аномальная функции Грина при конкретной реализации случайного поля (1) (т.е. при определенных η и D)

$$G(\varepsilon_n, p) = -\frac{1}{\mathrm{Det}}\Big\{(i\varepsilon_n+\xi_p)\big[\varepsilon_n^2+(\xi_p+\eta)^2+D^2+\Delta^2\big]+D^2\eta\Big\},$$

$$F^+(\varepsilon_n, p) = -\frac{1}{\mathrm{Det}}\,\Delta^*\big[\varepsilon_n^2+(\xi_p+\eta)^2+D^2+\Delta^2\big], \quad (11)$$

где

$$\mathrm{Det} = (\varepsilon_n^2+\xi_p^2+D^2+\Delta^2)\big(\varepsilon_n^2+(\xi_p+\eta)^2+D^2+\Delta^2\big)-\eta^2D^2.$$

Сверхпроводящая щель определяется как обычно:

$$\Delta^* = VT\sum_{np} F^+(\varepsilon_n, p). \quad (12)$$

Из (11) и (12) получаем уравнение для сверхпроводящей щели $\Delta(\eta, D)$ при фиксированных значениях η и D [7]

$$1 = 2\pi\lambda T\sum_{n=0}^{\left[\frac{\omega_c}{2\pi T}\right]}\left\{\alpha\mathscr{F}+\frac{1-\alpha}{\tilde{\varepsilon}_n}\right\}, \quad (13)$$

где первое слагаемое соответствует вкладу горячих участков с относительной долей α,

$$\mathscr{F} = \frac{1}{\pi\Delta^*}\int_{-\infty}^{\infty} d\xi_p F^+(\varepsilon_n, \xi_p)$$
$$= \frac{1}{\sqrt{2}}\left\{\sqrt{\left(\tilde{\varepsilon}_n^2+D^2+\frac{\eta^2}{4}\right)^2-\eta^2D^2}+\tilde{\varepsilon}_n^2+D^2-\frac{\eta^2}{4}\right\}^{-1/2}$$
$$\times\left\{1+\frac{\tilde{\varepsilon}_n^2+D^2+\frac{\eta^2}{4}}{\sqrt{\left(\tilde{\varepsilon}_n^2+D^2+\frac{\eta^2}{4}\right)^2-\eta^2D^2}}\right\}. \quad (14)$$

Второе слагаемое в (13) дает стандартный вклад БКШ от холодных участков, составляющих долю $1-\alpha$ на поверхности Ферми; $\lambda = N_0(0)V$ — безразмерная константа спаривательного взаимодействия ($N_0(0)$ — плотность состояний свободных электронов на уровне Ферми); $\tilde{\varepsilon}_n = \sqrt{\varepsilon_n^2+\Delta^2}$.

Полученная в явном виде численная зависимость $\Delta(\eta, D)$ позволяет [7] найти усредненную с распределениями (5) и (для высокотемпературного режима флуктуаций) (7) сверхпроводящую щель $\langle\Delta\rangle$, не делая стандартного предположения о самоусредняемости сверхпроводящего параметра порядка.

В большинстве работ по сверхпроводимости в неупорядоченных системах рассмотрение ведется в предположении самоусредняемости, когда сверхпроводящая щель Δ считается фактически величиной Δ_{mf}, не зависящей от случайных характеристик поля (в нашей модели это η и D). В этом случае среднеполевая щель[2] Δ_{mf} определяется уравнением

$$\Delta^*_{\mathrm{mf}} = VT \sum_{np} \left\langle F^+_{\Delta=\Delta_{\mathrm{mf}}}(\varepsilon_n, p) \right\rangle. \qquad (15)$$

Угловые скобки означают усреднение по η и D (в высокотемпературном режиме) с распределениями (5) и (7), а в выражении (11) для $F^+(\varepsilon_n, p)$ полагаем, что Δ равна Δ_{mf}. Уравнения для Δ_{mf} в обоих режимах флуктуаций для данной модели псевдощелевого состояния приведены в работе [7]. Там же показано, что усредненная по флуктуациям ближнего порядка сверхпроводящая щель $\langle\Delta\rangle$ может существенно отличаться от среднеполевой Δ_{mf}. В частности, $\langle\Delta\rangle$ отлична от нуля и в области температур, превышающих среднеполевую температуру сверхпроводящего перехода T_c, соответствующую, согласно предположению, высказанному в работах [5,7], возникновению однородного сверхпроводящего состояния во всем образце. В области $T > T_c$ сверхпроводящая фаза, по-видимому, может существовать в виде отдельных областей („капель"), возникающих из-за случайных флуктуаций локальной плотности электронных состояний.

Несамоусредняемость сверхпроводящего параметра порядка оказывает, как показано далее, существенное влияние на поведение в сверхпроводящей фазе электронной спектральной плотности и туннельной плотности состояний [5].

3. Спектральная плотность и плотность состояний

Спектральная плотность определяется стандартным образом

$$A(E, \xi_p) = -\frac{1}{\pi} \operatorname{Im} G^R(E, \xi_p). \qquad (16)$$

В выражении (11) для нормальной функции Грина перейдем от мацубаровских частот к действительным $i\varepsilon_n \to E + i\delta$. Тогда в окрестности горячих участков поверхности Ферми спектральная плотность для конкретных реализаций η и D имеет вид

$$\begin{aligned} A_{\eta D}(E, \xi_p) &= -\operatorname{sign}(E) \\ &\times \frac{(E+\xi_p)\big(-E^2 + (\xi_p+\eta)^2 + D^2 + \Delta^2\big) + D^2\eta}{2\eta\sqrt{(\xi_p+\eta/2)^2 + D^2}} \\ &\times \left[\delta\left(\left(\sqrt{\left(\xi_p + \frac{\eta}{2}\right)^2 + D^2} + \frac{\eta}{2}\right)^2 + \Delta^2 - E^2\right)\right. \\ &\left. - \delta\left(\left(\sqrt{\left(\xi_p + \frac{\eta}{2}\right)^2 + D^2} - \frac{\eta}{2}\right)^2 + \Delta^2 - E^2\right)\right]. \qquad (17) \end{aligned}$$

В низкотемпературном режиме диэлектрических флуктуаций, когда амплитуда диэлектрической щели заморожена, флуктуирует лишь фаза η, по которой необходимо провести усреднение с распределением (5). Усредненная спектральная плотность на поверхности Ферми ($\xi_p = 0$) есть

$$\begin{aligned} A_D(E, 0) &= -\int_{-\infty}^{\infty} d\eta \mathscr{P}_\eta(\eta)|E| \frac{-E^2 + \eta^2 + D^2 + \Delta^2}{2\eta\sqrt{(\eta/2)^2 + D^2}} \\ &\times \left[\delta(f_+^2 - E^2) - \delta(f_-^2 - E^2)\right], \qquad (18) \end{aligned}$$

$$f_\pm^2 = \left(\sqrt{\left(\frac{\eta}{2}\right)^2 + D^2} \pm \frac{\eta}{2}\right)^2 + \Delta^2. \qquad (19)$$

Следует учесть, что сама сверхпроводящая щель, входящая в (18), также флуктуирует, т. е. зависит от η и D. Зависимость $\Delta(\eta, D)$ определяется численным образом из уравнения (13). При этом оказывается, что f_+ растет с увеличением η для $\eta > 0$ и минимальна при $\eta = 0$ $\left(f_+ = \sqrt{D^2 + \Delta^2(0, D)}\right)$. Величина f_- падает с ростом η при $\eta \ll D$ и $\eta \gg D$, однако может иметь локальный максимум $f_{\max}$ при $\eta/2 \sim D$, соответствующих максимуму $\Delta(\eta, D)$. В этом случае функция $f_-(\eta)$ имеет также минимум $f_{\min}$. На рис. 1, a приведены характерные зависимости f_+, f_- и Δ от η при фиксированных D, на рис. 1, b показаны зависимости $f_{\max}$, $f_{\min}$ и $\sqrt{D^2 + \Delta^2(0, D)}$ от D.

При $E > \sqrt{D^2 + \Delta^2(0, D)}$ вклад в (18) вносит только первая δ-функция, аргумент которой имеет единственный (в случае $E > 0$) корень η_0 $\left(f_+(\eta_0) = E\right)$, который находился численно

$$\begin{aligned} A_D(E, 0) &= -|E| \frac{-E^2 + \eta_0^2 + D^2 + \Delta^2(\eta_0, D)}{\eta_0\sqrt{(\eta_0/2)^2 + D^2}} \\ &\times \frac{\mathscr{P}_\eta(\eta_0)}{\left|df_+^2/d\eta\right|_{\eta=\eta_0}}. \qquad (20) \end{aligned}$$

[2] Подчеркнем, что речь идет о среднеполевом приближении по отношению к усреднению по флуктуациям случайного поля. Среднеполевое приближение в обычном термодинамическом смысле используется нами во всех уравнениях, что подразумевается в рамках теории БКШ.

При $E < \sqrt{D^2 + \Delta^2(0, D)}$ вклад в (18) вносит только вторая δ-функция, которая может иметь несколько корней, если $f_{\min} < E < f_{\max}$, и вообще не иметь корней (при этом спектральная плотность равна нулю) при $E < \min(f_{\min}; \Delta_0)$ (Δ_0 — щель в отсутствие диэлектрических флуктуаций),

$$A_D(E, 0) = -|E| \sum_i \frac{-E^2 + \eta_i^2 + D^2 + \Delta^2(\eta_i, D)}{\eta_0 \sqrt{(\eta_i/2)^2 + D^2}} \times \frac{\mathscr{P}_\eta(\eta_i)}{|df_-^2/d\eta|_{\eta=\eta_i}}, \tag{21}$$

η_i — корни уравнения $f_-(\eta) = E$.

Следует отметить, что при $E = f_{\min}$; $f_{\max}$; Δ_0 спектральная плотность расходится, так как производная $df_-^2/d\eta$, стоящая в знаменателе (21), в точках максимума и минимума f_-, а также при $\eta \to \infty$, что соответствует $E = \Delta_0$ (рис. 1, a), обращается в нуль.

Таким образом, в низкотемпературном режиме диэлектрических флуктуаций при достаточно малых амплитудах D (пока $f_-(\eta)$ имеет минимум и максимум) в спектральной плотности, поведение которой показано[3] на рис. 2, имеются три пика, соответствующие $E = f_{\min}, f_{\max}, \Delta_0$. Один из пиков приходится на край щели в спектральной плотности, которая наблюдается при $E < \min(f_{\min}; \Delta_0)$. При достаточно больших D минимум и максимум $f_-(\eta)$ пропадают (рис. 1, b) и расходимость в спектральной плотности наблюдается лишь у края щели при $E = \Delta_0$. Однако, хотя максимум на кривой $f_-(\eta)$ и отсутствует, существенное

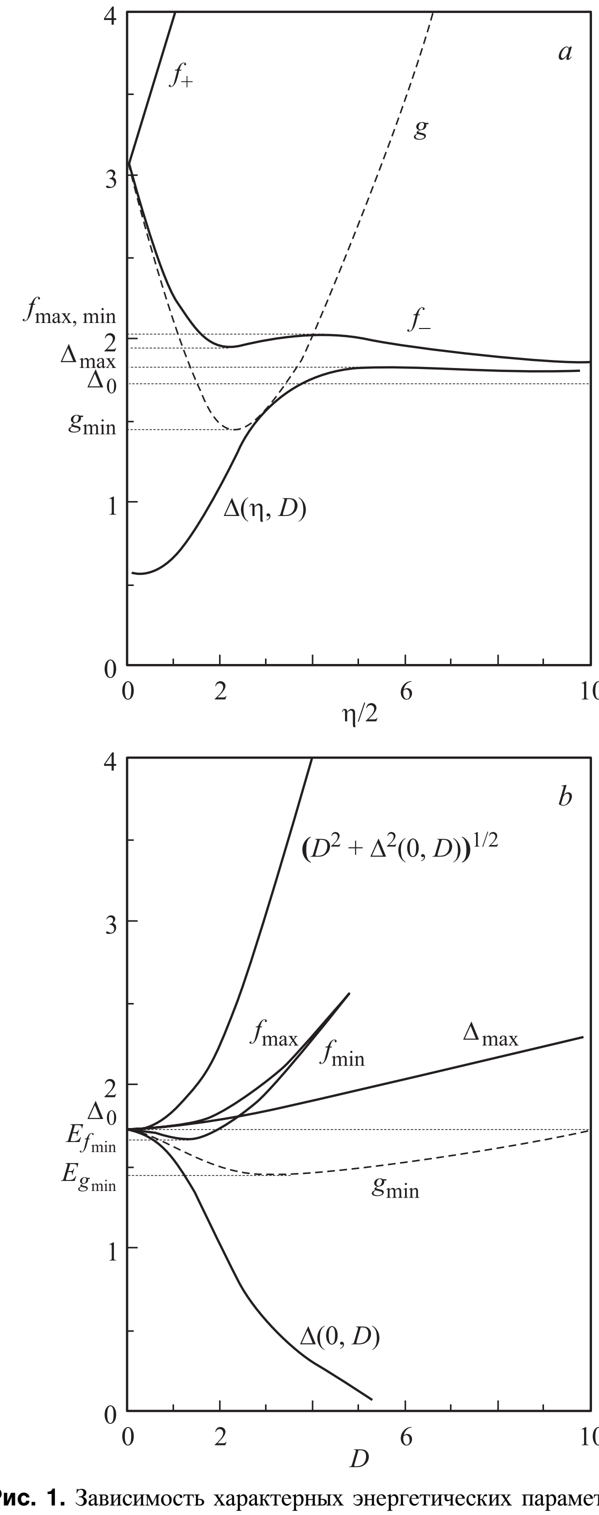

Рис. 1. Зависимость характерных энергетических параметров от фазы η (a) и амплитуды D (b) случайного поля диэлектрических флуктуаций. Все энергетичкеские величины приведены в единицах T_{c0}. При расчете принималось $T/T_{c0} = 0.1$, $\lambda = 0.2$, $\alpha = 2/3$.

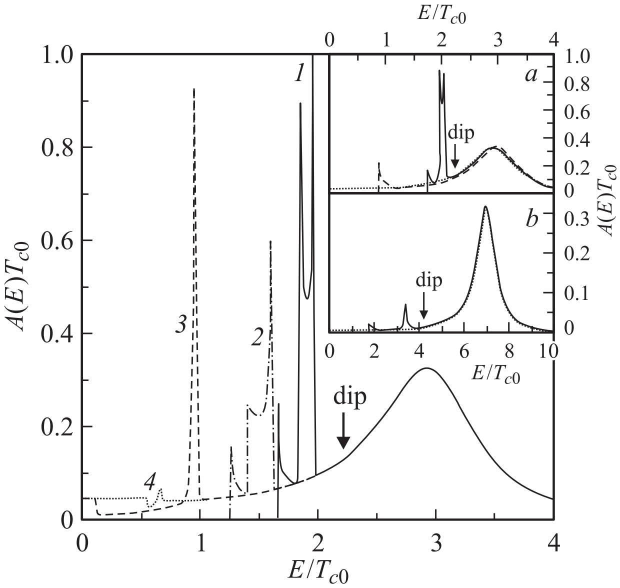

Рис. 2. Спектральная плотность в низкотемпературном режиме диэлектрических флуктуаций. $D/T_{c0} = 3$, $v_F\kappa/T_{c0} = 1$, $T_c/T_{c0} = 0.52$. $T/T_{c0} = 0.52$ (*1*), 0.8 (*2*), 1.01 (*3*), 1.05 (*4*). На вставке a: $D/T_{c0} = 3$, $v_F\kappa/T_{c0} = 1$, $T/T_{c0} = 0.1$; штриховая линия — приближение самоусредняемости сверхпроводящей щели; пунктир (здесь и далее) — чисто псевдощелевое поведение в нормальной фазе. На вставке b: $D/T_{c0} = 7$, $v_F\kappa/T_{c0} = 1$, $T/T_{c0} = 0.1$.

[3] Далее при расчетах принимается $\lambda = 0.2$, $\alpha = 2/3$.

уменьшение $df_-/d\eta$ при η вблизи максимума $\Delta(\eta, D)$ остается, поэтому в спектральной плотности появляется существенный дополнительный пик (см. вставку b на рис. 2). При повышении температуры выше T_{c0} щель в спектральной плотности и пик, соответствующий $E = \Delta_0$, пропадают, но остается пик, соответствующий $E = f_{\max}$. При переходе через среднеполевую температуру сверхпроводящего перехода T_c поведение спектральной плотности качественно не изменяется.

В высокотемпературном режиме флуктуаций, когда существенны и флуктуации амплитуды диэлектрической щели D, по ним также необходимо произвести усреднение с распределением (7)

$$A(E,0) = \int_0^\infty dD\,\mathscr{P}_D(D)A_D(E,0). \tag{22}$$

Поведение спектральной плотности в высокотемпературном режиме приведено на рис. 3. Щель в спектральной плотности имеет место при $E < E_{f\,\min} < \Delta_0$, где $E_{f\,\min} = \min\left(f_{\min}(D)\right)$ (рис. 1, b). При $E = \Delta_0$ в спектральной плотности наблюдается расходимость, так как $A_D(E,0)$ расходится в этой точке при любом D. При увеличении температуры выше T_{c0} щель и пик в спектральной плотности пропадают, но незначительные отличия от чисто псевдощелевого поведения наблюдаются даже выше T_{c0}. В данной модели псевдощелевого состояния уменьшение корреляционной длины ξ_{corr} (увеличение κ) приводит в высокотемпературном режиме флуктуаций к сильному размытию псевдощели в спектральной плотности, поэтому при выбранных для расчетов параметрах ($W/T_{c0} = 3$, $\kappa/T_{c0} = 1$ и соответственно $T_c/T_{c0} = 0.61$) псевдощелевой максимум слабо выражен и сверхпроводящий пик накладывается на него. При увеличении ширины псевдощели и корреляционной длины возможна ситуация, когда сверхпроводящий пик и псевдощелевой максимум разнесены[4] (вставка b на рис. 3). В этом случае после главного пика спектральной плотности возникает характерный провал („dip“)[5]. Подобный провал наблюдался в ARPES-экспериментах [1,2], а его интерпретация до сих пор вызывает дискуссии.

В предположении самоусредняемости сверхпроводящего параметра порядка сверхпроводящая щель не зависит от случайных параметров η и D и равна среднеполевой щели Δ_{mf}, полученной из уравнения (15) в работе [7]. Выполнив в (18) в интеграле по η со второй δ-функцией замену переменных $\eta \to -\eta$, получаем под интегралом одну δ-функцию $\delta(f_+^2 - E^2)$, единственный корень которой есть

$$\eta = \frac{E^2 - \Delta_{\mathrm{mf}}^2 - D^2}{\sqrt{E^2 - \Delta_{\mathrm{mf}}^2}}. \tag{23}$$

[4] В данной модели псевдощели подобное поведение наблюдается при параметрах ($W/T_{c0} = 7$, $\kappa/T_{c0} = 0.1$), приводящих к нереалистично сильному подавлению критической температуры ($T_c/T_{c0} \approx 0.1$).

[5] В низкотемпературном режиме диэлектрических флуктуаций соответствующий провал в спектральной плотности (рис. 2) выражен даже более ярко, однако появляется несколько пиков, не наблюдаемых в ARPES-экспериментах.

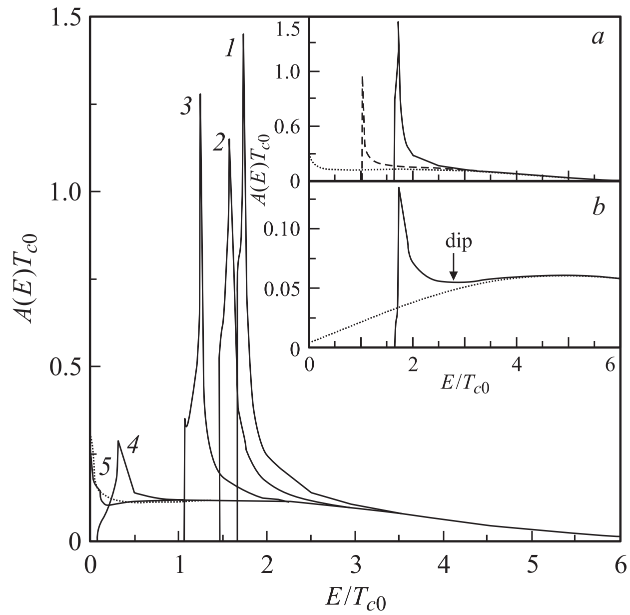

Рис. 3. Спектральная плотность в высокотемпературном режиме диэлектрических флуктуаций. $W/T_{c0} = 3$, $\kappa/T_{c0} = 1$, $T_c/T_{c0} = 0.61$. $T/T_{c0} = 0.1$ (*1*), 0.61 (*2*), 0.8 (*3*), 0.99 (*4*), 1.01 (*5*). На вставке a: $W/T_{c0} = 3$, $v_{\mathrm{F}}\kappa/T_{c0} = 1$, $T/T_{c0} = 0.1$; штриховая линия — приближение самоусредняемости сверхпроводящей щели. На вставке b: $W/T_{c0} = 7$, $v_{\mathrm{F}}\kappa/T_{c0} = 0.1$, $T/T_{c0} = 0.1$.

Тогда в предположении самоусредняемости сверхпроводящего параметра порядка в низкотемпературном режиме флуктуаций спектральная плотность примет вид

$$A_{D\mathrm{mf}}(E,0) = \frac{1}{\pi}\,\frac{\kappa}{(E^2 - \Delta_{\mathrm{mf}}^2 - D^2)^2 + \kappa^2(E^2 - \Delta_{\mathrm{mf}}^2)} \times \frac{|E|\,D^2}{\sqrt{E^2 - \Delta_{\mathrm{mf}}^2}}. \tag{24}$$

В высокотемпературном режиме флуктуаций необходимо произвести усреднение и по случайной амплитуде D

$$A_{\mathrm{mf}}(E,0) = \int_0^\infty dD\,\mathscr{P}_D(D)A_{D\mathrm{mf}}(E,0). \tag{25}$$

Поведение спектральной плотности при стандартном предположении самоусредняемости сверхпроводящей щели в низко- и высокотемпературном режимах диэлектрических флуктуаций приведено на вставках a на рис. 2 и 3 соответственно. Учет флуктуаций сверхпроводящей щели приводит к существенному изменению поведения спектральной плотности в обоих режимах.

Плотность состояний в данной модели состоит из аддитивных вкладов от холодных и горячих участков. При конкретной реализации случайного поля (η и D)

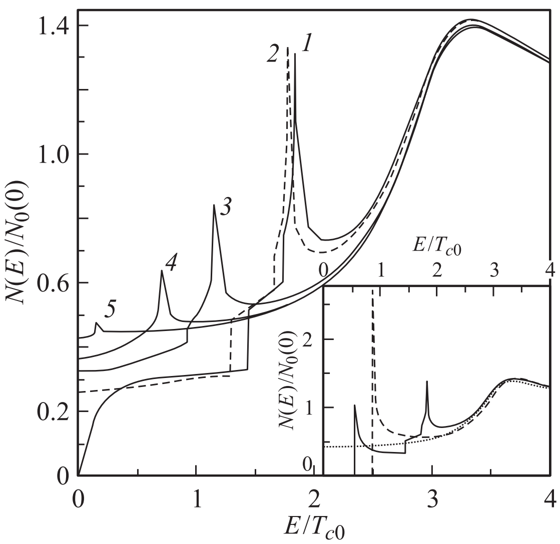

Рис. 4. Плотность состояний в низкотемпературном режиме диэлектрических флуктуаций. $D/T_{c0} = 3$, $v_F\kappa/T_{c0} = 1$, $T_{cc}/T_{c0} = 0.33$, $T_c/T_{c0} = 0.52$. $T/T_{c0} = 0.33$ (*1*), 0.52 (*2*), 0.9 (*3*), 1 (*4*), 1.01 (*5*). На вставке: $D/T_{c0} = 3$, $v_F\kappa/T_{c0} = 1$, $T/T_{c0} = 0.1$; штриховая линия — приближение самоусредняемости сверхпроводящей щели.

плотность состояний имеет вид

$$N_{\eta D}(E) = -\frac{1}{\pi}\sum_p \operatorname{Im} G^R = \alpha N_0(0) \times \int_{-\infty}^{\infty} d\xi_p A_{\eta D}(E,\xi_p) + (1-\alpha)N_{\mathrm{BCS}}(E). \quad (26)$$

На холодных участках, доля которых составляет $1-\alpha$, взаимодействия с диэлектрическими флуктуациями нет. Нормальная функция Грина и вклад в плотность состояний $N_{\mathrm{BCS}}(E)$ имеют стандартный для БКШ вид со щелью, зависящей от η и D,

$$N_{\mathrm{BCS}}(E) = N_0(0)\,\frac{|E|}{\sqrt{E^2-\Delta^2(\eta,D)}}\,\theta\big(E^2-\Delta^2(\eta,D)\big). \quad (27)$$

На горячих участках $A_D(E,\xi_p)$ определяется выражением (18). Интеграл по ξ_p в (26) берется, и в низкотемпературном режиме флуктуаций усредненная плотность состояний равна

$$\frac{N_D(E)}{N_0(0)} = \int_{-\infty}^{\infty} d\eta\,\mathscr{P}_\eta(\eta)\,\frac{|E|}{\tilde\varepsilon}\,\theta\big(E^2-\Delta^2(\eta,D)\big) \times\left[\alpha\,\frac{|\tilde\varepsilon+\eta/2|}{\sqrt{(\tilde\varepsilon+\eta/2)^2-D^2}}\,\theta\big(|\tilde\varepsilon+\eta/2|-D\big)+(1-\alpha)\right], \quad (28)$$

где $\tilde\varepsilon = \sqrt{E^2-\Delta^2(\eta,D)}$.

Если предположить самоусредняемость сверхпроводящего параметра порядка (т.е. $\Delta = \Delta_{\mathrm{mf}}$ и не зависит от η и D), в низкотемпературном режиме флуктуаций выражение (28) можно переписать в виде

$$\frac{N_{D\mathrm{mf}}(E)}{N_0(0)} = \frac{|E|}{\tilde\varepsilon}\,\theta(E^2-\Delta_{\mathrm{mf}}^2) \times\left[\alpha\left(\int_{D-\tilde\varepsilon}^{\infty} d\eta\,\mathscr{P}_\eta(\eta)\,\frac{|\tilde\varepsilon+\eta/2|}{\sqrt{(\tilde\varepsilon+\eta/2)^2-D^2}} + \int_{-\infty}^{-D-\tilde\varepsilon} d\eta\,\mathscr{P}_\eta(\eta)\,\frac{|\tilde\varepsilon+\eta/2|}{\sqrt{(\tilde\varepsilon+\eta/2)^2-D^2}}\right)+1-\alpha\right], \quad (29)$$

где теперь $\tilde\varepsilon = \sqrt{E^2-\Delta_{\mathrm{mf}}^2}$.

Поведение плотности состояний в низкотемпературном режиме диэлектрических флуктуаций приведено на рис. 4. Учет эффектов несамоусредняемости сверхпроводящего параметра порядка качественно изменяет поведение плотности состояний (см. вставку на рис. 4). Щель в плотности состояний наблюдается при $E < \Delta(0,D) < \Delta_{\mathrm{mf}}$. Введем характерную температуру T_{cc}, соответствующую обращению в нуль $\Delta(0,D)$. При увеличении температуры выше T_{cc} щель в плотности состояний пропадает. Плотность состояний качественно не изменяется при переходе через среднеполевую температуру сверхпроводящего перехода T_c. Введем величину $g(\eta) = \sqrt{(D-\eta/2)^2+\Delta^2(\eta,D)}$, поведение которой показано на рис. 1, *a*. Она имеет минимум $g_{\min}$ при $\eta/2 \sim D$. При $\Delta(0,D) < E < \min(g_{\min};\Delta_0)$ вклад в плотность состояний вносят только холодные участки (второе слагаемое в (28)). Плотность состояний испытывает скачки при $E = g_{\min}$ и $E = \Delta_0$, которые пропадают при температурах выше T_{c0}. Пик плотности состояний имеет место при $E = \Delta_{\max} > g_{\min};\Delta_0$, где $\Delta_{\max}$ — максимум $\Delta(\eta)$, наблюдающийся при $\eta/2 \sim D$ (рис. 1, *a*). Таким образом, в низкотемпературном режиме флуктуаций сверхпроводящая щель, определенная по пикам в плотности состояний, будет соответствовать $\Delta_{\max} > \Delta_0 > \Delta_{\mathrm{mf}}$ и пики в плотности состояний сохраняются даже при $T > T_{c0}$.

В высокотемпературном режиме диэлектрических флуктуаций необходимо провести усреднение и по амплитуде диэлектрической щели D

$$\frac{N(E)}{N_0(0)} = \int_0^{\infty} dD\,\mathscr{P}_D(D)\,\frac{N_D(E)}{N_0(0)}. \quad (30)$$

В предположении самоусредняемости сверхпроводящего параметра порядка имеем

$$\frac{N_{\mathrm{mf}}(E)}{N_0(0)} = \frac{|E|}{\tilde\varepsilon}\,\theta(E^2-\Delta_{\mathrm{mf}}^2)\left[\alpha\int_{-\infty}^{\infty} d\eta\,\mathscr{P}_\eta(\eta) \times \int_0^{|\tilde\varepsilon+\eta/2|} dD\,\mathscr{P}_D(D)\,\frac{|\tilde\varepsilon+\eta/2|}{\sqrt{(\tilde\varepsilon+\eta/2)^2-D^2}}+1-\alpha\right]. \quad (31)$$

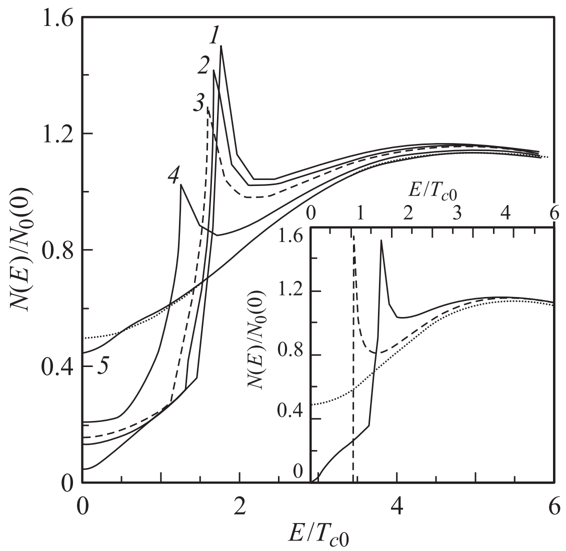

Рис. 5. Плотность состояний в высокотемпературном режиме диэлектрических флуктуаций. $W/T_{c0} = 3$, $v_F\kappa/T_{c0} = 1$, $T_c/T_{c0} = 0.61$. $T/T_{c0} = 0.2$ (*1*), 0.5 (*2*), 0.61 (*3*), 0.8 (*4*), 1.01 (*5*). На вставке: $W/T_{c0} = 3$, $v_F\kappa/T_{c0} = 1$, $T/T_{c0} = 0.1$; штриховая линия — приближение самоусредняемости сверхпроводящей щели.

В пределе бесконечной корреляционной длины ($\kappa \to 0$) выражения (30), (31) переходят в полученные в модели псевдощелевого состояния с бесконечной корреляционной длиной диэлектрических флуктуаций [5].

Поведение плотности состояний в высокотемпературном режиме диэлектрических флуктуаций приведено на рис. 5. Учет эффектов несамоусредняемости сверхпроводящего параметра порядка сильно сказывается на поведении плотности состояний (см. вставку на рис. 5). Щель в плотности состояний отсутствует[6] (хотя мы рассматриваем случай s-спаривания!). При $E < E_{g\,\min} = \min(g_{\min}(D))$ (рис. 1, *b*) вклад в плотность состояний вносят только холодные участки поверхности Ферми, и при $E = E_{\min}$ (когда впервые появляется вклад от горячих участков) в плотности состояний наблюдается излом, связанный с особенностью выбранной модели поверхности Ферми (жесткое разделение на холодные и горячие участки). Максимум плотности состояний наблюдается при $E = \Delta_0$. Таким образом, ширина сверхпроводящей щели, определяемая по расстоянию между пиками плотности состояний, соответствует Δ_0, а не Δ_{mf}. Плотность состояний „не чувствует“ перехода через среднеполевую критическую температуру T_c, пики плотности состояний пропадают лишь при $T = T_{c0} > T_c$, а незначительные отличия от чисто псевдощелевой плотности состояний в нормальной фазе наблюдаются даже при $T > T_{c0}$.

Таким образом, в настоящей работе проведено изучение особенностей спектральной плотности и плотности состояний сверхпроводника в рамках чрезвычайно упрощенной модели псевдощели в двумерной электронной системе, допускающей точное решение [7,9]. Основными достоинствами данной модели являются возможность учета эффектов несамоусредняемости сверхпроводящего параметра порядка, т. е. учета существенных флуктуаций сверхпроводящей щели, наблюдающихся [5,7] в присутствии сильных флуктуаций диэлектрического ближнего порядка, а также возможность рассмотрения корреляционной длины ближнего порядка ξ_{corr} произвольной величины (в отличие от $\xi_{\mathrm{corr}} \to \infty$ в [5]).

Учет эффектов несамоусредняемости сверхпроводящего параметра порядка по случайному полю диэлектрических флуктуаций приводит к существенному изменению спектральной плотности и плотности состояний. Сверхпроводящие особенности у этих характеристик сохраняются в широкой области температур выше температуры T_c однородного по образцу сверхпроводящего перехода, где сверхпроводимость существует, по-видимому, в отдельных областях („каплях“) [5,7], возникающих из-за случайных флуктуаций локальной плотности электронных состояний. Полученные особенности коррелируют с рядом аномалий, наблюдавшихся в сверхпроводящем состоянии недодопированных ВТСП-купратов.

Автор признателе М.В. Садовскому за многочисленные обсуждения и помощь в работе.

[6] Щель возникает лишь при очень низких температурах $T < T_{c\infty} = T_{c0}$ ($\tilde{\lambda} = \lambda(1-\alpha)$), таких что $\Delta(0, D \to \infty)$ отлична от нуля [5].

Список литературы

[1] T. Timusk, B. Statt. Rep. Progr. Phys. **62**, *1*, 61 (1999).
[2] М.В. Садовский. УФН. **171**, *5*, 539 (2001).
[3] V.M. Loktev, R.M. Quick, S.G. Sharapov. Phys. Rep. **349**, *1*, 2 (2001).
[4] А.И. Посаженникова, М.В. Садовский. ЖЭТФ **115**, *2*, 632 (1999).
[5] Э.З. Кучинский, М.В. Садовский. ЖЭТФ **117**, *3*, 613 (2000); Physica C **341-348**, 879 (2000).
[6] Э.З. Кучинский, М.В. Садовский. ЖЭТФ **119**, *3*, 553 (2001).
[7] Э.З. Кучинский, М.В. Садовский. ЖЭТФ **121**, *3*, 758 (2002).
[8] М.В. Садовский. ЖЭТФ **66**, *5*, 1720 (1974); ФТТ **16**, *9*, 2504 (1974).
[9] L. Bartosch, P. Kopietz. Eur. Phys. J. B **17**, *4*, 555 (2000).
[10] М.В. Садовский. ЖЭТФ **77**, *5* (*11*), 2070 (1979).
[11] J. Schmalian, D. Pines, B. Stojkovic. Phys. Rev. Lett. **80**, 3839 (1998); Phys. Rev. B **60**, *1*, 667 (1999).
[12] Э.З. Кучинский, М.В. Садовский. ЖЭТФ **115**, *5*, 1765 (1999).
[13] С.А. Бразовский, И.Е. Дзялошинский. ЖЭТФ **71**, *6*, 2338 (1976).
[14] P.A. Lee, T.M. Rice, P.W. Anderson. Phys. Rev. Lett. **31**, *7*, 462 (1973).
[15] M.V. Sadovskii. Physica C **341-348**, 811 (2000).
[16] L. Bartosch, P. Kopietz. Phys. Rev. B **60**, *23*, 15 488 (1999).
[17] L. Bartosch. Ann. Phys. **10**, *3*, 799 (2001).
[18] A.J. Millis, H. Monien. Phys. Rev. B **61**, *18*, 12 496 (2000).