Письма в ЖЭТФ, том 74, вып. 6, с. 362 – 365 © 2001 г. 25 сентября

О сверхпроводимости в подходе спинового полярона

А. Ф. Барабанов, Л. А. Максимов[+], *А. В. Михеенков*[1)]

Институт физики высоких давлений РАН, 142092 Троицк, Московская обл., Россия

[+]*РНЦ "Курчатовский институт", 123182 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 14 мая 2001 г.

После переработки 14 августа 2001 г.

Для двумерной системы с сильной корреляцеей между подсистемой носителей и подсистемой локализованных спинов рассматривается сверхпроводящее спаривание. В случае, когда элементарными возбуждениями являются спиновые поляроны, анализируется модель решетки Кондо. Показано, что для появления сверхпроводящего спаривания недостаточно учета только аномальных функций Грина для голых дырок – оно возникает только при введении аномальных функций Грина для спин-поляронных операторов.

PACS: 71.10.Fd, 71.27.+a, 75.30.Mb

Хорошо известно, что в рамках обычно используемых моделей двумерного слабо допированного антиферромагнетика голые носители описываются функцией Грина, которая имеет как когерентную квазичастичную часть, так и некогерентную часть. Такая структура функции Грина обусловлена сильным взаимодействием голых носителей с подсистемой локализованных спинов $\widehat{\mathbf{S}}_{\mathbf{r}}$. При этом важно, что энергетически низко лежащий квазичастичный пик вблизи дна зоны хорошо определен и его спектральная плотность соответствует δ-функции $Z_{\mathbf{k}}\delta(\omega-\varepsilon_{\mathbf{k}})$ с вычетом $Z_{\mathbf{k}}\leq 1/2$. Этот результат может быть получен в рамках самосогласованного борновского приближения для широко используемых $t-J$-модели, трехзонной модели Хаббарда и Кондо-решетки (см., например, [1 – 4]).

Сильное отличие $Z_{\mathbf{k}}$ от единицы и большая некогерентная часть указывают на то, что голая дырка $a^+_{\mathbf{k}\sigma}$ не является хорошей квазичастицей. Хорошей квазичастицей является более сложное возбуждение – спиновый полярон, который в общем случае описывается оператором

$$p^+_{\mathbf{k}\sigma}=a^+_{\mathbf{k}\sigma}+b^+_{\mathbf{k}\sigma}, \tag{1}$$

где $b^+_{\mathbf{k}}$ представляет собой сумму членов, имеющих следующий символический вид: $a^+_{\mathbf{k}-\mathbf{k}_1-\mathbf{k}_2-...-\mathbf{k}_n}\widehat{S}_{\mathbf{k}_1}\widehat{S}_{\mathbf{k}_2}...\widehat{S}_{\mathbf{k}_n}$, $\widehat{S}_{\mathbf{k}_i}$ (см., например, [5]).

В существующих работах по теории сильно коррелированных систем сначала строятся низколежащие по энергии спин-поляронные состояния и находятся зоны элементарных возбуждений, а в дальнейшем при изучении проблемы сверхпроводимости рассматривается, насколько нам известно, только спаривание голых носителей, без учета спаривания операторов $a^+_{\mathbf{k},\sigma}$ и $b^+_{-\mathbf{k},-\sigma}$ (см., например, [6]).

В настоящей работе в рамках среднеполевого подхода для простейшего варианта решетки Кондо [7, 8] мы продемонстрируем важность учета аномальных функций Грина вида $\langle\langle b^+_{-\mathbf{k},-\sigma}\mid a^+_{\mathbf{k},\sigma}\rangle\rangle$. Более того, будет показано, что в рассматриваемом подходе без учета подобных функций Грина сверхпроводимость невозможна. Фактически это означает, что механизмом сверхпроводящего спаривания в данной модели является сильное взаимодействие электронов с возбуждениями антиферромагнитно упорядоченной спиновой подсистемы.

Гамильтониан решетки Кондо имеет следующий вид:

$$H^{tot}=H_0+H_1+H_2, \tag{2}$$

$$H_0=\sum_{\mathbf{r},\mathbf{g}}t_{\mathbf{g}}a^+_{\mathbf{r}+\mathbf{g},\sigma}a_{\mathbf{r},\sigma}=\sum_{\mathbf{k}}\varepsilon_{\mathbf{k}}a^+_{\mathbf{k},\sigma}a_{\mathbf{k},\sigma}, \tag{3}$$

$$H_1=J\sum_{\mathbf{r},\sigma_1,\sigma_2}a^+_{\mathbf{r},\sigma_1}S^\alpha_{\mathbf{r}}\widehat{\sigma}^\alpha_{\sigma_1,\sigma_2}a_{\mathbf{r},\sigma_2}, \tag{4}$$

$$H_2=\frac{1}{2}I\sum_{\mathbf{r},\mathbf{g}}S^\alpha_{\mathbf{r}+\mathbf{g}}S^\alpha_{\mathbf{r}}. \tag{5}$$

Здесь узлы $\mathbf{r}$ образуют двумерную квадратную решетку, $\mid\mathbf{g}\mid=1$ – радиус-векторы ближайших соседей, $a^+_{\mathbf{r}\sigma}$ – оператор рождения для ферми-частиц со

[1)]e-mail: mikheen@online.ru

спиновым индексом $\sigma = \pm 1$ (пусть для определенности это будут дырки), H_0 описывает обычное перескоковое движение носителей, $t_{\mathbf{g}} = -t$, H_2 – антиферромагнитное взаимодействие локализованных $S = 1/2$ спинов с ближайшими соседями, H_1 – гамильтониан внутриузельного кондовского взаимодействия, $\widehat{\sigma}^{\alpha}$ – матрица Паули, α – декартовы индексы.

Запишем теперь первые два уравнения бесконечной цепочки уравнений для функций Грина, описывающих движение дырки на антиферромагнитном фоне. Эти уравнения имеют следующий вид:

$$\omega\langle\langle a_{\mathbf{r}\sigma} \mid a^{+}_{\mathbf{r}_1,\sigma}\rangle\rangle = \delta_{\mathbf{r},\mathbf{r}_1} + \\ + \sum_{\mathbf{g}} t_{\mathbf{g}} \langle\langle a_{\mathbf{r}+\mathbf{g},\sigma} \mid a^{+}_{\mathbf{r}_1,\sigma}\rangle\rangle + J\langle\langle b_{\mathbf{r}\sigma} \mid a^{+}_{\mathbf{r}_1,\sigma}\rangle\rangle, \tag{6}$$

$$\omega\langle\langle b_{\mathbf{r}\sigma} \mid a^{+}_{\mathbf{r}_1,\sigma}\rangle\rangle = \\ = \sum_{\mathbf{g},\sigma_1} t_{\mathbf{g}} \langle\langle S^{\alpha}_{\mathbf{r}} \widehat{\sigma}^{\alpha}_{\sigma,\sigma_1} a_{\mathbf{r}+\mathbf{g},\sigma_1} \mid a^{+}_{\mathbf{r}_1,\sigma}\rangle\rangle + \\ + iIe_{\alpha\beta\gamma} \sum_{\mathbf{g},\sigma_1} \widehat{\sigma}^{\alpha}_{\sigma,\sigma_1} \langle\langle S^{\beta}_{\mathbf{r}+\mathbf{g}} S^{\gamma}_{\mathbf{r}} a_{\mathbf{r},\sigma_1} \mid a^{+}_{\mathbf{r}_1,\sigma}\rangle\rangle + \\ + J\frac{3}{4}\langle\langle a_{\mathbf{r}\sigma} \mid a^{+}_{\mathbf{r}_1,\sigma}\rangle\rangle - J\langle\langle b_{\mathbf{r}\sigma} \mid a^{+}_{\mathbf{r}_1,\sigma}\rangle\rangle + \\ + J\sigma\langle\langle 2b^{+}_{\mathbf{r},-\sigma} \sum_{\sigma_1} (\sigma_1 a_{\mathbf{r},\sigma_1} a_{\mathbf{r},-\sigma_1}) \mid a^{+}_{\mathbf{r}_1,\sigma}\rangle\rangle. \tag{7}$$

Здесь $b_{\mathbf{r}\sigma} = S^{\alpha}_{\mathbf{r}} \widehat{\sigma}^{\alpha}_{\sigma,\sigma_1} a_{\mathbf{r},\sigma_1}$.

В настоящей работе в качестве основного состояния спиновой подсистемы принято сферически симметричное синглетное состояние. Оно характеризуется нулевым средним значением проекции спина на любом узле $\langle S^{\alpha}_{\mathbf{r}}\rangle = 0$ и ненулевыми антиферромагнитными спиновыми корреляциями $\langle S^{\alpha}_0 S^{\alpha}_{\mathbf{r}}\rangle$ (которые не зависят от декартова индекса α [9, 10]).

Последнее слагаемое в (7) пропорционально концентрации носителей x, которая является малым параметром задачи ($x \le 0.2$ в существенной для ВТСП области).

Рассмотрим сначала систему в нормальном состоянии в пределе малого допирования. Система уравнений (6), (7) для функций Грина $\langle\langle a_{\mathbf{r}\sigma} \mid a^{+}_{\mathbf{r}_1,\sigma}\rangle\rangle, \langle\langle b_{\mathbf{r}\sigma} \mid a^{+}_{\mathbf{r}_1,\sigma}\rangle\rangle$ незамкнута. Для замыкания цепочки уравнений воспользуемся стандартной проекционной техникой Цванцига – Мори [11]. Для системы уравнений (6), (7) это означает, что в правой части (7) необходимо аппроксимировать первые два члена их проекциями на некоторый выбранный операторный базис, а последним членом можно пренебречь.

Простейший операторный базис образуется двумя операторами, которые возникают в первом уравнении (6) системы. Это операторы уничтожения для "голого" электрона $a_{\mathbf{r}\sigma}$ и внутриузельного спинового поляронного оператора $b_{\mathbf{r}\sigma}$. Выбор такого базиса означает, что спиновый полярон будет строиться как когерентная суперпозиция оператора $a_{\mathbf{k}\sigma}$ голой дырки и оператора $b_{\mathbf{k}\sigma}$ дырки, связанной с локальным спином. Такой локальный полярон является аналогом синглета Занга – Райса в трехзонной модели Хаббарда. В пределе сильного кондовского взаимодействия J такие локальные поляроны лучше всего описывают истинную нижнюю квазичастичную зону.

После проектирования система уравнений (6), (7) (без последнего члена в (7)) в $\mathbf{k}$-представлении приобретает вид

$$(\omega - \varepsilon_{\mathbf{k}}) G^1_{\mathbf{k}} = 1 + JG^2_{\mathbf{k}}, \tag{8}$$

$$(\omega - e_{\mathbf{k}}) G^2_{\mathbf{k}} = \frac{3}{4} JG^1_{\mathbf{k}}, \tag{9}$$

$$G^1_{\mathbf{k}} = \langle\langle a_{\mathbf{k},\sigma} \mid a^{+}_{\mathbf{k},\sigma}\rangle\rangle; \quad G^2_{\mathbf{k}} = \langle\langle b_{\mathbf{k},\sigma} \mid a^{+}_{\mathbf{k},\sigma}\rangle\rangle; \tag{10}$$

$$\varepsilon_{\mathbf{k}} = -2t(\cos k_x + \cos k_y) - \mu; \\ e_{\mathbf{k}} = \left(\frac{4}{3} c_{\mathbf{g}} \varepsilon_{\mathbf{k}} - J - \frac{16}{3} I c_{\mathbf{g}}\right) - \mu. \tag{11}$$

Здесь $b_{\mathbf{k},\sigma}$, $a_{\mathbf{k},\sigma}$ и $G_{\mathbf{k}}$ – фурье-образы соответствующих узельных операторов и функций Грина, $c_{\mathbf{g}} = \langle \mathbf{S}_{\mathbf{r}} \mathbf{S}_{\mathbf{r}+\mathbf{g}}\rangle$ – спин-спиновая корреляционная функция. Все энергии отсчитываются от химпотенциала μ.

Решение системы (8), (9) приводит к следующему виду спектра возбуждений для нормального состояния:

$$\omega_{1,2}(\mathbf{k}) = \frac{1}{2}\left\{\varepsilon_{\mathbf{k}} + e_{\mathbf{k}} \mp \sqrt{(\varepsilon_{\mathbf{k}} - e_{\mathbf{k}})^2 + \frac{3}{4}J^2}\right\}. \tag{12}$$

Химпотенциал предполагается лежащим в нижней зоне ω_1.

Для описания сверхпроводимости необходимо при выполнении проектирования расширить операторный базис, добавив операторы $a^{+}_{\mathbf{r}}, b^{+}_{\mathbf{r}}$. Единственный член, имеющий ненулевую проекцию на добавочное подпространство, – последнее слагаемое в правой части (7). Его проекция на $a^{+}_{\mathbf{r}}$ равна нулю, а проекция на $b^{+}_{\mathbf{r}}$ имеет следующий вид (отметим, что в данном случае проекционная техника дает точно такой же результат, как и простейшее расцепление):

$$J\sigma\langle\langle 2b^{+}_{\mathbf{r},-\sigma} \textstyle\sum_{\sigma_1} (\sigma_1 a_{\mathbf{r},\sigma_1} a_{\mathbf{r},-\sigma_1}) \mid a^{+}_{\mathbf{r}_1}, \sigma\rangle\rangle \approx \\ \approx J\,\eta^{*}\langle\langle \sigma b^{+}_{\mathbf{r},-\sigma} \mid a^{+}_{\mathbf{r}_1}, \sigma\rangle\rangle, \tag{13}$$

$$\eta^* = \left\langle \sum_{\sigma 1} (\sigma_1 a_{\mathbf{r},\sigma_1} a_{\mathbf{r},-\sigma_1}) \right\rangle. \tag{14}$$

В результате в правой части (7) возникает аномальная функция Грина $F^2 = \sigma\langle\langle b^+_{-\mathbf{k},-\sigma} \mid a^+_{\mathbf{k},\sigma}\rangle\rangle$ и аномальное среднее η^*. Выполняя далее стандартные вычисления, в рамках описанной проекционной техники получим замкнутую систему уравнений для сверхпроводящего случая:

$$\begin{aligned}
&(\omega - \varepsilon_{\mathbf{k}})G^1_{\mathbf{k}} = 1 + JG^2_{\mathbf{k}},\\
&(\omega - e_{\mathbf{k}})G^2_{\mathbf{k}} = \frac{3}{4}JG^1_{\mathbf{k}} + J\,\eta^*\,F^2_{\mathbf{k}},\\
&(\omega + \varepsilon_{\mathbf{k}})F^1_{\mathbf{k}} = -JF^2_{\mathbf{k}},\\
&(\omega + e_{\mathbf{k}})F^2_{\mathbf{k}} = -\frac{3}{4}JF^1_{\mathbf{k}} + J\,\eta\,G^2_{\mathbf{k}};
\end{aligned} \tag{15}$$

$$F^1 = \sigma\langle\langle a^+_{-\mathbf{k},-\sigma} \mid a^+_{\mathbf{k},\sigma}\rangle\rangle; \quad F^2 = \sigma\langle\langle b^+_{-\mathbf{k},-\sigma} \mid a^+_{\mathbf{k},\sigma}\rangle\rangle. \tag{16}$$

Отметим важнейшую роль, которую играет проектирование правой части на спин-поляронный оператор b^+. Обычно в литературе при рассмотрении спин-поляронных возбуждений выполняется проектирование только на оператор голого носителя $a^+_{\mathbf{r}}$ (или используется эквивалентное такому проектированию приближение). Причем в некоторых моделях ($t - J$, трехзонная модель Хаббарда) такой подход приводит к появлению сверхпроводящего спаривания. Тем не менее, мы считаем, что подобный ограниченный подход может оказаться недостаточно корректным – из-за принципиальной важности b^+-части спин-поляронного оператора p^+ (1).

Рассматриваемая модель является наиболее яркой демонстрацией такой ситуации, так как только член (13), возникающий в результате проектирования на оператор b^+, приводит к сверхпроводящему спариванию (причем к спариванию как спиновых поляронов, так и голых дырок).

Отметим, что дифференцирование функции Грина F^2 по оператору $a^+_{\mathbf{k},\sigma}$ позволяет получить точное выражение полярон-поляронной функции Грина $F^3 = \sigma\langle\langle b^+_{-\mathbf{k},-\sigma} \mid b^+_{\mathbf{k},\sigma}\rangle\rangle$ через F^2.

Решение системы уравнений (15) позволяет получить выражения для нормальных функций Грина, перенормированных спектра и вычетов $Z_{\mathbf{k}}$. Однако нас интересует только аномальная функция Грина F^1. Она имеет вид

$$F^1_{\mathbf{k}} = -\left(\frac{3}{4}\right)^2 \eta J^3 D^{-1}_{\mathbf{k}}, \tag{17}$$

$$\begin{aligned}
D_{\mathbf{k}} \equiv &\left[(\omega - \varepsilon_{\mathbf{k}})(\omega - e_{\mathbf{k}}) - \frac{3}{4}J^2\right] \times\\
&\times \left[(\omega + \varepsilon_{\mathbf{k}})(\omega + e_{\mathbf{k}}) - \frac{3}{4}J^2\right] -\\
&- |\eta|^2\,(\omega + \varepsilon_{\mathbf{k}})(\omega - \varepsilon_{\mathbf{k}})J^2.
\end{aligned} \tag{18}$$

Спектр возбуждений определяется уравнением $D_{\mathbf{k}} = 0$. Его удобно записать в виде

$$(\omega^2 - \omega_1^2)(\omega^2 - \omega_2^2) - |\eta|^2\,(\omega^2 - \varepsilon^2_{\mathbf{k}})J^2 = 0, \tag{19}$$

где $\omega_1(\mathbf{k}), \omega_2(\mathbf{k})$ – решения уравнения (12), определяющего двухзонный спектр спинового полярона.

Мы предполагаем, что уровень Ферми расположен в нижней поляронной зоне ω_1. J – самый большой параметр задачи, $(\omega_2^2 - \omega_1^2) \sim J^2$. Мы ищем решение (19), близкое к уровню Ферми. Поэтому можно положить $(\omega^2 - \omega_2^2) \approx (\omega_1^2 - \omega_2^2)$. Тогда $F^1_{\mathbf{k}}$ определяется выражением

$$F^1_{\mathbf{k}} = (\frac{3}{4})^2 \eta J^3 \alpha^{-2}_{\mathbf{k}} \left[\omega^2 - E^2_{\mathbf{k}}\right]^{-1}, \tag{20}$$

$$E_{\mathbf{k}} = \sqrt{\omega_1^2 \alpha^{-2}_{\mathbf{k}} (\omega_2^2 - \omega_1^2) + \Delta^2_{\mathbf{k}}}, \tag{21}$$

$$\Delta^2_{\mathbf{k}} = \alpha^{-2}_{\mathbf{k}} \varepsilon^2_{\mathbf{k}} J^2\,|\eta|^2, \tag{22}$$

$$\alpha^2_{\mathbf{k}} = (\omega_2^2 - \omega_1^2) + \frac{3}{4}\,|\eta|^2\,J^2. \tag{23}$$

Выражая стандартным образом аномальное среднее η (14) через мнимую часть функции Грина $F^1_{\mathbf{k}}$ (20), получаем самосогласованное уравнение для η:

$$\eta = \frac{v}{(2\pi)^2} \int d\omega\, d\mathbf{k}\, n(\omega) \frac{1}{\pi} \mathrm{Im}\, F^1, \tag{24}$$

где v – площадь элементарной ячейки, $n(\omega) = (\exp(\omega/T) + 1)^{-1}$.

Подчеркнем, что, хотя в уравнении (24) фигурирует аномальная функция Грина только голых дырок, однако эта функция связана с поляронными функциями G_2, F_2 (см. (15)).

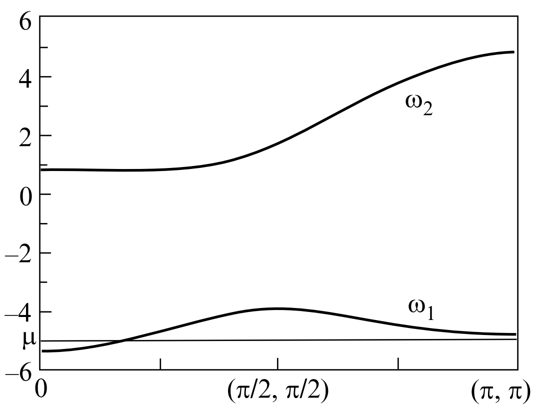
После интегрирования по ω уравнение для η приобретает вид

$$1 = 2(\frac{3}{4})^2 J^3 \frac{v}{(2\pi)^2} \int d\mathbf{k} \alpha^{-2}_{\mathbf{k}} \frac{1 - 2n(E_{\mathbf{k}})}{2E_{\mathbf{k}}}. \tag{25}$$

Приведем оценку для сверхпроводящей щели Δ при $T = 0$ в простейшем логарифмическом приближении, пренебрегая в (25) зависимостью $\Delta_{\mathbf{k}}$ от $\mathbf{k}$. Так как

$\eta^2 \ll 1$, можно положить $\alpha_{\mathbf{k}}^{-2}(\omega_2^2-\omega_1^2) \approx 1$ (см. (23)). Уравнение (25) имеет стандартный вид теории БКШ с эффективной константой связи $g \sim J^3\,\alpha_{\mathbf{k}}^{-2} \sim J$, а не J^2, как было бы в случае слабого кондовского взаимодействия.

На рисунке представлен типичный вид поляронных зон $\omega_1(\mathbf{k})+\mu$, $\omega_2(\mathbf{k})+\mu$ (12) (для следующих



Относительное положение локальных спин-поляронных зон $\omega_1+\mu$ (нижняя кривая), $\omega_2+\mu$ (верхняя кривая) в направлении $(0,0)-(\pi,\pi)$. Горизонтальная прямая качественно указывает на положение химпотенциала в нижней зоне. Энергетический параметр $t=1$, остальные параметры приведены в тексте

значений параметров: $t_g=-t$, $J=3t$, $I=0.4t$, $t=1$, $c_g=-0.33$). Будем считать, что химпотенциал расположен около центра нижней зоны. Тогда легко убедиться, что $\omega_2 \sim J$. Энергетический параметр обрезания определяется либо шириной нижней зоны W_1, либо характерной энергией спиновых возбуждений I. В нашем случае обе эти величины порядка t. Тогда для Δ имеет место следующая оценка:

$$\Delta = W_1 \exp\left(-\frac{\pi W_1 \omega_2^2}{2\,(3/4)^2\,J^3}\right) \sim t\exp\left(-t/J\right). \qquad (26)$$

Типичное значение W_1 для ВТСП $0.3 \div 0.5$ эВ, что дает для щели разумную оценку $\Delta \approx 100$ К.

Отметим, что более точная оценка для $\Delta_{\mathbf{k}}$ дается выражением (22), содержащим зависимость Δ от $\mathbf{k}$. Главная часть этой зависимости определяется множителем $\varepsilon_{\mathbf{k}}^2$. Нетрудно видеть, что в нашем случае $\varepsilon_{\mathbf{k}}>0$ для любого $\mathbf{k}$. То есть у щели $\Delta_{\mathbf{k}}$ нет нулей на ферми-поверхности. Однако, как было отмечено выше, мы использовали простейший вид спин-поляронного оператора – локальный спиновый полярон. В недавних работах авторов на примере трех моделей ($s-d$ [12], эффективной трехзонной [13] и $t-J$ [14]) было продемонстрировано, насколько важную роль при рассмотрении спинового полярона играет расширение операторного базиса – включение операторов, описывающих "одевание" локального полярона спиновыми флуктуациями в пределах спиновой корреляционной длины ξ. Такое расширение базиса существенно понижает спин-поляронную зону и может привести к более сложной зависимости Δ от $\mathbf{k}$, в том числе и появлению нулей Δ на поверхности Ферми.

Работа выполнена при поддержке INTAS (грант # 97-11066), Российского фонда фундаментальных исследований (грант # 01-02-16719) и НАТО (Collaborative Linkage Grant # PST.CLG.976416). Авторы благодарны Р.Кузяну и Р.Хайну за стимулирующие обсуждения.

1. E. Dagotto, Rev. Mod. Phys. **66**, 763 (1994).
2. Z. Liu and E. Manousakis, Phys. Rev. **B45**, 2425 (1992).
3. G. Martinez and P. Horsch, Phys. Rev. **B44**, 317 (1991).
4. R. O. Kuzian, R. Hayn, A. F. Barabanov, and L. A. Maksimov, Phys. Rev. **B58**, 6194 (1998).
5. O. F. de Alcantara Bonfim and G. F. Reiter, in *Proc. of the Univ. of Miami Workshop on Electronic Structure and Mechanisms for High Temperature Superconductivity*, Ed. J. Ashkenazi, Plenum, N.Y., 1991.
6. N. M. Plakida and V. S. Oudovenko, Phys. Rev. **B59**, 11949 (1999).
7. P. Prelovshek, Phys. Lett. **A126**, 287 (1988).
8. A. Ramsak and P. Prelovshek, Phys. Rev. **B40**, 2239 (1989); **42**, 10415 (1990).
9. A. F. Barabanov and V. M. Beresovsky, Phys. Lett. **A186**, 175 (1994).
10. A. F. Barabanov and V. M. Beresovsky, ЖЭТФ **106**, 1156 (1994).
11. H. Mori, Prog. Theor. Phys. **33**, 423 (1965).
12. A. F. Barabanov, O. V. Urazaev, A. A. Kovalev, and L. A. Maksimov, Письма в ЖЭТФ **68**, 386 (1998).
13. A. F. Barabanov, R. Hayn, A. A. Kovalev et al., ЖЭТФ (принято в печать), 2001; cond-mat/009237.
14. R. Hayn, A. F. Barabanov, and L. A. Maksimov, Physica **B259–261**, 749 (1999).