Физика низких температур, 1996, т. 22, № 5, с. 510–514

Электрон-дырочная асимметрия высокотемпературных сверхпроводников

Р. О. Зайцев, Ю. В. Михайлова

Российский научный центр «Курчатовский институт», Россия, 123182, г. Москва, пл. Курчатова, 1

Рассмотрена частично-дырочная асимметрия фазовой диаграммы существования сверхпроводящего состояния, обусловленная кулоновскими поправками к вероятности перескока электрона при высокой электронной плотности. Обнаружена новая область существования сверхпроводящего состояния, относящаяся к верхней хаббардовской подзоне.

Розглянуто частково-діркову асиметрію фазової діаграми існування надпровідного стану, обумовлену кулонівськими поправками до ймовірності перескоку електрона при високій електронній густині. Виявлено нову область існування надпровідного стану, яка відноситься до верхньої хаббардівської підзони.

В работе Хирша и Марсиглио [1] изучалась возможность появления сверхпроводимости в обобщенной модели Хаббарда, без p-электронов, но имеющей частично-дырочную асимметрию. Запишем сначала классический гамильтониан Хаббарда $\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_t$ через электронные операторы рождения $\hat{a}^+_{\mathrm{r}\sigma}$ и уничтожения $\hat{a}_{\mathrm{r}\sigma}$:

$$\hat{H}_0 = \frac{u}{2}\sum_{\mathrm{r}\sigma}\hat{n}_{\mathrm{r}\sigma}\hat{n}_{\mathrm{r}\bar{\sigma}} - \sum_{\mathrm{r}\sigma}(\mu + \sigma H)\hat{n}_{\mathrm{r}\sigma}\ ; \qquad (1)$$

$$\hat{H}_t = -t\sum_{\mathrm{r}\mathrm{r}'\sigma}{}'\hat{a}^+_{\mathrm{r}\sigma}\hat{a}_{\mathrm{r}'\sigma}\ ;\quad \hat{\sigma} = -\sigma = \pm 1\ .$$

К туннельной части гамильтониана $\hat{H}_t$ добавляем кулоновскую часть

$$\hat{H}_c = \Delta t\sum_{\mathrm{r}\mathrm{r}'\sigma}\left\{\hat{a}^+_{\mathrm{r}\sigma}\hat{a}_{\mathrm{r}'\sigma}\left[\hat{n}_{\mathrm{r}\bar{\sigma}} + \hat{n}_{\mathrm{r}'\bar{\sigma}}\right] + \mathrm{h.c.}\right\}\ . \qquad (2)$$

Согласно [2], для электронной подсистемы матричный элемент $(-t)$ всегда отрицателен, в то время как, согласно Хаббарду [3], матричный элемент Δt (Δ — степень заполнения зоны) всегда положителен и в Z раз меньше t, где Z — эффективный заряд ионов, между которыми происходит электронный перескок.

Удобно перейти к X-операторам Хаббарда:

$$\hat{a}_{\mathrm{r}\sigma} = \hat{X}^{0,\sigma}_{\mathrm{r}} + \sigma\hat{X}^{\bar{\sigma},2}_{\mathrm{r}}\ ;$$

$$\hat{a}^+_{\mathrm{r}\sigma} = \hat{X}^{\sigma,0}_{\mathrm{r}} + \sigma\hat{X}^{2,\bar{\sigma}}_{\mathrm{r}}\ ; \qquad (3)$$

$$\hat{n}_{\mathrm{r}\sigma} = \hat{X}^{\sigma\sigma}_{\mathrm{r}} + \hat{X}^{22}_{\mathrm{r}}\ .$$

Подставляя (3) в кулоновский туннельный гамильтониан (2) и производя перемножение X-операторов, относящихся к одной и той же ячейке, получаем

$$\hat{H}_c = \Delta t\sum\left\{\sigma\left[\hat{X}^{2,\bar{\sigma}}_{\mathrm{r}}\hat{a}_{\mathrm{r}'\sigma} + \hat{a}^+_{\mathrm{r}\sigma}\hat{X}^{\bar{\sigma},2}_{\mathrm{r}'}\right] + \mathrm{h.c.}\right\}\ . \qquad (4)$$

Сравнение (3) и (4) показывает, что при малом заполнении нижней подзоны Хаббарда ($\mu < 0$) энергия перескока определяется величиной $t(\mathrm{p}) = -t\sum'\exp(i\mathrm{pr})$, в то время как для верхней зоны ($\mu \geq U$) перескок определяется уменьшенной величиной: $\tilde{t}_{\mathrm{p}} = -t(1 - 4\Delta)\sum'\exp(i\mathrm{pr})$.

При малом числе частиц, когда уровень Ферми проходит вблизи Г-точки, гамильтониан (4) дает положительную амплитуду рассеяния. Если же мы имеем почти заполненную зону, тогда при $\Delta < 1/4$ уровень Ферми проходит вблизи точки $\mathrm{p} = (\pm\pi/a; \pm\pi/a)$, для которой взаимодействие (4) дает отрицательную добавку. В случае, когда $\Delta > 1/4$, минимальное значение полной кинетической энергии $\tilde{t}_{\mathrm{p}}$ соответствует точке $\mathrm{p} = (0, 0)$, так что в данном случае всем положительным $\tilde{t}_{\mathrm{p}}$ соответствуют положительные поправки, происходящие от взаимодействия (4). Именно эти соображения составляют основу содержания работы [1], в которой все расчеты проведены в предположении о малом значении энергии Хаббарда U по сравнению с $|t_{\mathrm{p}}|$. Ясно, однако, что с увеличением числа квазичастиц характерное значение $|t_{\mathrm{p}}|$, соответствующее уровню Ферми, обязательно проходит через нуль, так что всегда найдется такая область концентраций, для которой нарушается обычная теория возмущений.

Нами рассматривается обратный предел, когда энергия Хаббарда является самым большим энергетическим параметром и поэтому учитывается

© Р. О. Зайцев, Ю. В. Михайлова, 1996

уже в нулевом приближении. В области применимости «атомной» теории возмущений, для которой $U > \max t_{\mathbf{p}}$, имеем результаты работы [3], где в пределе больших U сверхпроводимость осуществляется в ограниченной области изменения химического потенциала $0 < \mu < U$. Аналитические соотношения, экстраполированные в область $|t_{\mathbf{p}}| \cong U$, качественно согласуются с результатами работы [1]. Фазовая диаграмма сверхпроводящих состояний будет построена для всевозможных значений двух безразмерных параметров t/U и $\varphi = 1 - 2\Delta$ как для нижней, так и для верхней зоны Хаббарда. Будет показано, что результаты, полученные в [1], имеют ограниченную область применимости. Эффект частично-дырочной асимметрии, происходящий от взаимодействия (4), наиболее сильно проявляется в промежуточной области изменения параметров, где теория имеет интерполяционный характер.

1. Спектр возбуждений и уравнение состояния

Используя гамильтониан $\hat{H}_0$ в качестве нулевого приближения, выразим энергию H_t и H_c через X-операторы, а затем запишем одночастичную функцию Грина $G_\omega(\mathbf{p})$ в O-петлевом приближении «Хаббард I»:

$$\hat{G}_\omega^{(\sigma)}(\mathbf{p}) = \begin{bmatrix} g_{11}, & \sigma g_{12} \\ \sigma g_{21}, & g_{22} \end{bmatrix} \left[(i\omega - \xi_{\mathbf{p}}^{(+)})(i\omega - \xi_{\mathbf{p}}^{(-)}) \right]^{-1} , \tag{5}$$

где

$$g_{11} = -R \pm \sqrt{D} \ , \quad g_{22} = R \pm \sqrt{D} \ ,$$

$$g_{12} = f_1 \varphi t_{\mathbf{p}} \ , \quad g_{21} = f_2 \varphi t_{\mathbf{p}} \ ;$$

$\xi_{\mathbf{p}}^{(\pm)} = \frac{t_{\mathbf{p}}}{2}[1 - n(1-\varphi)] + \frac{U}{2} \pm \sqrt{D} - \mu$ — энергия возбуждения в верхней и нижней зонах; $f_1 = 1 - n/2; f_2 = n/2$.

Величины R и D — линейные функции плотности частиц n:

$$R = \frac{1}{2}(U - t_{\mathbf{p}} + n\varphi t_{\mathbf{p}}) \ , \tag{6}$$

$$D = \frac{1}{4}(U - t_{\mathbf{p}})^2 + \frac{n}{2}[U - t_{\mathbf{p}}(1-\varphi)]\varphi t_{\mathbf{p}} \ .$$

Отклонение параметра φ от единицы есть мера кулоновской асимметрии, так что при $\varphi = 1$ получаем результаты теории Хаббарда [3].

При $\varphi = 1/2$ происходит изменение знака интеграла перескока дырочных возбуждений при $n > 1$. Чтобы убедиться в этом, достаточно переопределить соотношения (6) через число дырок $n_h = 2 - n$. Переменные, относящиеся к верхней и нижней зонам, разделяются при $\varphi = 0$. Это соответствует значению $\Delta = 1/2$, что, согласно [1], достаточно близко к наблюдаемому значению φ для кислород-кислородных перескоков.

Используя общее выражение для виртуальной функции Грина (5) и выражая концевые множители $f_{1,2}$ через среднее число электронов, приходящихся на одну ячейку (n) и намагниченность $M = \langle n_+ \rangle - \langle n_- \rangle$, получаем уравнение состояния для заданной проекции спина σ:

$$n_\sigma = \sum_{\mathbf{p}\lambda=\pm 1} b_{\mathbf{p}}^{(\lambda)} n_F(\xi_{\mathbf{p}}^{(\lambda)}) \ . \tag{7}$$

Здесь $n_F(\varepsilon)$ — распределение Ферми. Энергии возбуждений $\xi_{\mathbf{p}}^{(\pm)}$ определены в (5). Нормальные координаты $b_{\mathbf{p}}^{(\pm)} = (1 \pm N/\sqrt{D})/2$, где

$$N_{\mathbf{p}} = \left\{ -U + t_{\mathbf{p}} + n[U - t_{\mathbf{p}}(1-\varphi)] \right\}/2 \ , \tag{8}$$

а функция $D_{\mathbf{p}}$ определена в (6).

Можно заметить, что все функции, входящие в уравнение состояния (7), зависят от квазиимпульса через функцию $t_{\mathbf{p}}$, которая изменяется в конечных пределах $-w < t_{\mathbf{p}} < w$. За исключением четырех особых случаев $n = 0$, $n = 2$, $\varphi = 1$, $\varphi = 1/2$, энергия возбуждений немонотонно зависит от $t_{\mathbf{p}}$. Во всех случаях, кроме $U = 0$, система имеет корреляционную щель. При заданном значении химического потенциала и $\varphi \neq 1$ можно найти два значения $t_{\mathbf{p}}^* = t_\pm$, соответствующие уровню Ферми.

Если ввести плотность состояний по переменной $t_{\mathbf{p}}$: $\rho_0(\varepsilon) = \sum \delta(\varepsilon - t_{\mathbf{p}})$, тогда при $T = 0$ уравнения состояния (7) приобретают следующий вид: $n = \sum_\sigma n_\sigma$; при $n < 1$

$$n = 2\int_{-w}^{t_-} b^{(-)}(\varepsilon)\rho_0(\varepsilon)\theta(w + t_+)\,d\varepsilon + 2\int_{t_+}^{w} b^{(-)}(\varepsilon)\rho_0(\varepsilon)\theta(w - t_+)\,d\varepsilon \ ; \tag{9a}$$

при $n > 1$

$$2 - n = 2\int_{w}^{t_-} b^{(+)}(\varepsilon)\rho_0(\varepsilon)\theta(w + t_+)\,d\varepsilon +$$

$$+ 2 \int_{t_+}^{w} b^{(+)}(\varepsilon)\rho_0(\varepsilon)\theta(w - t_+)\, d\varepsilon \ . \qquad (9б)$$

Множители $\theta(\varepsilon) = 0$ для отрицательных значений аргумента, так что они «срабатывают», когда точка минимума $\xi_p^{(+)}$ или точка максимума $\xi_p^{(-)}$ выходят из области существования величины t_p. Для положительных значений аргумента ε функция $\theta(\varepsilon) = 1$.

2. Критерий сверхпроводимости

Для обнаружения куперовской неустойчивости запишем условие появления сингулярного решения лестничной системы уравнений для двухчастичной функции Грина [4]. В логарифмическом приближении это условие может быть получено в виде требования разрешимости следующей однородной системы:

$$\Gamma_{11} = \sum_{\alpha\beta} A_{\alpha\beta}\Gamma_{\alpha\beta} \ ; \quad \Gamma_{22} = \sum_{\alpha\beta} B_{\alpha\beta}\Gamma_{\alpha\beta} \ ;$$
$$\Gamma_{12} = \sum_{\alpha\beta} C_{\alpha\beta}\Gamma_{\alpha\beta} \ ; \quad \Gamma_{21} = \sum_{\alpha\beta} D_{\alpha\beta}\Gamma_{\alpha\beta} \ . \qquad (10)$$

Два первых значения индекса $\alpha = 1$ или 2 соответствуют переходам (0, +) и (−, 2). Вторые индексы $\beta = 1$ или 2 отвечают переходам (0, −) и (+, 2) с противоположным значением изменения проекции спина.

Непосредственное вычисление матричных элементов приводит к следующему:

$$A_{\alpha\beta} = \frac{2}{f_1}(G_1^{(0)})^{-1}G_+^{1\alpha}G_-^{1\beta} \ ;$$

$$A_{\alpha\beta} = -\frac{2}{f_2}(G_2^{(0)})^{-1}G_+^{2\alpha}G_-^{2\beta} \ ;$$

$$C_{\alpha\beta} = \frac{1}{f_1}(G_1^{(0)})^{-1}G_+^{1\alpha}G_-^{2\beta} - \frac{1}{f_2}(G_2^{(0)})^{-1}G_+^{1\alpha}G_-^{2\beta};$$

$$D_{\alpha\beta} = \frac{1}{f_1}(G_1^{(0)})^{-1}G_+^{2\alpha}G_-^{1\beta} - \frac{1}{f_2}(G_2^{(0)})^{-1}G_+^{2\alpha}G_-^{1\beta} \ . \qquad (11)$$

В отсутствие магнитного поля компоненты $G_\sigma^{\alpha\beta}$ находим через обратную функцию Грина (5).

Функции $(G_1^{(0)})^{-1} = -\varepsilon_1 = +U/2 + \mu$, $(G_2^{(0)})^{-1} = -\varepsilon_2 = -U/2 + \mu$ возникают из-за того, что на поверхности Ферми $\xi_p = 0$ выполняются следующие соотношения:

1)

$$\sum_\beta t_p^{\alpha\beta} G_\omega^{\beta\gamma}(p) = \sum_\beta [G_\omega^{(0)}]_{\alpha\beta}^{-1} G_\omega^{\beta\gamma}(p) - \delta_{\alpha\gamma} \cong$$

$$\cong [G_\omega^{(0)}]_{\alpha\alpha}^{-1} G_\omega^{\alpha\gamma}(p) \ ;$$

2) борновская амплитуда рассеяния $\gamma^{\alpha\beta}$ отличается от матрицы туннельных переходов $t_p^{\alpha\beta} = f_\alpha t_p$ только множителем f_α.

Можно убедиться непосредственной подстановкой, что из окончательного условия разрешимости исчезают все миноры матрицы (11). Исключение составляет сумма диагональных элементов $A_{11} + B_{22} + C_{12} + D_{21}$. Поэтому условие разрешимости, записанное через элементы g_{ik} гриновской функции (5), имеет следующий вид:

$$2(g_{11} + g_{22})\left[-\bar{g}_{11}\frac{\varepsilon_1}{f_1} + \bar{g}_{22}\frac{\varepsilon_2}{f_2}\right] = 1 \ . \qquad (12)$$

Черта означает умножение на $\left\{[\omega_n^2 + (\xi_p^{(+)})^2][\omega_n^2 + (\xi_p^{(-)})^2]\right\}^{-1}$, интегрирование по p и суммирование по $\omega_n = (2n + 1)\pi T$ с множителем T. Учитывая, что поверхность Ферми проходит либо через верхнюю ($\xi_p^{(+)} = 0$), либо через нижнюю ($\xi_p^{(-)} = 0$) подзону Хаббарда, перепишем соотношение (12) в виде формулы БКШ:

$$T_c \sim \exp(-1/\lambda) \ ,$$

где λ — произведение плотности состояний $\bar{\rho} = \sum \delta(\xi_p)$ на эффективную константу g:

$$g = 2\left[-\bar{g}_{11}\frac{\varepsilon_1}{f_1} + \bar{g}_{22}\frac{\varepsilon_2}{f_2}\right]/(g_{11} + g_{22}) \ . \qquad (13)$$

Здесь, как и в (12), матричные элементы g_{ik} следует взять из (5) и вычислить их на поверхности Ферми.

Вместе с уравнениями состояния (9) формула (13) определяет область существования парной неустойчивости $g > 0$.

В переменных n, φ и t_p^* условие существования сверхпроводящего состояния имеет следующий вид:

$$t_p^*\left\{(\varphi - 1)\sqrt{(U - t_p^*)^2 + 2nt_p^*\psi_p} \pm \psi_p\right\} < 0 \ , \qquad (14)$$

где $\psi_p = \varphi[U - (1 - \varphi)t_p^*]$. Знак «+» («−») относится к верхней (нижней) подзоне Хаббарда, $\xi^{(\pm)}(t_p^*) = 0$.

Неравенство (14) удается решить относительно плотности n.

Для верхней подзоны ($n > 1$)

$$2 - n_c = \frac{[t_p^*(1-\varphi)^2 - U][t_p^*(1-\varphi)(3\varphi-1) + (1-2\varphi)U]}{2\varphi(1-\varphi)^2 t_p^* [t_p^*(1-\varphi) - U]}. \qquad (15а)$$

Для нижней подзоны ($n < 1$)

$$n_c = \frac{[t_p^*(1-\varphi)^2 + (2\varphi-1)U][t_p^*(1-\varphi^2) - U]}{2\varphi(1-\varphi)^2 t_p^* [t_p^*(1-\varphi) - U]}. \qquad (15б)$$

Заметим, что для верхней подзоны Хаббарда неравенство (14) и условие (15а) имеют смысл, только если $-w > t^{**}_{\min}$, т.е. когда минимально возможное значение t_p (равное $-w$) оказывается больше того значения t^{**}, которое отвечает минимальному значению $\xi^{(+)}(t_p)$ при $\varphi > 1/2$. Если же $\varphi < 1/2$, тогда соотношения (14) и (15а) имеют смысл при $-w < t^{**}_{\min}$.

Для нижней подзоны соотношения (14) и (15б) имеют смысл, когда $w < t^{**}_{\max}$, т.е. когда максимально возможное значение t_p оказывается меньше значения t^{**}, отвечающего максимальной энергии квазичастиц в нижней подзоне.

Если же в разрешенной области значений $|t_p| < w$ энергия возбуждений $\xi_p^{(+)}$ имеет минимум (или $\xi_p^{(-)}$ имеет максимум), тогда условие появления сверхпроводимости определяется неравенством

$$g_+ \rho_+ + g_- \rho_- > 0 . \qquad (16)$$

Здесь $g_\pm$ и $\rho_\pm$ — величины константы (13) и плотности состояний для большего и меньшего значения t_p, отвечающего заданной поверхности Ферми. Ясно, что условие $\min g_\pm > 0$ означает наличие сверхпроводимости для каждого $t_\pm$ в отдельности. Условие $\max g_\pm < 0$ есть достаточное условие отсутствия сверхпроводимости. Однако общее условие появления сверхпроводимости $g_+ \rho_+ + g_- \rho_- = 0$, вообще говоря, не эквивалентно соотношению (14) или условиям (15). Эти условия справедливы при заполнении только одной (самой верхней или самой нижней) части энергетического спектра возбуждений.

Дальнейшее исследование условий существования сверхпроводимости относится именно к этой ситуации.

Исследование неравенства (14) совместно с (15) показывает, что для всех $|\varphi| \le 1$ сверхпроводимость в нижней хаббардовской (электронной) подзоне осуществляется только для всех $t_p > 0$.

Что же касается верхней подзоны, то здесь следует различать три интервала изменения параметра φ.

1. $1/2 < \varphi < 1$. Если при этом $t_p > U/(1-\varphi)$, тогда условие (14) выполняется для всех $1 < n < 2$. Если же $0 < t_p < U/(1-\varphi)$, тогда сверхпроводимость существует только в ограниченной области $2 - n < \min(1; 2 - n_c)$. Для отрицательных t_p сверхпроводимость не возникает только для тех концентраций, которые удовлетворяют условиям

$$2 - n > \min(1; 2 - n_c) > (3\varphi - 1)/2\varphi . \qquad (17)$$

Если же $(3\varphi - 1)/2\varphi > (2 - n) > 0$, то неравенство (14) выполняется для всех $t_p < 0$.

2. $1/3 < \varphi < 1/2$. В этих условиях неравенство (14) выполняется при всех положительных t_p. Для отрицательных t_p оно выполняется только в ограниченном интервале

$$t_p < U(2\varphi - 1)/(1-\varphi)(3\varphi - 1)$$

и

$$2 - n < 2 - n_c < (3\varphi - 1)/3\varphi . \qquad (18)$$

Вне интервала и для $U(2\varphi-1)/(1-\varphi)(3\varphi-1) < t_p < 0$ неравенство (14) не выполняется и сверхпроводимость не возникает.

Как уже отмечалось, значение $\varphi = 1/2$ соответствует изменению знака эффективного интеграла перескока в верхней зоне. Поэтому наличие ограниченной области существования сверхпроводимости для $1/2 < \varphi < 1$ в области положительных t_p и для $1/3 < \varphi < 1/2$ в области отрицательных t_p находится в согласии с теорией [1]. Однако этот механизм перестает работать для достаточно больших значений энергии Хаббарда, так как минимальное значение $|t_p/U|$ выходит за область допустимого интервала t_p ($|t_p| < w$).

Таким образом, условие сверхпроводимости по механизму [1] определяется неравенством

$$U < U_c = w(1-\varphi)(3\varphi-1)/|2\varphi-1| . \qquad (19)$$

Кинематический механизм работает независимо от ограничения (19), для $t_p < 0$ вне области (17) и при $1 > \varphi > 1/2$ и для $t_p > 0$ во всей области $1/3 < \varphi < 1/2$.

3. $-1 < \varphi < 1/3$ 1/3. Здесь неравенство (14) выполняется только для положительных t_p, что соответствует сверхпроводимости с большим U.

Замечая, что экстремальное значение энергии возбуждений имеет порядок энергии Хаббарда, приходим к выводу, что при выполнении неравенства (19) сверхпроводимость может существовать и при малой концентрации дырок $n_h = 2 - n$. С увеличением числа дырок n_h сверхпроводимость по механизму [1] исчезает. Однако при изменении знака t_p начиная с некоторой концентрации появляется сверхпроводимость по механизму кинематического типа [3].

Для больших кулоновских интегралов перескока, когда $-1 < \varphi < 1/3$ и не выполняется неравенство (19), сверхпроводимость появляется только при конечной концентрации дырок и определяется кинематической частью амплитуды рассеяния. В этой области параметров дырочная сверхпроводимость (при $n > 1$) качественно не отличается от электронной (при $n < 1$). Последняя также появляется для конечного и не слишком малого n_c, соответствующего изменению знака t_p и отвечающего уровню Ферми, проходящему через нижнюю подзону Хаббарда.

Таким образом, обнаружены две возможные причины d-асимметрии фазовых диаграмм относительно преобразования $n \to 2-n$. Первая состоит в подключении к d-подсистеме s- или p-электронов со слабой или сильной гибридизацией — модель Фриделя для переходных металлов и модель Эмери для оксидов меди. Вторая возможность реализуется на основе учета кулоновских интегралов перескока (2), которые меняют фазовую диаграмму в ее дырочной части ($n_c > 1$).

Дополнительный механизм, предложенный в [1] и проявляющийся при малой концентрации дырок и малой энергии Хаббарда, может иметь отношение к дырочной p-сверхпроводимости. Однако сверхпроводимость d-электронов и d-дырок, по-видимому, обусловлена аномально большой отрицательной амплитудой $d-d$-рассеяния [5], происходящей от сильных хаббардовских корреляций.

Работа выполнена при поддержке международного фонда Сороса (грант MSA000, MSA3000).

1. J. E. Hirsch and F. Marsiglio, *Phys. Rev.* B39, 11515 (1989).
2. Г. Бете, А. Зоммерфельд, *Электронная теория металлов*, ОНТИ, Москва (1938).
3. J. Hubbard, *Proc. Roy. Soc.* A276, 238 (1963).
4. R. O. Zaitsev, *Phys. Lett.* A134, 199 (1988).
5. R. O. Zaitzev, *Solid State Commun.* 76, 795 (1990).

The electron-hole asymmetry of high temperature superconductors

R. O. Zaitsev and Yu. V. Mikhailova

The particle-hole asymmetry of the superconductive phase diagram caused by the Coulomb corrections to the hopping integrals is investigated. An additional domain of the superconducting state is found in the upper electron Hubbard subband.