Письма в ЖЭТФ, том 59, вып.3, стр.193 - 197

ФАЗОВОЕ РАССЛОЕНИЕ В КОРРЕЛИРОВАННЫХ СИСТЕМАХ С БЛИЖНИМ ПОРЯДКОМ

А.А.Горбацевич, И.В.Токатлы

Московский институт электронной техники

103498 Москва, Россия

Поступила в редакцию 25 ноября 1993 г.

После переработки 29 декабря 1993 г.

Предложена модель, описывающая возникновение фазового расслоения в системах с флуктуационным ближним порядком. Показано, что существует широкая область на фазовой диаграмме, в которой наличие диэлектрического ближнего порядка приводит к абсолютной неустойчивости однородного состояния системы.

Расслоение на фазы (Phase Separation) широко наблюдается в самых разнообразных экспериментах в различных ВТСП. Интерес к этому явлению постоянно растет и уже можно говорить о формировании самостоятельного направления в исследовании свойств ВТСП. Развиваемая авторами настоящей работы зонная теория фазового расслоения позволила с единых позиций описать широкий круг, на первый взгляд разрозненных, экспериментальных фактов [1]. Критерием расслоения на фазы служит отрицательность производной химпотенциала μ по числу частиц n ($\partial\mu/\partial n < 0$), выражающая общее термодинамическое условие абсолютной неустойчивости однородного состояния системы. В рамках зонной картины и приближения среднего поля [1] это условие реализуется за счет быстрого подавления легированием диэлектрического параметра порядка, определяющего щель в спектре носителей заряда в фазе с магнитным или зарядовым упорядочением. В последнее время были получены убедительные экспериментальные доказательства существования сильных диэлектрических корреляций во всей области существования сверхпроводящего состояния [2,3]. Однако проблема заключается в том, что в этой области дальний порядок подавлен легированием и сильными флуктуациями и диэлектрические корреляции проявляются в форме ближнего порядка [3]. Описание эффектов ближнего порядка принципиальным образом требует выхода за рамки приближения среднего поля. Настоящая работа посвящена построению такого описания для $2D$-систем с межзонной экситонной неустойчивостью типа рассмотренной в [4]. Возможность существования подобной неустойчивости в плоскости CuO_2 ВТСП была продемонстрирована в работе [5]. Таким образом, мы приходим к постановке задачи о двумерном легированном полупроводнике, валентная зона и зона проводимости которого разделены щелью ϵ_g, а концентрация частиц в верхней зоне равна n. Возможность фазового расслоения в такой системе связана с тем, что свободные электроны, подавляя межзонную неустойчивость (эффект, аналогичный сдвигу Бурштейна), вызывают эффективное понижение края зоны проводимости и, как следствие, возможное понижение уровня μ при увеличении n. При этом, как показано ниже, рассматриваемый механизм фазового расслоения не зависит от наличия дальнего диэлектрического порядка (экситонного конденсата), но реализуется также во флуктуационной области при наличии только ближнего порядка.

Статистическая сумма системы может быть представлена в виде следующего функционального интеграла:

$$Z = \int D\bar{\Psi} D\Psi \exp[-S\{\bar{\Psi}, \Psi\}], \qquad \bar{\Psi} = (\psi_c^*, \psi_v^*),$$

$$S = \int\limits_0^{1/T} d\tau \int d^2r \left\{ \bar{\Psi} \left[\partial_\tau - \mu + \sigma_z \left(-\frac{\nabla^2}{2m} + \frac{1}{2}\epsilon_g \right) \right] \bar{\Psi} + g\psi_v^* \psi_c^* \psi_c \psi_v \right\}. \qquad (1)$$

где g – потенциал взаимодействия в межзонном канале, а $\psi_{c(v)}$ – грассмановы поля, соответствующие зоне проводимости (валентной зоне). Отметим, что учет внутризонных взаимодействий приведет к одеванию вершины g и, кроме того, может вызвать неустойчивость в сверхпроводящем канале. Последняя возможность в данной работе не рассматривается (например, температура выше температуры сверхпроводящего перехода). Поэтому ограничимся только существенным для механизма фазового расслоения межзонным взаимодействием, понимая под g одетую вершину.

С помощью преобразования Хаббарда–Стратоновича приведем фермионную часть действия к гауссову виду:

$$S = \int d\tau d^2r \left\{ \bar{\Psi} M \Psi + \frac{(\Delta^* \Delta)}{g} \right\},$$

$$M = G^{-1} + \hat{\Delta}, \qquad \hat{\Delta} = \sigma_+ \Delta + \sigma_- \Delta^*. \qquad (2)$$

Здесь

$$G = \left[\partial_\tau - \mu + \sigma_z \left(-\frac{\nabla^2}{2m} + \frac{1}{2}\epsilon_g \right) \right]^{-1}$$

– оператор, соответствующий функции Грина свободных полей. Рассмотрим случай, когда энергия экситона ϵ_{ex}, легирование и, следовательно, интересующая нас область температур таковы, что выполняется условие

$$\nu \equiv \max\{\mu - \frac{1}{2}\epsilon_g, \; T, \; \epsilon_{ex} - \epsilon_g\} \ll \epsilon_g.$$

Выделим в полях ψ быстро и медленно меняющиеся части:

$$\psi = \psi^{(0)} + \psi^{(1)}, \qquad \psi^{(0)} = \sum_{k > \tilde{k}} \psi(k) e^{ikx}, \qquad \psi^{(1)} = \sum_{k < \tilde{k}} \psi(k) e^{ikx}.$$

Импульс $\tilde{k}$ выбран таким образом, что

$$\nu \ll \tilde{k}^2/2m \ll \epsilon_g. \qquad (3)$$

Проинтегрируем выражение для статистической суммы с действием (2) по ферми-полям, а затем умножим и разделим результат на $\exp\{\mathrm{Sp}^{(1)} \ln \tilde{M}\}$, где $\tilde{M}$ соответствует оператору M (2) при нулевом химпотенциале ($\tilde{M} = M(\mu = 0)$), а индекс 1 у знака Sp означает, что шпур берется только по медленным переменным ($k < \tilde{k}$). В результате получим

$$Z \sim \int D\Delta D\psi^{(1)} \exp[-\{S_B + S_{FB}\}]. \qquad (4)$$

Бозонная часть действия S_B равна

$$S_B = -\mathrm{Sp}^{(0)}\ln(1 + G\hat{\Delta}) - \mathrm{Sp}^{(1)}\ln(1 + \tilde{G}\hat{\Delta}) + \int d\tau d^2r\frac{|\Delta|^2}{g}. \quad (5)$$

Здесь $\tilde{G} \equiv G(\mu = 0)$ – функция Грина нелегированной системы. Часть действия, описывающая фермионы и фермион-экситонное взаимодействие, имеет вид

$$S_{FB} = \int d\tau d^2r\bar{\psi}^{(1)}M\tilde{M}^{-1}\psi^{(1)}. \quad (6)$$

Используя условие (3), можно вычислить произведение $M\tilde{M}^{-1}$ и исключить состояния валентной зоны. Тогда, в главном порядке по ϵ_g^{-1} для S_{FB} имеем

$$S_{FB} = \int d\tau d^2r \left\{\psi^* \left(\partial_\tau - \mu - \frac{\nabla^2}{2m}\right)\psi + \frac{1}{\epsilon_g}\Delta^*\Delta\psi^*\psi\right\}. \quad (7)$$

Физическая природа появившегося в (7) фермион-бозонного отталкивания связана с тем, что электроны, заполняя зонные состояния, уменьшают фазовый объем, участвующий в формировании экситонов и, тем самым, подавляют тенденцию к экситонной неустойчивости.

Преобразуем бозонную часть действия (5). Поскольку выполнены условия (3), результат взятия шпура по быстрым переменным (область $k > \tilde{k}$) не зависит от наличия $\mu \neq 0$ в первом слагаемом в (5). Следовательно, для S_B имеем

$$S_B = -\mathrm{Sp}\ln(1 + \tilde{G}\hat{\Delta}) + \int d\tau d^2r\frac{|\Delta|^2}{g}. \quad (8)$$

В рассматриваемом случае $(|\epsilon_g - \epsilon_{ex}| \ll \epsilon_g)$ разложение (8) по степеням $\Delta(r, \tau)$ представляет собой разложение по параметру газовости для экситонов. Можно показать [6], что для любой размерности достаточно ограничиться членами до четвертого порядка. Для $D = 2$ получим следующее эффективное действие, описывающее электроны в верхней зоне, взаимодействующие с полем зарядовых флуктуаций $\varphi = (m/2\pi\epsilon_g)^{1/2}\Delta$:

$$S_{eff} = \int d\tau d^2r\varphi^* \left\{(\partial_\tau - \frac{\nabla^2}{4m} + \alpha)\varphi + \frac{1}{2}\lambda(\varphi^*\varphi)^2 + \psi^*\left(\partial_\tau - \frac{\nabla^2}{2m} - \mu\right)\psi + \lambda\varphi^*\varphi\psi^*\psi\right\}, \quad (9)$$

где константа взаимодействия равна $\lambda = 2\pi/m$.

Как известно, в двумерных системах при любых $T \neq 0$ дальний порядок, в смысле наличия бозе-конденсата, разрушен ($<\varphi>\equiv 0$ и парная корреляционная функция обращается в нуль на бесконечности). Однако, непосредственно из вида фермион-бозонного взаимодействия в (9) следует, что для понижения края электронной зоны, приводящего к возможности фазового расслоения, достаточно наличия ближнего порядка (то есть $<\varphi^2>\not\equiv 0$). При этом конкретный вид реализующегося ближнего порядка (например, в данной модели (1) вполне вероятно возникновение в результате перехода Березинского – Костерлица – Таулеса топологического "дальнего порядка" со степенным убыванием корреляционной функции) не играет принципиальной роли.

Возможность реализации условия $\partial\mu/\partial n < 0$ и возникновения фазового расслоения можно продемонстрировать уже в простейшем самосогласованном приближении для собственноэнергетических частей бозонов и фермионов, которые соответственно, имеют вид

$$\sum_B = \lambda < \varphi^2 > + \lambda n, \qquad \sum_F = \lambda < \varphi^2 > . \tag{10}$$

Роль уравнений самосогласования в данном случае будут играть уравнения, определяющие концентрацию электронов n и средний квадрат поля φ, описывающий наличие в системе ближнего диэлектрического порядка:

$$n = 2 \int f_F \left(\frac{k^2/2m - \mu_F}{T} \right) \frac{d^2k}{(2\pi)^2}, \qquad \mu_F = \mu - \lambda < \varphi^2 >,$$

$$< \varphi^2 > = \int f_B \left(\frac{k^2/4m - \mu_B}{T} \right) \frac{d^2k}{(2\pi)^2}, \qquad -\mu_B = \alpha + \lambda n + \lambda < \varphi^2 >, \tag{11}$$

где f_F и f_B – соответственно функции распределения Ферми и Бозе. Интегрируя уравнения (11), найдем явную зависимость от числа частиц n и температуры T величин $< \varphi^2 >$ и $\partial\mu/\partial n$:

$$< \varphi^2 > = \frac{2T}{\lambda} \ln \frac{x}{\sqrt{1+2x} - 1} \equiv \frac{2T}{\lambda} \ln \beta, \qquad x = 2 \exp \left\{ -\frac{\alpha + \lambda n}{T} \right\}, \tag{12}$$

$$\frac{\partial \mu}{\partial n} = -\frac{1}{2} \lambda \left\{ 4 \frac{2\beta - 1}{\beta - 1} - [1 - \exp(-\lambda n/2T)]^{-1} \right\}. \tag{13}$$

Заметим, что, при $T \equiv 0$ бозонный химпотенциал $\mu_B = 0$ и величина $< \varphi^2 >$ совпадает с квадратом среднеполевого параметра порядка ($< \varphi^2 > = < \varphi_0 >^2_{HF}$), то есть реализуется дальний порядок (при $\alpha + \lambda n < 0$), однако если $T \not\equiv 0$, он полностью разрушается, и остается только ближний порядок ($< \varphi > \equiv 0$, $< \varphi^2 > \not\equiv 0$). Анализ выражения (13) показывает, что существует область ближнего порядка, в которой $\partial\mu/\partial n < 0$. В частности, при $\lambda n/2T \ll 1$ критическая концентрация n_c, ниже которой система абсолютно неустойчива относительно расслоения, зависит от T следующим образом:

$$n_c = m/2\pi [\epsilon_{ex} - \epsilon_g + T \ln(4/3)].$$

Природа фазового расслоения в данном случае обусловлена перенормировкой спектра носителей заряда за счет $< \varphi^2 > \not\equiv 0$, приводящей к уменьшению запрещенной зоны с легированием и результирующему понижению уровня μ при увеличении n. Рассмотренный механизм фазового расслоения не связан непосредственно с притяжением носителей заряда в реальном пространстве, ответственном и за возникновение сверхпроводимости, как это происходит в моделях, основанных на приближении сильной связи [7,8]. В данном случае сверхпроводимость развивается во внутризонном канале параллельно с фазовым расслоением, не конкурируя с ним, в отличие от [7,8].

Отметим, что в предложенных ранее моделях фазового расслоения [7,8,1] в системе сосуществовали фазы, характеризующиеся тем или иным дальним порядком. Однако, как показано в настоящей работе, для возникновения фазового расслоения достаточно наличия развитых локальных корреляций, формирующих области ближнего порядка. При этом, как и в системах с дальним порядком, фазовое расслоение может индуцироваться сверхпроводимостью

[1]. Подобное специфическое взаимодействие внутренних степеней свободы, ответственных за диэлектризацию и сверхпроводимость, по-видимому, имеет достаточно универсальный характер и, в частности, должно быть присуще неупорядоченным сверхпроводникам в окрестности перехода металл – диэлектрик [9]. Вопрос о возможности построения модели фазового расслоения в таких системах на основе представления о диэлектрическом параметре порядка нуждается в специальном исследовании.

Работа была частично поддержана Фондом Сороса и грантом №91186 Госпрограммы "Высокотемпературная сверхпроводимость".

---

1. А.А.Горбацевич, Ю.В.Копаев, И.В.Токатлы, ЖЭТФ **101**, 971 (1992); Письма в ЖЭТФ **52**, 736 (1990).
2. J.Rossat-Mignod, L.P.Regnault, and C.Wettier, Physika C **185-189**, 86 (1991).
3. И.Н.Куркин, И.Х.Саликов, Л.Л.Седов и др., ЖЭТФ **103**, 1342 (1993).
4. А.Н.Козлов, Л.А.Максимов, ЖЭТФ **48**, 1184 (1965).
5. P.B.Littlewood, C.M.Varma, and S.Schmitt-Rink, Phys. Rev. **B39**, 12371 (1989).
6. А.А.Горбацевич, И.В.Токатлы, ЖЭТФ **103**, 702 (1993).
7. V.J.Emery, S.A.Kivelson, and H.Q.Lin, Phys. Rev. Lett. **64**, 475 (1990).
8. M.Marder, N.Papanicolaou, and G.C.Psaltakis, Phys. Rev. **B41**, 6920 (1990).
9. В.Ф.Гантмахер, В.Н.Зверев, В.М.Теплинский, О.И.Баркалов, Письма в ЖЭТФ **57**, 373 (1993).