

ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ КОРРЕЛЯЦИИ И СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ s -ТИПА В СИСТЕМЕ С КУЛОНОВСКИМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ

А. А. Горбачевич

Получено общее выражение для эффективного межэлектронного потенциала кулоновского взаимодействия в сверхпроводящем канале с учетом диэлектрических корреляций в пределе слабого взаимодействия. Найдены условия реализации сверхпроводимости $s + id$ типа. Обсуждается новое состояние, в пределе сильного взаимодействия конкурирующее с RVB -фазой.

Экспериментальные данные, указывающие на существование в ВТСП сильных магнитных корреляций, а также значительно ослабленный изотопический эффект, стимулировали теоретическое исследование сверхпроводящего спаривания в моделях с кулоновским межэлектронным взаимодействием¹. Как в пределе сильного^{2,3}, так и слабого⁴⁻⁶ затравочного взаимодействия была продемонстрирована возможность сверхпроводимости d -типа. Кроме того в модели с сильным взаимодействием существуют сверхпроводящие корреляции и s -типа². Вопрос о структуре основного состояния сверхпроводящей фазы в модели с сильным взаимодействием в настоящее время активно обсуждается^{3,7}. Его решение требует исследования задачи интерференции электрон-электронных и электрон-дырочных корреляций^{3,8}. В данной работе эта задача решена в пределе слабого взаимодействия и показано, что учет сложной структуры диэлектрических корреляций в пределе слабого взаимодействия также позволяет получить сверхпроводящее s -спаривание при затравочном отталкивании.

1. Рассмотрим модель с конгруэнтными участками поверхности Ферми (ПФ) и экранированным кулоновским межэлектронным взаимодействием. Гамильтониан модели имеет вид:

$$\hat{H} = \sum_{i, \mathbf{k}, \alpha} \epsilon_i(\mathbf{k}) a_{i\mathbf{k}\alpha}^+ a_{i\mathbf{k}\alpha} + \sum_{i, j, l, m} g_{ijlm} a_{i\mathbf{k}\alpha}^+ a_{j\mathbf{k}'\beta}^+ a_{l\mathbf{k}''\gamma} a_{m\mathbf{k}'+\mathbf{q}\alpha}, \quad (1)$$

здесь α, β – спиновые индексы; $i, j, l, m = 1, 2$ обозначают конгруэнтные участки ПФ: $\epsilon_{1,2}(\mathbf{k}) = \mu \pm \epsilon(\mathbf{k})$, где μ – параметр неконгруэнтности, вызванной, например, легированием или анизотропией. Применительно к квадратной ПФ, широко обсуждаемой в связи с проблемой ВТСП, конгруэнтные участки ПФ1 и 2 разнесены на половину вектора обратной решетки \mathbf{Q} : $\epsilon_1(\mathbf{k}) = \epsilon_2(\mathbf{k} + \mathbf{Q})$, $\epsilon_i(\mathbf{k}) = \epsilon_i(-\mathbf{k})$, и принадлежат одной зоне. В общем случае индексы 1 и 2 могут относиться к различным зонам с различной симметрией волновых функций.

Взаимодействие $g_2 \equiv g_{1122}$ (1) (в однозонной модели это процессы переброса) перепутывает куперовский канал и нуль-звуковой, логарифмическая особенность в котором связана с "нестингом". Однако из-за неоднородности спектра и интегрирования по углам происходит эффективное расщепление "паркета", и структура основного состояния качественно соответствует результатам приближения среднего поля⁴.

Учтем диэлектрические корреляции с помощью канонического преобразования, устраняющего особенность в нуль-звуковом канале ($\alpha = u\alpha_1 + u\alpha_2$). Считаем, что хиппотенциал μ в перестроенной фазе находится под диэлектрической щелью, и имеются носители заряда (дырки) при $T=0$. Для сверхпроводящего параметра порядка $\tilde{\Delta} \sim \langle \alpha \alpha \rangle$ можно получить следующее уравнение

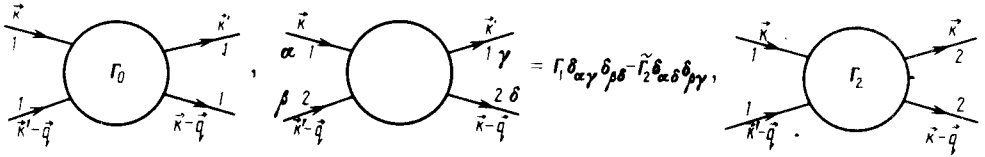
$$\tilde{\Delta}(\mathbf{k}) = - \int V(\mathbf{k}, \mathbf{k}') \frac{\tilde{\Delta}(\mathbf{k}')}{\omega(\mathbf{k}')} \operatorname{th} \frac{\omega(\mathbf{k}')}{2T} \frac{d\mathbf{k}'}{(2\pi)^3}, \quad (2)$$

здесь $\omega(\mathbf{k}) = \sqrt{(\mu - E(\mathbf{k}))^2 + |\tilde{\Delta}(\mathbf{k})|^2}$, $E(\mathbf{k}) = \sqrt{\epsilon^2(\mathbf{k}) + |\hat{\Sigma}(\mathbf{k})|^2}$, $\hat{\Sigma}(\mathbf{k})$ – диэлектрический параметр порядка. В общем случае $\hat{\Sigma}(\mathbf{k})$ содержит синглетные (Σ) и триплетные (Σ') действительную (Σ_R) и мнимую (Σ_I) компоненты⁹: $\hat{\Sigma} = \Sigma_R + i\Sigma_I + \sigma(\Sigma'_R + i\Sigma'_I)$. Эффективное взаимодействие $V(\mathbf{k}, \mathbf{k}')$ имеет вид:

$$V(\mathbf{k}, \mathbf{k}') = \Gamma_0(u^2 u'^2 + v^2 v'^2) + \sigma \Gamma_2(v^2 u'^2 + u^2 v'^2) + 2(\Gamma_1 + \sigma \Gamma_2)uvu'v', \quad (3)$$

$$u', v' \equiv u(\mathbf{k}'), v(\mathbf{k}'); \quad \Gamma_i \equiv \Gamma_i(\mathbf{k}, \mathbf{k}', \mathbf{k} + \mathbf{k}'),$$

где $\Gamma_i(\mathbf{k}, \mathbf{k}', \mathbf{q})$ – полные вершины (на нулевой частоте) (рисунок), соответствующие затравочным зарядам $g_0 = g_{iiii}$, $g_1 = g_{1221}$, $g_2 = g_{1122}$ и $\tilde{g}_2 = g_{1212}$ в (1). Вершины Γ_1 , Γ_2 и $\tilde{\Gamma}_2$



в нуль-звуковом канале имеют полюс в точке установления дальнего диэлектрического порядка ($T = T_D$) и максимум – в окрестности температуры T_D^* , характеризующей формирование ближнего диэлектрического порядка. В последнем случае соотношение (3) применимо для описания межэлектронного взаимодействия, если корреляционная длина сверхпроводящего параметра порядка ξ_0 меньше размера областей ближнего порядка. При выводе (3) полагали $T \ll T_D, T_D^*$. u и v в (3) – коэффициенты канонического преобразования:

$$u^2, |v|^2 = \frac{1}{2} \left(1 \mp \frac{\epsilon(\mathbf{k})}{E(\mathbf{k})} \right), \quad uv = \frac{1}{2} \frac{\hat{\Sigma}(\mathbf{k})}{E(\mathbf{k})}. \quad (4)$$

Множитель σ в (3) принимает значение -1 для триплетного диэлектрического параметра порядка и 1 – для синглетного. Знак эффективного взаимодействия (3) определяется спиновой и фазовой структурой диэлектрического параметра порядка и соотношением амплитуд различных процессов кулоновского рассеяния.

2. В качестве примера рассмотрим однозонную модель с плоскими участками ПФ. Результаты для двухзонной модели будут представлены в отдельной работе. В простейшем случае одноцентрового хаббардовского взаимодействия все затравочные заряды в (1) равны: $g_0 = g_1 = g_2 = \tilde{g}_2 = U$. Для вершин в приближении хаотических фаз имеем:

$$\Gamma_0 = V^- + V^+, \quad \Gamma_2 = V_Q^- + V_Q^+, \quad \Gamma_1 = V^- + V_Q^+, \quad \tilde{\Gamma}_2 = V_Q^- + V^+, \quad (5)$$

где

$$V^-(\mathbf{q}) = \frac{U}{1 - U^2 \chi^2(\mathbf{q})}, \quad V^+(\mathbf{q}) = \frac{U^2 \chi(\mathbf{q})}{1 - U \chi(\mathbf{q})},$$

$$V^\pm(\mathbf{q}) = V^\pm(\mathbf{k} \pm \mathbf{k}'), \quad V_Q^\pm = V^\pm(\mathbf{k} \pm \mathbf{k}' + \mathbf{Q}),$$

$\chi(\mathbf{q})$ – нуль-звуковая петля. Из (3) и (5) получаем выражение для эффективного взаимодействия:

$$V = V^-(u'u + v^4 *v)^2 + \sigma V_Q^-(u'v + v'^*u)^2 + V^+(u'u + \sigma v'^*v)^2 + \sigma V_Q^+(u'v + \sigma v'^*u)^2. \quad (6)$$

Тип физического упорядочения характеризуется структурой диэлектрического параметра порядка. Для дальнейшего существенно, что токовые состояния: орбитальный антиферромагнетизм (ОАФ) (синглетный мнимый параметр порядка $\Sigma = i\Sigma_f(\mathbf{k})$) и состояние с током спина (ТСС) (триплетный мнимый параметр $\Sigma = i\sigma\Sigma_f^t(\mathbf{k})$) описываются параметрами d -типа (см. например, ¹⁰): $\Sigma_f, \Sigma_f^t = \Sigma_d(\mathbf{k}) = \Sigma_d(\cos k_x - \cos k_y)$. Для однокомпонентного диэлектрического параметра порядка уравнение (2) с потенциалом (6) допускает сверхпроводящее решение d -типа: $\tilde{\Delta}_d(\mathbf{k}) = -\tilde{\Delta}_d(\mathbf{k} + \mathbf{Q})$, рассматривавшееся для случая волны спиновой плотности (ВСП: $\Sigma = \sigma\Sigma_R^t = \text{const}$) в ^{5,6}. На фоне же волны зарядовой плотности (ВЗП: $\Sigma = \Sigma_R = \text{const}$) или ТСС ($\Sigma = i\sigma\Sigma_f^t$) сверхпроводящий параметр порядка удовлетворяет еще и соотношению $\tilde{\Delta}(\epsilon(\mathbf{k})) = -\tilde{\Delta}(-\epsilon(\mathbf{k}))$, а эффективный притягивательный потенциал

$$V_{\text{взп}} \approx \frac{\mu^2 - \Sigma^2}{\mu^2} (V^- + V^+ - V_Q^- - V_Q^+) \quad (7)$$

обращается в нуль в пределе половинного заполнения ($\mu = \Sigma$). Если же в диэлектрической фазе имеет место сосуществование ВСП (или ВЗП) и токового состояния ТСС (или ОАФ) (что, вообще говоря, требует выхода за рамки одноцентровой модели ¹⁰), то реализуется сверхпроводящий параметр $s + id$ типа:

$$\tilde{\Delta}(\mathbf{k}) = \tilde{\Delta}_s(\mathbf{k}) + i\tilde{\Delta}_d(\mathbf{k}), \quad \tilde{\Delta}(\mathbf{k} + \mathbf{Q}) = \tilde{\Delta}^*(\mathbf{k}), \quad (8)$$

где в случае сосуществования ВСП и ТСС имеем:

$$\begin{aligned} \tilde{\Delta}_d(\mathbf{k}) &= (1 - 2u^2(\mathbf{k})\sin^2 \theta(\mathbf{k}))\Delta_d(\mathbf{k}) + u^2(\mathbf{k})\sin 2\theta(\mathbf{k})\Delta_s, \\ \tilde{\Delta}_s(\mathbf{k}) &= u^2(\mathbf{k})\sin 2\theta(\mathbf{k})\Delta_d(\mathbf{k}) + (1 - 2u^2(\mathbf{k})\cos^2 \theta(\mathbf{k}))\Delta_s, \end{aligned} \quad (9)$$

здесь $\Sigma(\mathbf{k}) = |\Sigma(\mathbf{k})|e^{i\theta(\mathbf{k})}$, $\Delta_d(\mathbf{k})$ – решение уравнения (2) с потенциалом

$$V_{\text{всп}} \approx V^- - V_Q^- \quad (10)$$

параметр $\Delta_s \approx \int \frac{d\mathbf{k}'}{(2\pi)^3} (V^- + V^+ + V_Q^- + V_Q^+) \Delta_d(\mathbf{k}') \frac{\Sigma_R^+ \Sigma_d(\mathbf{k}')}{\mu^2 \omega(\mathbf{k}')} \text{th} \frac{\omega(\mathbf{k}')}{2T} \approx \text{const}, (\Sigma_d \ll \Sigma_R^t)$.

Для физической интерпретации механизма, ответственного за сверхпроводимость, важно, что решение d -типа с эффективным потенциалом:

$$V_{T > T_D} = \Gamma_0 - \Gamma_2 = V^- + V^+ - V_Q^- - V_Q^+ \quad (11)$$

существует и выше температуры формирования диэлектрического упорядочения, когда параметр порядка $\Sigma = 0$. В терминах затравочных операторов – это антисимметричное решение $\Delta_{11} = -\Delta_{22} = \Delta_d$ ($\Delta_{ii} \sim \langle a_i a_i \rangle$, $\Delta_a = \Delta_d$ в (9)). Природа притяжения в (11), как и в (6) – обмен электрон-дырочными (экситонными) возбуждениями, ответственными за установление диэлектрического порядка ¹¹ (спиновыми флуктуациями при $U > 0$ ^{11,5,6}). Можно показать, что диэлектрический параметр порядка возрастает при появлении сверхпроводящего

конденсата ($\left. \frac{\partial \Sigma_R^t}{\partial \Delta^2} \right|_{\Delta=0} > 0$). Поэтому нет оснований для интерпретации кулоновской сверхпроводимости в рамках картины "спиновых" или иных "мешков" ⁶ основанной на зависи-

мости Σ от легирования. Изменение симметрии волновых функций при диэлектризации, описываемое факторами когерентности, проявляется в том, что ВСП благоприятствует d -спариванию (антисимметрическому решению), а ВЗП подавляет его ¹² (ср. (7) и (10)).

3. В узельном представлении состояние ОАФ характеризуется ненулевым "поток" Φ , набираемым при обходе по замкнутому контуру квадрата, содержащего 4 ближайших узла решетки. В пределе сильного отталкивания на центре при строго половинном заполнении имеет место $SU(2)$ эквивалентность $s + id$ сверхпроводящего решения и фазы с "поток" $\Phi = \pi$ ¹³. В настоящей работе в пределе слабого взаимодействия в отсутствие $SU(2)$ инвариантности показано, что $s + id$ структура сверхпроводящего конденсата (8) сохраняется, если учесть токовую компоненту диэлектрического упорядочения. Однако этот вывод справедлив и в пределе сильного взаимодействия, поскольку ему можно придать форму симметричного утверждения. Действительно в функционале свободной энергии независимо от модели имеется инвариант

$$\delta F \sim (\Delta_s \Delta_d^* - \Delta_s^* \Delta_d)(\Sigma^2 - \Sigma^{*2}),$$

обеспечивающий требуемую структуру решения.

Как следует из полученных выше результатов, наиболее благоприятные условия для реализации $s + id$ фазы достигаются при сосуществовании ВСП и ТСС ($U > 0$). В узельном представлении ТСС описывается альтернирующей мнимой триплетной компонентой перескока $\langle c_{i\sigma}^+ c_{j\sigma} \rangle_a \sim \chi_{ij}^\sigma = i |\chi| (-1)^{j_x + j_y} = -\chi_{ij}^{\sigma}$. Естественным обобщением ТСС в модели сильного взаимодействия ¹⁴ служит параметр:

$$\chi_{ij}^\alpha = |\chi| \exp [i(-1)^\alpha (-1)^{j_x + j_y} \theta] \quad (12)$$

где $\alpha = 1, \dots, n$ – номер цвета. В пределе $n \rightarrow \infty$ спектр и энергия состояния с током цвета (12) и фазы с "поток" (а также других фаз, отличающихся от (12) мультиплетностью) совпадают. В отличие от фазы с "поток" ⁷ состояние (12) инвариантно относительно обращения времени. Состояние (12) в моделях сильного взаимодействия, насколько нам известно, ранее не рассматривалось и его исследование представляет несомненный интерес.

Автор признателен Ю.В.Копаеву за полезные обсуждения.

Литература

1. Anderson P.W. Science 1987, 235, 1196.
2. Zhang F.C. et al. Supercond. Sci. Tech., 1988, 1, 36.
3. Kotliar G., Liu J. Phys. Rev. B, 1988, 38, 5142
4. Дзялошинский И.Е. Письма в ЖЭТФ, 1987, 46, Приложение, 110; Дзялошинский И.Е., Яковенко В.М. ЖЭТФ, 1988, 94, 344.
5. Weng Z.Y. et al. Phys. Rev. B, 1988, 38, 6561.
6. Schrieffer J.R. et al. Phys. Rev. B, 1989, 39, 11663.
7. Wen X.G. et al. Phys. Rev. B, 1989, 39, 11413.
8. Копаев Ю.В. УФН, 1989, 159, 567.
9. Halperin B.I., Rice T.M. Solid St. Phys., 1968, 21, 115.
10. Schulz H.J. Phys. Rev. B, 1989, 39, 2940.
11. Beal-Monod M.T. et al. Phys. Rev. B, 1986, 34, 7716.
12. Gorbatsevich A.A. et al. Phys. Lett. A, 1987, 125, 149.
13. Affleck I et al. Phys. Rev. B, 1988, 38, 745.
14. Marston J.B., Affleck I. Phys. Rev. B, 1989, 39, 11538.