Письма в ЖЭТФ, том 57, вып.10, стр.629 - 633 ©1993 г. 25 мая

О ВОЗМОЖНОСТИ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ НА ОСНОВЕ "КУЛОНОВСКИХ" МЕХАНИЗМОВ КУПЕРОВСКОГО СПАРИВАНИЯ НОСИТЕЛЕЙ ТОКА

Э.А.Пашицкий

Институт физики АН Украины

252650 Киев, Украина

Поступила в редакцию 23 марта 1993 г.

Показано, что утверждение Андерсона о невозможности получения высоких критических температур T_c в сверхпроводниках с помощью нефононных ("кулоновских") механизмов куперовского спаривания в общем случае неверно, поскольку благодаря эффектам локального поля происходит увеличение заряда квазичастиц, которое почти полностью компенсирует уменьшение межэлектронного притяжения за счет перенормировки константы связи λ на фактор $(1+\lambda)$ и позволяет получить $T_c > 100$ K.

1. Задолго до открытия Беднорцом и Мюллером [1] высокотемпературной сверхпроводимости (ВТСП) в купратных металлооксидных соединениях (МОС) Коэном и Андерсоном [2] было высказано утверждение о невозможности получения высоких критических температур перехода в сверхпроводящее (СП) состояние $T_c > 10$ K с помощью каких-либо нефононных механизмов куперовского спаривания за счет обмена виртуальными возбуждениями бозе-типа кулоновской природы (экситонами, плазмонами и др.). Этот вывод, недавно подтвержденный Андерсоном [3] в еще более категорической форме, базируется на двух весьма общих положениях: во-первых, на соотношении Крамерса - Кронига для обратной диэлектрической проницаемости (ДП) системы $\epsilon^{-1}(q,\omega)$ [4], согласно которому безразмерная константа запаздывающего электрон-электронного притяжения λ всегда меньше константы кулоновского отталкивания μ_C при положительной статической ДП $\epsilon(q,0) > 0$, и, во-вторых, на теории сверхпроводимости с сильным электрон-фононным взаимодействием (ЭФВ) [5], согласно которой притяжение вблизи поверхности Ферми (ПФ) перенормируется (ослабляется) на фактор $(1+\lambda)$, что фактически и приводит к низким $T_c < 10$ K.

Однако в [2,3] не были учтены эффекты локального поля, обусловленные многочастичными кулоновскими корреляциями в заряженной ферми-жидкости (ФЖ) [4], благодаря которым происходит перенормировка заряда квазичастиц. Такого рода эффекты рассматривались в [6,7], где утверждалось, что сильные кулоновские корреляции в однородной ФЖ могут приводить к отрицательным значениям статической ДП в широкой области импульсов $q \neq 0$, так что ограничение на величину λ снимается, и λ может быть больше μ_C. Но при этом в [6,7] не учитывалась перенормировка констант λ и μ_C за счет тех же самых эффектов локального поля. Впервые такая перенормировка была учтена в [8] для "плазмонного" механизма сверхпроводимости [9] в полуметаллах или вырожденных полупроводниках с перекрывающимися широкими и узкими зонами ("легкими" и "тяжелыми" долинами) за счет обмена квантами низкочастотных коллективных возбуждений зарядовой плотности – акустическими плазмонами [10], что позволило в рамках модели "желе" [4] при численном решении уравнения Элиашберга [5] для щели в спектре квазичастиц получить значения $T_c \geq 100\,\mathrm{K}$.

В настоящей работе показано, что утверждение Андерсона [2,3], фактически закрывающее целое направление поиска возможных механизмов ВТСП, в общем случае неверно, поскольку в результате почти полной взаимной компенсации эффектов локального поля и сильной связи для "кулоновских" механизмов куперовского спаривания происходит существенное усиление межэлектронного притяжения, которое даже при $\epsilon(\mathrm{q},0) > 0$ и $\lambda < \mu_C$, вопреки выводам [2,3] и [6,7], позволяет получить достаточно высокие T_c.

2. В СП состоянии заряженной ФЖ нормальная Σ_1 и аномальная Σ_2 собственно-энергетические части, определяющиеся обменом виртуальными бозонами кулоновской природы (плазмонами, экситонами), с учетом эффектов локального поля при $T \to T_c$ имеют вид (см. [5,6])

$$\Sigma_1(\mathrm{p},\omega) = T\sum_{\omega'}\int \frac{d^3p'}{(2\pi)^3} G(\mathrm{p}',\omega')\tilde{V}_C(\mathrm{p}'-\mathrm{p},\omega'-\omega)\Gamma_C(\mathrm{p}',\omega';\mathrm{p}'-\mathrm{p},\omega'-\omega); \quad (1)$$

$$\Sigma_2(\mathrm{p},\omega) = T\sum_{\omega'}\int \frac{d^3p'}{(2\pi)^3} F(\mathrm{p}',\omega')\tilde{V}_C(\mathrm{p}'-\mathrm{p},\omega'-\omega)\Gamma_C^2(\mathrm{p}',\omega';\mathrm{p}'-\mathrm{p},\omega'-\omega). \quad (2)$$

Здесь G и F – нормальная и аномальная функции Грина, ω и ω' – дискретные мацубаровские частоты, $\tilde{V}_C$ – матричный элемент экранированного (с учетом запаздывания) кулоновского взаимодействия, который в приближении самосогласованного поля имеет вид [4]

$$\tilde{V}_C(\mathrm{q},\omega) = V_C(\mathrm{q})/\epsilon(\mathrm{q},\omega) \equiv D_B(\mathrm{q},\omega) + V_C(\mathrm{q}), \quad (3)$$

где $D_B(\mathrm{q},\omega) = V_C(\mathrm{q})[\epsilon^{-1}(\mathrm{q},\omega) - 1]$ – функция Грина коллективных возбуждений бозе-типа, V_C – матричный элемент неэкранированного кулоновского отталкивания, а Γ_C – кулоновская вершина, которая при $q \to 0$ и $\omega \to 0$ удовлетворяет тождествам Уорда [11] – Питаевского [12] для заряженной ФЖ с однородным компенсирующим фоном противоположного знака [13]:

$$\Gamma_C^\omega(\mathrm{p}',\omega') \equiv 1 - \frac{\partial\Sigma_1(\mathrm{p}',\omega')}{\partial\omega'}; \quad \Gamma_C^q(\mathrm{p}',\omega') \equiv 1 - \frac{\partial\Sigma_1(\mathrm{p}',\omega')}{\partial\mu}, \quad (4)$$

где μ – химический потенциал ФЖ, а Γ_C^ω и Γ_C^q соответствуют предельным переходам $q/\omega \to 0$ при $\omega \to 0$ и $\omega/q \to 0$ при $q \to 0$.

Если характерные энергии коллективных бозонных возбуждений плотности заряда $\Omega_B \ll E_F$ (где E_F – энергия Ферми), то по аналогии с ЭФВ [5] можно показать, что вблизи ПФ ($\omega \to 0$ и $p \simeq k_F$, где k_F – Ферми-импульс) нечетная по ω часть Σ_1 в нормальном состоянии равна

$$f(\omega) \equiv \frac{1}{2}[\Sigma_1(k_F,\omega) - \Sigma_1(k_F,-\omega)] \approx -\omega\lambda; \qquad \lambda = 2\int_0^\infty \frac{d\omega'}{\omega'}S(\omega'). \quad (5)$$

Здесь λ – безразмерная константа электрон-плазмонного (ЭПВ) или электрон-экситонного (ЭЭВ) взаимодействия, $S(\omega)$ – спектральная функция бозонов (плазмонов или экситонов):

$$S(\omega) = -\frac{1}{\pi}N(0) < V_C(\mathrm{q})\mathrm{Im}\epsilon^{-1}(\mathrm{q},\omega)\Gamma_C(\mathrm{q},\omega) >, \quad (6)$$

$N(0)$ – плотность состояний (ПС) на ПФ, а угловые скобки $< \ldots >$ означают усреднение по q в области $0 \le q \le 2k_F$.

Из (4) и (5) следует, что $\Gamma_C^\omega = 1 + \lambda$ при $p' = k_F$ и $\omega' \to 0$. Благодаря тому, что перенормировка эффективной массы за счет кулоновского взаимодействия $(1 + \partial\Sigma_1/\partial\zeta)$, где $\zeta = k^2/2m^* - \mu$, почти полностью компенсируется неадиабатической перенормировкой спектра квазичастиц на фактор $Z_C(\omega) = 1 - f(\omega)/\omega$ (см. [14]), с хорошей точностью можно положить $\partial\Sigma_1/\partial\mu = \partial\Sigma_1/\partial\omega = -\lambda$, так что при $p' = k_F$ и $\omega' = 0$

$$\Gamma_C^q \approx \Gamma_C^\omega \equiv Z_C(0) = 1 + \lambda. \tag{7}$$

С другой стороны, вычисление среднего значения $\bar{\Gamma}_C$ в области $\omega \ge \Omega_B$ с учетом радиационных (кулоновских) поправок первого порядка с точностью до членов $\lambda\Omega_B/E_F \ll 1$ приводит к оценке [8]

$$\bar{\Gamma}_C \approx 1 + \mu_C + O(\lambda\Omega_B/E_F), \tag{8}$$

где μ_C – константа усредненного по передаваемым энергиям ($\omega \le E_F$) и импульсам $q \le 2k_F$) неэкранированного кулоновского отталкивания при $\omega \to \infty$, когда $\epsilon(\mathrm{q}, \omega) \to 1$ и $\Gamma_C \to 1$ (поправки второго порядка малы при $\mu_C \le 1$). В силу соотношения Крамерса–Кронига для $\epsilon^{-1}(\mathrm{q}, \omega)$ [4] между константами λ и μ_C существует связь [2,7]:

$$\mu_C - \lambda = N(0) < V_C(\mathrm{q})\epsilon^{-1}(\mathrm{q}, 0)\Gamma_C(\mathrm{q}, 0) >, \tag{9}$$

согласно которой $\lambda < \mu_C$, если $\epsilon(\mathrm{q}, 0) > 0$, либо $\lambda > \mu_C$, если $\epsilon(\mathrm{q}, 0) < 0$ в широкой области $q \neq 0$. В ионных кристаллах благодаря большой статической ДП решетки $\epsilon_0 \gg 1$, а также из-за сильной экранировки зарядов вырожденными свободными носителями при $\omega \to 0$, в правой части (9) можно считать $\epsilon^{-1}(\mathrm{q}, 0) \ll 1$ и полагать $\lambda \simeq \mu_C$. В этом случае оценки Γ_C с помощью (4) и (8) фактически совпадают.

В связи с этим эффективная константа межэлектронного притяжения, ответственная за куперовское спаривание, с учетом "лишней" кулоновской вершины Γ_C в уравнении (2) для СП параметра порядка Σ_2 может быть приближенно представлена в виде (ср. с (5) и (6))

$$\tilde{\lambda} = -\frac{2}{\pi} N(0) \int_0^\infty \frac{d\omega}{\omega} < V_C(\mathrm{q})\mathrm{Im}\epsilon^{-1}(\mathrm{q}, \omega)\Gamma_C^2(\mathrm{q}, \omega) > \approx \lambda(1 + \mu_C). \tag{10}$$

В то же время перенормированная за счет эффектов локального поля константа кулоновского отталкивания в уравнении (2) с учетом (8) имеет вид

$$\tilde{\mu}_C = N(0) \int_0^{E_F} \frac{d\omega}{E_F} < V_C(\mathrm{q})\Gamma_C^2(\mathrm{q}, \omega) > \approx \mu_C(1 + \mu_C)^2. \tag{11}$$

3. Покажем, что благодаря перенормировке констант взаимодействия (10) и (11) за счет поправок локального поля, ограничение сверху на величину λ, вытекающее из соотношения (9) при $\epsilon(q, 0) > 0$, не препятствует получению высоких $T_C \ge 100$ K. Для оценки критической температуры СП перехода воспользуемся экспоненциальной формулой типа формулы Макмиллана [15] в

приближении промежуточной связи ($\lambda \leq 1$) с учетом неадиабатической перенормировки (уменьшения) константы связи на фактор $Z_C(0) = 1 + \lambda$ (ср. с [16]):

$$T_c \approx \Omega_B \exp\left\{-\frac{1+\lambda}{\tilde{\lambda} - \tilde{\mu}_C^*(1+\lambda)}\right\}, \tag{12}$$

где μ_C^* – кулоновский псевдопотенциал Боголюбова – Толмачева – Морела – Андерсона [17,18]:

$$\tilde{\mu}_C^* = \tilde{\mu}_C[1 + \tilde{\mu}_C \ln(E_F/\Omega_B)]^{-1}. \tag{13}$$

Для максимального по Ω_B значения T_C с учетом (10) и (11) из (12) и (13) получаем следующее выражение:

$$T_c^{max} \approx E_F \exp\left\{-\frac{4(1+\lambda)}{\lambda(1+\mu_C)} + \frac{1}{\mu_C(1+\mu_C)^2}\right\}, \tag{14}$$

в то время, как формула для T_c^{max} без учета поправок локального поля имеет вид [7,16]

$$T_c^{max} \approx E_F \exp\left\{-\frac{4(1+\lambda)}{\lambda} + \frac{1}{\mu_C}\right\}, \tag{15}$$

Согласно (14) при условии $\lambda \simeq \mu_C$ в эффективной константе притяжения вблизи ПФ происходит почти полное сокращение перенормировок, обусловленных эффектами локального поля и сильной связи.

В результате при $\lambda \simeq \mu_C \simeq 1$ и $E_F \simeq 1$ эВ из (14) получаем оценку $T_c^{max} \simeq$ $\simeq 270$ K, тогда как из (15) следует гораздо более низкое значение $T_c^{max} \simeq 10$ K. Заметим, что в [16] оценка $T_c^{max} \simeq 300$ K была получена с помощью формулы (15) при $\lambda \simeq 1$, $\mu_C \simeq 1/2$ и $E_F \simeq 10$ эВ. Приведенные в [3,6,7] оценки $T_c^{max} \simeq (1-10)$ K при $E_F \simeq (1-10)$ эВ фактически соответствуют $\lambda \simeq \mu_C \simeq 1/2$, что характерно для экранированного кулоновского взаимодействия в металлах с большой электронной плотностью [6,16]. Однако в соотношение (9) входит константа неэкранированного кулоновского отталкивания, которая может быть гораздо больше ($\mu_C \geq 1$).

Таким образом, приведенная выше оценка величины T_c^{max} по формуле (14) указывает на принципиальную возможность получения достаточно высоких $T_c > 100$ K благодаря возрастанию эффективного заряда квазичастиц $\tilde{e} \simeq e(1+$ $+\lambda)^{1/2}$ и увеличение константы связи $\Lambda = \lambda - \mu_C^*$ за счет эффектов локального поля даже при $\epsilon(q, 0) > 0$ и $\lambda < \mu_C$, вопреки утверждению Андерсона [2,3] и концепции отрицательных значений статической ДП [6,7].

В заключение заметим, что в случае плазмонного механизма сверхпроводимости [8,9,11] повышению T_c могут способствовать такие факторы, как гибридизация акустических плазмонов с оптическими фононами в ионных кристаллах [19], многодолинность зонного спектра (многосвязность ПФ) носителей тока [20,21], а также квазидвумерность электронного спектра и "пакетная" структура слоистых кристаллов типа купратных МОС BiSrCaCuO и TaBaCaCuO [22].

Выражаю благодарность В.М.Локтеву, В.И.Пентегову, С.М.Рябченко А.В.Семенову и П.И.Фомину за полезные обсуждения вопросов, затронутых в данной работе.

1. J.G.Bednorz and K.A.Muller, Z. Phys. **B64**, 189 (1986).
2. M.L.Cohen and P.W.Anderson, Superconductivity in d- and f- Band Metals. AIP Conference Proceedings (ed. D.H.Duglass) New-York, 1972, p.17.
3. P.W.Anderson, Theories of fullerens T_c's which will not work. Preprint, 1991.
4. Д.Пайнс, Ф.Нозьер, Теория квантовых жидкостей. М.: Мир, 1967.
5. Г.М.Элиашберг, ЖЭТФ **38**, 966 (1960).
6. О.В.Долгов, Е.Г.Максимов, УФН **135**, 441 (1981); **138**, 95 (1982).
7. В.Л.Гинзбург, Е.Г.Максимов, СФХТ **5**, 1543 (1992).
8. Э.А.Пашицкий, В.М.Черноусенко, ЖЭТФ **60**, 1483 (1971).
9. Э.А.Пашицкий, ЖЭТФ **55**, 2387 (1968); **56**, 662 (1969).
10. D.Pines and J.R.Schrieffer, Phys. Rev. **124**, 1387 (1961).
11. J.C Ward, Phys. Rev. **78**, 182 (1950).
12. Л.П.Питаевский, ЖЭТФ **37**, 1794 (1959).
13. P.Nozieres and J.M.Luttinger, Phys. Rev. **127**, 1423 (1962).
14. T.M.Rice, Ann. Phys. **31**, 100 (1965).
15. W.L.McMillan, Phys. Rev. **167**, 331 (1968).
16. Проблема высокотемпературной сверхпроводимости (под редакцией В.Л.Гинзбурга и Д.А.Киржница), М.: Наука, 1977.
17. Н.Н.Боголюбов, В.В.Толмачев, Д.В.Ширков. Новый метод в теории сверхпроводимости. М.: Изд-во АН СССР, 1958.
18. P.Morel and P.W.Anderson, Phys. Rev. **125**, 1263 (1962).
19. Э.А.Пашицкий, В.Л.Макаров, С.Д.Терещенко, ФТТ, **16**, 427 (1974).
20. M.L.Cohen, Phys. Rev. **134**, A511 (1964).
21. Э.А.Пашицкий, А.С.Шпигель, Укр. физ. ж. **23**, 669, (1978).
22. Э.А.Пашицкий, Письма в ЖЭТФ **55**, 332 (1992); **56**, 364 (1992).