Письма в ЖЭТФ, том 65, вып.3, стр.258 - 262

ЭФФЕКТЫ РАЗУПОРЯДОЧЕНИЯ В СВЕРХПРОВОДНИКАХ С АНИЗОТРОПНЫМ СПАРИВАНИЕМ: ОТ КУПЕРОВСКИХ ПАР К КОМПАКТНЫМ БОЗОНАМ

М.В.Садовский[1], *А.И.Посаженникова*

Институт электрофизики УрО РАН

620049 Екатеринбург, Россия

Поступила в редакцию 27 декабря 1996 г.

В приближении слабой связи теории БКШ нормальные примеси не влияют на температуру сверхпроводящего перехода T_c в случае изотропного s-спаривания. В случае d-спаривания они приводят к быстрому разрушению сверхпроводящего состояния. Это противоречит многим экспериментам по разупорядочению высокотемпературных сверхпроводников, если предположить, что в них реализуется спаривание d-типа. С ростом межэлектронного притяжения в куперовской паре система плавно переходит от сверхпроводника типа БКШ с "рыхлыми" парами к картине сверхпроводимости "компактных" сильно связанных бозонов. В области такого перехода можно ожидать существенных отклонений от универсальной зависимости T_c от беспорядка, определяемой уравнением Абрикосова–Горькова, причем T_c становится более устойчивой к разупорядочению. Поскольку ВТСП-системы находятся в переходной области от пар типа БКШ к компактным бозонам, эти результаты могут объяснить их относительную устойчивость к разупорядочению.

PACS: 74.20.Fg

Хорошо известно, что в обычном приближении слабой теории БКШ нормальные примеси не оказывают существенного влияния на величину температуры сверхпроводящего перехода T_c в случае изотропного s-спаривания (теорема Андерсона) [1]. В случае так называемого анизотропного s-спаривания подавление T_c беспорядком также является достаточно слабым [2, 3]. В то же время, для d-спаривания нормальные примеси очень быстро разрушают сверхпроводимость [2–4] и зависимость T_c от беспорядка определяется универсальным уравнением Абрикосова – Горькова:

$$\ln\left(\frac{T_{c0}}{T_c}\right) = \left[\Psi\left(\frac{1}{2}+\frac{\gamma}{2\pi T_c}\right) - \Psi\left(\frac{1}{2}\right)\right], \tag{1}$$

где $\Psi(x)$ – дигамма функция, $\gamma = \pi n_{imp} v^2 N(E_F)$ – обычная частота рассеяния электронов на точечных примесях с потенциалом v, хаотически распределенных в пространстве с некоторой плотностью n_{imp}, $N(E_F)$ – плотность состояний на уровне Ферми E_F. Из уравнения (1) непосредственно следует, что T_c полностью подавляется при некотором критическом значении частоты рассеяния $\gamma = 0.88 T_{c0}$, которая определяет соответствующую критическую концентрацию примесей и величину остаточного сопротивления нормального состояния:

$$\rho_{AG} = \frac{2m\gamma_c}{ne^2} = \frac{8\pi\gamma_c}{\omega_p^2}, \tag{2}$$

где n и m – соответственно концентрация электронов и их масса, а ω_p – плазменная частота [4].

---

[1] e-mail: sadovski@ief.intec.ru

В настоящее время возникает все большая убежденность, что в высокотемпературных сверхпроводниках на основе оксидов меди реализуется спаривание d-типа [5]. Однако характерный масштаб критической частоты рассеяния $\gamma_c \sim T_{c0}$ находится в серьезном противоречии с большим количеством экспериментальных данных по подавлению T_c беспорядком для этих систем [6]. Эти данные, по-видимому, указывают на сохранение сверхпроводящего состояния вплоть до вызываемого разупорядочением перехода металл – диэлектрик, то есть до $\gamma \sim E_F \gg T_{c0}$. Целью настоящей работы является качественное объяснение этого противоречия.

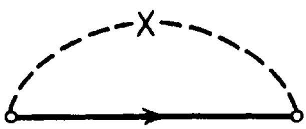

Рис.1. Собственно-энергетическая часть бозона, обусловленная примесным рассеянием

Рассмотрим предел очень сильного спаривательного взаимодействия (противоположный обычному приближению БКШ), приводящего к формированию компактных бозонов [7]. В этом случае T_c определяется температурой бозе-конденсации свободных бозонов. В случае системы с примесями точка бозе-конденсации определяется следующим уравнением [8]:

$$\mu_p - \sum(0) = 0, \tag{3}$$

где μ_p – химический потенциал пар, а $\sum(0)$ – предел нулевой частоты собственно-энергетической части бозона в поле примесей, которая в случае слабого рассеяния определяется диаграммой, показанной на рис.1:

$$\sum(\epsilon_n) = n_{imp}v^2 \int \frac{d^3\mathrm{p}}{(2\pi)^3} \frac{1}{i\epsilon_n - \mathrm{p}^2/2m^* + \mu_p}, \tag{4}$$

где $\epsilon_n = 2\pi nT$ – четная мацубаровская частота, $m^* = 2m$ – масса пары, и мы предполагаем $T > T_c$. В дальнейшем мы ограничимся рассмотрением трехмерных систем. Непосредственные вычисления дают

$$\sum(0) = \mathrm{Re}\tilde{\Sigma}(0) + E_{0c}, \tag{5}$$

где $E_{0c} = -(m^*/\pi^2)n_{imp}v^2p_0$ – сдвиг края зоны, вызываемый рассеянием на примесях [9] (p_0 – параметр обрезания в импульсном пространстве порядка обратной постоянной решетки a^{-1}), а

$$\mathrm{Re}\tilde{\Sigma}(0) = \frac{1}{\sqrt{2}\pi} n_{imp}v^2 m^{*3/2}\sqrt{|\mu_p|}. \tag{6}$$

Величина E_{0c} приводит к простой перенормировке химического потенциала: $\tilde{\mu} = \mu_p - E_{0c}$, так что в перенормированном виде уравнение (3) сводится к

$$\tilde{\mu}\left(1 - \frac{1}{\sqrt{2|\tilde{\mu}|}\pi} n_{imp}v^2 m^{*3/2}\mathrm{sign}\tilde{\mu}\right) = 0 \tag{7}$$

с одним существенным для нас ($\tilde{\mu} < 0$ для бозонов при $T > T_c$) корнем: $\tilde{\mu} = 0$, то есть $\mu_p - E_{0c} = 0$. Соответственно, температура бозе-конденсации в примесной системе определяется стандартным уравнением:

$$\frac{n}{2} = g \int_{-\infty}^{\infty} d\epsilon N(\epsilon) \frac{1}{e^{\epsilon/T_c} - 1}, \tag{8}$$

где $g = 2s + 1$ (для бозонов со спином s), $N(\epsilon)$ – усредненная по примесям плотность состояний, которая в простейшем приближении (4) сводится к $N(E - E_{0c})$ – плотности состояний свободных частиц с энергией ϵ, отсчитываемой от сдвинутого края зоны. Очевидно, что отсюда следует обычное выражение для T_c [10]:

$$T_c = \frac{3.31}{g^{2/3}} \frac{(n/2)^{2/3}}{m^*}, \tag{9}$$

которое *не зависит от беспорядка.* Возможное влияние беспорядка может быть связано лишь с экспоненциально малым "лифшицевским хвостом" в плотности состояний в уравнении (8), связанным с локализацией [11], который не возникает в нашем простейшем приближении (4). Таким образом, мы приходим к выводу, что в приближении очень сильного спаривательного взаимодействия (сверхпроводимость компактных пар) T_c практически не зависит от беспорядка для *любого* значения спина куперовской пары, то есть для пар s-типа, d-типа и так далее.

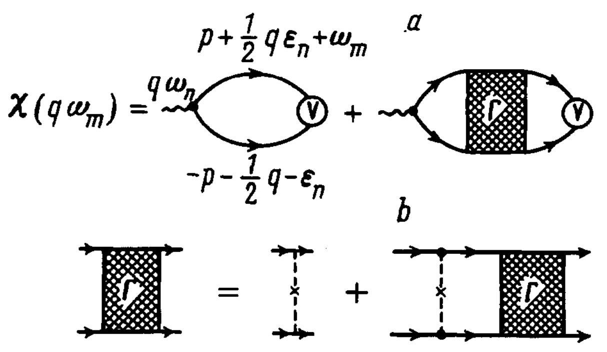

Рис.2. *a*) Диаграммное представление куперовской восприимчивости $\chi(\mathbf{q}\omega)$, V – потенциал спаривательного взаимодействия, Г – вершинная часть примесного рассеяния в куперовском канале, определяемая в "лестничном" приближении (*b*)

В довольно давней работе Нозьера и Шмитт-Ринк [7], посвященной идеальным сверхпроводникам без примесей, было показано, что с ростом величины спаривательного взаимодействия происходит плавный переход от выражений для T_c приближения слабой связи теории БКШ к выражениям, определяемым картиной бозе-конденсации компактных пар. В системе с примесями соответствующий анализ для T_c можно провести путем решения следующей системы связанных уравнений, обобщающей аналогичные уравнения работы [7] – обычного уравнения для неустойчивости БКШ:

$$1 - \chi(0,0) = 0 \tag{10}$$

и уравнения для плотности фермионов (химического потенциала электронов μ):

$$\frac{1}{2}(n - n_f) = \int \frac{d^3\mathbf{q}}{(2\pi)^3} \int \frac{d\omega}{\pi} \frac{1}{\exp(\omega/T_c) - 1} \frac{\partial}{\partial\mu} \delta(\mathbf{q}, \omega), \tag{11}$$

где $n_f(\mu, T_c)$ – плотность свободных фермионов,

$$\delta(\mathbf{q},\omega) = \operatorname{arctg}\frac{\operatorname{Im}\chi(\mathbf{q},\omega)}{1-\operatorname{Re}\chi(\mathbf{q},\omega)}, \tag{12}$$

а куперовская восприимчивость $\chi(\mathbf{q},\omega)$ определяется диаграммами, показанными на рис.2. На этом рисунке в вершинах стоят соответствующие симметрийные факторы для различных типов спаривания, например для кубической решетки [12]:

$$\psi_s(\mathbf{p}) = 1 \qquad \text{(изотропное } s\text{-спаривание)},$$

$$\psi_{s'}(\mathbf{p}) = \cos p_x a + \cos p_y a + \cos p_z a \qquad \text{(анизотропное } s\text{-спаривание)},$$

$$\psi_{d_{x^2-y^2}}(\mathbf{p}) = \cos p_x a - \cos p_y a \qquad (d\text{-спаривание}),$$

$$\psi_{d_{3z^2-r^2}}(\mathbf{p}) = 2\cos p_z a - \cos p_x a - \cos p_y a \qquad \text{и т.д.}, \tag{13}$$

а для спаривательного взаимодействия можно воспользоваться следующим модельным выражением:

$$V_i(\mathbf{p},\mathbf{p}') = V_{\mathbf{p}\mathbf{p}'}\psi_i(\mathbf{p})\psi_i(\mathbf{p}'), \tag{14}$$

где $\psi_i(\mathbf{p})$ определены выше, а потенциал

$$V_{\mathbf{p}\mathbf{p}'} = -\frac{V_0}{\sqrt{(1+p^2/p_0^2)(1+p'^2/p_0^2)}} \tag{15}$$

аналогичен использовавшемуся в работе [7], где $p_0 \sim a^{-1}$.

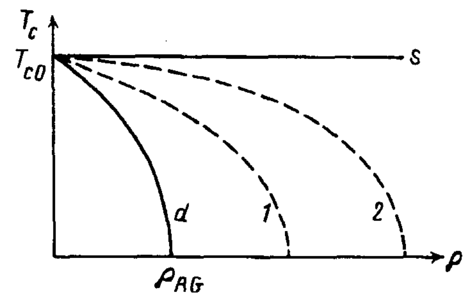

Рис.3. Качественная зависимость температуры перехода T_c от беспорядка (остаточного сопротивления нормального состояния ρ). Кривая d – универсальная зависимость Абрикосова – Горькова, определяемая уравнением (1). Кривая s – случай изотропного s-спаривания. Штриховые кривые – d-спаривание в переходной области от пар теории БКШ к компактным бозонам

Численное решение системы уравнений (10), (11) является весьма трудоемким даже для системы без примесей [7]. В то же время, совершенно ясно, что и в примесном случае из них получится плавный переход в зависимости T_c от беспорядка, интерполирующий между предельными случаями слабой связи и картиной компактных бозонов, обсуждавшимися выше. В случае изотропного s-спаривания T_c остается практически не зависящей от беспорядка, то есть теорема Андерсона выполняется и в случае сильной связи. В случае же d-спаривания универсальная зависимость T_c от беспорядка, определяемая уравнением (1), перестанет выполняться в области перехода от куперовских пар к компактным бозонам. Физическая причина этого явления достаточно ясна – механизм подавления T_c за счет "распаривания" перестает работать по мере роста притяжения в парах и в режиме от очень сильной связи T_c будет определяться температурой бозе-конденсации пар в примесной системе. Качественное поведение T_c в зависимости от беспорядка показано на рис.3. Этот рисунок иллюстрирует плавный переход в зависимости T_c от сопротивления нормального состояния, определяемой универсальной зависимостью Абрикосова – Горькова (кривая d) к T_c, не зависящей от беспорядка (кривая s). Штриховые кривые соответствуют d-спариванию в переходной области (константа связи V_0 растет при переходе от кривой *1* к кривой *2*). Таким образом, для системы с d-спариванием, находящейся в переходной области, можно легко получить сверхпроводящее состояние при достаточно сильном беспорядке, соответствующем $\rho > \rho_{AG}$.

Переходная область качественно определяется простым неравенством, введенным в работе [13]: $\pi^{-1} < p_F\xi < 2\pi$, где p_F – импульс Ферми, а ξ – длина когерентности сверхпроводника. На так называемом графике Уемуры [14] высокотемпературные сверхпроводники находятся вблизи линии "неустойчивости" $p_F\xi = 2\pi$ [13]. Это обстоятельство вполне может объяснить наблюдающиеся в ВТСП-системах отклонения от универсальной зависимости T_c от беспорядка и их относительную устойчивость к разупорядочению [6], несмотря на реализацию в них спаривания d-типа.

Авторы благодарны А.В.Мирмельштейну, который настоял на публикации этих простых соображений. Работа частично поддержана грантом Российского фонда фундаментальных исследований 96-02-16065 и грантом IX.1 программы "Статистическая физика" ГКНТ России.

---

1. П. де Жен, *Сверхпроводимость металлов и сплавов*, М.: Мир, 1968.
2. L.S.Borkovski and P.J.Hirschfeld, Phys. Rev. **B49**, 15404 (1994).
3. R.Fehrenbacher and M.R.Norman, Phys. Rev. **B50**, 3495 (1994).
4. R.J.Radtke, K.Levin, H.B.Schuttler, and M.R.Norman, Phys. Rev. **B48**, 653 (1993).
5. D.J. Van Harlingen, Rev. Mod. Phys. **67**, 515 (1995).
6. М.В.Садовский, СФХТ **8**, 337 (1995); Phys. Rep. (1996).
7. P.Nozieres and S.Schmitt-Rink, J. Low-Temp. Phys. **59**, 195 (1985).
8. А.З.Паташинский, В.Л.Покровский, *Флуктуационная теория фазовых переходов*, М.: Наука, 1982.
9. М.В.Садовский, ЖЭТФ **83**, 1418 (1982).
10. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц, *Статистическая физика*, часть 1, М.: Наука, 1976.
11. И.М.Лифшиц, С.А.Гредескул, Л.А.Пастур, *Введение в теорию неупорядоченных систем*, М.: Наука, 1982.
12. D.J.Scalapino, E.Loh, and J.E.Hirsch, Phys. Rev. **B35**, 6694 (1987).
13. F.Pistolesi and G.C.Strinati, Phys. Rev. **49**, 6356 (1994).
14. Y.J.Uemura, L.P.Le, G.M.Luke et al., Phys. Rev. Lett. **66**, 2665 (1991).