Письма в ЖЭТФ, том 57, вып.8, стр.494 - 497 ©1993 г. 25 апреля

НОРМАЛЬНЫЕ ПРИМЕСИ В СВЕРХПРОВОДНИКАХ С "НЕЧЕТНЫМ" СПАРИВАНИЕМ

Э.З.Кучинский, М.В.Садовский

Институт электрофизики УрО РАН

620219 Екатеринбург, Россия

Поступила в редакцию 23 марта 1993 г.

Анализируются эффекты нормальных примесей в сверхпроводниках, щелевая функция которых нечетна по $k - k_F$. В этом случае сверхпроводимость возможна даже в присутствии сколь-угодно сильного точечного отталкивания между электронами, что привлекательно с точки зрения теории ВТСП металлооксидов. Показано, что примеси приводят к чрезвычайно сильному подавлению такого спаривания, более мощному, чем в случае магнитных примесей в традиционных сверхпроводниках.

В недавней работе Мила и Абрахамсом была предложена интересная модель, допускающая существование сверхпроводящего спаривания при сколь-угодно сильном точечном отталкивании электронов [1]. Естественно, что такая модель представляет большой интерес с точки зрения объяснения высокотемпературной сверхпроводимости металлооксидов. В основе модели лежит демонстрация того факта, что уравнение для щели теории БКШ:

$$\Delta(\xi) = -N(0) \int\limits_{-\omega_c}^{\omega_c} d\xi' V(\xi,\xi') \frac{\Delta(\xi')}{2[\xi'^2 + \Delta^2(\xi')]^{1/2}} \operatorname{th} \frac{[\xi'^2 + \Delta^2(\xi')]^{1/2}}{2T} \tag{1}$$

может иметь нетривиальное решение $\Delta(\xi) = -\Delta(-\xi)$ (то есть нечетное по $k - k_F$, $\xi = v_F(k - k_F)$) при наличии в $V(\xi,\xi')$ притягивающего взаимодействия $-V_2(\xi,\xi') < 0$ (отличного от нуля при $|\xi|, |\xi'| < \omega_c$ и $|\xi - \xi'| < \omega_c$) даже в присутствии сильного (бесконечного) точечного отталкивания $V_1(\xi,\xi') = U > 0$ при $|\xi|, |\xi'| < E_F$. В случае нечетной $\Delta(\xi)$ отталкивательная часть взаимодействия в (1) просто выпадает, а притяжение $V_2(\xi,\xi')$ может обеспечить спаривание с нетривиальными свойствами (щелевая функция обращается в нуль на ферми-поверхности, что ведет к бесщелевой сверхпроводимости).

При наличии нормальных (немагнитных) примесей уравнения для нормальной и аномальной функций Грина имеют стандартный вид [2], справедливый в пределе слабого рассеяния:

$$G(\omega\xi) = -\frac{i\tilde{\omega} + \xi}{\tilde{\omega}^2 + \xi^2 + |\tilde{\Delta}(\xi)|^2}, \qquad F(\omega\xi) = \frac{\tilde{\Delta}^*(\xi)}{\tilde{\omega}^2 + \xi^2 + |\tilde{\Delta}(\xi)|^2}, \tag{2}$$

где $\omega = (2n+1)\pi T$,

$$\tilde{\omega} = \omega - \frac{\gamma}{\pi} \int\limits_{-\infty}^{\infty} d\xi \frac{\tilde{\omega}}{\tilde{\omega}^2 + \xi^2 + |\tilde{\Delta}(\xi)|^2}, \qquad \tilde{\Delta}(\xi) = \Delta(\xi) + \frac{\gamma}{\pi} \int\limits_{-\infty}^{\infty} d\xi \frac{\tilde{\Delta}(\xi)^*}{\tilde{\omega}^2 + \xi^2 + |\tilde{\Delta}(\xi)|^2} = \Delta(\xi). \tag{3}$$

Здесь $\gamma = \pi c V_0^2 N(0)$ – частота рассеяния электронов на точечных примесях с потенциалом V_0, хаотически распределенных с концентрацией c. Интеграл во втором уравнении обращается в нуль из-за нечетности $\Delta(\xi)$, и перенормировка щелевой функции из-за рассеяния на примесях отсутствует. Именно это обстоятельство и является причиной сильного влияния примесей на "нечетное" спаривание. Заметим, что такая же ситуация имеет место в случае анизотропного спаривания, например d-типа [3,4].

Уравнение на щель имеет теперь вид

$$\Delta(\xi) = N(0)T\sum_{\omega_n}\int_{-\infty}^{\infty} d\xi' V_2(\xi,\xi')\frac{\tilde{\Delta}^*(\xi')}{\tilde{\omega}^2+\xi'^2+|\Delta^2(\xi')|^2}. \tag{4}$$

Вблизи температуры перехода T_c уравнения (3), (4) можно линеаризовать по $\Delta(\xi)$ так, что после стандартных вычислений получаем следующее линейное уравнение для щели, определяющее T_c:

$$\Delta(\xi) = N(0)\int_{-\infty}^{\infty} d\xi' V_2(\xi,\xi')\int_{-\infty}^{\infty}\frac{d\omega}{2\pi}\frac{1}{\xi'}\mathrm{th}\left(\frac{\omega+\xi'}{2T}\right)\frac{\gamma}{\omega^2+\gamma^2}\Delta(\xi'). \tag{5}$$

В последующем анализе мы воспользуемся модельным взаимодействием:

$$V_2(\xi,\xi') = \begin{cases} V[\cos\frac{\pi}{2}\frac{\xi-\xi'}{\omega_c}+1] \text{ при } |\xi|,|\xi'|<\omega_c; & |\xi-\xi'|<\omega_c \\ 0 \text{ при } |\xi|,|\xi'|>\omega_c; & |\xi-\xi'|>\omega_c \end{cases}. \tag{6}$$

Основным преимуществом такого выбора является то обстоятельство, что в этом случае интегральные уравнения для щели сводятся к трансцендентным и легко решаются. Модельные взаимодействия, использованные в [1], не допускают столь простого анализа и, в значительной мере, не имеют других серьезных преимуществ. Основные качественные результаты, рассмотренные ниже, не зависят от выбора модельного взаимодействия.

Щелевая функция в рассматриваемом случае имеет вид

$$\Delta(\xi) = \Delta_0(T)\sin\left(\frac{\pi}{2}\frac{\xi}{\omega_c}\right) \quad \text{при} \quad |\xi|<\omega_c \tag{7}$$

и $\Delta(\xi)=0$ при $|\xi|>\omega_c$. Уравнение для T_c сводится при этом к

$$1 = N(0)V\int_0^{\omega_c}\frac{d\xi'}{\xi'}\sin^2\left(\frac{\pi}{2}\frac{\xi'}{\omega_c}\right)\int_{-\infty}^{\infty}\frac{d\omega}{\pi}\mathrm{th}\left(\frac{\omega+\xi'}{2T_c}\right)\frac{\gamma}{\omega^2+\gamma^2}. \tag{8}$$

В "чистом" пределе ($\gamma\to 0$) получаем зависимость T_c от спаривательной константы связи $g=N(0)V$, показанную на рис.1. Спаривание существует для $g>g_c=1,213$. На рис.2 показана зависимость T_c от γ для ряда характерных значений спаривательной константы g. Видим, что нормальные примеси сильно подавляют "нечетное" спаривание. Сверхпроводимость исчезает при $\gamma\sim T_{c0}$ и ее подавление является даже более сильным, чем в случае магнитных примесей в традиционных сверхпроводниках [5]. Это проявляется, в частности, в том, что при $g\to g_c$ область существования сверхпроводящего состояния на "фазовой диаграмме" рис.2 исчезает, а универсальное поведение, характерное для случая магнитных примесей, отсутствует.

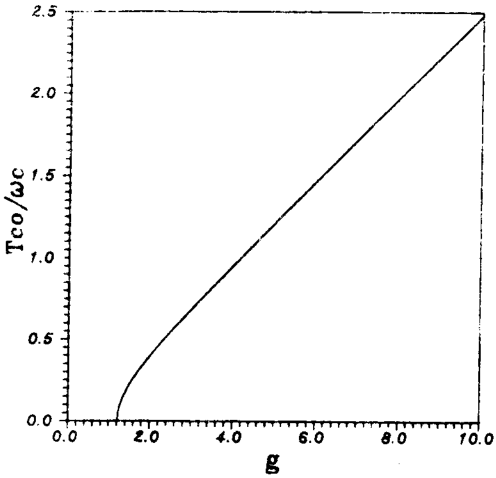

Рис.1

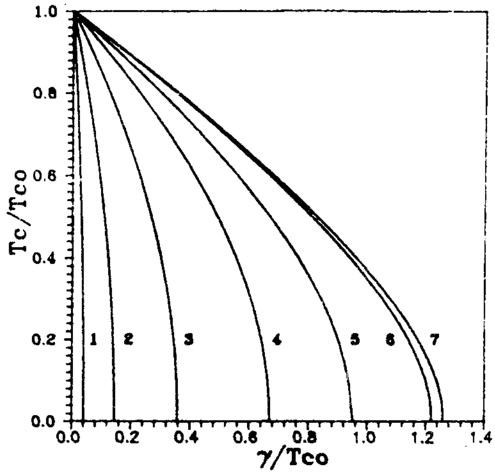

Рис.2

Рис.1. Зависимость T_{c0} от спаривательной константы связи $g = N(0)V$ в модели взаимодействия (6)

Рис.2. Зависимость T_c от частоты рассеяния γ для разных значений спаривательной константы g: *1* – $g = 1,22$; *2* – 1,24; *3* – 1,30; *4* – 1,5; *5* – 2,0; *6* – 5,0; *7* – 10,0

Критическая частота рассеяния γ_c, соответствующая $T_c(\gamma \to \gamma_c) \to 0$, определяется из (5) уравнением вида

$$\Delta(\xi) = N(0) \int\limits_{-\infty}^{\infty} d\xi' V_2(\xi, \xi') \frac{1}{\pi\xi'} \operatorname{arctg}\left(\frac{\xi'}{\gamma_c}\right) \Delta(\xi'), \qquad (9)$$

которое для взаимодействия (6) сводится к

$$1 = \frac{2}{\pi} N(0)V \int\limits_{0}^{\omega_c} \frac{d\xi'}{\xi'} \sin^2\left(\frac{\pi}{2}\frac{\xi'}{\omega_c}\right) \operatorname{arctg}\left(\frac{\xi'}{\gamma_c}\right). \qquad (10)$$

Отсюда нетрудно показать, что при $g \gg g_c$ имеем универсальный результат: $\gamma_c/T_{c0} = 4/\pi \approx 1,273$. Нетрудно убедиться, что этот результат, так же как и вид кривой $T_c(\gamma)$ при $g \gg g_c$, не зависит от выбора модельного потенциала $V_2(\xi, \xi')$. При $g \to g_c$ всегда имеем зависимость $\gamma_c \sim (g - g_c) \to 0$. Соответствующее поведение ясно видно из рис.2.

Как уже отмечалось выше, рассматриваемая модель привлекательна с точки зрения ее применения к объяснению высокотемпературной сверхпроводимости металлооксидов [1]. Известно, что ВТСП в этих системах весьма чувствительна к структурному разупорядочению [6]. Вместе с тем, из имеющихся экспериментальных данных [6] следует, что сверхпроводимость металлооксидов разрушается вблизи перехода металл–диэлектрик, вызванного разупорядочением, то есть при $\gamma \sim E_F$, а отнюдь не при $\gamma \sim T_{c0} \ll E_F$. Это обстоятельство, по нашему мнению, делает рассматриваемую модель маловероятным кандидатом для объяснения ВТСП купратов.

Авторы благодарны М.А.Эркабаеву за помощь в численных расчетах. Работа поддерживается Научным Советом по проблеме ВТСП и выполнена в рамках проекта №90135 государственной программы исследований по сверхпроводимости. Эта работа так же частично поддерживается грантом фонда Сороса, присужденным американским физическим обществом.

1. F.Mila and E.Abrahams, Phys. Rev. Lett. **67**, 2379 (1991).
2. А.А.Абрикосов, Л.П.Горьков, ЖЭТФ **35**, 1158 (1958); ЖЭТФ **36**, 319 (1959),
3. Y.Suzumura and H.Schulz, J. Phys. Rev. **B 39**, 11398 (1989).
4. P.Monthoux, A.V.Balatsky, and D.Pines, Preprint (1992).
5. А.А.Абрикосов, Л.П.Горьков, ЖЭТФ **39**, 1781 (1960).
6. Б.А.Алексашин, А.И.Воронин, С.В.Верховский и др., ЖЭТФ **95**, 678 (1989).