Письма в ЖЭТФ, том 63, вып.5, стр.347 - 352 © 1996г. 10 марта

РАЗЛОЖЕНИЕ ГИНЗБУРГА – ЛАНДАУ И НАКЛОН ВЕРХНЕГО КРИТИЧЕСКОГО ПОЛЯ В НЕУПОРЯДОЧЕННЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ

А.И.Посаженникова, М.В.Садовский[1)]

Институт электрофизики УрО РАН

620049 Екатеринбург, Россия

Поступила в редакцию 15 декабря 1995 г.

После переработки 31 января 1996 г.

Показано, что наклон верхнего критического поля $|dH_{c2}/dT|_{T_c}$ в сверхпроводниках с d-спариванием быстро падает с ростом концентрации нормальных примесей, тогда как в сверхпроводниках с анизотропным s-спариванием $|dH_{c2}/dT|_{T_c}$ растет, выходя на известную асимптотику, характерную для изотропного случая. Такое отличие, в принципе, позволяет использовать измерения H_{c2} в неупорядоченных сверхпроводниках в качестве экспериментального метода определения типа спаривания в ВТСП и системах с тяжелыми фермионами.

PACS 74.20.Fg, 74.20.De

Основной проблемой физики ВТСП систем в настоящее время является определение типа куперовского спаривания. Целый ряд экспериментов и теоретических моделей [1] указывает на реализацию в них анизотропного спаривания $d_{x^2-y^2}$-типа с нулями щели на поверхности Ферми. В то же время, существующие эксперименты не противоречат и так называемому анизотропному s-спариванию, следующему из некоторых теоретических моделей [2,3], и также приводят к нулям щели (без смены знака) или ее минимумам на поверхности Ферми в тех же направлениях в зоне Бриллюэна, что и в случае d-спаривания.

В появившихся недавно работах [4,5] было отмечено, что контролируемое введение нормальных примесей (разупорядочение) может оказаться эффективным методом экспериментального различения упомянутых выше типов анизотропного спаривания. Оказалось, что разупорядочение приводит к принципиально различному поведению плотности состояний в этих типах сверхпроводников. В частности, сверхпроводник с d-спариванием всегда остается бесщелевым, тогда как в сверхпроводнике с анизотропным s-спариванием с исходно существовавшими нулями щели малое разупорядочение приводит к появлению конечной щели на всей поверхности Ферми.

Измерения щели, тем более в определенных направлениях в импульсном пространстве, являются достаточно трудоемкими. Целью настоящей работы является демонстрация того обстоятельства, что гораздо более простые, в принципе, измерения верхнего критического поля H_{c2} при различных степенях разупорядочения также могут эффективно различать сверхпроводники d-типа от сверхпроводников с анизотропным s-спариванием. Обсуждаемая проблема актуальна также и для сверхпроводников с тяжелыми фермионами.

В дальнейшем, следуя [4,5], мы рассмотрим двумерную электронную систему с изотропной поверхностью Ферми и сепарабельным потенциалом куперовского

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

спаривания вида

$$V(\phi,\phi') = -V\eta(\phi)\eta(\phi'), \tag{1}$$

где ϕ – полярный угол, определяющий направление электронного импульса в плоскости, а для $\eta(\phi)$ принимается модельная зависимость:

$$\eta(\phi) = \begin{cases} \cos(2\phi) & (d\text{–спаривание}) \\ |\cos(2\phi)| & (\text{анизотропное } s\text{–спаривание}) \end{cases}. \tag{2}$$

Константа притяжения V считается, как обычно, отличной от нуля в слое шириной $2\omega_c$ в окрестности уровня Ферми (ω_c – характерная частота квантов, обеспечивающих притяжение электронов). В этом случае сверхпроводящая щель (параметр порядка) имеет вид $\Delta(\phi) = \Delta\eta(\phi)$, причем положения нулей щели на поверхности Ферми для s- и d-случаев просто совпадают.

Уравнения теории БКШ в примесном сверхпроводнике выводятся стандартным образом [6]. Линеаризованное уравнение для щели, определяющее температуру перехода T_c, имеет вид

$$\Delta(\phi) = -N(0)T_c \sum_{\omega_n} \int_{-\infty}^{\infty} d\xi \int_0^{2\pi} \frac{d\phi'}{2\pi} V(\phi,\phi') \frac{\tilde{\Delta}(\phi')}{\tilde{\omega}_n^2 + \xi^2}, \tag{3}$$

где

$$\tilde{\Delta}(\phi) = \begin{cases} \Delta\eta(\phi) & (d\text{–спаривание}) \\ \Delta(\eta(\phi) + 2\gamma/\pi|\omega_n|) & (\text{анизотропное } s\text{–спаривание}) \end{cases}. \tag{4}$$

$\tilde{\omega}_n = \omega_n + \gamma \mathrm{sign}(\omega)$, $\gamma = \pi\rho V_0^2 N(0)$ – борновское затухание электронов за счет рассеяния на нормальных примесях с точечным потенциалом V_0 и случайно распределенных в пространстве с концентрацией ρ, $N(0)$ – плотность состояний на уровне Ферми, ξ – энергия электрона, отсчитанная от уровня Ферми, $\omega_n = (2n+1)\pi T_c$.

После традиционного анализа уравнение для T_c сводится к [4,5]

$$\ln\left(\frac{T_{c0}}{T_c}\right) = \alpha\left[\Psi\left(\frac{1}{2} + \frac{\gamma}{2\pi T_c}\right) - \Psi\left(\frac{1}{2}\right)\right], \tag{5}$$

где $\alpha = 1$ для случая d-спаривания и $\alpha = (1 - 8/\pi^2)$ для анизотропного s-спаривания, T_{c0} – температура перехода в отсутствие примесей, $\Psi(x)$ – логарифмическая производная Г-функции. Соответствующие зависимости $T_c(\gamma/T_{c0})$ приведены на рис.1. В случае d-спаривания T_c полностью подавляется при $\gamma = \gamma_c \approx 0.88T_{c0}$. В анизотропном s-случае зависимость $T_c(\gamma)$ гораздо слабее, при $\gamma \gg T_{c0}$ имеем $T_c \sim T_{c0}[1 - \alpha\ln(\gamma/\pi T_{c0})]$. К сожалению, измерения T_c являются недостаточными для определения типа спаривания, поскольку в реальных экспериментах температура перехода, как правило, достаточно сильно зависит от беспорядка из-за соответствующей зависимости в механизме спаривательного взаимодействия. В частности, хорошо известно, что в ВТСП системах происходит достаточно быстрое подавление T_c с разупорядочением, однако совершенно неясно, связано ли это с реализацией в этих системах d-спаривания или с другими причинами, играющими роль и в s-случае [7].

Характеристики системы, определяемые феноменологическими уравнениями Гинзбурга – Ландау, гораздо менее чувствительны к деталям микроскопического механизма спаривания. Разложение Гинзбурга – Ландау для разности

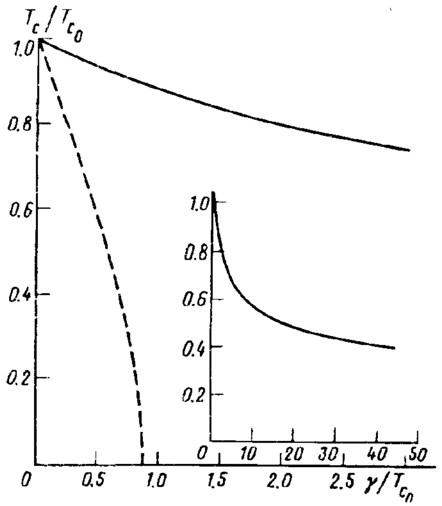

Рис.1. Зависимость температуры перехода T_c от параметра беспорядка γ/T_{c0}. Штриховая линия – зависимость для случая d-спаривания, сплошная – для случая анизотропного s-спаривания. На вставке – та же кривая для s-спаривания, но в более широком интервале значений параметра γ/T_{c0}

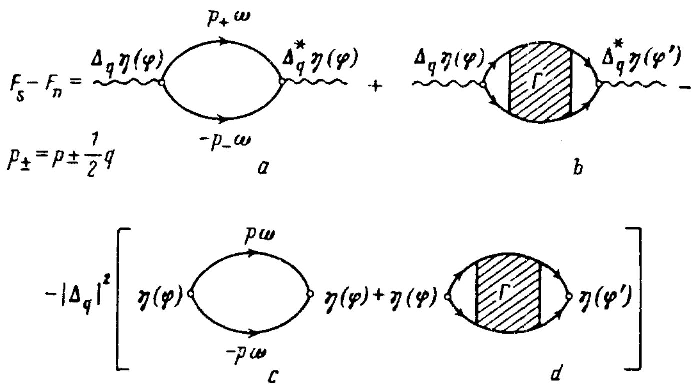

Рис.2. Графическое представление разложения Гинзбурга – Ландау. Электронные линии "одеты" примесным рассеянием. Г – вершинная часть примесного рассеяния, вычисляемая в лестничном приближении. Диаграммы (c) и (d) вычисляются при $q = 0$ и $T = T_c$

свободных энергий сверхпроводящего и нормального состояний с точностью до членов, квадратичных по Δ_q,

$$F_s - F_n = A|\Delta_q|^2 + q^2 C|\Delta_q|^2, \tag{6}$$

определяется графиками петлевого разложения для свободной энергии электронов в поле флуктуаций параметра порядка с малым волновым вектором q, показанными на рис.2. Диаграммы (c) и (d) обеспечивают обращение в нуль коэффициента A в точке перехода $T = T_c$. Все вычисления проводятся стандартным образом, заметим только, что для случая d-спаривания вклад диаграмм (b) и (d) фактически исчезает с точностью до членов порядка q^4. В итоге, коэффициенты разложения Гинзбурга – Ландау представляются в виде

$$A = A_0 K_A, \qquad C = C_0 K_C, \tag{7}$$

где через A_0 и C_0 обозначены обычные выражения для случая изотропного s-спаривания [8]:

$$A_0 = N(0)\frac{T - T_c}{T_c}, \qquad C_0 = N(0)\frac{7\zeta(3)v_F^2}{48\pi^2 T_c^2}; \tag{8}$$

здесь v_F – скорость электронов на поверхности Ферми, а все особенности рассматриваемых моделей содержатся в безразмерных коэффициентах K_A и K_C. В отсутствие примесей в обеих моделях имеем $K_A^0 = 1/2$, $K_C^0 = 3/4$. В системе с примесями получаем:

А) d-спаривание:

$$K_A = \frac{1}{8T_c} \int\limits_{-\omega_c}^{\omega_c} \frac{d\xi}{\xi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega}{\pi} \frac{\omega + \xi}{\mathrm{ch}^2[(\omega+\xi)/2T_c]} \frac{\gamma}{\omega^2+\gamma^2}, \tag{9}$$

$$K_C = -\frac{3}{56\zeta(3)} \Psi'' \left(\frac{1}{2} + \frac{\gamma}{2\pi T_c} \right); \tag{10}$$

Б) анизотропное s-спаривание:

$$K_A = \frac{\gamma}{\pi T_c} \left\{ \frac{1}{8} \int\limits_{-\omega_c}^{\omega_c} \frac{d\xi}{\xi} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \frac{\omega+\xi}{\mathrm{ch}^2[(\omega+\xi)/2T_c](\omega^2+\gamma^2)} + \right.$$

$$\left. + \frac{\gamma}{\pi} \int\limits_{-\infty}^{\infty} d\omega \frac{1}{\mathrm{ch}^2(\omega/2T_c)(\omega^2+\gamma^2)} \right\}, \tag{11}$$

$$K_C = -\frac{3\alpha}{56\zeta(3)} \Psi'' \left(\frac{1}{2} + \frac{\gamma}{2\pi T_c} \right) + \frac{24}{7\zeta(3)} \frac{T_c^2}{\alpha\gamma^2} \ln \left(\frac{T_c}{T_{c0}} \right) + \frac{6\pi}{7\zeta(3)} \frac{T_c}{\gamma}. \tag{12}$$

С учетом (5) все коэффициенты являются универсальными функциями отношения γ/T_{co}. Соответствующие зависимости приведены на рис.3,4. Заметим, что во всех выражениях для коэффициентов механизм спаривания определяет лишь величину T_{c0}.

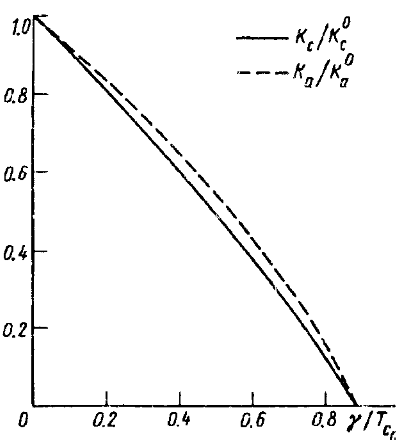

Рис.3. Зависимость безразмерных коэффициентов Гинзбурга – Ландау от параметра беспорядка γ/T_{c0}. Случай d-спаривания

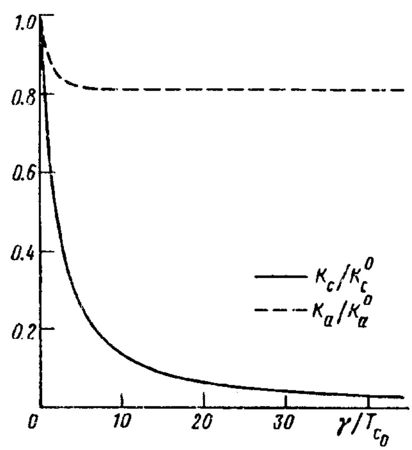

Рис.4. Зависимость безразмерных коэффициентов Гинзбурга – Ландау от параметра беспорядка γ/T_{c0}. Случай анизотропного s-спаривания

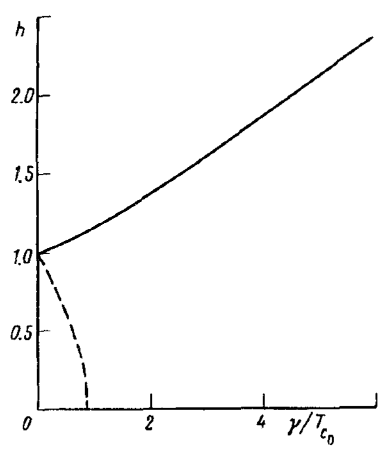

Рис.5. Зависимость нормированного наклона кривой верхнего критического поля $h = |\frac{dH_{c2}}{dT}|_{T_c} / |\frac{dH_{c2}}{dT}|_{T_{c0}}$ от параметра беспорядка γ/T_{c0}. Штриховая линия – зависимость для случая d-спаривания, сплошная – для случая анизотропного s-спаривания

Вблизи T_c верхнее критическое поле H_{c2} определяется из (9):

$$H_{c2} = -\frac{\phi_0}{2\pi}\frac{A}{C}, \tag{13}$$

где $\phi_0 = c\pi/e$ – квант магнитного потока. Тогда наклон верхнего критического поля вблизи T_c

$$\left|\frac{dH_{c2}}{dT}\right|_{T_c} = \frac{24\pi\phi_0}{7\zeta(3)v_F^2}T_c\frac{K_A}{K_C}. \tag{14}$$

Зависимость $|dH_{c2}/dT|_{T_c}$ от параметра γ/T_{c0} для обеих моделей спаривания приведена на рис.5. Видим, что в случае d-спаривания наклон H_{c2} быстро уменьшается до нуля на масштабе $\gamma \sim T_{c0}$. В случае анизотропного s-спаривания, напротив, наклон растет с ростом разупорядочения и после переходной области $\gamma \sim T_{c0}$ выходит на линейное поведение $|dH_{c2}/dT|_{T_c} \sim \gamma$, характерное для обычных "грязных" сверхпроводников с изотропным s-спариванием [9], причем выполняется известное соотношение Горькова:

$$\frac{\sigma}{N(0)}\left|\frac{dH_{c2}}{dT}\right|_{T_c} = \frac{8e^2}{\pi^2}\phi_0, \tag{15}$$

где $\sigma = N(0)e^2v_F^2/3\gamma$ – проводимость нормальной фазы, экстраполированная на $T = 0$. Таким образом, в "грязном" пределе $\gamma \gg T_{c0}$ происходит полная изотропизация системы, что видно из соответствующей асимптотике коэффициентов разложения Гинзбурга – Ландау.

По нашему мнению, найденное отличие в поведении $|dH_{c2}/dT|_{T_c}$ может служить достаточно простым критерием, с помощью которого можно экспериментально различить сверхпроводники с d-спариванием от анизотропных s-сверхпроводников. К сожалению, в случае ВТСП систем положение осложняется известной нелинейностью зависимости H_{c2} от температуры, которая наблюдается в достаточно широкой области T_c. В настоящее время природа этой нелинейности неясна; возможно, что она связана с неоднородностью изучаемых образцов, однако нельзя исключить и ее более фундаментальной природы.

Работа выполнена в рамках проекта 93-001 Государственной программы по ВТСП и при частичной поддержке по гранту Российского фонда фундаментальных исследований 93-02-2066 и гранту Международного научного фонда Сороса RGL300. Авторы признательны указанным фондам за поддержку их работ.

---

1. D.Pines, Physica **C235-240**, 113 (1994).
2. S.Chakravarty, A.Subdø, P.W.Anderson, and S.Strong, Science **261**, 337 (1993).
3. A.I.Liechtenstein, I.I.Mazin, and O.K.Andersen, Phys. Rev. Lett. **74**, 2303 (1995).
4. L.S.Borkovski and P.J.Hirschfeld, Phys. Rev. **B49**, 15404 (1994).
5. R.Fehrenbacher and M.R.Norman, Phys. Rev. **B50**, 3495 (1994).
6. А.А.Абрикосов, Л.П.Горьков, И.Е.Дзялошинский, *Методы квантовой теории поля в статистической физике*, М.: Физматгиз, 1963.
7. М.В.Садовский, СФХТ **8**, (3) (1995).
8. П.Де Жен, *Сверхпроводимость металлов и сплавов*, М.: Мир, 1968.
9. Л.П.Горьков, ЖЭТФ **37**, 1407 (1959).