Письма в ЖЭТФ, том 47, вып. 1, стр. 40 – 43 *10 января 1988 г.*

ДОМЕННАЯ СТРУКТУРА И ПЛОТНОСТЬ СОСТОЯНИЙ В СВЕРХПРОВОДНИКАХ С "ТЯЖЕЛЫМИ ФЕРМИОНАМИ"

Л.И. Бурлачков, Н.Б. Копнин

В спектре возбуждений сверхпроводника с тяжелыми фермионами при $T = 0$ могут присутствовать аномальные ветви, связанные с доменной структурой сверхпроводящей фазы. Такой спектр обуславливает конечную плотность состояний $N(0)$, причем единице объема доменной границы соответствует плотность состояний порядка нормальной.

Электронная часть теплоемкости $C_e(T)$ в сверхпроводниках с "тяжелыми фермионами" (например: UBe_{13}, UPt_3) при низких температурах пропорциональна T^3 или T^2, что свидетельствует об обращении щели в спектре возбуждений в нуль в отдельных точках (аксиальная фаза) или на целых линиях (полярная фаза) на поверхности Ферми (см., напр., обзор [1]). Однако, последние исследования C_e в UBe_{13} [2–4] и в UPt_3 [5–7] в области $50 \div 300$ мК обнаружили линейный вклад: $C_e = \gamma T + \beta T^{2\div 3}$, где γ соответствует плотности состояний $N(0) \sim 1 \div 5\%$ от нормальной.

Такое поведение $C_e(T)$ может быть связано с присутствием примесей, но и в борновском приближении [8,9], и с учетом резонансного рассеяния [2,10,11] показано, что в аксиальном сверхпроводнике для возникновения конечной $N(0)$ требуется некоторая критическая концентрация дефектов. (Неясно, впрочем, аксиальна ли сверхпроводящая фаза в UPt_3, хотя и в полярной фазе критическая концентрация равна нулю лишь в борновском приближении.) В экспериментах [2–7] концентрация дефектов в образцах, по-видимому, ниже критической. В работе [2] показано, что учет резонансного рассеяния позволяет довольно хорошо аппроксимировать экспериментальные кривые при соответствующем выборе концентрации примесей и фазы рассеяния, однако линейный вклад в C_e при этом отсутствует.

В нашем письме предложено альтернативное объяснение поведения $C_e(T)$ в аксиальном сверхпроводнике, причем появление конечной $N(0)$ связано с доменной структурой сверхпроводящего параметра порядка. Мы будем считать сверхпроводимость триплетной ($S = 1$) [12], что позволяет записать параметр порядка так

$$\hat{\Delta}(\mathbf{k}) = i\hat{\sigma}^y(\vec{\hat{\sigma}}\mathbf{d}(\mathbf{k})). \tag{1}$$

Сильная спин-орбитальная связь в соединениях с "тяжелыми фермионами" приводит к тому, что при поворотах кристаллической решетки вектор $\mathbf{d}$ должен преобразовываться по неприводимым представлениям точечной группы вращений кристалла [13]:

$$\mathbf{d}(\mathbf{k}) = \sum_j \sum_i \eta_i^j \vec{\Phi}_i^j(\mathbf{k}), \tag{2}$$

где j – номер представления, i – номер базисной функции $\vec{\Phi}(\mathbf{k})$ в нем.

Развивающаяся из независимо возникающих при T_c зародышей сверхпроводящая фаза неизбежно будет иметь доменную структуру, где при переходе от домена к домену меняются коэффициенты η, а область перехода (доменная стенка) имеет толщину порядка $\xi = v_F/\Delta_0$. Мы рассмотрим случай, когда в разложении (2) сверхпроводящего параметра порядка в кристалле тетрагональной или гексагональной симметрии (например: UPt_3, $CeCu_2Si_2$, U_6Fe) участвует только координатное двумерное представление:

$$d_z = \eta_1 k_x + \eta_2 k_y, \quad d_x = d_y = 0. \tag{3}$$

Такой вид $\mathbf{d}$ отвечает аксиальной сверхпроводящей фазе [13]. Будем предполагать, что при переходе через доменную стенку, расположенную перпендикулярно оси x, η_1 меняет знак, а η_2 остается постоянным:

$$\eta_1 = (i\Delta_0/2k_F)\,\mathrm{th}(x/\xi), \quad \eta_2 = \Delta_0/2k_F, \tag{4}$$

так что вдали от стенки $d_z = (\Delta_0/2k_F)(\pm ik_x + k_y)$.

Выполним стандартное каноническое преобразование ψ-операторов:

$$\psi_{\uparrow(\downarrow)}(\mathbf{r}) = \sum_\nu (u^\nu_{1(2)}(\mathbf{r})a^\nu_{\uparrow(\downarrow)} + \overset{*}{v}{}^\nu_{1(2)}(\mathbf{r})\overset{+}{a}{}^\nu_{\uparrow(\downarrow)}), \tag{5}$$

где суммирование производится по всем состояниям. Тогда уравнения Боголюбова для u и v могут быть записаны в виде (с учетом (1) и (3))

$$\hat{H}\varphi_1 = (\epsilon\hat{\tau}_3 - \eta_2 k_y \hat{\tau}_1 - i\eta_1 k_x \hat{\tau}_2)\varphi_1 = E\hat{1}\varphi_1, \tag{6}$$

где $\epsilon = -(\nabla^2 + k_F^2)/2m$, $\hat{\tau}_i$ – матрицы Паули в пространстве "частица – дырка", $\varphi_1 = \begin{pmatrix} u_1 \\ v_2 \end{pmatrix}$. Такому же в точности уравнению удовлетворяет $\varphi_2 = \begin{pmatrix} u_2 \\ v_1 \end{pmatrix}$. Выделив зависимость от "хороших" квантовых чисел k_y и k_z и осуществив поворот

$$\varphi_1 \to \exp(i\pi\hat{\tau}_2/4)\tilde{\varphi}\exp(-i(k_y y + k_z z)),$$

где $\tilde{\varphi}(x) = \begin{pmatrix} \tilde{u}(x) \\ \tilde{v}(x) \end{pmatrix}$, нетрудно найти решение уравнений (4), (6), с которым связана конечная плотность состояний $N(0)$:

$$\tilde{v}(x) = 0, \quad \tilde{u}(x) = \left\{C_1\cos(\alpha x/\xi) + C_2\sin(\alpha x/\xi)\right\}/\mathrm{ch}(x/\xi), \tag{7}$$

$$E(k_y) = \Delta_0 k_y/k_F. \tag{8}$$

Здесь $\xi = k_F/m\Delta_0$, $\alpha^2 = \xi^2(k_F^2 - k_y^2 - k_z^2) - 1$, а коэффициенты $C_1, C_2 \sim \xi^{-1/2}$ определяются нормировкой $\int |\widetilde{u}(x)|^2 dx = 1$. Аномальные ветви типа (8) в спектре возбуждений, пересекающие уровень $E = 0$, уже рассматривались в сверхтекучей A-фазе ^{3}He (см. [14-16]). С ветвью (8) связана плотность состояний (на единицу поверхности стенки и две ориентации спина)

$$N_S(0) = \int dk_y\, dk_z\, dx\, \delta(E) |v|^2/(2\pi)^2 = (k_F/\Delta_0) \int\limits_{-k_F}^{+k_F} dk_z/(2\pi)^2 = k_F^2/2\pi^2\Delta_0, \tag{9}$$

что на единицу объема стенки составит $N_V(0) \sim N_S(0)/\xi = mk_F/2\pi^2$, т.е. того же порядка, что и в нормальном металле. Отношение плотности состояний в образце к нормальной в этом случае будет иметь порядок отношения суммарного объема доменных стенок к объему образца.

Теперь покажем, что асимметричная ветвь вида (8), найденная для стенки (4), существует и единственна для широкого класса стенок, к которому принадлежит и (4). Пусть $\eta_2 = \Delta_0/k_F = \text{const}$, а

$$\eta_1 = \begin{cases} \pm i\eta_2 & \text{при } |x| \gg \xi, \quad (10а) \\ i\eta_2 ax/\xi & \text{при } |x| \ll \xi, \quad (10б) \end{cases}$$

где $a \sim 1$.

Определим индекс Атьи – Зингера I, полученного подстановкой (10) в (6) гамильтониана $\hat{H}$, рассматривая квантовые числа k_y и k_z как параметры:

$$I(\hat{H}) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \operatorname{tr} \int\limits_0^\infty dy \int dx \sum_n \varphi_n^*(x) \left\{ \hat{H} \exp(-y^2 \hat{H}^2) \right\} \varphi_n(x), \tag{11}$$

где φ_i – полная система собственных функций $\hat{H}$. (Математическое обоснование и ссылки по теореме об индексе см. в [16]. В определении (11) опущена так называемая "непрерывная часть" I, равная нулю для рассматриваемого $\hat{H}$, также см. [16]). Заменив в (11) H на E_n и используя нормировку $\int |\varphi_n(x)|^2 dx = 1$, сразу получим $I = \sum_n \operatorname{sgn}(E_n)$, т.е. при пересечении одной из ветвей спектра E_k нуля, индекс I изменяется на ± 2. Выполнив вычисление (его удобно проводить в импульсном пространстве, взяв η_1 в виде (10б), получим

$$I = \operatorname{sgn}(ak_y), \tag{12}$$

причем основной вклад в I дает область $|x| \ll \xi(\Delta_0/\epsilon_F)^{1/2}$, т.е. линеаризация (10б) корректна. Как следует из (12), индекс I изменяется на ± 2 при изменении знака k_y, следовательно, в спектре $E(k_y)$ имеется ровно одна асимметричная ветвь вида (8), с которой связана плотность состояний $N(0)$.

Таким образом, с границами между сверхпроводящими доменами может быть связано присутствие линейного члена γT в $C_e(T)$. Эксперименты в области $T < 50$ мК могут оказаться решающими для выяснения, с примесями или с границами сверхпроводящих доменов связано искажение обычного поведения $C_e = \beta T^3$ в аксиальной сверхпроводящей фазе.

Авторы благодарны Л.П.Горькову за постановку задачи и постоянное внимание к работе, а также Г.Е.Воловику и А.В.Балацкому за полезные обсуждения.

Литература

1. *Мощалков В.В., Брандт Н.Б.* УФН, 1986, **149**, 585.
2. *Ott H.R., Felder E., Bruder C., Rice T.M.* J. Low Temp. Phys., in print.
3. *Rauchschwalbe U., Ahlheim U., Bredl C.D., Mayer H.M., Steglich F.* J. Magn. Magn. Mat., in print.
4. *Ravex A., Jaccard D., Flouquet J., Tholence J.L., Meyer A.* J. Low. Temp. Phys., in print.

5. *Ott H.R., Felder E., Bernasconi A., Fisk Z., Smith J.L., Tatllefer L., Lonzarich G.G.* Jap. J. Appl. Phys., suppl. 26–3, 1987, **26**, 1217.
6. *Steglich F., Rauchschwalbe U., Gottwick U., Mayer H.M., Sparn G., Grewe N., Poppe U., France J.J.M.* J. Appl. Phys., 1985, **57**, 3054.
7. *Sulpice A., Gandit P., Chaussy J., Flouguet J., Jaccard D., Lejay P., Tholence J.L.* J. Low Temp. Phys., 1986, **62**, 39.
8. *Горьков Л.П., Калугин П.А.* Письма в ЖЭТФ, 1985, **41**, 208.
9. *Ueda K., Rice T.M.* Theory of heavy fermions and valence fluctuations, Springer, Berlin, 1985, p. 267.
10. *Petchick C.J., Pines D.* Phys. Rev. Lett., 1986, **57**, 118.
11. *Hirschfeld P.J., Vollhardt D., Wolfle P.* Solid State Comm., 1986, **59**, 111.
12. *Anderson P.W.* Phys. Rev. B, 1984, **30**, 1549.
13. *Воловик Г.Е., Горьков Л.П.* ЖЭТФ, 1985, **88**, 1412.
14. *Воловик Г.Е.* Письма в ЖЭТФ, 1985, **42**, 294.
15. *Combescot R., Dombre T.* Phys. Rev. B, 1986, **33**, 79.
16. *Балацкий А.В., Конышев В.А.* ЖЭТФ, 1987, **92**, 841.

Институт теоретической физики им. Л.Д.Ландау
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
4 ноября 1987 г.