Письма в ЖЭТФ, том 41, вып. 5, стр. 208 – 210 *10 марта 1985 г.*

НЕОБЫЧНАЯ СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ И ДЕФЕКТЫ

Л.П.Горьков, П.А.Калугин

Показано, что если сверхпроводящая щель в чистом материале имеет нули на целой линии вдоль поверхности Ферми (ФП), то плотность состояний конечна при $\epsilon = 0$, начиная с самых малых концентраций дефектов. Обсуждается расщепление сверхпроводящего перехода примесями в $U_{1-x}Th_xBe_{13}$.

Аргументы в пользу нетривиального характера сверхпроводимости в системах с тяжелыми фермионами основаны на степенном низкотемпературном поведении ряда измеряемых величин (теплоемкости [1], коэффициента поглощения ультразвука [2], ширины линии ЯМР [3] и др.). Все сверхпроводящие классы, возможные для этих систем, были перечислены в [4, 5]. Оказалось, что в триплетном случае $(S = 1)$ сверхпроводящая щель способна обращаться в нуль лишь в изолированных точках ФП, тогда как в синглетном случае $(S = 0)$ это возможно и на целых линиях вдоль ФП. В зависимости от особенностей щели теплоемкость, например, вела бы себя как T^3 и T^2, соответственно $(T \ll T_c)$.

Мы исследуем устойчивость этих результатов по отношению к примесям. Пусть сначала $S = 0$: параметр порядка [4] есть скаляр, $\psi(\mathbf{k})$. Чтобы определить плотность состояний для возбуждений, используем обобщение выражения для энтропии из [6]:

$$S_e = -\frac{1}{(2\pi)^3 T^2}\int_0^\infty \frac{\epsilon\, d\epsilon}{\mathrm{ch}^2(\epsilon/2T)}\frac{dS_{\mathbf{k}}}{v(\mathbf{k})}\,\mathrm{Im}\sqrt{|\tilde{\psi}(\mathbf{k},\epsilon)|^2 - \tilde{\epsilon}^2(\mathbf{k},\epsilon)}\,. \qquad (1)$$

Функции $\tilde{\epsilon}(\mathbf{k},\epsilon)$, $\tilde{\psi}(\mathbf{k},\epsilon)$ есть результат аналитического продолжения с верхней термодинамической оси частот $(\epsilon = i\epsilon_n)$ решения уравнений:

$$\tilde{\epsilon}_n = i\epsilon_n + \frac{1}{2}\left\langle \tau^{-1}(\mathbf{k},\mathbf{k}')\frac{\tilde{\epsilon}}{\sqrt{|\tilde{\psi}|^2 - \tilde{\epsilon}^2}}\right\rangle_{\mathbf{k}'}, \qquad (2)$$

$$\tilde{\psi}(\mathbf{k}, i\epsilon_n) = \psi(\mathbf{k}) + \frac{1}{2}\left\langle \tau^{-1}(\mathbf{k},\mathbf{k}')\frac{\tilde{\psi}}{\sqrt{|\tilde{\psi}|^2 - \tilde{\epsilon}^2}}\right\rangle_{\mathbf{k}'}.$$

Здесь $\langle \ldots \rangle_{\mathbf{k}'} = \int \ldots dS_{\mathbf{k}'} / \int dS_{\mathbf{k}}$.

Уравнения (2) определяют собственно-энергетические части усредненных по примесям функций Грина. При однородном распределении примесей ядро $\tau^{-1}(\mathbf{k},\mathbf{k}')$ обладает исходной кристаллической симметрией. Следовательно, симметрия $\widetilde{\psi}(\mathbf{k},\epsilon)$ совпадает с симметрией $\psi(\mathbf{k})$ и, в частности, $\widetilde{\psi}(\mathbf{k},\epsilon)$ имеет нули на том же геометрическом месте точек.

Возьмем для простоты изотропную примесь $(\tau^{-1}(\mathbf{k},\mathbf{k}')\equiv \tau^{-1})$. Второе из уравнений (2) дает $\widetilde{\psi} = \psi$, а первое принимает вид

$$\widetilde{\epsilon} = i\epsilon_n + \frac{1\widetilde{\epsilon}}{2\tau}\langle(|\psi|^2 - \widetilde{\epsilon}^2)^{-1/2}\rangle .$$

Если $\psi(\mathbf{k})$ обращается в нуль на линиях, то стоящий здесь интеграл имеет логарифмическую особенность:

$$\widetilde{\epsilon}\left(1 - \frac{1}{2\tau\Delta_0}\ln\frac{2\Delta_0}{-i\widetilde{\epsilon}}\right) = \epsilon \tag{3}$$

$(T\to 0, |\epsilon|, |\widetilde{\epsilon}| \ll \Delta_0$, где Δ_0 – характерный масштаб $|\psi(\mathbf{k})|)$. Значению $\epsilon = 0$, отвечает

$$\widetilde{\epsilon}_0 = i2\Delta_0\exp(-2\tau\Delta_0). \tag{4}$$

Разлагая (3) в окрестности (4), из (1) получим в узкой области $\epsilon \simeq 0$ конечную плотность состояний:

$$\nu_S/\nu_N = 4\tau^2\Delta_0^2\exp(-2\tau\Delta_0). \tag{5}$$

Общий вид ядра $\hat{\tau}^{-1}(\mathbf{k},\mathbf{k}')$ есть:

$$\hat{\tau}^{-1}(\mathbf{k},\mathbf{k}') = \sum_{i,\lambda}\tau_i^{-1}\hat{\theta}^i_\lambda(\mathbf{k})\hat{\theta}^{i\lambda}(\mathbf{k}'), \tag{6}$$

где операторный значок учитывает спиновые переменные, индекс i отмечает все собственные числа τ_i^{-1}, $\hat{\theta}^{i\lambda}$ есть соответствующие собственные функции, принадлежащие всегда к одному из пяти представлений кубической группы, значок λ перечисляет базисные функции представления, если оно вырождено. Знак τ_i^{-1}, вообще говоря, произволен. за исключением основного значения, $\tau_0^{-1} > 0$, принадлежащего к единичному представлению. Теперь видно, что качественно (4), (5) справедливо и в общем случае, так как поправки к $\widetilde{\psi}(\mathbf{k},\epsilon)$ не содержит логарифмических членов. Наконец, если нули щели отвечают изолированным точкам на ФП, то при малых концентрациях справедлива теория возмущений. "Бесщелевая сверхпроводимость" возможна только при конечной концентрации дефектов $\tau\Delta_0 \sim 1$.

В случае нетривиальной сверхпроводимости примеси понижают T_c. В [7], однако, дополнительно наблюдено расщепление сверхпроводящего перехода в $U_{1-x}Th_xBe_{13}$ на два. Объяснение этому явлению [8] предполагало, что сверхпроводимость в UBe_{13} анизотропна и характеризуется вектором, направление которого случайно пиннингуется дефектами. Второй переход (при $T_{c2} < T_{c1}$) отождествлялся с ориентационным переходом. Оценки [8], однако, содержали параметры, которые буквенно малы. В этой связи в [8] упоминалось, что в членах четвертого порядка в функционале Гинзбурга – Ландау (ФГЛ):

$$\beta_1|\vec{\eta}|^4 + \beta_2|\vec{\eta}^2|^2 + \beta_3(|\vec{\eta}_x|^4 + |\vec{\eta}_y|^4 + |\vec{\eta}_z|^4) \tag{7}$$

($\vec{\eta}_i$ – коэффициенты разложения параметра порядка по базисным функциям трехмерных представлений группы O) соотношения между коэффициентами β_i зависят от примесей. Вывод коэффициентов β_i в модели слабой связи вполне аналогичен [9] и показывает, что все β_i меняются в достаточно широкой области в зависимости от предположений об анизотропии базисных функций и знаков τ_i^{-1} (в (6) необходимо оставлять несколько членов, отвечающих разным представлениям). Из этих результатов упомянем два: так, при увеличении концентрации примесей, x, сверхпроводящий переход может стать переходом первого рода, т. е. теряется положительная определенность формы (7). Во-вторых, в модели слабой связи и при $x = 0$ для $S = 0$ $\beta_2 = \frac{1}{2}\beta_1 > 0$, и, согласно [5], сверхпроводящая фаза вблизи T_c отвечает симметрии $D_4(E)$ или $D_3(E)$, т. е. имеет магнитный момент. Для триплетного спаривания $S = 1$ имеем $\beta_2 < 0$ (последний результат получен также в [10]). Соответственно, имеются классы [5] $D_3 \times R, D_3(C_3) \times R, D_4(C_4) \times R, D_4^{(2)}(D_2) \times R$, где параметр порядка веществен.

Возвращаясь к возможности описать на этом пути расщепление перехода в $U_{1-x}Th_x Be_{13}$ (считая второй переход также сверхпроводящим) мы сталкиваемся с тем, что перечисленные классы исчерпывают все экстремумы ФГЛ (7) [5]. Непрерывные переходы между ними в рамках одного представления невозможны (сказанное относится и к двумерным представлениям). Между тем измерения ширины линии ЯМР [3] указывают на непрерывность второго перехода.

Расщепление температуры сверхпроводящего перехода легко понять, если предположить, что расположение примесей имеет предпочтительную ориентацию, понижающую симметрию куба. На то, что в системе UBe_{13} это действительно так, наше внимание обратил Н.Е.Алексеевский, которому авторы выражают свою благодарность. Авторы также признательны Г.Е.Воловику и Д.Е.Хмельницкому за многочисленные полезные обсуждения.

Литература

1. *Ott H.R., Rudigier H., Rice T.M., Ueda K., Fisk Z., Smith J.L.* Phys. Rev. Lett., 1984, **52**, 1915.
2. *Bishop D.J., Varma C.M., Batlogg B., Bucher E., Fisk Z., Smith J.L.* Phys. Rev. Lett., 1984, **53**, 1009.
3. *Maclaughlin D.E., Cheng Tien, Clark W.G., Lan M.D., Fisk Z., Smith J.L., Ott H.R.* Phys. Rev. Lett., 1984, 1833.
4. *Воловик Г.Е., Горьков Л.П.* Письма в ЖЭТФ, 1984, **39**, 550.
5. *Воловик Г.Е., Горьков Л.П.* Preprint, 1984.
6. *Элиашберг Г.М.* ЖЭТФ, 1962, **43**, 1105.
7. *Ott H.R., Rudigier H., Fisk Z., Smith J.L.* Preprint, 1984.
8. *Воловик Г.Е., Хмельницкий Д.Е.* Письма в ЖЭТФ, 1984, **40**, 469.
9. *Горьков Л.П.* ЖЭТФ, 1959, **37**, 1407.
10. *Ueda K., Rice T.M.* Preprint, 1985.

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

Поступила в редакцию
31 января 1985 г.