Письма в ЖЭТФ, том 40, вып. 8, стр. 351 – 353 *25 октября 1984 г.*

АНИЗОТРОПИЯ ВЕРХНЕГО КРИТИЧЕСКОГО ПОЛЯ В ЭКЗОТИЧЕСКИХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ

Л.П.Горьков

Если сверхпроводящий параметр порядка характеризуется неодномерным представлением группы вращений (состояние типа A-фазы в ^{3}He), верхнее критическое поле вблизи T_c анизотропно даже при высокой симметрии кристалла, что представляет удобный способ определения природы наблюдаемой сверхпроводимости. Вырождение, в принципе, может быть также снято упругими напряжениями.

Недавние эксперименты [1] по измерению теплоемкости при низких температурах в сверхпроводнике UBe_{13} явились первым прямым доказательством, что в этом соединении осуществляется некоторый аналог сверхтекучей A-фазы ^{3}He. Зависимость $C_e \sim T^3$ (вместо обычной активационной зависимости) означает наличие нулей на поверхности Ферми для параметра порядка подобно тому, как это имеет место в состоянии Андерсона – Морелла – Бринкмана – Райса. Уже указывалось (см., например [2]), что необычная сверхпроводимость представляется возможной в целом ряде соединений с так называемыми "тяжелыми фермионами" ($CeSi_2Cu_2$ [3], U_6Fe[4], UPt_3 [5] и др.), обладающих многими экзотическими свойствами.

Ниже не обсуждаются механизмы, приводящие к нетривиальному спариванию. Результат работы состоит в утверждении, что при подобном спаривании одна из основных характеристик сверхпроводимости – верхнее критическое поле, H_{c2}, обнаруживает существенную анизотропию вблизи T_c даже в кристалле с высокой симметрией (например, кубической), что отличало бы наблюдаемую сверхпроводимость от обычной. Изучение анизотропии устанавливает также некоторые ограничения на симметрию основного состояния, что важно, так как наличие нулей в энергетической щели еще не определяет эту симметрию однозначно [6].

В окрестности точки перехода применимо разложение теории Гинзбурга – Ландау для анизотропного металла [7, 8]. Для проблемы верхнего критического поля, H_{c2}, достаточно ограничиться лишь градиентными членами в уравнении для параметра порядка $\hat{\Delta}(\mathbf{p})$. Сама точка перехода определяется условием вида:

$$\hat{\Delta}(\mathbf{p}) = \ln \frac{\bar{\omega}}{T_c} \int \hat{K}(\mathbf{p}, \mathbf{p}')\, \hat{\Delta}(\mathbf{p}')\, d\,\Omega_{\mathbf{p}'} \, . \tag{1}$$

В (1) $\hat{\Delta}$ и взаимодействие $\hat{K}$ зависят от спинорных индексов. Несущественными изменениями нормировки $\hat{\Delta}$ ядро $\hat{K}(\mathbf{p}, \mathbf{p}')$ может быть приведено к эрмитовскому виду. Оно инвариантно относительно всех преобразований группы кристаллической симметрии и инверсии времени. Здесь уместно сделать замечание о спиновой природе параметра порядка.

Системы, о которых идет речь, содержат атомы тяжелых элементов, и спин-орбитальное взаимодействие в них велико. Считая, что параметр порядка может быть классифицирован заданием четности по отношению к пространственной инверсии, имеем две возможности [9]:

$$\hat{\Delta}(\mathbf{p}) = i\hat{\sigma}_y \psi(\mathbf{p}); \qquad (S=0),$$
$$\hat{\Delta}(\mathbf{p}) = (\hat{\sigma}\mathbf{d}(\mathbf{p}))i\hat{\sigma}_y; \qquad (S=1). \tag{2}$$

Расписав их отдельно в (1), заметим, что в первом случае получим скалярное интегральное уравнение относительно $\psi(\mathbf{p})$, а во втором – соответственно векторное уравнение для $\mathbf{d}(\mathbf{p})$. Сильная спин-орбитальная связь (спины "вморожены" в решетку и поворачиваются вместе с ней при преобразованиях симметрии) приводит к тому, что решения уравнения (1) в обоих случаях осуществляют неприводимые представления подгруппы поворотов соответствующей полной точечной группы кристалла. Что же касается функций базиса, то, например, для UBe_{13} полный набор базисных функций для $\psi(\mathbf{p})$ описывается четными представлениями группы O_h, тогда как векторные базисные функции соответствующих представлений для $\mathbf{d}(\mathbf{p})$ строятся из прямых произведений спиновых ортов $(\tilde{x}, \tilde{y}, \tilde{z})$ и нечетных скалярных представлений O_h. Поскольку, согласно (2), $S=0$, и $S=1$ разделяются, достаточно, чтобы соответствующий функционал Гинзбурга – Ландау был инвариантен к группе поворотов. Обозначая базисные функции неприводимого представления через ϕ^i, в каждом из случаев (2) параметр порядка можно представить в виде

$$\hat{\Delta}(\mathbf{p}) = \Sigma\, \eta_i \phi^i(\mathbf{p}). \tag{3}$$

Группа O имеет пять представлений: два одномерных, A_1, A_2, одно двумерное, E, и два трехмерных, F_1, F_2 (в обозначениях [10]). Как обычно, можно считать, что преобразования координат действуют на коэффициенты η_i, а не на $\phi^i(\mathbf{p})$.

При выборе единичного представления для параметра порядка анизотропия кристалла учитывается вблизи T_c только тензором масс [7,8]. Так, вблизи T_c поле H_{c2} было бы изотропно в кубическом кристалле, а также не зависит от угла в плоскости, перпендикулярной главной оси для тетрагональной или гексагональной симметрии. Для одномерного (неединичного) представления любой группы задача, разумеется, также сводится к тензору масс (см. способ вывода в [8]).

Обратимся к вырожденным решениям (1) в кубической группе. В двумерном представлении E удобно выбрать базисные функции так, чтобы они преобразовались как

$$\phi^1 = x^2 + \epsilon y^2 + \epsilon^{-1} z^2; \qquad \phi^2 = \phi^{1*}; \qquad \epsilon = \exp(2\pi i/3). \tag{4}$$

Произведения градиентно-инвариантных производных, $\partial_i \partial_k$, ($\partial_i = \partial/\partial x_i - ieA_i/c$), входят в функционал свободной энергии только с $i = k$. Удобно составить комбинации:

$$\Delta = \partial_{ii}^2; \qquad \Delta_1 = \partial_{xx}^2 + \epsilon\partial_{yy}^2 + \epsilon^{-1}\partial_{zz}^2; \qquad \Delta_2 = \partial_{xx}^2 + \epsilon^{-1}\partial_{yy}^2 + \epsilon\partial_{zz}^2. \tag{5}$$

Градиентные члены в функционале для представления E есть

$$\frac{1}{2m}(\eta_1^* \Delta\eta_1 + \eta_2^* \Delta\eta_2) + \frac{1}{2m'}(\eta_1^* \Delta_2\eta_2 + \eta_2^* \Delta_1\eta_1). \tag{6}$$

Трехмерное представление F_2 имеет функции базиса, которые преобразуются как симметричный тензор $\xi_{ij} = (xy, yz, zx)$, т. е. при $i=j$ $\xi_{ii} = 0$. Классификация по характерам неприводимых представлений показывает, что имеются три инварианта, в качестве которых можно, например, выбрать

$$\xi_{ji}^* \partial_{il}^2 \xi_{lj}; \qquad \xi_{ij}^* \partial_{ll}^2 \xi_{ji}; \qquad (\xi_{xy}^* \partial_{yz}^2 \xi_{zx} + \ldots). \tag{7}$$

На векторном базисе $\eta = (\eta_x, \eta_y, \eta_z)$ представления F_1 возможны следующие кубические инварианты

$$\eta_i^* \partial_{jj}^2 \eta_i; \qquad \eta_i^* \partial_{ij}^2 \eta_j; \qquad \eta_i^* \partial_{ii}^2 \eta_i. \tag{8}$$

Линейное уравнение устойчивости, определяющее H_{c2}, получается соответствующей вариацией функционала и во всех случаях (5) – (8) приводит к неожиданной для кубической группы анизотропии верхнего поля, которую следует искать вблизи T_c и в UBe_{13}. Сам анализ угловой зависимости H_{c2} в кубических и гексагональных структурах несколько сложен и будет исследован отдельно. Наиболее просто эффект выглядит для тетрагональной симметрии (D_4), к которой относятся сверхпроводники $CeSi_2Cu_2$ и U_6Fe.

В группе D_4 имеется только одно двумерное представление (η_x, η_y), и уравнения, определяющие поле H_{c2}, имеют вид (сравни с (8)):

$$\frac{1}{2m_1} \partial_{ii}^2 \eta_x + \frac{1}{2m_2} \partial_{zz}^2 \eta_x + \frac{1}{2m_3} \partial_{xy}^2 \eta_y = (T - T_c)\eta_x \tag{9}$$

(аналогично для η_y). Выбрав поле в базисной плоскости $(H\cos\varphi,\ H\sin\varphi)$, после несложных вычислений из (9) найдем:

$$H_{c2}^{\perp}(\varphi) \sim (m_1 m_2)^{1/2} \left(1 - \frac{m_1}{m_3} |\sin\varphi\cos\varphi|\right)^{-1/2}. \tag{10}$$

Таким образом, наблюдение описанных особенностей в анизотропии поля H_{c2} представляется удобным способом фиксировать вырожденное представление параметра порядка в (1) (спин пары, однако, не определяется). Напомним, что большинство высокосимметричных классов, имеющих точки или линии, где щель обращается в нуль, связано именно с такими представлениями [6]. Также отметим, что вырождение параметра порядка снимается и акустическими деформациями, что привело бы к расщеплению температуры перехода в (1) упругим полем. Эффект, однако, имеет малость T_c/T_F из-за симметрии электрон-дырка около уровня Ферми.

Автор выражает благодарность Г.Е.Воловику и Д.Е.Хмельницкому за полезное обсуждение результатов работы.

Литература

1. *Ott H.R., Rudiger H., Rice T.M., Ueda K., Fisk Z., Smith J.L.* Phys. Rev. Lett., 1984, **52**, 1915.
2. *Varma C.M.* Bull.Am. Phys. Soc., 1984, **29**, 404.
3. *Lieke W., Rauchschwalbe U., Bredl C., Steglich F., Aarts J., De Boer F.* J. Appl. Phys., 1982, **53**, 2111.
4. *De Long L.E., Huber J.G., Yang K.N., Maple M.B.* Phys. Rev. Lett., 1983, **51**, 312.
5. *Stewart G.R., Fisk Z., Willis J.O., Smith J.L.* Phys. Rev. Lett., 1984, **52**, 679.
6. *Воловик Г.Е., Горьков Л.П.* Письма в ЖЭТФ, 1984, **39**, 550.
7. *Гинзбург В.Л.* ЖЭТФ, 1952, **23**, 236.
8. *Горьков Л.П., Мелик-Бархударов Т.К.* ЖЭТФ, 1963, **45**, 1493.
9. *Минеев В.П.* УФН, 1983, **139**, 303.
10. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Квантовая механика, §95, М.: Наука, 1974.

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

Поступила в редакцию
17 сентября 1984г.