Письма в ЖЭТФ, том 49, вып. 11, стр. 624–627 *10 июня 1989 г.*

НЕМАГНИТНЫЕ ПРИМЕСИ В МАГНИТНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ

В.П.Минеев

Найдена величина магнитного момента, возникающего вокруг немагнитной примеси в магнитном сверхпроводнике с триплетным спариванием. Предложена интерпретация μSR-экспериментов по измерению локальных магнитных полей в сверхпроводящих фазах соединения с тяжелыми фермионами $U_{1-x}Th_xBe_{13}$.

Среди сверхпроводящих фаз, относящихся к нетривиальным сверхпроводящим классам, имеются фазы с нарушенной симметрией по отношению к обращению времени [1]. Магнитный момент куперовской пары

$$\vec{\mu}_k = \mathrm{Sp}\Delta^{+}\vec{\sigma}\Delta + \mathrm{Sp}\hat{\Delta}^{+}\frac{1}{i}[\mathbf{k}\times\frac{\partial}{\partial\mathbf{k}}]\,\Delta \tag{1}$$

в таких фазах отличен от нуля. Здесь Δ – параметр порядка сверхпроводника, $\Delta = \vec{\sigma}\mathbf{d}(\mathbf{k})i\sigma_y$ для триплетного и $\Delta = \psi(\mathbf{k})i\sigma_y$ для синглетного спаривания, функции $\mathbf{d}(\mathbf{k})$ и $\psi(\mathbf{k})$ представляют линейные комбинации базисных функций неприводимых представлений группы симметрии кристалла, $\vec{\sigma} = (\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$ – матрицы Паули. Некоторые из сверхпроводящих фаз, обладающих $\vec{\mu}_k$, являются ферромагнитными: $\int\vec{\mu}_k dS_k \neq 0$, другие – антиферромагнитными, $\int\vec{\mu}_k dS_k = 0$ ($\int dS_k$ означает интегрирование по всей ферми-поверхности). Как известно из теории сверхтекучего ^{3}He, плотность как спинового [2], так и орбитального [3] магнитного момента ферромагнитных фаз оказывается весьма малой величиной:

$$\mathrm{m} \propto \mu_B n(\Delta(T)/\epsilon_F)^2\hat{\vec{\mu}} \tag{2}$$

Здесь μ_B – магнетон Бора, n – плотность электронов проводимости, ϵ_F – энергия Ферми, $\Delta(T)$ – щель в спектре возбуждений, единичный вектор $\hat{\vec{\mu}}$ направлен вдоль $\int\vec{\mu}_k dS_k$. Этот момент, равно как и магнитный момент, возникающий в магнитном сверхпроводнике за счет поверхностных токов и имеющий значительно большую величину $\sim\mu_B/2$ на один электрон проводимости [4], полностью компенсируются в толще однородного сверхпроводника мейснеровским током [1].

Наличие любой неоднородности атомного масштаба (примесь, дефект) приводит к изменению волновых функций электронов, а также параметра порядка в окрестности примеси [5]. В результате этого появляется дополнительный магнитный момент, сосредоточенный вокруг примеси в объеме размером порядка длины когерентности ξ_0:

$$\mathbf{M}_i \propto m \frac{\sigma_{tot}}{\xi_0^2} \xi_0^3 \propto \mu_B \frac{\Delta^2}{\epsilon_F T_c} \sigma_{tot} k_F^2 \hat{\vec{\mu}}. \tag{3}$$

Здесь σ_{tot} – полное сечение рассеяния электронов на примеси в нормальном металле, T_c – температура перехода. Магнитное поле, соответствующее этому моменту, экранируется на расстояниях порядка лондоновской глубины проникновения, значительно превышающей ξ_0.

Вклад в магнитный момент (3) дают как незатухающие кольцевые токи, так и возмущение спиновой плотности вокруг примеси. Существенно, что распределение спиновой плотности в пространстве вокруг примеси в сверхпроводнике с триплетным спариванием осциллирует подобно спиновой плотности вокруг магнитной примеси в нормальном металле (РККИ). Таким образом, величина плотности магнитного момента в точке, где находится примесь, а стало быть и величина магнитного поля H_{sp} в этой точке имеет порядок

$$\mathbf{m}_i(\mathbf{r}=0) \propto \mathbf{H}_{sp}(\mathbf{r}=0) \propto n\mathbf{M}_i. \tag{4}$$

Магнитное поле, индуцированное кольцевыми незатухающими токами, найденное в работе [6], оказывается в T_c/ϵ_F раз меньше

$$\mathbf{H}_{orb}(\mathbf{r}=0) \propto \frac{T_c}{\epsilon_F} \mathbf{H}_{sp}(\mathbf{r}=0). \tag{5}$$

В справедливости формул (3) и (4) можно убедиться, вычисляя плотность индуциированного примесью спинового магнитного момента по формуле

$$\mathbf{m}_i(\mathbf{r}) = \frac{\mu_B}{4} T \sum_\omega \iint \frac{d^3k_1}{(2\pi)^3} \frac{d^3k_2}{(2\pi)^3} e^{i(\mathbf{k}_1-\mathbf{k}_2)\mathbf{r}} \quad \mathrm{Sp}_\sigma \vec{\sigma} \mathrm{Sp}_\tau \tau_3 (\hat{G}_\omega(\mathbf{k}_1\mathbf{k}_2) - \hat{G}^S_\omega(\mathbf{k}_1)\delta(\mathbf{k}_1-\mathbf{k}_2)). \tag{6}$$

Здесь

$$\hat{G}_\omega(\mathbf{k}_1\mathbf{k}_2) = \hat{G}^S_\omega(\mathbf{k}_1)\delta(\mathbf{k}_1-\mathbf{k}_2) + \hat{G}^S_\omega(\mathbf{k}_1)\hat{T}_{\mathbf{k}_1\mathbf{k}_2}\hat{G}^S_\omega(\mathbf{k}_2) \tag{7}$$

– матричная функция Грина сверхпроводника с примесью [1)]. Каждая из 4-х функций Грина, входящих в матрицу $\hat{G}_\omega(\mathbf{k}_1\mathbf{k}_2)$, сама является матрицей (2×2) в спиновом пространстве. Операции Sp_τ и Sp_σ означают взятие следа по индексам матриц, соответственно, в пространстве частица-дырка и в спиновом пространстве;

$$\hat{G}^S_\omega(\mathbf{k}) = \frac{(-i\omega\tau_0 - \xi\tau_3 + \hat{\Delta})((\xi^2+\omega^2+\mathbf{dd}^*)\tau_0 - i[\mathbf{d}\times\mathbf{d}^*]\hat{\mathbf{A}})}{(\xi^2+\omega^2+\mathbf{dd}^*)^2 + [\mathbf{d}\times\mathbf{d}^*]^2} \tag{8}$$

– матричная функция Грина сверхпроводника без примеси. Здесь $\vec{\tau} = (\tau_1, \tau_2, \tau_3)$ – матрицы Паули в пространстве частица-дырка, $\hat{\mathbf{A}} = \begin{pmatrix} \vec{\sigma} & 0 \\ 0 & -\sigma_y\vec{\sigma}\sigma_y \end{pmatrix}$, τ_0 – единичная матрица, $\hat{\Delta} = \begin{pmatrix} 0 & \Delta \\ \Delta^+ & 0 \end{pmatrix}$ – матрица параметра порядка, $\Delta = i\vec{\sigma}\mathbf{d}(\mathbf{k})\sigma_y$. Точная матричная амплитуда рассеяния на примеси $\hat{T}_{\mathbf{k}_1\mathbf{k}_2} = \begin{pmatrix} T_{\mathbf{k}_1\mathbf{k}_2} & 0 \\ 0 & -T^*_{-\mathbf{k}_2\,-\mathbf{k}_1} \end{pmatrix}$ связана с точной матричной амплитудой рассеяния на примеси

[1)] Поскольку речь идет о вычислении величин, отличных от нуля только в меру асимметрии в распределении частиц и дырок вблизи поверхности Ферми, необходимо использовать не квазиклассический [6], а обычный формализм теории сверхпроводимости.

в нормальном металле

$$\hat{T}^N_{\mathbf{k}_1\mathbf{k}_2} = \begin{pmatrix} T^N_{\mathbf{k}_1\mathbf{k}_2} & 0 \\ 0 & -T^{N*}_{-\mathbf{k}_2-\mathbf{k}_1} \end{pmatrix}; \quad T^N_{\mathbf{k}_1\mathbf{k}_2} = -\frac{1}{\pi N_0} \sum_{l=0}^{\infty} \sin\delta_l e^{i\delta_l} l P_l(\hat{\mathbf{k}}_1\hat{\mathbf{k}}_2)$$

уравнением

$$\hat{T}_{\mathbf{k}_1\mathbf{k}_2} = \hat{T}^N_{\mathbf{k}_1\mathbf{k}_2} + \int \frac{d^3k_3}{(2\pi)^3} \hat{T}^N_{\mathbf{k}_1\mathbf{k}_3} (\hat{G}^S_\omega(\mathbf{k}_3) - \hat{G}^N_\omega(\mathbf{k}_3)) \hat{T}_{\mathbf{k}_3\mathbf{k}_2}, \tag{9}$$

где $\hat{G}^N_\omega(k)$ – матричная функция Грина нормального металла без примеси.

Рассмотрим для простоты сверхпроводящие фазы с p-спариванием, где

$$d_\alpha(\hat{\mathbf{k}}) = \Delta(T) \sum_{\mu\nu} C_{\mu\nu} \lambda^\mu_\alpha \lambda^\nu_i \hat{k}_i, \quad \lambda^{\pm 1}_{\alpha,i} = \frac{\hat{x}_{\alpha,i} \pm \hat{y}_{\alpha,i}}{\sqrt{2}}, \quad \lambda^0_{\alpha,i} = \hat{z}_{\alpha,i}. \tag{10}$$

Например, в ферромагнитной A_1-фазе отличен от нуля только коэффициент $C_{11} = 1$. Вычисления несложно проделать вблизи T_c, разлагая гриновскую функцию $\hat{G}^S_\omega(\mathbf{k})$ по степеням $\Delta(T)$. В результате для полного момента, индуцированного примесью, получается выражение

$$\mathbf{M}_i = \int d^3r \mathbf{m}_i(\mathbf{r}) = \frac{\mu_B}{16\pi} \frac{N_0'}{N_0} \frac{\Delta^2(T)}{T_c} k_F^2 (\sigma_{tot} - \sigma_{tr}) \cdot \frac{1}{3} \sum_{\mu\nu} \mu |C_{\mu\nu}|^2 \hat{\mathbf{z}}, \tag{11}$$

уточняющее формулу (3). Здесь N_0 и N_0' – плотность и производная плотности состояний на поверхности Ферми, σ_{tot} и σ_{tr} – полное и транспортное сечения рассеяния электронов на примеси в нормальном металле.

Плотность момента (6) в точке нахождения примеси содержит много вкладов одинакового порядка величины. Приведем выражение для одного из них, соответствующего члену, интеграл от которого по всему объему дает полный момент (11):

$$\mathbf{m}_i(\mathbf{r}=0) = \frac{\mu_B}{16\pi} N_0' \epsilon_F \frac{\Delta^2}{T_c} k_F^2 (\sigma^0_{tot} - \sigma^0_{tr}) \cdot \frac{1}{3} \sum_{\mu\nu} \mu |C_{\mu\nu}|^2 \hat{\mathbf{z}}. \tag{12}$$

Здесь $\sigma^0_{tot} - \sigma^0_{tr} = (4\pi k_F^2)(t_0 t_1^* + t_1^* t_0)$, t_0 и t_1 – парциальные амплитуды s-и p-рассеяния, $t_l = \sin\delta_l e^{i\delta l}$. Выражение (12) буквенно совпадает с оценкой (4).

Итак, каждый примесный атом в ферромагнитном сверхпроводнике с триплетным спариванием порождает в своей окрестности магнитное поле, ориентированное вдоль магнитного момента того домена анизотропного сверхпроводника [1], в котором он находится. Это поле можно обнаружить методом мюонного спинового вращения (μSR), измеряя скорость релаксации в нулевом внешнем поле. Такого рода измерения проделаны на сверхпроводящем соединении с тяжелыми фермионами $U_{1-x}Th_xBe_{13}$ [7], где переход в сверхпроводящее состояние для концентраций тория $x > x_m \approx 1{,}7\%$ расщепляется на два перехода [8]. Одно из возможных объяснений расщепления перехода базируется на предположении, что сверхпроводящее состояние $U_{1-x}Th_xBe_{13}$ представляет смесь двух сверхпроводящих фаз a и b, принадлежащих к различным представлениям [9] группы симметрии UBe_{13} с различными температурами перехода $T_{ca}(x)$ и $T_{cb}(x)$, такими что $T_{cb} > T_{ca}$ для $x < x_m$ и $T_{ca} > T_{cb}$ для $x > x_m$. Схема подчинения в теории фазовых переходов Ландау дает всего 4 различных варианта пар фаз a и b, для любого из которых нижний переход на линии T_{cb} при $x > x_m$ оказывается фазовым переходом первого рода [10]. Один из этих вариантов соответствует переходу первого рода между антиферромагнитной фазой, принадлежащей к сверхпроводящему классу $O(D_2)$, и ферромагнитной фазой с симметрией $D_3(E)$. Скачкообразное возникновение параметра порядка ферромагнитной сверхпроводящей фазы с триплетным спариванием на линии T_{cb} для $x > x_m$ должно приводить к скачкообразному возрастанию скорости релаксации μSR в нулевом внешнем поле за счет появления внутренних магнитных полей, возникающих благодаря примесям тория, что и наблюдается на эксперименте [7] при концентрации тория $\sim 3\%$. Величина скачка соответствует полям $\sim$ 1 Гс. Такие поля вполне могут иметь место в пространстве между примесями тория. Дело в том, что анизотропное распределение намагниченности (6) в пространстве вокруг примеси до расстояний, меньших ξ_0, убывает по степенному закону, на который наложены осцилляции с периодом $(2k_F)^{-1}$, что не может привести к существенному ослаблению поля (4) [2)] в пространстве между примесями, расстояние между которыми при $x \approx 3\%$ составляет всего 3 межатомных (U–U) расстояния. Проверку высказанной гипотезы можно осуществить, измеряя скорость μSR-релаксации $\sigma_{KT}(T)$ при различных концентрациях. Так, при уменьшении концентрации от $x = 3\%$ до $x_m = 1{,}7\%$ скачок в $\sigma_{KT}(T)$ должен исчезнуть. Кроме этого, в UBe_{13} с любыми примесями, а не только с ториевыми, $\sigma_{KT}(T)$ должна увеличиваться с понижением температуры.

Триплетный механизм спаривания, необходимый для приведенного объяснения μSR-экспериментов на $U_{1-x}Th_xBe_{13}$ не противоречит измерениям сдвига Найта в этом веществе [7], согласно которым в сверхпроводящем состоянии при $x = 0$ наблюдается значительное уменьшение сдвига Найта, постепенно исчезающее с ростом концентрации тория. Противоречия здесь нет, так как в сверхпроводниках с сильным спин-орбитальным взаимодействием парамагнитная восприимчивость уменьшается с понижением температуры и в случае триплетного спаривания, а спин-орбитальное рассеяние на примесях приводит к увеличению восприимчивости.

В заключение отметим, что мюонные эксперименты [7] обсуждались также в теоретической работе [11], однако с трактовкой, предложенной в этой работе, трудно согласиться во многих отношениях.

Я благодарен Дж.Смиту, М.Сигристу, П.Музикару за присланные препринты работ, а также И.А.Лукьянчуку за полезные обсуждения.

Литература

1. *Воловик Г.Е., Горьков Л.П.* ЖЭТФ, 1985, **88**, 1412.
2. *Ambegaokar V., Mermin N.D.* Phys. Rev. Lett., 1973, **30**, 81.
3. *Cross M.C.* J. Low. Temp. Phys., 1975, **21**, 525.
4. *Воловик Г.Е., Минеев В.П.* ЖЭТФ, 1981, **81**, 989.
5. *Rainer D., Vuorio M.* J. Phys. C, 1977, **10**, 3093.
6. *Choi C.H., Muzikar P.* Impurity induced magnetic fields in unconventional superconductors. Preprint Purdue University, 1989.
7. *Heffner R.H. et al.* Preprint LA-UR-88-3584.
8. *Smith J.L. et al.* J. Appl. Phys., 1984, **55**, 1996.
9. *Kumar P., Wölfle P.* Phys. Rev. Lett., 1987, **59**, 1954.
10. *Лукьякчук И.А., Минеев В.П.*, ЖЭТФ, 1989, **95**, 709.
11. *Sigrist M., Rice T.M.* Phys. Rev. B, 1989, **39**,

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

Поступила в редакцию
3 мая 1989 г.

[2)] $H_{sp} \propto \mu_B n \dfrac{T_c}{\epsilon_F}$ в UBe_{13} может быть порядка 10 Гс.