ЖЭТФ, 2002, том 122, вып. 5 (11), стр. 1089–1092

НУЛИ ПАРАМЕТРА ПОРЯДКА В СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ ФАЗЕ ЗОННОГО ФЕРРОМАГНЕТИКА UGe_2

И. А. Фомин [*]

Институт физических проблем им. П. Л. Капицы Российской академии наук
117334, Москва, Россия

Поступила в редакцию 1 июля 2002 г.

В предположении о сильном спин-орбитальном взаимодействии найден вид параметра порядка для двух допустимых симметрией кристалла сверхпроводящих фаз ферромагнитного UGe_2. Для каждой из фаз найдены симметрийные нули в щели фермиевских возбуждений и обсуждаются следствия существования нулей, которые можно использовать для экспериментальной идентификации фаз.

PACS: 74.25.Dw, 74.70.Tx, 75.50.Cc

1. ВВЕДЕНИЕ

Зонный ферромагнетик UGe_2 в интервале давлений 11 кбар $< P_c <$ 16 кбар становится сверхпроводящим при температурах $T_s < 0.8$ K [1, 2]. Эта температура мала по сравнению с температурой Кюри T_c при тех же давлениях. Оцениваемая из экспериментов величина раздвижки ферми-поверхностей для электронов с противоположными проекциями спина на 2–3 порядка превышает величину сверхпроводящей щели. Столь сильная раздвижка исключает возможность синглетного куперовского спаривания, но не препятствует образованию куперовских пар с параллельными спинами, т. е. в триплетном состоянии. При триплетном куперовском спаривании параметр порядка — комплексная векторная функция $\mathbf{d}(\mathbf{k})$. В магнетиках нарушена симметрия по отношению к обращению времени. Вследствие этого сверхпроводящие фазы ферромагнитного металла, вообще говоря, не унитарны, т. е. $\mathbf{d}$ и $\mathbf{d}^*$ не пропорциональны друг другу, или $\mathbf{d}\times\mathbf{d}^* \neq 0$. Знание группы симметрии нормальной фазы позволяет провести классификацию сверхпроводящих фаз, в которые возможен переход из данной нормальной [3]. Попытка такой классификации для UGe_2 была предпринята в работе [4], где было показано, в частности, что симметрия нормальной фазы описывается магнитной группой $D_2(C_2)$, изоморфной группе D_2, и были выписаны четыре возможные формы параметра порядка, преобразующиеся по четырем разным представлениям группы D_2: A, B_1, B_2, B_3. В работе [5] было показано, однако, что при учете правил композиции антиунитарных элементов симметрии базисные функции, соответствующие представлениям A и B_1, эквивалентны друг другу, т. е. преобразуются по одному копредставлению магнитной группы. Две другие функции также взаимно эквивалентны. Таким образом, в этом случае имеются всего два разных типа симметрии сверхпроводящего параметра порядка. Необходимость использования копредставлений для классификации сверхпроводящих фаз ферромагнетиков была впервые отмечена в работе [6] в связи с исследованием другого соединения — $ZrZn_2$.

Для экспериментальной идентификации типа параметра порядка, реализующегося в UGe_2, важен вопрос о существовании и расположении нулей в щели спектра фермиевских возбуждений для каждой из возможных форм параметра порядка. Выяснение этого вопроса и является целью настоящей работы. Симметрийная часть последующего обсуждения относится также и к другому орторомбическому сверхпроводящему ферромагнетику — URhGe [7].

2. БАЗИСНЫЕ ФУНКЦИИ

Найдем сначала общий вид функций $\mathbf{\Psi}_A$ и $\mathbf{\Psi}_B$, преобразующихся по двум разным копредставлениям A и B магнитной группы $D_2(C_2)$. Группа $D_2(C_2)$

[*] E-mail: fomin@kapitza.ras.ru

содержит 4 оператора. Два из них — единичный E и оператор C_2^z поворота на угол π вокруг оси z — унитарны. Два других — RC_2^x и RC_2^y — содержат операцию R обращения времени и потому антиунитарны. Копредставления образованы матрицами G_1 и G_z, соответствующими унитарным операторам, и F_x, F_y, соответствующими антиунитарным. Для одномерных копредставлений это комплексные числа. В соответствии с общими правилами перемножения матриц, образующих копредставления [8], они удовлетворяют следующим равенствам: $G_z^2 = G_1, F_x \cdot F_x^* = G_1, F_y \cdot F_y^* = G_1, F_x \cdot F_y^* = G_z$. Написанные уравнения имеют два решения, порождающие два разных копредставления. Одно из них (пусть A) имеет вид

$$G_1 = 1; \quad G_z = 1; \quad F_x = e^{2i\phi}; \quad F_y = e^{2i\phi}. \tag{1}$$

Другое (B)

$$G_1 = 1; \quad G_z = -1; \quad F_x = e^{2i\phi}; \quad F_y = -e^{2i\phi}, \tag{2}$$

где ϕ — вещественный скаляр. Множитель 2 в показателях экспонент введен для удобства записи базисных функций в дальнейшем.

Запишем теперь $\mathbf{\Psi}_A$ в виде

$$\mathbf{\Psi}_A = \mathbf{x} f_x(\mathbf{k}) + \mathbf{y} f_y(\mathbf{k}) + \mathbf{z} f_z(\mathbf{k}), \tag{3}$$

где $\mathbf{x}$, $\mathbf{y}$, $\mathbf{z}$ — единичные векторы в направлениях осей второго порядка, соответственно $\mathbf{b}$, $\mathbf{c}$, $\mathbf{a}$. Ось $\mathbf{a}$ является направлением легкого намагничивания в ферромагнитной фазе. Все функции $f_{x,y,z}(\mathbf{k})$ — нечетные, т. е. $f_x(-\mathbf{k}) = -f_x(\mathbf{k})$ и т. п. При действии на функцию $\mathbf{\Psi}_A$ операторов E, C_2^z, RC_2^x, RC_2^y она должна умножаться на числа, определенные равенствами (1). Это приводит к условиям для функций $f_x(\mathbf{k}), f_y(\mathbf{k}), f_z(\mathbf{k})$. В силу линейности (антилинейности) упомянутых операторов условия накладываются отдельно на каждую из функций f_x, f_y, f_z. Так, для $f_x(\mathbf{k})$ имеем

$$\begin{aligned} f_x(-k_x, -k_y, k_z) &= -f_x(k_x, k_y, k_z); \\ f_x^*(k_x, -k_y, -k_z) &= e^{2i\phi} f_x(k_x, k_y, k_z); \\ f_x^*(-k_x, k_y, -k_z) &= e^{2i\phi} f_x(k_x, k_y, k_z). \end{aligned}$$

Условия для $f_y(\mathbf{k})$ получаются отсюда заменой всех индексов «x» на «y» и наоборот. Для $f_z(\mathbf{k})$ имеем

$$\begin{aligned} f_z(-k_x, -k_y, k_z) &= f_z(k_x, k_y, k_z); \\ f_z^*(k_x, -k_y, -k_z) &= -e^{2i\phi} f_z(k_x, k_y, k_z); \\ f_z^*(-k_x, k_y, -k_z) &= -e^{2i\phi} f_z(k_x, k_y, k_z). \end{aligned}$$

Всем написанным условиям удовлетворяет функция

$$\begin{aligned} \mathbf{\Psi}_A = e^{-i\phi_A}\{&\hat{\mathbf{x}} k_x(a_{11} + i k_x k_y a_{10}) + \\ &+ \hat{\mathbf{y}} k_y(a_{22} + i k_x k_y a_{20}) + \hat{\mathbf{z}} k_z(a_{33} + i k_x k_y a_{30})\}, \end{aligned} \tag{4}$$

где ϕ_A, $a_{11}, \ldots$ — вещественные функции от k_x^2, k_y^2, k_z^2. Функция $\mathbf{\Psi}_A$, определенная уравнением (4), отличается от предложенной в статье [4] множителем $e^{-i\phi_A}$. Если положить $\phi_A = \pi/2$, то путем переопределения произвольных функций выражение (4) можно привести к виду $\mathbf{\Psi}_{B_1}$ той же статьи в соответствии с упомянутым выше результатом работы [5].

Для копредставления B аналогичные рассуждения приводят к условиям

$$\begin{aligned} f_x(-k_x, -k_y, k_z) &= -f_x(k_x, k_y, k_z), \\ f_x^*(k_x, -k_y, -k_z) &= e^{2i\phi} f_x(k_x, k_y, k_z), \\ f_x^*(-k_x, k_y, -k_z) &= e^{2i\phi} f_x(k_x, k_y, k_z), \end{aligned}$$

для $f_x(\mathbf{k})$, и к условиям

$$\begin{aligned} f_z(-k_x, -k_y, k_z) &= f_z(k_x, k_y, k_z); \\ f_z^*(k_x, -k_y, -k_z) &= -e^{2i\phi} f_z(k_x, k_y, k_z); \\ f_z^*(-k_x, k_y, -k_z) &= -e^{2i\phi} f_z(k_x, k_y, k_z) \end{aligned}$$

для $f_z(\mathbf{k})$. Общий вид базисной функции копредставления B таков:

$$\begin{aligned} \mathbf{\Psi}_B = e^{-i\phi_B}\{&\hat{\mathbf{x}} k_z(b_{13} + i k_x k_y b_{10}) + \\ &+ \hat{\mathbf{y}} k_z(i b_{23} + k_x k_y b_{20}) + \hat{\mathbf{z}} k_x(b_{31} + i k_x k_y b_{30})\}. \end{aligned} \tag{5}$$

При подходящем выборе фазового множителя $e^{-i\phi_B}$ она переходит в функцию $\mathbf{\Psi}_{B_3}$ либо $\mathbf{\Psi}_{B_4}$ работы [4].

3. НУЛИ

При триплетном куперовском спаривании щель в спектре фермиевских возбуждений определяется [9] собственными значениями матрицы

$$(\Delta_k \Delta_k^\dagger)_{\alpha\beta} = \mathbf{d}(\mathbf{k}) \cdot \mathbf{d}^*(\mathbf{k}) \delta_{\alpha\beta} + i[\mathbf{d}(\mathbf{k}) \times \mathbf{d}^*(\mathbf{k})] \sigma_{\alpha\beta}. \tag{6}$$

Для неунитарных фаз написанная матрица имеет два разных собственных значения. Каждое из них равно квадрату величины щели для одного из направлений спина. Если разделить вещественную и мнимую части вектора $\mathbf{d}(\mathbf{k})$, полагая $\mathbf{d}(\mathbf{k}) = \mathbf{d}_1(\mathbf{k}) + i\mathbf{d}_2(\mathbf{k})$, то для собственных значений $(\Delta_k \Delta_k^\dagger)_{\alpha\beta}$ получим

$$|\Delta_{1,2}|^2 = \mathbf{d}_1^2(\mathbf{k}) + \mathbf{d}_2^2(\mathbf{k}) \pm 2|\mathbf{d}(\mathbf{k}) \times \mathbf{d}^*(\mathbf{k})|.$$

Щель обращается в нуль, если

1) $\mathbf{d}_1(\mathbf{k}) = 0$ и $\mathbf{d}_2(\mathbf{k}) = 0$; при этом щель равна нулю для обоих направлений спина;

2) $|\mathbf{d}_1(\mathbf{k})| = |\mathbf{d}_2(\mathbf{k})|$ и $|\mathbf{d}_1(\mathbf{k})| \perp |\mathbf{d}_2(\mathbf{k})|$, в этом случае обращается в нуль только одна из щелей.

Непосредственной проверкой можно убедиться, что если не делать специальных предположений о виде неизвестных функций $a_{11}, a_{10}, \ldots, b_{13}, b_{10}, \ldots$, входящих в выражения (4) и (5), то для обоих типов параметра порядка $\mathbf{\Psi}_A$ и $\mathbf{\Psi}_B$ нули в щели отсутствуют. Это утверждение основано только на свойствах симметрии параметра порядка. То обстоятельство, что магнитная поляризация в $\mathrm{UGe_2}$ и в URhGe является сильной, до сих пор не использовалось.

Известно, что раздвижка ферми-поверхностей с разными проекциями спина подавляет амплитуду спаривания для квазичастиц с противоположными спинами. Для синглетного спаривания разрушение сверхпроводящего состояния происходит уже при раздвижке $2I > \sqrt{2}\Delta_0$, где Δ_0 — величина щели при нулевой температуре в отсутствие поляризации [10], причем изменение состояния при увеличении поляризации происходит скачкообразно.

Формальной причиной подавления спаривания является изменение характера особенности амплитуды рассеяния квазичастиц с противоположными импульсами при поляризации. В отсутствие поляризации амплитуда рассеяния во втором порядке по взаимодействию имеет особенность вида $\ln(\omega_D/\Delta_0)$. При раздвижке ферми-поверхностей для двух проекций спина на величину $2I$ особенность заменяется на $\ln(\omega_D/I)$. При $I \gg \Delta_0$ этот вклад можно включить в регулярную часть амплитуды рассеяния. Переход от состояния $\Delta_{\uparrow\downarrow} \neq 0$ к состоянию $\Delta_{\uparrow\downarrow} = 0$ должен происходить при $I \sim \Delta_0 \sim T_s$. Имея в виду, что в $\mathrm{UGe_2}$ и в URhGe условие $I \gg T_s$ выполнено с большим запасом, будем считать, что для этих веществ $\Delta_{\uparrow\downarrow} = 0$. В векторной записи это эквивалентно условию $d_z(\mathbf{k}) = 0$. При таком ограничении для двух типов параметра порядка получаем

$$\mathbf{\Psi}_A = e^{-i\phi_A}\{\hat{\mathbf{x}}k_x(a_{11} + ik_xk_ya_{10}) + \\ + \hat{\mathbf{y}}k_y(a_{22} + ik_xk_ya_{20})\}, \quad (7)$$

$$\mathbf{\Psi}_B = e^{-i\phi_B}\{\hat{\mathbf{x}}k_z(b_{13} + ik_xk_yb_{10}) + \\ + \hat{\mathbf{y}}k_z(ib_{23} + k_xk_yb_{20})\}. \quad (8)$$

Параметр порядка $\mathbf{\Psi}_A$, а вместе с ним и щель на обеих ферми-поверхностях, обращается в нуль в точках $k_x = 0$, $k_y = 0$. Эти нули имеют симметрийную природу. Чтобы в этом убедиться, рассмотрим функцию $\Psi_A(0,0,k_z)$ и применим к ней оператор C_2^z. В силу соотношений (1) выполняется равенство $C_2^z\mathbf{\Psi}_A(0,0,k_z) = \mathbf{\Psi}_A(0,0,k_z)$. С другой стороны, по определению C_2^z имеем

$$C_2^z\mathbf{\Psi}_A(0,0,k_z) = -\mathbf{x}f_x(0,0,k_z) - \\ - \mathbf{y}f_y(0,0,k_z) = -\mathbf{\Psi}_A(0,0,k_z). \quad (9)$$

Сравнивая оба результата, получаем $\mathbf{\Psi}_A(0,0,k_z) = 0$.

Аналогично, формула (8) указывает на то, что Ψ_B обращается в нуль на линии $k_z = 0$. Эти нули также симметрийные, поскольку

$$C_2^z\Psi_B(k_x,k_y,0) = -\mathbf{x}f_x(-k_x,-k_y,0) - \\ - \mathbf{y}f_y(-k_x,-k_y,0) = \Psi_B(k_x,k_y,0). \quad (10)$$

С другой стороны, согласно (2),

$$C_2^z\Psi_B(k_x,k_y,0) = -\Psi_B(k_x,k_y,0),$$

т. е. $\Psi_B(k_x,k_y,0) = 0$.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Таким образом, две возможные сверхпроводящие фазы $\mathrm{UGe_2}$ различаются по характеру и расположению нулей в щели спектра возбуждений. Для фазы A-типа (см. формулу (7)) это — изолированные нули в точках пересечения ферми-поверхностей с направлением оси легкого намагничивания. Для фазы B-типа (8) это — линии нулей на экваторах ферми-поверхностей, перпендикулярных указанной оси. Существование нулей приводит к степенным зависимостям термодинамических величин от температуры при $T \ll T_s$, причем показатель степени зависит от характера нулей. Исследование степенных зависимостей термодинамических величин — это стандартный способ идентификации необычных сверхпроводящих фаз (см., например, монографию [11]). Обсудим поэтому лишь особенности низкотемпературного поведения, обусловленные магнитной поляризацией $\mathrm{UGe_2}$. Для разных проекций спина величина щели, вообще говоря, разная. При сильной раздвижке ферми-поверхностей может оказаться, что, например, $\Delta_\downarrow \ll \Delta_\uparrow$. Тогда существует интервал температур $\Delta_\downarrow \ll T < T_s$, для которого меньшая щель почти не влияет на температурные зависимости термодинамических величин и вклад ферми-частиц со спином «вниз» в эти величины такой же, как в нормальной фазе. Другим специфическим свойством сверхпроводящих ферромагнетиков является присутствие в них поля намагниченности $\mathbf{H}_M = 4\pi\mathbf{M}$. Для UGe_2 имеем $H_M \sim 1$ кЭ. Это существенно больше, чем оцениваемое по температуре перехода поле H_{c1}, т. е. сверхпроводящее соединение UGe_2 находится в смешанном состоянии. Сочетание вихрей с линией нулей в щели, ориентированной перпендикулярно осям вихрей, согласно предсказанию работы [12], приводит к появлению конечной плотности состояний на уровне Ферми, что, в свою очередь, приводит к линейному по температуре вкладу в теплоемкость c_s, причем $c_s \sim c_n\sqrt{H_M/H_{c2}}$. Из-за корневой зависимости от поля в полях, малых по сравнению с H_{c2}, этот вклад в теплоемкость оказывается более существенным, чем вклад электронов, локализованных на вихрях. Обсуждаемый вклад в теплоемкость должен присутствовать в фазе B-типа и отсутствовать в фазе A-типа. Таким образом, ожидаемое различие низкотемпературных свойств A- и B-фаз должно позволить идентифицировать наблюдаемые в UGe_2 и в URhGe сверхпроводящие фазы.

Часть настоящей работы выполнена в Гренобльском научном центре комиссариата по атомной энергии Франции. Я благодарен Ж. Флуке за гостеприимство в этом центре и за стимулирующие обсуждения, Университету им. Жозефа Фурье за финансовую поддержку моего пребывания в Гренобле, В. П. Минееву и А. Хаксли за ценные замечания. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект 01-02-16714).

ЛИТЕРАТУРА

1. S. S. Saxena et al., Nature **406**, 587 (2000).
2. A. Huxley et al., Phys. Rev. B **63**, 144519 (2001).
3. Г. Е. Воловик, Л. П. Горьков, ЖЭТФ **88**, 1412 (1985).
4. И. А. Фомин, Письма в ЖЭТФ **74**, 116 (2001).
5. V. P. Mineev, E-print archives, cond-mat/0204263.
6. K. V. Samokhin and M. B. Walker, E-print archives, cond-mat/0203309.
7. Dai Aoki et al., Nature **413**, 613 (2001).
8. Е. Вигнер, *Теория групп*, Изд-во иностр. лит., Москва (1961), гл. 26.
9. D. Vollhardt and P. Wölfle, *The Superfluid Phases of Helium 3*, Taylor and Francis (1990), p. 71.
10. А. А. Абрикосов, *Основы теории металлов*, Наука, Москва (1987).
11. В. П. Минеев, К. В. Самохин, *Введение в теорию необычной сверхпроводимости*, Изд-во МФТИ, Москва (1998).
12. G. E. Volovik, Письма в ЖЭТФ **58**, 457 (1993).