Письма в ЖЭТФ, том 74, вып. 2, с. 116 – 119 © 2001 г. 25 июля

Симметрия параметра порядка в сверхпроводящей фазе UGe_2

И. А. Фомин[1)]

Институт физических проблем им. П. Л. Капицы РАН, 117334 Москва, Россия

Поступила в редакцию 14 июня 2001 г.

После переработки 21 июня 2001 г.

В предположении о сильном спин-орбитальном взаимодействии найдены допустимые симметрией кристалла формы параметра порядка для сверхпроводящей фазы ферромагнитного UGe_2. Рассмотрен предельный случай окрестности совместного перехода в сверхпроводящую и ферромагнитную фазы, а также противоположный предел, соответствующий большой раздвижке ферми-поверхностей для противоположных ориентаций спина. Обсуждается возможное влияние доменной структуры ферромагнетика на свойства UGe_2 в сверхпроводящем состоянии.

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

1. Недавно обнаруженная сверхпроводимость в зонном ферромагнетике UGe_2 [1, 2] интересна тем, что температура Кюри T_c в этом соединении велика по сравнению с температурой сверхпроводящего перехода T_s всюду за исключением давления $P_c \approx \approx 16$ кбар, где обе температуры равны нулю. Условие $T_c \gg T_s$ исключает возможность синглетного куперовского спаривания. Вопрос о возможной форме параметра порядка в сверхпроводящей фазе UGe_2 обсуждался в статье [3], где были приведены физические аргументы в пользу того, что в UGe_2 реализуется сверхпроводящее состояние с параметром порядка, аналогичным A_1-фазе ^{3}He, то есть таким, что спарены электроны только с одним направлением спина. Электроны с противоположным направлением спина при этом имеют бесщелевой энергетический спектр. В той же статье отмечено, однако, что требуемый параметр порядка не удается построить из базисных функций четырех одномерных представлений точечной группы кристаллов орторомбической системы, к которой принадлежит UGe_2, если оставаться в рамках обычно используемой схемы сильного спин-орбитального взаимодействия. В настоящей работе показано, что последнее утверждение ошибочно, оно не учитывает того обстоятельства, что переход UGe_2 в сверхпроводящую фазу происходит из ферромагнитной и обращение времени тем самым не является элементом симметрии нормальной фазы. При учете указанного обстоятельства параметр порядка типа A_1-фазы может реализоваться и при сильном спин-орбитальном взаимодействии. В работе перечислены также допустимые симметрией кристалла виды сверхпроводящего параметра порядка в UGe_2. Рассуждения следуют стандартной теории фазовых переходов [4] и схеме классификации сверхпроводящих параметров порядка в кристаллах [5] (см. также [6]).

2. Кристаллы UGe_2 имеют центр инверсии. Это позволяет разделить сверхпроводящие фазы на четные (аналог синглетного спаривания) и нечетные (аналог триплетного). В применении к UGe_2 интерес представляет нечетный случай, который и будет рассмотрен. При сильном спин-орбитальном взаимодействии параметр порядка для этого случая можно записать в виде [5]

$$\mathbf{d}(\mathbf{k}) = \hat{\mathbf{x}} f_x(\mathbf{k}) + \hat{\mathbf{y}} f_y(\mathbf{k}) + \hat{\mathbf{z}} f_z(\mathbf{k}), \qquad (1)$$

где $\hat{\mathbf{x}}, \hat{\mathbf{y}}, \hat{\mathbf{z}}$ – единичные векторы в направлениях осей второго порядка, соответственно **b**, **c**, **a**. Ось **a** является направлением легкого намагничения в ферромагнитной фазе. Все функции $f_{x,y,z}(\mathbf{k})$ – нечетные, то есть $f_x(-\mathbf{k}) = -f_x(\mathbf{k})$ и т.п. Симметрия направлений в парамагнитном UGe_2 соответствует группе $D_{2h} = D_2 \times C_i$. Поскольку тип симметрии по отношению к инверсии фиксирован, достаточно рассмотреть группу D_2, она имеет 4 одномерных представления (см. таблицу).

$D_2; D_2(C_2)$	E	$C_2^x; RC_2^x$	$C_2^y; RC_2^y$	C_2^z
A	1	1	1	1
B_1	1	−1	−1	1
B_2	1	−1	1	−1
B_3	1	1	−1	−1

Группой симметрии ферромагнитной фазы является магнитная группа $D_2(C_2)$ (см. [7]), вместо элементов $C_2^x; C_2^y$ она содержит $RC_2^x; RC_2^y$, где R – операция обращения времени. Группа $D_2(C_2)$ изоморфна исходной D_2, однако вид базисных функций для

[1)]e-mail: fomin@kapitza.ras.ru

обеих групп – разный. По представлению A группы $D_2(C_2)$ преобразуются функции вида

$$\Psi_A = \hat{\mathbf{x}}k_x(u_{11}^A + ik_xk_yu_{10}^A) +$$

$$+ \hat{\mathbf{y}}k_y(u_{22}^A + ik_xk_yu_{20}^A) + \hat{\mathbf{z}}k_z(u_{33}^A + ik_xk_yu_{30}^A), \quad (2)$$

где $u_{11}^A \ldots$ – вещественные функции от k_x^2, k_y^2, k_z^2. Аналогично

$$\Psi_{B_1} = \hat{\mathbf{x}}k_y(u_{12}^{B_1} + ik_xk_yu_{10}^{B_1}) +$$

$$+ \hat{\mathbf{y}}k_x(u_{21}^{B_1} + ik_xk_yu_{20}^{B_1}) + \hat{\mathbf{z}}k_z(iu_{33}^{B_1} + k_xk_yu_{30}^{B_1}), \quad (3)$$

$$\Psi_{B_2} = \hat{\mathbf{x}}k_z(u_{13}^{B_2} + ik_xk_yu_{10}^{B_2}) +$$

$$+ \hat{\mathbf{y}}k_z(iu_{23}^{B_2} + k_xk_yu_{20}^{B_2}) + \hat{\mathbf{z}}k_x(u_{31}^{B_2} + ik_xk_yu_{30}^{B_2}), \quad (4)$$

$$\Psi_{B_3} = \hat{\mathbf{x}}k_z(iu_{13}^{B_3} + k_xk_yu_{10}^{B_3}) +$$

$$+ \hat{\mathbf{y}}k_z(u_{23}^{B_3} + ik_xk_yu_{20}^{B_3}) + \hat{\mathbf{z}}k_y(u_{32}^{B_3} + ik_xk_yu_{30}^{B_3}). \quad (5)$$

Все четыре параметра порядка соответствуют, вообще говоря, неунитарным фазам с отличной от нуля z-проекцией магнитного момента, пропорциональной $\langle \Psi \times \Psi^\star \rangle$, где угловые скобки обозначают усреднение по направлениям $\mathbf{k}$. Функции (2)–(5) учитывают лишь симметрийные ограничения на вид параметра порядка и содержат поэтому значительный произвол. Произвол этот можно уменьшить, если принять во внимание количественные соотношения между физическими величинами для UGe_2. Из-за условия $T_c \gg T_s$ должна обращаться в нуль амплитуда спаривания для электронов с противоположными проекциями спинов. В векторных обозначениях это эквивалентно требованию $\mathbf{d}_z = 0$, что позволяет опустить все пропорциональные $\hat{\mathbf{z}}$ члены в функциях (2)–(5).

При $P = P_c, T = 0$ переход в сверхпроводящую и одновременно ферромагнитную фазу происходит непосредственно из парамагнитной. Вдали от этой, критической, точки переход в ферромагнитную фазу является переходом первого рода. Точность имеющихся данных не позволяет с уверенностью судить о характере перехода в самой критической точке. Если переход непрерывный, то вблизи этой точки на фазовой диаграмме сверхпроводящий параметр порядка должен описываться [4] базисной функцией одного из представлений группы D_2. Как не трудно убедиться, выражения (2)–(5) действительно переходят в базисные функции соответствующих представлений группы D_2, если считать, что все члены, содержащие явно мнимую единицу, то есть функции u_{10}^A, u_{20}^A и т.д., обращаются в критической точке в нуль. Все фазы становятся при этом унитарными, вектор $\mathbf{d}(\mathbf{k})$ с точностью до множителя вещественным и амплитуды спаривания $\Delta_{\uparrow\uparrow} \sim -d_x + id_y$ и $\Delta_{\downarrow\downarrow} \sim d_x + id_y$ равными друг другу по абсолютной величине. Это верно, однако, лишь для малой окрестности критической точки. По мере удаления от P_c должно увеличиваться различие двух амплитуд. Одна из амплитуд, например $\Delta_{\downarrow\downarrow}$, может обратиться в нуль, что в терминах компонент вектора $\mathbf{d}(\mathbf{k})$ означает $d_x(\mathbf{k}) = -id_y(\mathbf{k})$. Выполнения этого равенства можно добиться подходящим выбором коэффициентов $u_{22}^A, \ldots$. Параметр порядка для всех четырех представлений будет иметь тогда вид $\mathbf{d}(\mathbf{k}) = f(\mathbf{k})(-\hat{\mathbf{x}} + i\hat{\mathbf{y}})$. Различные представления отличаются лишь видом функций $f(\mathbf{k})$: $f^A(\mathbf{k}) = -k_x(u_{11}^A + ik_xk_yu_{10}^A)$, $f^{B_1}(\mathbf{k}) = -k_y(u_{12}^{B_1} + ik_xk_yu_{10}^{B_1})$, $f^{B_2}(\mathbf{k}) = -k_z(u_{13}^{B_2} + ik_xk_yu_{10}^{B_2})$, $f^{B_3}(\mathbf{k}) = -k_z(iu_{13}^{B_3} + k_xk_yu_{10}^{B_3})$. Таким образом, в случае сильного спин-орбитального взаимодействия симметрийный запрет на существование параметра порядка вида $\mathbf{d}(\mathbf{k}) = f(\mathbf{k})(-\hat{\mathbf{x}} + i\hat{\mathbf{y}})$ существует лишь вблизи критического давления и лишь в случае, если фазовый переход при $P = P_c$ является переходом второго рода.

Отметим, что сама намагниченность преобразуется по представлению B_1 группы D_2 (см. таблицу). Совпадение двух переходов в критической точке может быть как случайным, так и указывать на то что оба перехода имеют общую причину. Если допустить, что имеет место вторая возможность и для обоих переходов имеется один микроскопический управляющий параметр, то переход в критической точке можно характеризовать одним параметром порядка, компонентами которого являются намагниченность $\mathbf{M}$ и вектор $\mathbf{d}(\mathbf{k})$. В силу общих утверждений об изменении симметрии при фазовых переходах все компоненты параметра порядка вблизи перехода должны преобразовываться по одному представлению группы симметрии симметричной фазы, то есть вблизи P_c $\mathbf{d}(\mathbf{k})$ будет иметь вид, даваемый формулой (3). Такой вид $\mathbf{d}(\mathbf{k})$ будет сохраняться при движении вдоль линии сверхпроводящих переходов до тех пор, пока она не пересечется с линией другого фазового перехода. Экспериментально переходы в сверхпроводящей фазе не обнаружены вплоть до давления $P = 13.5$ кбар, при котором наблюдается качественное изменение зависимости верхнего критического поля от температуры.

При случайном совпадении переходов $\mathbf{d}(\mathbf{k})$ может иметь вид, даваемый любой из формул (2)–(5).

3. Направление спинов доминирующей амплитуды определяется направлением намагниченности. Если ферромагнитный UGe_2 разбит на магнитные домены, то вдали от $P = P_c$ в каждом из доменов спарены спины только с одной ориентацией, причем их ориентация чередуется при переходе от домена к домену. Свойства такой, в простейшем случае слоистой, структуры в отношении протекания через нее электрического тока должны существенно отличаться от свойств рассмотренной ранее (см. [8]) доменной структуры при синглетном спаривании. В синглетном случае сверхпроводимость, локализованная на доменных стенках, может существовать в более сильных магнитных полях, чем объемная. В UGe_2, наоборот, следует ожидать подавления параметра порядка на доменных стенках, которые становятся при этом слабыми звеньями. Вопрос этот требует, однако, специального анализа. Более простым как для вычислений, так и для экспериментов представляется исследование влияния сверхпроводящего перехода на кривую намагничивания ферромагнитного UGe_2 (зависимость $\mathbf{M}(\mathbf{H})$).

Рассмотрим образец в виде пластины, вырезанной перпендикулярно оси легкого намагничения. Магнитное поле также будем считать направленным перпендикулярно пластине. Равновесные домены в пластине существуют в полях, меньших, чем $4\pi M$. Для UGe_2 это 2–3 кЭ. Ширина доменов определяется конкуренцией энергии доменных стенок и энергии магнитного поля, создаваемого пластиной. В пластине толщиной 0.1 см при реалистических предположениях о величине энергии анизотропии для ширины доменов получается оценка 10^{-3}–10^{-4} см, то есть существенно больше, чем корреляционная длина $\xi \sim 10^{-6}$ см. Это позволяет считать каждый домен массивным сверхпроводником. Типичные поля внутри доменов ~ 1 кЭ велики по сравнению с оценкой для термодинамического критического поля ($H_{cm} \sim 100$ Э); следует ожидать, поэтому, что каждый домен находится в смешанном состоянии. Усредненное по вихревой структуре поле в каждом из доменов $\mathbf{B} = \mathbf{H} + 4\pi(\mathbf{M_F} + \mathbf{M_s})$, где намагниченность складывается из спонтанной намагниченности $\mathbf{M_F}$ и намагниченности созданной сверхпроводящими токами $\mathbf{M_s}$. Будем считать известной зависимость $\mathcal{M}_s(H_{ext})$, для магнитных сверхпроводников она обсуждалась недавно [9]. Роль внешнего поля H_{ext} играет комбинация $\mathbf{B} = \mathbf{H} + 4\pi\mathbf{M_F}$. Если доменные стенки не закреплены и структура равновесная, то $\mathbf{H} = 0$. Влияние сверхпроводимости в этом случае сводится к уменьшению намагниченности насыщения в каждом домене до значения $M_F + \mathcal{M}_s(4\pi M_F)$. Если поле $\mathcal{H}$, в которое помещен образец, удовлетворяет условию $\mathcal{H} < \mathcal{H}^* = 4\pi(M_F + \mathcal{M}_s(4\pi M_F))$, то средняя намагниченность пластины $< M >= \mathcal{H}/4\pi$. В бóльших полях домены не образуются. С учетом граничного условия $\mathcal{H} = H_{ext} + 4\pi M_s$. Наведенная намагниченность M_s находится из уравнения $M_s = \mathcal{M}_s(\mathcal{H} - 4\pi M_s)$. При $\mathcal{H} = \mathcal{H}^*$ это уравнение имеет решение $M_s = \mathcal{M}_s(4\pi M_F)$, а при $\mathcal{H} = H_{c2}$ – решение $M_s = 0$. Для полей, близких к верхнему критическому H_{c2}, зависимость $\mathcal{M}_s(H_{ext})$ – линейная [10]. В этом случае $\mathcal{H}^* = 4\pi M_F + (4\pi M_F - H_{c2})/q$, где $q = (2\kappa^2 - 1)\beta_A$, κ – параметр Гинзбурга и Ландау, β_A – численный параметр ~ 1, зависящий от геометрии вихревой решетки. При $\mathcal{H} < \mathcal{H}^*$, как и для нормальной ферромагнитной пластины, $\langle M \rangle = \mathcal{H}/4\pi$. Отличие от нормального ферромагнетика имеет место в интервале $\mathcal{H}^* < \mathcal{H} < H_{c2}$. Если $\mathcal{H}$ близко к H_{c2}, то

$$M = M_F + \frac{\mathcal{H} - H_{c2}}{4\pi(q+1)}. \tag{6}$$

При наличии пиннинга доменных стенок кривая намагничивания имеет гистерезис. Вид петли гистерезиса зависит от конкретных свойств образца. В полях, близких к H_{c2}, можно найти диамагнитную добавку к намагниченности, если предположить, что переход в сверхпроводящее состояние не влияет на расположение доменных стенок. При усреднении по доменам следует учесть, что в зависимости от ориентации намагниченности поле $\mathbf{H}$ либо складывается с $4\pi\mathbf{M}_F$, либо вычитается из него. В результате имеем:

$$\langle M \rangle = \langle M \rangle_0 + \frac{1}{q+1}\left[\frac{\mathcal{H}}{4\pi} - \langle M \rangle_0\right]. \tag{7}$$

Для того, чтобы домены существовали в протяженном интервале полей, следует считать, что параметр κ велик, то есть поправка к намагниченности мала. Из формулы (7) видно, что поправка возникает там, где имеется гистерезис, и знак поправки соответствует сужению петли.

Таким образом, эти ферромагнитные и одновременно сверхпроводящие доменные структуры заслуживают дальнейшего изучения.

Основная часть настоящей работы была 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.

1. S. S. Saxena, P. Agarwal, K. Ahilan et al., Nature **406**, 587 (2000).
2. A. Huxley, I. Sheikin, E. Ressouche et al., Phys. Rev. **B 63**, 144519 (2001).
3. K. Machida and T. Ohmi, Phys. Rev. Lett. **86**, 850 (2001).

4. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Статистическая физика*, ч. 1, М.: Наука, 1995, гл. XIV.
5. Г. Е. Воловик, Л. П. Горьков, ЖЭТФ, **88**, 1412 (1985).
6. В. П. Минеев, К. В. Самохин, *Введение в теорию необычной сверхпроводимости*, Издательство МФТИ, Москва, 1998 г.
7. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Электродинамика сплошных сред*, М.: Наука, 1982, гл. V.
8. L. N. Bulaevskii, A. I. Buzdin, M. L. Kulić, and S. V. Panjukov, Advances in Physics, **34**, 175 (1985).
9. E. B. Sonin and I. Felner, Phys. Rev. **B57**, R14000 (1998).
10. А. А. Абрикосов, *Основы теории металлов*, М.: Наука, 1987, гл. XVIII.