

## ОБ АНИЗОТРОПИИ КРИТИЧЕСКОГО ПОЛЯ В СОЕДИНЕНИИ $\text{CeCu}_2\text{Si}_2$

*Ф.Г.Алиев, Н.Б.Брандт, В.В.Мощалков,  
М.К.Залялютдинов, Р.В.Луцив, Р.И.Ясницкий,  
С.М.Чудинов*

У соединения  $\text{CeCu}_2\text{Si}_2$ , в котором при давлениях  $p \gtrsim 1$  кбар возникает сверхпроводимость в системе тяжелых фермионов, обнаружена анизотропия ( $\sim 170\%$ ) производной верхнего критического поля при  $T = T_c$  при вращении  $\mathbf{H}$  в плоскости, близкой к базисной указывающая на возможность зануления сверхпроводящей щели вдоль линии на поверхности Ферми. Анизотропия исчезает при  $p > 9$  кбар.

1. В последнее время большой интерес вызывает исследование СТФ — сверхпроводящих систем с тяжелыми фермионами —  $\text{CeCu}_2\text{Si}_2$ <sup>1-3</sup>,  $\text{URu}_2\text{Si}_2$ <sup>4</sup>,  $\text{UPt}_3$ <sup>5</sup>, в которых низкотемпературная электронная плотность состояний усилена в  $10^2 - 10^3$  раз по сравнению с нормальными металлами, причем и за это усиление, и за сверхпроводимость ответственны тяжелые ( $m^* \sim (10^2 - 10^3) m_0$ ) фермионы. Сверхпроводящие СТФ являются своеобразными аналогами сверхтекучего  $^3\text{He}$ , в связи с чем в работах<sup>6-10</sup> было высказано предположение о возможности реализации нетривиального спаривания в этих сверхпроводниках. В СТФ вследствие сильного спин-орбитального взаимодействия спины "вморожены" в решетку и поворачиваются вместе с ней при преобразованиях симметрии. Это обстоятельство позволило выполнить симметричный анализ возможных сверхпроводящих состояний в  $\text{CeCu}_2\text{Si}_2$ ,  $\text{URu}_2\text{Si}_2$ ,  $\text{UPt}_3$ <sup>6-8</sup>, который предсказывает задуление сверхпроводящей щели в определенных точках или вдоль определенных линий на поверхности Ферми (ПФ). Характер задуления может быть выявлен при исследовании угловых зависимостей верхнего критического поля  $H_{c2}$  вблизи  $T_c$ <sup>8</sup>. В связи с этим в настоящей работе была исследована анизотропия производной  $dH_{c2}/dT(T_c)$  в СТФ тетрагональной симметрии  $\text{CeCu}_2\text{Si}_2$ .

2. Монокристаллы  $\text{CeCu}_2\text{Si}_2$  стехиометрического состава обнаруживают сверхпроводимость при давлениях  $p \gtrsim 1$  кбар<sup>2,3</sup>, поэтому исследуемый стехиометрический монокристалл в виде пластинки размерами  $3 \times 1,5 \times 0,2$  мм<sup>3</sup>, монтировался в камеру высокого давления. Угол между осью  $C_4$  и направлением вдоль канала "бомбы" составлял  $\lesssim 8^\circ$ , а направление тока  $i$  (рис. 1, вставка) не привязывалось специально к определенному кристаллографическому направлению в базисной плоскости. Вращение магнитного поля  $H$  в плоскости, перпендикулярной каналу "бомбы", осуществлялось с помощью двух одинаковых сверхпроводящих систем Гельмгольца, развернутых друг относительно друга на  $90^\circ$ . Поворот  $H$  на угол  $\varphi$  достигался путем пропускания токов  $I \sin \varphi$  и  $I \cos \varphi$  через эти две системы. Температурные зависимости сопротивления при фиксированных  $\varphi$  и  $H$  снимались четырехконтактным методом на постоянном токе  $i = 0,1 - 0,5$  мА на автоматизированной установке, созданной на базе рефрижератора растворения  $^3\text{He} - ^4\text{He}$ . Изменение сопротивления при сверхпроводящем переходе (рис. 1) в интервале значений  $(0,2 - 0,8)R_0$  ( $R_0$  — остаточное сопротивление) аппроксимировалось линейной зависимостью  $R$  от  $T$  с коэффициентом корреляции не хуже 0,993. По пересечению этой зависимости с уровнем  $0,5 R_0$  определялась температура сверхпроводящего перехода  $T_c(H, \varphi)$ . Специально проведенные для различных  $\varphi_0$  измерения  $T_c(H)$  для нескольких фиксированных значений поля  $H$  и нескольких значений  $i$  показали, что критические температуры  $T_c(H)$  не зависят от тока  $i = 0,1 - 0,5$  мА, а зависимости критического поля  $H_{c2}$  от  $T$  являются линейными в области  $H \lesssim 4$  кЭ и экстраполируются при  $H \rightarrow 0$  в одну и ту же точку  $T_c(H=0)$  для различных углов  $\varphi_0$ . Производная верхнего критического поля при  $T = T_c$  вычислялась по известным  $H$ ,  $T_c(H)$  и  $T_c(H=0)$  по формуле:  $dH_{c2}/dT = H / (T_c(H=0) - T_c(H))$ .

3. Угловые зависимости  $dH_{c2}/dT$ , полученные для одного и того же монокристалла  $\text{CeCu}_2\text{Si}_2$  при двух различных давлениях, показаны на рис. 2. При  $p = 9,6$  кбар анизотропия отсутствует в пределах точности измерений ( $\pm 7\%$ ). При давлении 5,7 кбар анизотропия верхнего критического поля достигает значений 170 — 180% (рис. 2). Характерной особенностью полученных зависимостей  $dH_{c2}/dT$  от  $\varphi$  является то, что возникновение анизотропии при вращении поля  $H$  в плоскости, близкой к базисной, коррелирует с барической зависимостью анизотропии  $dH_{c2}/dT(T_c)$ , измеренной при двух фиксированных направлениях  $H \parallel C_4$  и  $H \perp C_4$  для образца, вырезанного из того же слитка (рис. 3). В обоих случаях анизотропия существует в интервале давлений 2 — 7 кбар и исчезает при  $p > 7$  кбар. В интервале давлений  $p = 2 - 7$  кбар наблюдается также анизотропия полей  $H_{c2}(0)$ <sup>11</sup> при  $H \parallel C_4$  и  $H \perp C_4$ , причём у кривых  $H_{c2}(T)$  большим значениям производной  $dH_{c2}/dT(T_c)$  соответствуют меньшие значения  $H_{c2}(0)$ . Отметим, что во всем диапазоне давлений анизотропия магнитосопротивления в базисной плоскости при  $T > T_c$  отсутствует с точностью до 10%.

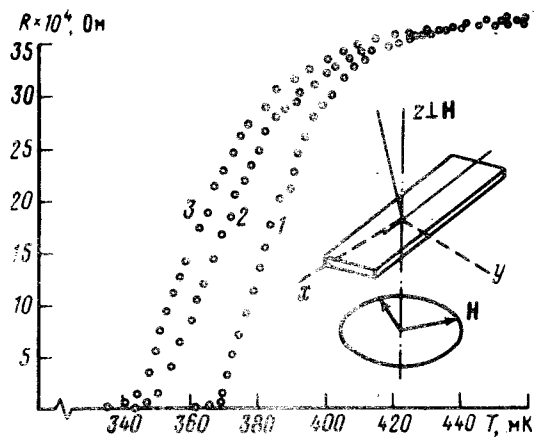


Рис. 1

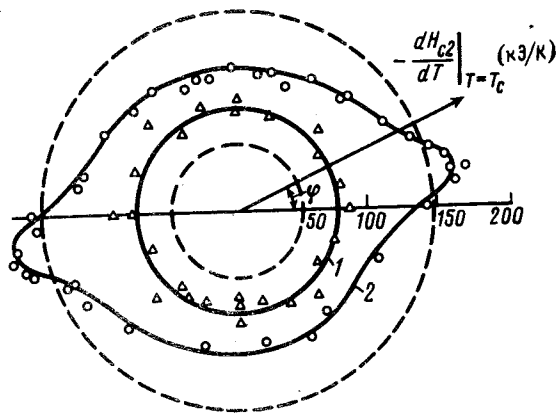


Рис. 2

Рис. 1. Сверхпроводящие переходы у  $\text{CeCu}_2\text{Si}_2$  для угла  $\varphi = 0$  в полях: 1 —  $H = 0$ , 2 — 2,14 кЭ, 3 — 3,21 кЭ

Рис. 2. Угловая зависимость  $dH_{c2}/dT(T_c)$  у  $\text{CeCu}_2\text{Si}_2$  при давлениях: 1 —  $p = 9,6$  кбар, 2 — 5,7 кбар

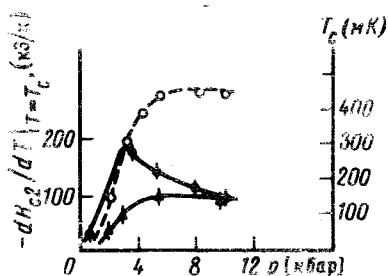


Рис. 3. Барические зависимости  $dH_{c2}/dT(T = T_c)$  при  $H \parallel C_4$  ( $\Delta$ ) и  $H \perp C_4$  ( $\bullet$ ) и температуры  $T_c$  (пунктир). Эти данные получены на образце, вырезанном из того же слитка, что и образец, данные по которому представлены на рис. 1 — 2.

4. Наблюдаемая анизотропия  $dH_{c2}/dT(T_c)$  не может быть связана с геометрическими факторами (формой образца, взаимной ориентацией  $i$  и  $H$  и т. д.), поскольку она исчезает при увеличении давления в той области, где критическая температура  $T_c$  от давления зависит очень слабо (рис. 3). Естественно предположить, что анизотропия  $dH_{c2}/dT(T_c)$  обусловлена прохождением вектора  $H$  через такие направления, вдоль которых сверхпроводящая щель на ПФ обращается в нуль. Отсутствие симметрии четвертого порядка в анизотропии  $dH_{c2}/dT$  (рис. 2) свидетельствует о том, что классы сверхпроводимости, соответствующие одномерным представлениям группы  $D_4$ <sup>7</sup> у  $\text{CeCu}_2\text{Si}_2$  не реализуются.

Наблюдаемая анизотропия (рис. 2) может быть связана с пересечением плоскостью вращения вектора  $H$  линий нулей, расположенной на пересечении одной из вертикальных плоскостей симметрии с ПФ (класс  $D_2(C_2) \times R$ <sup>7</sup>). Если же учесть некоторую неколлинеарность оси  $C_4$  и перпендикулярна к плоскости вращения  $H$  (см. вставку на рис. 1), то анизотропия  $dH_{c2}/dT(T = T_c)$  (рис. 2) может быть вызвана пересечением линии нулей, расположенной перпендикулярно оси  $C_4$  (класс  $D_4(E)$ <sup>7</sup>) плоскостью вращения вектора  $H$ , либо пересечением этой же плоскостью двух (из четырех возможных) дискретных точек зануления щели в базисной плоскости<sup>7</sup>.

Таким образом, данные, полученные в настоящей работе, указывают, скорее всего, на зануление щели в  $\text{CeCu}_2\text{Si}_2$  вдоль линии. Вывод о занулении щели на линии согласуется также с характером температурных зависимостей у этого соединения теплоемкости  $C(T) \sim T^2$ <sup>12</sup> и скорости спин-решеточной релаксации  $1/T_1 \sim T^3$ <sup>13</sup> при  $T < T_c$ . У обычных сверхпроводников эти зависимости являются экспоненциальными. Для сверхпроводников со щелью зануляющейся в дискретных точках или вдоль линии, должны наблюдаться зависимости:  $C(T) \sim T^3$ ,  $1/T_1 \sim T^5$  и  $C(T) \sim T^2$ ,  $1/T_1 \sim T^3$  соответственно. Не исключена возможность того, что изменение анизотропии (рис. 3) является своеобразным аналогом фазовых

превращений в сверхтекучем  $^3\text{He}$  под действием давления, а сама анизотропия  $dH_{c2}/dT(T_c)$  существует только в некоторой переходной области, расположенной между магнитным случаем ( $p$  мало, или даже " $p < 0$ ") , когда кондовская компенсация спинов еще не достаточно эффективна <sup>11</sup>, и режимом немагнитной сверхпроводящей кондо-решетки ( $p$  велико), при котором магнитные моменты ионов  $\text{Ce}^{3+}$  в  $\text{CeCu}_2\text{Si}_2$  полностью подавлены.

В заключение авторы выражают искреннюю признательность Л.П.Горькову, Н.Е.Алексеевскому за обсуждение результатов и В. Ковачику за помощь в измерениях при сверхнизких температурах.

#### Литература

1. *Steglich F. et al.* Phys. Rev. Lett., 1979, **43**, 1892.
2. *Алиев Ф.Г., Брандт Н.Б., Мошchalkов В.В., Чудинов С.М., Луцев Р.В.* Письма в ЖЭТФ, 1982, **35**, 435.
3. *Алиев Ф.Г., Брандт Н.Б., Мошchalkов В.В., Петренко О.В., Чудинов С.М., Ясницкий Р.И.* ЖЭТФ; 1984, **86**, 1446.
4. *Ott H.R. et al.* Phys. Rev. Lett., 1983, **50**, 1595.
5. *Stewart G.R. et al.* Phys. Rev. Lett., 1984, **52**, 679.
6. *Воловик Г.Е., Горьков Л.П.* Письма в ЖЭТФ, 1984, **39**, 550.
7. *Воловик Г.Е., Горьков Л.П.* Препринт, Черногoловка, 1984.
8. *Горьков Л.П.* Письма в ЖЭТФ, 1984, **40**, 351.
9. *Varma С.М.* Bull. Am. Phys. Soc., 1984, **29**, 404.
10. *Anderson P.W.* Phys., Rev., 1984, **B30**, 1549.
11. *Алиев Ф.Г., Брандт Н.Б., Мошchalkов В.В., Чудинов С.М.* J. Low Temp. Phys., 1984, **57**, 61.
12. *Steglich F. et al.* Physica, 1984, **126 B**, 82.
13. *Kitaoaka Y. et al.* To be published in Proc. 5-th Int. Conf. on Crystalline Field in f-Electron Systems, April, 1985.

Московский  
государственный университет  
им. М.В.Ломоносова

Поступила в редакцию  
4 апреля 1985 г