

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУККОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

538.945(048)

**НАУЧНАЯ СЕССИЯ ОТДЕЛЕНИЯ ОБЩЕЙ ФИЗИКИ  
И АСТРОНОМИИ РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК  
(26 февраля 1992 г.)**

26 февраля 1992 г. в Институте физических проблем им. П.Л. Капицы РАН состоялась научная сессия Отделения общей физики и астрономии РАН. На сессии были заслушаны доклады:

1. **В.П. Минеев.**  $U_{1-x}Th_xBe_{13}$  — сверхпроводник с тяжелыми фермионами.

2. **Ю.Н. Овчинников.** Критический ток и квантовый крип в слоистых сверхпроводниках.

Краткое содержание одного доклада публикуется ниже.

538.945(048)

**В.П. Минеев.**  $U_{1-x}Th_xBe_{13}$  — сверхпроводник с тяжелыми фермионами. Открытые около десяти лет назад соединения урана и церия образуют особый класс металлов, эффективная масса электронов в которых в десятки и сотни раз превосходит массу электрона в вакууме. Физика соединений с тяжелыми фермионами представляет причудливую смесь явлений, изучавшихся ранее в чистом виде в теории эффекта Кондо, физике сверхпроводимости и сверхтекучести  $^3He$ . В настоящее время обнаружен ряд соединений урана, в которых сосуществует магнитное упорядочение (с очень маленьким эффективным магнитным моментом, приходящимся на атом урана,  $\sim 10^{-2}\mu_B$ ) и сверхпроводимость. В двух из них  $UPt_3$  и  $U_{1-x}Th_xBe_{13}$  имеется расщепление фазового перехода в сверхпроводящее состояние на два отдельных фазовых перехода. Величина расщепления меняется под действием приложенного давления и изменения концентрации примесей.

В  $U_{1-x}Th_xBe_{13}$  критическая температура перехода в сверхпроводящее состояние немонотонно зависит от концентрации тория. После участка линейного падения  $T_c(x)$  претерпевает излом и начинает резко возрастать, достигает максимума и вновь убывает. От точки излома  $x \approx 1,9\%$  ниже  $T_c(x)$  начинается линия второго фазового перехода  $T_{c2}$ , которая сливается с  $T_c$  при  $x \approx 4,3\%$ .  **$\mu SR$ -эксперименты** показывают, что в области концентраций  $1,9 < x < 4,3\%$  (и только в этой области) ниже  $T_{c2}$  сверхпроводящее состояние становится магнитным. С другой стороны в чистом  $UBe_{13}$  экспериментально обнаружено степенное поведение ряда термодинамических и кинетических величин: теплоемкости, теплопроводности, коэффициента поглощения ульт-

развука, лондоновской глубины проникновения. Верхнее критическое поле в  $\text{UBe}_{13}$  на порядок превосходит парамагнитный предел, а зависящий от поля сдвиг Найта отсутствует, как в чистом, так и в допированном торием  $\text{UBe}_{13}$ . Эти данные свидетельствуют о том, что в этом веществе мы скорее всего имеем дело со сверхпроводимостью, с необычным типом спаривания, подобно тому, как это имеет место в сверхтекучем  $^3\text{He}$ . В работе [1], которая послужила основой доклада на научной сессии ООФА, предложена модель сверхпроводящего состояния, объясняющая перечисленные выше свойства.

В областях концентраций тория  $0 < x < 1,9\%$ ,  $x > 4,3\%$  сверхпроводящее состояние может быть одной из пяти фаз либо со спин-синглетным, либо со спин-триплетным спариванием (последняя возможность в работе [1] не рассматривалась), преобразующимся по неприводимым представлениям кубической группы (группа симметрии  $\text{UBe}_{13} - O_h$ ):  $A_{2g}$ ,  $E_g$ ,  $F_{1g}$ ,  $F_{1g}$ ,  $F_{2g}$  (для синглетного случая) или  $A_{2u}$ ,  $E_u$ ,  $F_{1u}$ ,  $F_{1u}$ ,  $F_{2u}$  (для триплетного случая), с соответствующими группами Симметрии сверхпроводящего состояния:  $O(T) \times R$ ,  $D_4^{(1)}(D_2) \times R$ ,  $D_3(C_3) \times R$ ,  $D_4(C_4) \times R$ ,  $D_4^{(2)}(B_2) \times R$  (обозначения работы [2]).

Щель в спектре возбуждений указанных фаз обращается в нуль в изолированных точках на ферми-поверхности для триплетных фаз и на линиях, лежащих на ферми-поверхности, для синглетных фаз, что обеспечивает степенное поведение термодинамических и кинетических величин при  $T \rightarrow 0$ . Изотропия свойств  $\text{UBe}_{13}$  позволяет отдать предпочтение фазам, преобразующимся по одномерным неединичным представлениям  $A_{2g}$  и  $A_{2u}$ , в которых распределение нулей практически изотропно. Фаза  $A_{2u}$  обеспечивает также наблюдаемое низкотемпературное поведение теплоемкости  $C(T) \sim T^3$ .

В области концентраций  $1,9 < x < 4,3\%$  между линиями  $T_c(x)$  и  $T_{c2}$  осуществляется спин-синглетное спаривание, относящееся к единичному представлению кубической группы. Показано, что для такого состояния рост  $T_c$  с концентрацией примесей может обеспечиваться неупругим рассеянием электронов на примесных центрах. Напротив, сверхпроводящее состояние, относящееся к неединичному представлению, всегда подавляется как упругими, так и неупругими процессами рассеяния на примесях. Таким образом, немонотонный ход  $T_c(x)$  в  $\text{U}_{1-x}\text{Th}_x\text{Be}_{13}$  получает объяснение в предположении, что сверхпроводящее состояние в этом веществе образуется в результате конкуренции двух различных сверхпроводящих фаз с близкими критическими температурами, относящихся к единичному и неединичному представлениям кубической группы. Вопрос о микроскопической природе возникновения неупругого рассеяния остается открытым.

Наконец, в области концентраций  $1,9 < x < 4,3\%$  ниже температуры второго перехода  $T_{c2}$  реализуется магнитная сверхпроводящая фаза, представляющая смесь синглетной фазы, относящейся к единичному представлению и одной из десяти указанных фаз, относящихся к неединичным представлениям кубической группы. Магнетизм возникает как следствие неинвариантности данного сверхпроводящего состояния по отношению к операции обращения времени. Магнитные поля, измеренные методом  $\mu\text{SR}$ , концентрируются вокруг примесей тория

В случае смеси синглетной фазы, преобразующейся по единичному пред-

ставлению и одной из пяти фаз с триплетным спариванием, образующееся сверхпроводящее состояние не обладает также и пространственной четностью. Последнее возможно в кристалле  $U_{1-x}Th_xBe_{13}$ , хотя чистое вещество  $UBe_{13}$  и имеет центр инверсии. Триплетные фазы естественным образом обеспечивают отсутствие парамагнитного предела и сдвига Найта в  $UBe_{13}$ . В случае синглетных фаз такая возможность также имеется, если принять во внимание, что частотная перенормировка эффективной массы, делающая электроны "тяжелыми", может в ряде случаев сказываться на величине теплоемкости, но не меняет паулиевской магнитной восприимчивости, которая определяется обычной "легкой" электронной массой. Большая величина магнитной восприимчивости  $UBe_{13}$  при этом может быть в основном ван-флековского происхождения.

Автор благодарен Н.Е. Алексеевскому и А.С. Боровику-Романову, а также всем, участвовавшим в дискуссии.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Makhlin Yu.G., Mineev V.P.*// J. Low Temp. Phys. 1992. V. 86. P. 49.
2. *Воловик Г.Е., Горьков Л.П.*// ЖЭТФ. 1985. Т. 88. С. 1412.