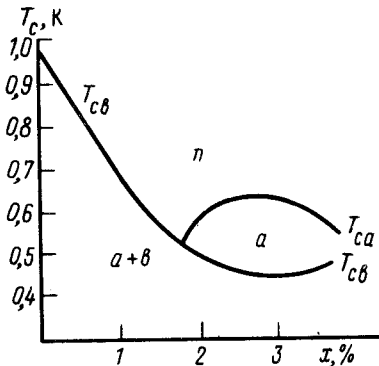


О СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ФАЗАХ $U_{1-x}Th_xBe_{13}$ И $U_{1-x}Th_xBe_{13}$

И.А.Лукьянчук, В.П.Минеев

Развита схема подчинения фазовых переходов второго рода, в приложении к сверхпроводящим фазам $U_{1-x}Th_xBe_{13}$. Анализ экспериментальных данных показывает, что при $x \gtrsim 1,75\%$ при понижении температуры осуществляется последовательность переходов: нормальный металл \rightarrow сверхпроводник с симметрией $O(T) \times R \rightarrow$ сверхпроводник с симметрией $D_3(C_3) \times R$, а при $x \lesssim 1,75\%$: нормальный металл \rightarrow сверхпроводник с симметрией $D_3(C_3) \times R$.

Среди экспериментальных данных, характеризующих необычное поведение сверхпроводящих соединений с тяжелыми фермионами, обращает на себя внимание немонокотное поведение температуры сверхпроводящего перехода, наблюдающееся в $U_{1-x}Th_xBe_{13}$ при замещении атомов урана торием ¹ (рисунок). Минимум в зависимости $T_c(x)$ при $x_m \neq 1,75\%$ с повышением давления смещается в сторону больших концентраций, становясь все глубже, и при давлении $P \sim 10$ кбар, сверхпроводимость в окрестности $x \approx 3\%$ исчезает даже при $T = 0$, сохраняясь только для меньших или больших концентраций. В аномальной области $1,75\% < x < 6\%$ (при нормальном давлении) измерения теплоемкости ² нижнего критического поля ³, поглощения ультразвука ^{4, 5} свидетельствуют о наличии дополнительного фазового перехода второго рода при температуре ниже температуры сверхпроводящего перехода. Было предложено несколько объяснений природы этого перехода ^{4, 6 - 11}. Наиболее правдоподобным из них представляется предположение, высказанное в работе ¹⁰ и состоящее в том, что в области концентраций $x > x_m$ при температуре фазового перехода $T_{cb}(x)$ возникает новая сверхпроводящая фаза с параметром порядка $\hat{\Delta}_b$, которая примешивается к уже существующей сверхпроводящей фазе (но не замещает ее) с параметром порядка $\hat{\Delta}_a$ и температурой перехода $T_{ca}(x) > T_{cb}(x)$. В области $x < x_m$, где по предположению ¹⁰ $T_{cb}(x) > T_{ca}(x)$, никакого второго фазового перехода не наблюдается, однако вблизи $T \sim 0,55$ К имеется некоторое возрастание теплоемкости по сравнению с ее температурным ходом для изотропной или аксиальной фаз в сверхпроводниках с сильной связью.



Схематическая фазовая диаграмма (x, T_c) фаз $U_{1-x}Th_xBe_{13}$

Смесь двух сверхпроводящих состояний трактовалась в ¹⁰ как смесь обычных состояний, соответствующих s-спариванию, для двух независимых групп носителей заряда. В действительности, в случае такой смеси, всегда будет происходить только один фазовый переход и для объяснения экспериментальной ситуации необходимо привлечь смесь сверхпроводящих состояний, обладающих различной симметрией. Это обстоятельство было учтено

но Кумаром и Вольфле ¹¹, которые в качестве a - и b -фаз рассмотрели фазу s -спаривания $\hat{\Delta} = \Delta_0 \hat{\sigma}_y$ и "полярную" фазу d -спаривания $\hat{\Delta}_b = \Delta_2 (\hat{1}\mathbf{k})^2 \hat{\sigma}_y$, здесь Δ_0 и Δ_2 — комплексные амплитуды, $\hat{\sigma}_y$ — матрица Паули, $\hat{1}$ — направление оси квантования момента. Было показано, что при определенном соотношении параметров в функционале Гинзбурга — Ландау, в области $x > x_m$ имеется последовательность фазовых переходов: нормальный металл $\rightarrow s$ -фаза $\rightarrow (s + d)$ -фаза, а в области $x < x_m$ s -фаза возникает вместе с d -фазой при критической температуре сверхпроводящего перехода $T_{cb}(x)$, но вблизи нее оказывается, что $\Delta_0 \sim (\gamma \Delta_2^3 / \alpha_0) \ll \Delta_2$ и лишь в окрестности $T_{ca}(x) < T_{cb}(x)$ ее величина существенно возрастает, что и объясняет аномалию теплоемкости.

Такое поведение является совершенно естественным с точки зрения общей схемы подчинения фазовых переходов второго рода ¹², согласно которой фазовый переход второго рода должен сопровождаться спонтанным нарушением симметрии. В данном случае при $x > x_m$ при переходе в s -фазу нарушается калибровочная симметрия, а затем при переходе в d -фазу еще и вращательная симметрия (появляется выделенное направление вектора $\hat{1}$). Напротив, при $x < x_m$, когда происходит переход в d -фазу, он сразу сопровождается примешиванием к ней s -фазы, поскольку все имеющиеся симметрии уже нарушены. Можно показать, что в случае слабого спин-орбитального взаимодействия и смешивания "инертных" фаз d -спаривания с фазой s -спаривания, рассмотренная в работе ¹¹ смесь s и "полярной" d -фаз является единственно возможной, имеющей два фазовых перехода при $x > x_m$ и один при $x < x_m$. Смешивания фаз s - и p -спаривания, обладающего указанным свойством, из-за разной пространственной четности не бывает вовсе.

Рассмотрение смеси двух сверхпроводящих состояний в духе Кумара и Вольфле в приложении к $U_{1-x}\text{Th}_x\text{Be}_{13}$ требует, однако, учета эффектов сильного спин-орбитального взаимодействия, изменяющего классификацию типов сверхпроводящего спаривания в кубическом кристалле. Переход в сверхпроводящее состояние означает, как известно ¹³, спонтанное нарушение симметрии, задаваемой группой $G = O \times R \times U(1)$. Здесь O — группа осей симметрии куба (SO_3 — в случае слабой спин-орбиты), R — операция обращения времени, $U(1)$ — группа калибровочных преобразований. При переходе параметр порядка $\hat{\Delta}(\mathbf{k})$ остается симметричным относительно какой-либо подгруппы H группы G , и перечисление допустимых фаз (сверхпроводящих классов) сводится к перечислению всех подгрупп группы G , составленных (для нетривиальных фаз, см. ¹³) из комбинированных элементов $O \times R$ и $U(1)$. Пусть параметр порядка $\hat{\Delta}_a$ инвариантен относительно подгруппы H_a , а $\hat{\Delta}_b$ относительно H_b . В области $x > x_m$ фазы a и b должны иметь разные температуры перехода $T_{ca}(x) > T_{cb}(x)$, то есть соответствовать различным представлениям \hat{T}_a и \hat{T}_b группы O . Кроме этого, чтобы при $x < x_m$ фаза с $\hat{\Delta}_a$ возникала одновременно с $\hat{\Delta}_b$, а не посредством дополнительного фазового перехода при $T_{ca}(x) < T_{cb}(x)$ необходимо, чтобы при примешивании $\hat{\Delta}_a$ к $\hat{\Delta}_b$ не происходило никакого дополнительного нарушения симметрии, то есть должно быть $H_b \subset H_a \subset G$. Разумеется $\hat{\Delta}_a$ и $\hat{\Delta}_b$ должны быть одновременно либо пространственно четными (спин куперовской пары $S = 0$), либо нечетными ($S = 1$).

Воспользовавшись результатами ¹³, получаем, в обозначениях этой работы, всего 4 возможности

№	H_a	H_b	\hat{T}_a	\hat{T}_b
1	$O(T) \times R$	$D_3(C_3) \times R$	A_2	F_1
2	$O(D_2)$	$D_3(E)$	E	F_1, F_2
3	$O \times R$	$D_3 \times R$	A_1	F_2
4	$O \times R$	$D_4 \times R$	A_1	E

Третья и четвертая возможности интереса не представляют, поскольку им соответствует ак-

тивационное поведение теплоемкости при $T \rightarrow 0$. Что же касается первых двух случаев, то соответствующие им фазы экспериментально различимы. Дело в том, что только переход в b -фазу (см. ^{4,5}) сопровождается сильным возрастанием поглощения ультразвука при температуре, слегка меньшей $T_{cb}(x)$. Родригесом развита гидродинамическая теория поглощения звука ¹⁴ за счет возбуждения спин-орбитальных волн вблизи T_c , хорошо согласующаяся с наблюдениями для $U\text{Be}_{13}$ ¹⁵. Этот механизм затухания имеет место только для фаз, соответствующих неоднородным представлениям группы O . Поскольку пика в поглощении вблизи $T_{ca}(x)$ для $x > x_m$ не наблюдается, то мы должны остановиться только на случае 1, то есть идентифицировать фазу a , как соответствующую одномерному представлению A_2 . При этом однозначно получается, что чистый $U\text{Be}_{13}$ соответствует трехмерному представлению F_1 , решение уравнения Гинзбурга – Ландау (с симметрией $D_3(C_3) \times R$) для которого $\eta = (1, 1, 1)$ (см. ¹³) как раз отвечает равновесному значению параметра порядка, использованному Родригесом ¹⁴.

Итак, мы получаем, что в области $x < x_m$ в $U_{1-x}\text{Th}_x\text{Be}_{13}$ происходит фазовый переход в фазу $\hat{\Delta}_b$ с симметрией $D_3(C_3) \times R$, соответствующую представлению F_1 , к которой примешана фаза Δ_a с симметрией $O(T) \times R$, соответствующая представлению A_2 . Вблизи T_c примесь $\Delta_a \sim (\gamma \Delta_b^3 / \alpha_0)$. Это сверхпроводящее состояние должно характеризоваться степенным поведением теплоемкости при $T \rightarrow 0$, сильным поглощением ультразвука при $T \lesssim T_c$, анизотропией H_{c2} ¹⁶ при $T \rightarrow T_c$. Причина, по которой указанная анизотропия экспериментально не наблюдается ¹⁷, требует дополнительного изучения (см. также обсуждение в работе ¹⁸).

В области $x > x_m$ сначала при температуре $T_{ca}(x)$ происходит переход в a фазу с симметрией $O(T) \times R$, соответствующую представлению A_2 . Поэтому верхнее критическое поле в $U_{1-x}\text{Th}_x\text{Be}_{13}$ для $x > 1,75\%$ должно быть изотропно ¹⁶, пик в поглощении ультразвука вблизи T_{ca} должен отсутствовать. Сверхпроводимость $\hat{\Delta}_a$, как более изотропная, чем $\hat{\Delta}_b$, должна меньше подавляться примесями, что действительно наблюдается на эксперименте ¹⁹. При дальнейшем понижении температуры происходит фазовый переход второго рода ($T = T_{cb}$) с образованием смеси фаз с симметриями $O(T) \times R$ и $D_3(C_3) \times R$, сопровождаемый сильным поглощением ультразвука при $T \lesssim T_{cb}$. Авторы рассчитывают опубликовать вычисления этого эффекта. Таким образом, для объяснения пика в поглощении ультразвука при $T \lesssim T_{cb}$ нет нужды привлекать дополнительный фазовый переход в состояние с волной спиновой плотности ⁶, как это сделано в работе ¹¹. В то же время и в смеси рассмотренных фаз будет наблюдаться дополнительное поглощение звука за счет возбуждения коллективных колебаний относительной фазы комплексных параметров порядка $\hat{\Delta}_a$ и $\hat{\Delta}_b$, на которое указано в работе ¹¹. При низких температурах также должно наблюдаться степенное поведение термодинамических и кинетических величин.

Один из авторов (В.П.М.) выражает благодарность П.Кумару за предварительное обсуждение предмета этой работы.

Литература

1. Lambert S.E., Dalichaouch J., Maple M.B., et al. Phys. Rev. Lett., 1986, 57, 1619.
2. Ott H.R., Rudiger H., Fisk Z., Smith J.L. Phys. Rev., 1985, B32, 1651.
3. Rauchschwalbe U., Steglich F., Stewart G.E. et al. Europhys. Lett., 1987, 3, 751.
4. Batlogg B., Bishop D., Golding B. et al. Phys. Rev. Lett., 1985, 55, 1319.
5. Batlogg B., Bishop D., Bucher E. et al. Journ of Magn. Magn. Mat., 1987, 63 & 64, 441.
6. Machida K., Kato M. Phys. Rev. Lett., 1987, 58, 1986.
7. Мошчалков В.В. Письма в ЖЭТФ, 1987, 45, 181.
8. Воловик Г.Е., Хмельницкий Д.Е. Письма в ЖЭТФ, 1984, 40, 469.
9. Joynnt T., Rice T.M., Ueda K. Phys. Rev. Lett., 1986, 56, 1412.
10. Rauchschwalbe U., Bredl C.D., Steglich F., et al. Europhys. Lett., 1987, 3, 757.

11. Kumar P., Wölfle P. Phys. Rev. Lett., 1987, 59, 1954.
12. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Статистическая физика, М.: Наука, 1976.
13. Воловик Г.Е., Горьков Л.П. ЖЭТФ, 1985, 88, 1412.
14. Rodriguez J.P. Phys. Rev., 1987, B36, 168.
15. Golding B., Bishop D.I., Batlogg B. et al. Phys. Rev. Lett., 1985, 55, 2479.
16. Бурлачков Л.И. ЖЭТФ, 1985, 89, 1382.
17. Алексеевский Н.Е., Митин А.Б., Нижанковский В.И. и др. Письма в ЖЭТФ, 1985, 41, 335.
18. Лукьянчук И.А., Минеев В.П. ЖЭТФ, 1987, 93, 2045.
19. Smith J.L., Fisk Z., Willis J. O. et al. Journ. of Magn. Magn. Mat., 1987, 63 & 64, 464.

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

Поступила в редакцию
28 марта 1988 г.