

ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ ТЯЖЕЛЫХ ФЕРМИОНОВ В $U_{1-X}Th_XBe_{13}$

В.В.Мощалков

Предложена феноменологическая модель, учитывающая влияние флуктуаций на взаимодействие сверхпроводимости и когерентности кондовской экранировки в сверхпроводниках с тяжелыми фермионами. Эта модель описывает необычные сверхпроводящие свойства $U_{1-X}Th_XBe_{13}$.

1. Немагнитные кондо-решетки (КР), в том числе сверхпроводники с тяжелыми фермионами (СТФ) $CeCu_2Si_2$ и UBe_{13} , при температурах $T \gtrsim T_K$ (T_K – температура Кондо) можно рассматривать как совокупность независимых кондовских рассеивателей¹. Однако при $T < T_{c2} < T_K$ такое приближение перестает работать вследствие перехода к когерентному режиму. Этот переход можно представить себе как увеличение (непрерывное или скачкообразное) размеров r области, в пределах которой экранировка кондовских центров в КР скоррелирована. Всюду ниже для определенности будем считать, что когерентность устанавливается скачком и при $T = T_{c2}$ происходит магнитный переход в системе локализованных спинов, величина которых редуцирована за счет эффекта Кондо. Замещение i -го кондовского центра в КР на немагнитную примесь приводит к возникновению в когерентном режиме индуцированного магнитного момента (ИММ) на i -м центре, поскольку на нем имеется когерентное "компенсирующее электронное облако", но отсутствует магнитный ион, который нужно компенсировать².

Гигантская аномалия теплоемкости $C(T)$ при $T = T_c$ в КР $CeCu_2Si_2$ ³, UBe_{13} ⁴ показывает, что за сверхпроводимость этих соединений ответственны "тяжелые фермионы", для которых отношение T к фермиевской энергии E_F велико и следовательно параметр Гинзбурга – Леванюка^{5,6} $Gi \approx 10^2 (T_c/E_F)^4$ оказывается большим: в UBe_{13} ($T_c \sim 1$ К, $E_F \sim T_K/2 \sim 3-5$ К) $Gi = 0,1 - 0,7$. В обычных сверхпроводниках $Gi \sim 10^{-14}$. Если же учесть малость длины свободного пробега в UBe_{13} ⁷ и использовать предел "грязного" сверхпроводника, то получаются еще большие значения Gi . Эта оценка, а также форма пика $C(T)$ у $U_{1-X}Th_XBe_{13}$ вблизи T_c ⁸ показывают, что учет флуктуаций важен для описания сверхпроводимости в СТФ. Кроме того, у UBe_{13} по оценкам⁹, близки температуры T_c и T_{c2} . Близость T_c и T_{c2} , а также большая величина Gi , делают целесообразным рассмотрение взаимодействия сверхпроводимости и когерентности в UBe_{13} с учетом флуктуаций.

2. Для описания этого взаимодействия воспользуемся следующим модельным гамильтонианом:

$$H = \int dx [a_1(T - T_{c,0})\varphi_1^2 + b_1\varphi_1^4 + a_2(T - T_{c2,0})\varphi_2^2 + b_2\varphi_2^4 + \lambda_{12}\varphi_1^2\varphi_2^2]; \quad (1)$$

где $\varphi_1 = \Delta/\Delta_0$ и $\varphi_2 = r/r_0$ – параметры порядка для сверхпроводящего и "магнитного" переходов; $T_{c,0}$ и $T_{c2,0}$ – температуры переходов в отсутствие взаимодействия, пропорционального λ_{12} ; a_1, b_1, a_2, b_2 – независимые от температуры коэффициенты. Учитывая, что в $U_{1-X}Th_XBe_{13}$ на ионах Th при $T < T_{c2}$ возникают ИММ, а в исходном СТФ UBe_{13} сверхпроводимость и упорядочение кондовской экранировки могут способствовать друг другу, предположим следующую зависимость λ_{12} от концентрации тория X :

$$\lambda_{12} = -\lambda_0 + CX. \quad (2)$$

Здесь λ_0 и C – положительные константы.

Условия смены знака коэффициентов при φ_1^2 и φ_2^2 задают температуры переходов T_c и T_{c2} с учетом взаимодействия:

$$T_c = T_{c,0} - \frac{\lambda_{12}}{a_1} \langle \varphi_2^2 \rangle = T_{c,0} - \frac{\lambda_{12}}{a_1} \left| \frac{T_{c2}}{T_c - T_{c2}} \right|, \quad (3a)$$

$$T_{c2} = T_{c2,0} - \frac{\lambda_{12}}{a_2} \langle \varphi_1^2 \rangle = T_{c2,0} - \frac{\lambda_{12}}{a_2} \left| \frac{T_c}{T_c - T_{c2}} \right|. \quad (36)$$

Здесь мы воспользовались значениями $\langle \varphi_1^2 \rangle$ и $\langle \varphi_2^2 \rangle$, известными из теории Ландау фазовых переходов ⁶. Если слагаемые $T_{c,0}$ и $T_{c2,0}$ в правой части (3) малы, то решением (3) для $a_1 \sim a_2$ являются две близкие температуры $T_c(X)$ и $T_{c2}(X)$, убывающие с ростом X . При $\lambda_{12} \rightarrow 0$ близкие зависимости $T_c(X)$ и $T_{c2}(X)$ "расщепляются" на $T_c(X) \approx T_{c,0}$ и $T_{c2}(X) \approx T_{c2,0}$ т.е. смена знака λ_{12} с $\lambda_{12} < 0$ на $\lambda_{12} > 0$ приводит к "отталкиванию" переходов друг от друга. Решая уравнения (3), находим:

$$T_c(X) = \frac{-\lambda_{12}(X)/a_2 - (a_1/a_2)T_{c,0} + (T_{c,0} + T_{c2,0})/2 + D^{1/2}}{1 - a_1/a_2}, \quad (4)$$

$$D = 0,25(T_{c,0} - T_{c2,0})^2 + \lambda_{12}(X)T_{c,0}/a_2 - \lambda_{12}(X)T_{c2,0}/a_1 + \lambda_{12}^2/(a_1 a_2), \quad (5)$$

$$T_{c2}(X) = T_c(X) \left[1 + \frac{\lambda_{12}(X)/a_1}{T_c(X) - T_{c,0} - \lambda_{12}(X)/a_1} \right]. \quad (6)$$

При уменьшении D зависимости $T_c(X)$ и $T_{c2}(X)$ претерпевают существенное изменение (см. рис. 1).

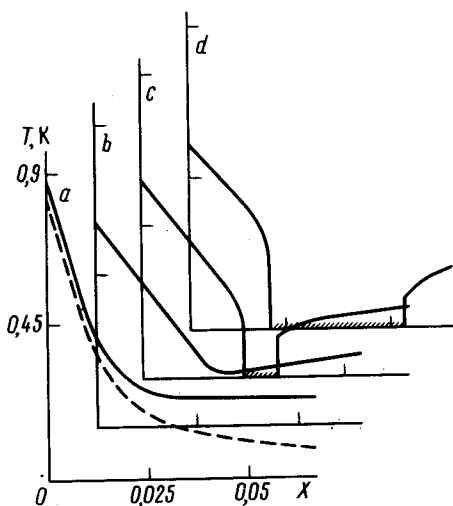


Рис. 1

Рис. 1. Зависимости критических температур T_c (сплошная линия) и T_{c2} (пунктир) от концентрации X в $U_{1-X}Th_XVe_{13}$, рассчитанные по (4-6) для параметров: $a_2 = 1,1 \text{ K}^{-1}$, $T_{c,0} = 0,3 \text{ K}$; $T_{c2,0} = 0,246 \text{ K}$; $\lambda_0 = 0,0463$; $C = 2,4$. Предполагалось, что под давлением меняется только один параметр $- a_1$: $a - a_1 = 1 \text{ K}^{-1}$; $b - 0,74 \text{ K}^{-1}$; $c - 0,73 \text{ K}^{-1}$; $d - 0,6 \text{ K}^{-1}$. Для заштрихованных участков решения нет. Возвратное поведение $T_c(X)$ появляется для случаев (c) и (d)

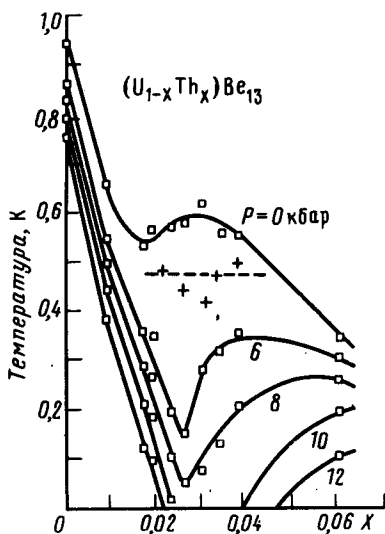


Рис. 2

Рис. 2. Зависимости $T_c(X)$ у $U_{1-X}Th_XVe_{13}$ при разных давлениях p ¹⁸. Эти данные следует сравнить с расчетом (рис. 1). Пунктирная линия - $T_{c2}(X)$ при $p = 0$ ⁸. Для $p > 10$ кбар появляется возвратное поведение $T_c(X)$

В рамках предлагаемой модели можно объяснить ряд необычных свойств СТФ

$U_{1-X}Th_XVe_{13}$:

а) В СТФ UBe_{13} ($T_c = 0,86 \text{ K}$) пик поглощения звука при $T = 0,82 \text{ K}$ ¹⁰, по нашему мнению, связан с сильными флуктуациями в окрестности второго перехода при $T = T_{c2} \approx T_c$.

т. е. СТФ $U_{Be_{13}}$ отвечает пересечению двух линий фазовых переходов второго рода, причем оба перехода — и сверхпроводящий, и магнитный — должны рассматриваться с учетом флуктуаций. Совпадение T_c с T_{c2} может объяснить большую величину пика $C(T)$ у $U_{Be_{13}}$ ⁴ при $T = T_c$, чем предсказывает теория БКШ. Это совпадение следует принимать во внимание при анализе $C(T)$ и других характеристик в сверхпроводящей фазе.

б) В $U_{Be_{13}}$ отрицательный эффект близости ¹¹ может быть связан с усилением флуктуаций φ_1 и φ_2 при $T \rightarrow T_c$, а гигантская производная $dH_{c2}/dT \approx 200 - 500$ кЭ/К ^{7, 12} — с низкой чувствительностью флуктуационной сверхпроводимости к слабому магнитному полю.

в) Замещение U на Th в $U_{Be_{13}}$ приводит в когерентном режиме ($T < T_{c2}$) к возникновению ИММ и увеличению параметра взаимодействия $\lambda_{12}(X)$ (2), так как ИММ стремятся подавить сверхпроводимость. Наличие ИММ усиливает амплитуду особенностей, связанных с переходом к когерентному состоянию, поскольку ниже T_{c2} ИММ упорядочиваются. Вследствие этого в $U_{1-X}Th_XBe_{13}$ и виден второй пик $C(T)$ ⁸, причем его амплитуда приблизительно пропорциональна концентрации Th, т. е. концентрации ИММ. Второй пик $C(T)$ проявляется особенно отчетливо для тех X, которые отвечают смене знака λ_{12} и "отщеплению" зависимостей $T_c(X)$ и $T_{c2}(X)$ друг от друга. Особенность поглощения звука также "отодвигается" от T_c и видна у $U_{1-X}Th_XBe_{13}$ при $T = T_{c2}$ ¹³. Благодаря флуктуациям φ_1 и φ_2 переход при $T = T_{c2}$ связан со сверхпроводящим переходом, поэтому "синхронное" смещение T_c и T_{c2} у $U_{1-X}Th_XBe_{13}$ в магнитном поле ¹⁴ представляется вполне естественным.

г) Изменение $T_c(X)$ у $U_{1-X}Th_XBe_{13}$ под давлением ¹⁵, включая появление возвратной сверхпроводимости при варьировании X (рис. 2, $p > 8$ кбар) качественно соответствуют результатам расчета (ср. рис. 1 и рис. 2). Лучшего количественного согласия можно достичь, предполагая, что, по меньшей мере, еще один параметр в (1) зависит от p и X. Таким образом, для объяснения второго пика $C(T)$ у $U_{1-X}Th_XBe_{13}$ нет необходимости вводить представления о появлении при $T \leq T_{c2}$ новой экзотической сверхпроводящей фазы ⁸.

д) Вблизи точки пересечения ($T_c = T_{c2}$) критическое поведение обоих параметров порядка одинаково ⁶. Поэтому в $U_{Be_{13}}$, где $T_c \approx T_{c2}$, характерные масштабы длины для сверхпроводимости и для когерентности кондовской экранировки могут быть близкими в окрестности T_c .

е) Если считать начальные флуктуационные поправки к сверхпроводимости малыми, то ее связь с сильно флуктуирующим переходом при $T = T_{c2} < T_c$ значительно расширяет интервал температур, где эти поправки существенны ¹⁶.

ж) "Расщепление" зависимостей $T_c(X)$ и $T_{c2}(X)$ в $U_{1-X}Th_XBe_{13}$ является "привлекательной" примесью тория, поскольку для большинства других примесей $T_c(X)$ подавляется быстрее ¹⁷ и $T_c(X)$ обращается в нуль раньше, чем успевает произойти "расщепление" $T_c(X)$ и $T_{c2}(X)$.

В заключение автор выражает искреннюю признательность А.А.Абрикосову, Н.Б.Брандту, А.И.Буздину, Э.Фентону, К.Свозилу за обсуждение результатов и Н.А.Самарину — за помощь в численных расчетах.

Литература

1. Моцалков В.В., Брандт Н.Б. УФН, 1986, 149, 585; Varma C.M. Comm. Sol. St. Phys., 1985, 11, 221; Lee P.A. et al. Comm. Cond. Matt. Phys., 1986, 12, 99.
2. Fenton E.W. Private Communication.
3. Steglich F. et al. Phys. Rev. Lett., 1979, 43, 1982.
4. Ott H.R. et al. Phys. Rev. Lett., 1983, 50, 1595.
5. Гинзбург В.Л. ФТТ, 1960, 2, 2034.
6. Паташинский А.З., Покровский В.Л. Флуктуационная теория фазовых переходов, М.: Наука, 1982.
7. Maple M.B. et al. Phys. Rev. Lett., 1985, 54, 477.
8. Ott H.R. et al. Phys. Rev. B, 1985, 31, 1651.

9. *Jaccard D. et al.* J. Phys. Lett., 1985, **46**, L811.
10. *Golding B. et al.* Phys. Rev. Lett., 1985, **55**, 2479.
11. *Han S. et al.* To be publ. Phys. Rev. Lett., 1986, **75**, 238.
12. *Alekseevskii N.E.* Proc. LT-17, 1984, p. 357.
13. *Batlogg B. et al.* Phys. Rev. Lett., 1985, **55**, 1319.
14. *Mayer H.M. et al.* To be publ. Z. Phys. B., 1986, **64**, 299.
15. *Lambert S.E. et al.* Phys. Rev. Lett., 1986, **57**, 1619.
16. *Hornreich R.M., Schuster H.G.* Physics Lett. A., 1979, **70**, 143.
17. *Smith J.L. et al.* J. Appl. Phys., 1984, **55**, 1996.

Московский

государственный университет

им. М.В.Ломоносова

Поступила в редакцию

11 ноября 1986 г.
