Физика низких температур, 1995, т. 21, № 11, с. 1178–1180

*Письма редактору*

УДК 538.945

# О возможном объяснении температурного гистерезиса критической точки сверхпроводящего перехода

А. П. Сайко, В. Е. Гусаков

*Институт физики твердого тела и полупроводников АН Беларуси, Беларусь, 220072, г. Минск, ул. П. Бровки, 17*

Статья поступила в редакцию 10 июля 1995 г., после переработки 26 июля 1995 г.

Показано, что в моделях ВТСП, в которых бистабильная подрешетка апикальных атомов кислорода вносит определяющий вклад в БКШ-спаривание, возможно несовпадение значений критической температуры сверхпроводящего перехода при охлаждении образца и критической температуры разрушения сверхпроводящего состояния при отогреве.

Показано, що в моделях ВТНП, в яких бістабільна підгратка апікальних атомів кисню вносить визначальний вклад в БКШ-спарювання, можлива незбіжність значень критичної температури надпровідного переходу при охолодженні зразка та критичної температури порушення надпровідного стану при відігріві.

В ряде экспериментальных работ (см., например, [1–6]) отмечалось, что в высокотемпературных сверхпроводниках $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ критическая температура $T_c$ при охлаждении образца может не совпадать с таковой при его отогреве. Мы хотим показать, что этот необычный и не объясненный до сих пор эффект «нестабильной сверхпроводимости» находит естественную трактовку в рамках модели бистабильной подрешетки [7–9]. В ее основе лежит подтвержденное экспериментальными фактами предположение, что подрешетка апикальных атомов O(4) в иттрий-бариевых купратах имеет бистабильное поведение, порождающее температурный гистерезис параметров этих соединений.

Предполагая, что «работает» обычный механизм БКШ-спаривания, зависимость критической температуры от эффективной частоты бистабильной кислородной подрешетки $\Omega$ и эффективной константы $\lambda = \eta/m\Omega^2$ ее взаимодействия с электронной составляющей может быть описана с помощью формулы Кресина [10]

$$k_B T_c = 0{,}25\Omega \left[\exp(2/\lambda) - 1\right]^{-1/2}, \qquad (1)$$

где [7–9]

$$\Omega^2 = \left[\alpha + f - 2\beta\langle q\rangle + 3\gamma(\sigma + \langle q\rangle^2)\right]/m\,, \qquad (2)$$

$\eta$ — параметр Хопфилда; $m$ — масса атома кислорода; $\langle q\rangle$ и $\sigma = \langle q^2\rangle - \langle q\rangle^2$ — среднестатистическое смещение и дисперсия коллективной степени свободы $q$ вдоль кристаллографической оси $c$, описывающие бистабильную подрешетку, определяются из системы уравнений

$$\sigma = \frac{\hbar}{2m\Omega}\,\mathrm{cth}\,\frac{\hbar\Omega}{2k_BT}\,, \qquad (3)$$

$$\left(\beta - 3\gamma\langle q\rangle\right)\sigma = \alpha\langle q\rangle - \beta\langle q\rangle^2 + \gamma\langle q\rangle^3\,; \qquad (4)$$

$\alpha, \beta, \gamma$ ($> 0$) — параметры бистабильного потенциала $U(q) = \alpha q^2/2 - \beta q^3/3 + \gamma q^4/4$ апикальных атомов O(4); $f$ — коэффициент гармонической связи между ними. На рис. 1 приведена зависимость $\Omega(T)$, построенная по формулам (2)–(4) (с набором параметров потенциала *1*, (см. подпись к рис. 2). Далее, поскольку $T_c = T_c(\langle q\rangle, \sigma)$, на основании (1)–(4) можно построить и график зависимости $T_c(T)$ (рис. 2); при этом реальные значения критической температуры будут определяться как точки пересечения кривой $T_c(T)$ и прямой $T$. Кривая $T_c(T)$ трансформируется с изменением рельефа бистабильного потенциала $U(q)$, который, в свою очередь, зависит от концентрации кислорода. Как следует из экспериментальных данных (см. [11] и ссылки там), указывающих на сокращение расстояния Cu(2)–O(4) с уменьшением индекса нестехиометрии $\delta$, для образцов с $\delta \approx 0$ глобальным является тот минимум двухъямного потенци-

© А. П. Сайко, К. Е. Гусаков, 1995

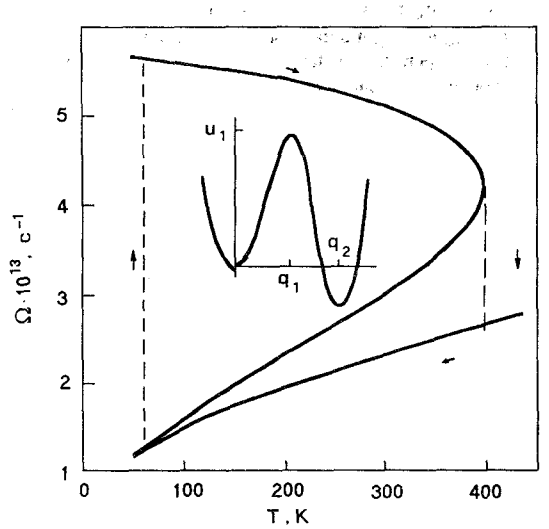


*Рис. 1.* Бистабильное поведение частоты колебаний Ω атома O(4) в зависимости от температуры. На вставке — бистабильный потенциал $U(q)$ ($q_1$ = 0,0649 Å; $q_2$ = 0,13 Å; $u_1$ = 0,051 эВ ($\delta < \delta_c$)).

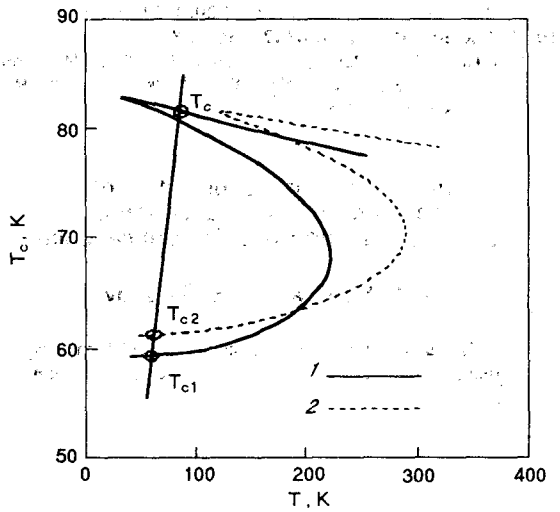


*Рис. 2.* Зависимость $T_c(T)$ в соединении $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ для двух наборов параметров бистабильного потенциала кислородной подрешетки атомов O(4): $q_1$ = 0,0649 Å; $q_2$ = 0,13 Å; $u_1$ = 0,051 эВ ($\delta < \delta_c$) (*1*); $q_1$ = 0,0692 Å; $q_2$ = 0,136 Å; $u_1$ = 0,055 эВ ($\delta < \delta_c$) (*2*)

ала, который лежит ближе к проводящей плоскости $CuO_2$ ; при увеличении $\delta$ ($\delta > \delta_c \approx 0{,}13$) глобальным уже становится второй метастабильный минимум. Кривые *1* и *2* на рис. 2 относятся соответственно к соединениям с $\delta < \delta_c$ и $\delta_c < \delta < 0{,}4$ (параметры бистабильного потенциала выбирались аналогично [7]). Как видно из рисунка, для соединений с фиксированным значением индекса нестехиометрии при $\delta < \delta_c$ существует возможность реализации двух значений критической температуры — $T_c$ и $T_{c1}$ , в то время как для образцов с $\delta_c < \delta < 0{,}4$ реализуется только одно значение $T_{c2}$ . Соотнося этот факт с бистабильным поведением эффективной частоты $\Omega(T)$ кислородной подрешетки (рис. 1), можно сделать вывод о возможности осуществления нетривиального эффекта, когда критическая температура сверхпроводящего перехода зависит от направления изменения температуры образца. Действительно, при охлаждении образца основной вклад в БКШ-спаривание дает низкочастотная ветвь $\Omega(T)$ (приводящая к формированию верхней ветви $T_c(T)$), и сверхпроводимость возникает при $T = T_c$ ; при нагревании образца от абсолютного нуля основной вклад будет давать высокочастотная ветвь $\Omega(T)$ (которой соответствует нижняя ветвь функции $T_c(T)$), и сверхпроводящее состояние будет исчезать уже при другой, более низкой температуре $T_{c1}$ . Как правило, экспериментально наблюдают более высокие $T_c$ при охлаждении [1,2,5,6], хотя в работе [3] отмечены более высокие $T_c$ при отогреве. Таким образом, гистерезис критической температуры $\Delta T_c = T_c - T_{c1}$ обусловлен гистерезисным поведением подрешетки апикальных атомов кислорода, дающей доминирующий вклад в БКШ-спаривание. Из рис. 2 видно, что для рассмотренной конкретной ситуации $\Delta T_c \approx 30$ K такая оценка, очевидно, является сильно завышенной, так как практически невозможно в процессе охлаждения и последующего отогрева образца «когерентным» образом перевести все нелинейные осцилляторы (атомы O(4)) из одного минимума бистабильного потенциала во второй (и наоборот), чтобы получить максимальный эффект, который и содержится в приведенных теоретических оценках.

Мы благодарны В. Д. Нацику, инициировавшему появление данной заметки.

Работа поддержана Фондом фундаментальных исследований Беларуси.

1. R. N. Bhargava, S. P. Herko, and W. N. Osborne, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 1468 (1987).
2. H. D. Jostarnd, M. Galfty, A. Freimuth, and D. Wohlleben, *Solid State Commun.* **69**, 911 (1989).
3. И. Г. Гусаковская, С. И. Пуримова, Л. О. Автомян, *СФХТ* **3**, 1980 (1990).
4. О. Н. Иванов, О. В. Дыбова, *Тез. докл. 29-й конф. по физике низких температур*, Казань (1992), с. 97 .
5. A. A. Blinkin, V. N. Golovin, V. V. Derevyanko, G. F. Tikhinskii, and V. A. Finkel, *Phys. Status Solidi* **B151**, K161 (1989).
6. V. Foltin, S. Masica, and J. Foltin, *Phys. Status Solidi.* **A140**, K99 (1993).
7. А. П. Сайко, В. Е. Гусаков, В. С. Кузьмин, *Письма в ЖЭТФ* **56**, 425 (1992).
8. А. П. Сайко, В. Е. Гусаков, В. С. Кузьмин, *Письма в ЖЭТФ* **57**, 108 (1993).

9. А. П. Сайко, В. Е. Гусаков, *ФНТ* **20**, 1191 (1994).
10. V. Z. Kresin, *Phys. Lett.* **A122**, 434 (1987).
11. R. J. Cava, A. W. Hewat, E. A. Hewat, B. Batlogg, M. Marezio, K. M. Rabe, J. J. Krajewskii, W. F. Peck, and L. W. Rupp, *Physica* **C165**, 419 (1990).

## On a hypothetical explanation of a temperature hysteresis of the superconducting transition critical point

A. P. Sayko and V. E. Gusakov

It is shown that in HTSC models in which the bistable apical oxygen sublattice contributes the dominant term to BCS pairing the temperature of the superconducting transition under cooling can differ from the critical temperature of destruction of the superconducting state under sample heating.