

# Электронно-топологический переход в купратных ВТСП перед сверхпроводящим переходом

В. И. Соколенко<sup>1)</sup>, В. А. Фролов

Национальный научный центр “Харьковский физико-технический институт”, 61108 Харьков, Украина

Поступила в редакцию 28 марта 2017 г.

После переработки 12 апреля 2017 г.

Впервые показано, что перед переходом в сверхпроводящее состояние оптимально допированных высокотемпературных сверхпроводников на основе Y и Bi в их электронных подсистемах происходит электронно-топологический переход Лифшица. На это однозначно указывает масштабная дырочно-электронная конверсия в системе носителей заряда при  $T = T_c + (\sim 10 \text{ K})$ .

DOI: 10.7868/S0370274X17100083

Хорошо известно, что проводимость медно-оксидных высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) с  $T_c \sim 100 \text{ K}$  (YBaCuO, BiSrCaCuO и т.п.) обеспечивается при  $T \sim 300 \text{ K}$  дырочными (hole) фермионами [1]. Известно также, что сверхпроводящий (s) переход в таких купратах совершается посредством куперовского спаривания, при этом флуктуационные куперовские пары (ФКП) с зарядом  $-2e$  существуют уже при  $T = T_c + (\sim 30 \text{ K})$  [2]. Отсюда неизбежно следует, что в интервале  $T_c < T < 300 \text{ K}$  дырочная поверхность Ферми (ДФ) этих ВТСП трансформируется в электронную в результате топологического превращения (перехода Лифшица (ПЛ) [3]). Вопрос о том, как и при каких температурах происходит это превращение, является одним из центральных в проблеме псевдощелевого (ПЩ) состояния [1] медно-оксидных ВТСП.

Для регистрации взаимной конверсии носителей заряда обычно используют эффект Холла. Что касается купратов BiSrCaCuO и YBaCuO, то в интервале  $T_c < T < 300 \text{ K}$  их коэффициенты Холла ( $R_H$ ) имеют по несколько особенностей [4, 5], самую значительную из которых, наблюдающуюся перед  $T_c$  в области флуктуационной проводимости в виде изменения знака  $R_H$ , допустимо трактовать как проявление масштабной дырочно-электронной (h-e) конверсии в системе носителей заряда, т.е. как ПЛ [6]. Однако принципиальная возможность существования при этих температурах флуктуационной “решетки Абрикосова” позволяет предложить альтернативное объяснение, апеллирующее к вязкому течению вихрей [7]. Имеются и другие теоретические объяснения [8]. Ниже  $T_c$  в купратных ВТСП так-

же присутствует эффект изменения знака  $R_H$ , см., например, [9], но в этом случае приходится учитывать присутствие магнитного поля порядка десятков Тесла, необходимого для подавления сверхпроводимости. Что касается данных о трансформации ПФ, полученных методикой ARPES (Angle Resolved Photoemission Spectroscopy) [10], то они, как и [4, 5], свидетельствуют в пользу нескольких перестроек ПФ, в том числе, происходящей вблизи  $T_c$ .

Между тем, существует возможность регистрации h-e конверсии в дырочном ВТСП (последнее условие – обязательно), не требующая ни электрического, ни магнитного полей, необходимых для создания холловской разности потенциалов. Иными словами, полученные таким способом результаты будут свободны от источников неоднозначности трактовки. Предоставляющая эту возможность методика планарно-контактного зондирования электронной подсистемы (Electron Subsystem Plane-Contact Probing, ESPCP) [11, 12] базируется на феномене перестройки электронного спектра носителей заряда в приповерхностном слое дырочного ВТСП, контактирующего с нормальным металлом (Me). Данное явление, обнаруженное в [13, 14], является следствием аннигиляции “аборигенных” дырочных фермионов в интерфейсе ВТСП/Me с проникшими из металла электронами [11, 12], что аналогично хорошо известному явлению в интерфейсе “полупроводник/Me” [15]. В результате в интерфейсе возникают область инверсной (inverse, i), т.е. электронной, проводимости, граничащей с металлом, и область обедненная (poor, p) дырочными фермионами. Плотность носителей заряда в интерфейсе,  $n_\Sigma$ , является немонотонной функцией расстояния  $x$  от границы контактирующих материалов:  $n_\Sigma(x) = [n^e(x) - n^h]$ ,

<sup>1)</sup>e-mail: vsokol@kipt.kharkov.ua

где  $n^e$  и  $n^h = \text{const}(T)$  – плотности электронов проводимости Me и дырочных фермионов массивного ВТСП при данной  $T$  соответственно. В частности, на  $i/p$  границе, координата которой  $x_{i/p}$  определяется соотношением  $n_{\Sigma}(x_{i/p}) = [n^e(x_{i/p}) - n^h] = 0$ , носители отсутствуют. Поэтому при  $x = x_{i/p}$ , а также в прилегающей к  $x_{i/p}$  части  $p$ -области с малым числом дырочных носителей, материал находится (как известно [1]), в антиферромагнитном диэлектрическом состоянии, определяющем полупроводниковый тип проводимости интерфейса в целом [13, 14] (подробности в [11, 12]). (Весьма полная аналогия с так называемым запорным слоем, свечение которого при прохождении тока, свидетельствующее о высоком удельном электросопротивлении слоя, обнаружил О.В. Лосев еще в 20-х годах прошлого столетия [15]).

Ключевая предпосылка метода ESPCP – превалирование сопротивления  $p$ -области,  $r_{Cp}$ , над сопротивлением  $i$ -области,  $r_{Ci}$ :  $r_{Ci} : r_{Cp} \gg r_{Ci}$ , что является следствием неравенства  $n^e \gg n^h(T)$  [1]. Наряду с этим, используется тот факт, что в интервале  $T^* - T_c$  ( $T^*$  – температура открытия псевдощели [1])  $n^h$  является понижающейся функцией  $T$  [1], тогда как  $n^e$  от  $T$  не зависит. В [12] показано: если зависимость  $n^h(T)$ , характеризующая массив ВТСП, имеет аномалию, описываемую вариацией  $\delta n^h$ , то сопротивление интерфейса  $r_C = r_{Cp} + r_{Ci}$  реагирует на нее вариацией  $\delta r_C$ , являющейся следствием смещения  $x_{i/p}$  либо в направлении массива ( $\delta r_C \approx \delta r_{Cp} < 0$ ), либо в сторону границ контактирующих материалов ( $\delta r_C \approx \delta r_{Cp} > 0$ ) в зависимости от знака  $\delta n^h$ . Резистивная неэквивалентность направлений смещения координаты  $x_{i/p}$ , обусловленная неравенством  $\delta r_{Cp} \gg \delta r_{Ci}$ , приводит к тому, что знаки  $\delta r_C \approx \delta r_{Cp}$  и  $\delta n^h$  совпадают:  $\text{sign}(\delta r_C) = \text{sign}(\delta n^h)$ . Тем самым знак  $\delta r_C$  позволяет судить о качественных изменениях в системе носителей заряда массива ВТСП.

На рис. 1, 2 приведены графики нормированных зависимостей  $r_C(T)$  интерфейсов Bi(Pb)SrCaCuO/Pb и YBaCuO/In. Купраты Bi(Pb)SrCaCuO ( $\sim 90\%$  Bi<sub>1.6</sub>Pb<sub>0.4</sub>Sr<sub>2</sub>Ca<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>10+x</sub>,  $\sim 10\%$  Bi<sub>1.6</sub>Pb<sub>0.4</sub>Sr<sub>2</sub>CaCu<sub>2</sub>O<sub>8+x</sub>) и YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-x</sub> были синтезированы по стандартной твердотельной технологии. Керамические образцы представляли собой либо параллелепипеды с размерами  $\sim 3 \times 3 \times 20$  мм (Bi(Pb)SrCaCuO), либо “таблетки” диаметром  $\sim 10$  мм, толщиной  $\sim 2$  мм (YBaCuO). На вставке в рис.1 схематически изображены: исследуемый образец ВТСП (Sample), контактирующий металл Me, а также расположение токовых ( $I$ ) и потенциальных (A, B, C) вводов. Для

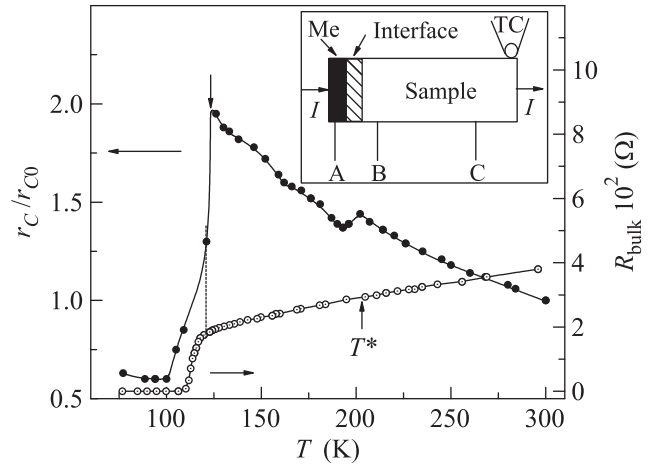


Рис. 1. Зависимость  $R_{\text{bulk}}(T)$ , характеризующая массивный Bi(Pb)SrCaCuO, и зависимость  $r_C(T)/r_{C0}$ , характеризующая интерфейс Bi(Pb)SrCaCuO/Pb,  $r_{C0} \equiv r_C(300 \text{ K}) \sim 5 \cdot 10^{-1}$  Ом. На вставке – экспериментальная конфигурация

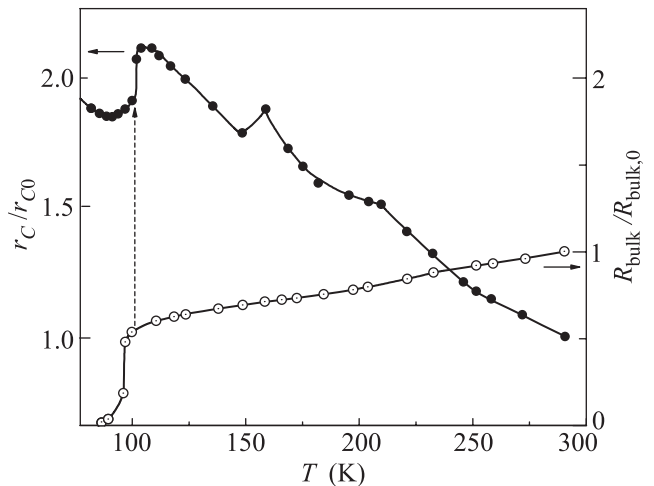


Рис. 2. Зависимость  $R_{\text{bulk}}(T)/R_{\text{bulk},0}$  для массивного YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-x</sub>,  $R_{\text{bulk},0} \equiv R_{\text{bulk}}(300 \text{ K}) \sim 10^{-2}$  Ом, и зависимость  $r_C(T)/r_{C0}$  для интерфейса YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-x</sub>/In,  $r_{C0} \equiv r_C(300 \text{ K}) \sim 10^{-1}$  Ом

анализа зависимостей  $r_C(T)$  определены, кроме того, температурные зависимости сопротивлений  $R_{\text{bulk}}$  массивных образцов (см. рис. 1, 2). Графики зависимостей  $R_{\text{bulk}}(T) = U_{\text{BC}}(T)/I$ , измеренных четырехточечным способом на постоянном токе  $I \sim 1 \div 10$  мА (см. рис. 1, 2) свидетельствуют, судя по значениям  $T_c \sim 90$  К для YBCO и  $\sim 112$  К для Bi(Pb)SrCaCuO, что уровень допирования кислородом исследовавшихся купратов близок к оптимальному. Зависимости  $r_C(T) = U_{\text{AB}}/I - R'_{\text{bulk}}(T)$  измерены трехточечным способом с минимизацией  $R'_{\text{bulk}}$ , относящегося к массиву. В эксперименте ре-

ализовано условие  $r_C \approx r_{Cp} \gg R'_{\text{bulk}}$ . Погрешности измерений не превосходили размеров символов на графиках. Температуру  $T$  измеряли с точностью  $\sim 0.1$  К термпарой Cu-Const (ТС – на вставке в рис. 1).

Как следует из рис. 1, 2, характер зависимостей  $r_C(T)/r_{C0}$  в интервале  $T_c < T < 300$  К для обоих интерфейсов одинаков: полупроводниковый ход  $r_C$  с хорошо заметными аномалиями вдали  $T_c$  и отмеченный вертикальной стрелкой значительно больший сброс  $r_C$  перед  $T_c$ . На основании соотношения  $\text{sign}(\delta r_C) = \text{sign}(\delta n^h)$  и знака “минус” у  $\delta r_C$  (при уменьшении  $T$ ) во всех выявленных аномалиях, следует заключить, что  $n^h$  массивных Bi(Pb)SrCaCuO и YBaCuO дополнительно уменьшается в процессе охлаждения в каждой из аномалий на фоне общего понижения  $n^h$ . Следствия этого вывода касательно особенностей вдали  $T_c$  будут предметом дальнейшей публикации, укажем лишь, что температуры аномалий коррелируют с температурами особенностей решеточных параметров, при этом анализ подтверждает концепцию локальных пар [1] о спаривании в ПШ-режиме дырочных фермионов в бозоны.

Из рис. 1, 2 также следует, что сбросы  $r_C$  вблизи  $T_c$  не связаны непосредственно с n-s переходом: их температуры равны  $T = T_c + (\sim 10$  К), а значения  $R_{\text{bulk}}$  не изменяются. Оба факта свидетельствуют об отсутствии скачкообразной конденсации заметного числа ФКП, уже имеющих, согласно [2], в материале. Хорошее согласие температур этих особенностей с температурами эффекта изменения знака  $R_H$  в оптимально допированных Bi(Pb)SrCaCuO и YBaCuO [4, 5] свидетельствует о реалистичности предположения относительно h-e конверсии.

В рамках модели [11, 12] большой отрицательный скачок  $r_C$  обусловлен значительным уменьшением  $n^h$  массива ВТСП. Тот факт, что проводимость в температурной окрестности аномалии не изменяется, показывает, что уменьшение  $n^h$  компенсируется за счет h-e конверсии в системах носителей заряда. Опираясь на этот вывод, следует заключить далее, что резкий сброс  $r_C$  перед n-s переходом (см. рис. 1, 2) однозначно связан с масштабной h-e конверсией в системах носителей заряда массива. Таким образом, в оптимально допированных Bi(Pb)SrCaCuO и YBaCuO при достижении температуры  $T = T_c + (\sim 10$  К) скачком изменяется то-

пология ПФ вследствие электронно-топологического перехода Лифшица, в результате чего значительная, по-видимому, часть ПФ становится электронной. Наиболее вероятной причиной ПЛ в данном случае, на наш взгляд, является достижение температуры 2D-3D кроссовера (температуры трехмеризации ВТСП), откуда следует модификация электронной подсистемы, приводящая к изменению механизмов взаимодействия ФКП [16, 17].

Выражаем благодарность проф. А.Л. Соловьеву за обсуждение результатов.

1. *The Physics of Superconductors, Vol. 1. Conventional and High- $T_c$  Superconductors*, ed. by K. H. Bennemann and J. B. Katterson, Springer, Berlin (2003).
2. K. Kawabata, S. Tsukui, Y. Shono, O. Michikami, H. Sasakura, K. Yoshiara, Y. Kakehi, and T. Yotsuya, *Phys. Rev. B* **58**, 2458 (1998).
3. И. М. Лифшиц, *ЖЭТФ* **38**, 1569 (1960).
4. Q. Zhang, J. Xia, M. Fang, Z. He, S. Wang, and Z. Chen, *Physica C* **162?164**, 999 (1989).
5. А. Л. Соловьев, *ФНТ* **24**, 215 (1998).
6. N. E. Hussey, *J. Phys. Condens. Matter* **20**, 123201 (2008).
7. S. J. Hagen, A. W. Smith, M. Rajeswari, J. L. Peng, Z. Y. Li, R. L. Green, S. N. Mao, X. X. Xi, S. Bhattacharya, Qi Li, and C. J. Lobb, *Phys. Rev. B* **47**, 1064 (1993).
8. A. J. Rojo, G. Kotliar, and G. S. Canright, *Phys. Rev. B* **47**, 9140 (1993).
9. D. LeBoeuf, N. Doiron-Leyraud, B. Vignolle et al. (Collaboration), *Phys. Rev. B* **83**, 054506 (2011).
10. T. Kondo, A. D. Palczewski, Y. Hamaya, T. Takeuchi, J. S. Wen, Z. J. Xu, G. Gu, and A. Kaminski, arXiv: 1208.3448v1 (2012).
11. В. И. Соколенко, В. А. Фролов, *ФНТ* **39**, 134 (2013).
12. В. А. Фролов, *ВАНТ. Сер. “Вакуум, чистые материалы, сверхпроводники”* **1**, 176 (2016).
13. О. П. Леденев, В. А. Фролов, *ВАНТ. Сер. “Ядерно-физические исследования (Теория и эксперимент)”* **7(7)**, 15 (1989).
14. Y. C. Hui, P. M. Hui, T. C. Lemberger, and J. C. Garland, *J. Appl. Phys.* **65**, 3968 (1989).
15. А. И. Иоффе, *Полупроводники в современной физике*, Изд. АН СССР, Москва-Ленинград (1954), с. 162.
16. Y. B. Xie, *Phys. Rev. B* **46**, 13997 (1992).
17. А. Л. Соловьев, В. М. Дмитриев, *ФНТ* **35**, 227 (2009).