

УДК 538.945

НОВЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ КРИТЕРИЙ ПЕРЕХОДА БЕРЕЗИНСКОГО–КОСТЕРЛИЦА–ТАУЛЕСА

М. А. Васютин¹, А. И. Головашкин, Н. Д. Кузьмичев¹

На основе экспериментального исследования нелинейности монокристаллов $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ вблизи T_c предложен новый критерий для наблюдения перехода Березинского–Костерлица–Таулеса (БКТ-переход) в купратных ВТСП соединениях. Критерий заключается в существовании максимума на зависимости напряжения второй гармоники сигнала отклика образца, возбуждаемого переменным током, от величины постоянного тока смещения. Показано, что положение максимума второй гармоники не зависит от температуры вблизи T_c , что согласуется с независимостью БКТ-перехода от измерительного тока.

Исследования нелинейных свойств высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) вблизи температуры перехода в сверхпроводящее состояние (T_c) важны как для фундаментальной, так и прикладной физики сверхпроводимости. Купратные ВТСП имеют слоистую структуру и квазидвумерные свойства, вследствие чего в них наблюдаются сильные тепловые флуктуации. Данная особенность ВТСП соединений может приводить к флуктуационному рождению пар “вихрь-антивихрь” (т.е. вихрей с положительной и отрицательной циркуляциями) в слоях CuO_2 и переходу Березинского–Костерлица–Таулеса (БКТ-переходу). Изучение вольт-амперных характеристик (ВАХ) ВТСП вблизи T_c во многом связаны с выяснением существования БКТ-перехода в этой температурной области. Наличие в купратных ВТСП CuO_2 -плоскостей, достаточно слабо взаимодействующих между собой, приводит к анизотропии свойств этих соединений. И возникает вопрос о необходимой величине этой анизотропии, достаточной для появления БКТ-перехода.

¹Мордовский госуниверситет им. Н. П. Огарева, 430000, Саранск, Россия.

Известно, что сила взаимодействия между плоскостями CuO_2 (и, следовательно, анизотропия свойств) значительно различается для разных ВТСП соединений. Так в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ (YBCO) анизотропия сопротивления (отношение сопротивлений в направлении оси "с" и плоскости "ab" ρ_c/ρ_{ab}) составляет около 30 при температуре $T \geq T_c$, глубины проникновения λ_c/λ_{ab} – около 10 при $T = 0$, длины когерентности ξ_{ab}/ξ_c – примерно 8 при $T = 0$. В висмутовых ВТСП анизотропия приведенных параметров значительно больше ($\rho_c/\rho_{ab} \sim 10^5$, $\lambda_c/\lambda_{ab} \approx 20$, $\xi_{ab}/\xi_c \approx 15$). Приведенные значения параметров взяты из работ [1–3]. Из-за наличия столь сильной анизотропии свойств проявление БКТ-перехода в висмутовых образцах практически не оспаривалось, в то же время в иттриевых – считалось маловероятным. До сих пор вопрос о наличии или отсутствии БКТ-перехода в YBCO до конца не решен.

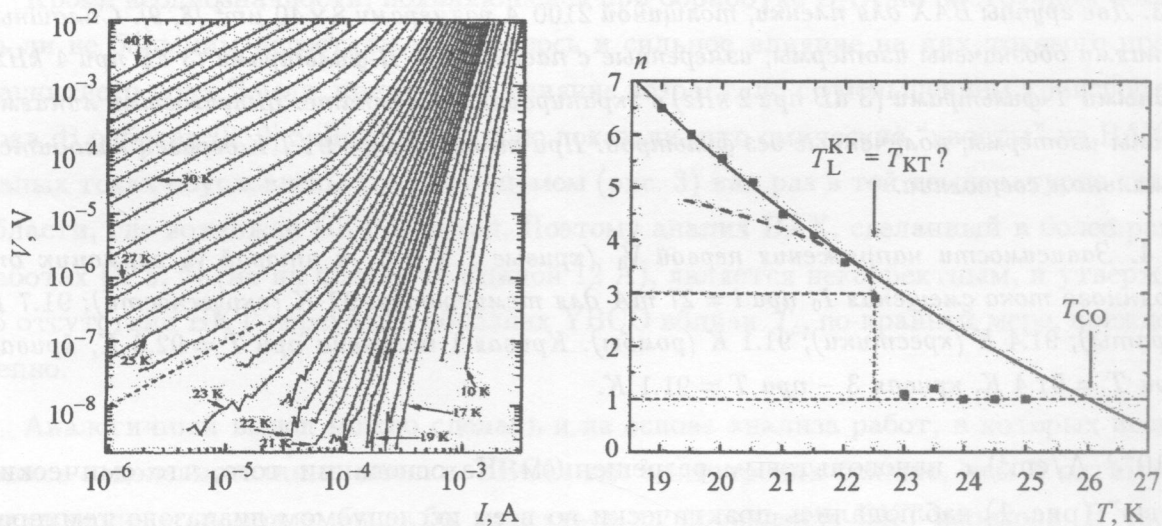


Рис. 1. ВАХ ультратонкой пленки YBCO при температурах вблизи T_c (из работы [4]). Штриховая линия показывает омический ход.

Рис. 2. Температурная зависимость показателя степени n в формуле (1), полученная в работе [7] на основании экспериментальных данных работы [4].

Получение сверхтонких пленок толщиной в одну элементарную ячейку позволило исследовать образцы YBCO с максимально доступной квазидвумерностью, что должно было бы точно установить наличие или отсутствие БКТ-перехода в этом соединении, но этого не произошло. В часто цитируемой работе Repaci et al. [4] отсутствие БКТ-перехода в ВТСП YBCO определялось по ВАХ на постоянном токе именно на такой пленке (single-unit-cell) толщиной $d = 12 \text{ \AA}$ при очень малых токах (плотность тока

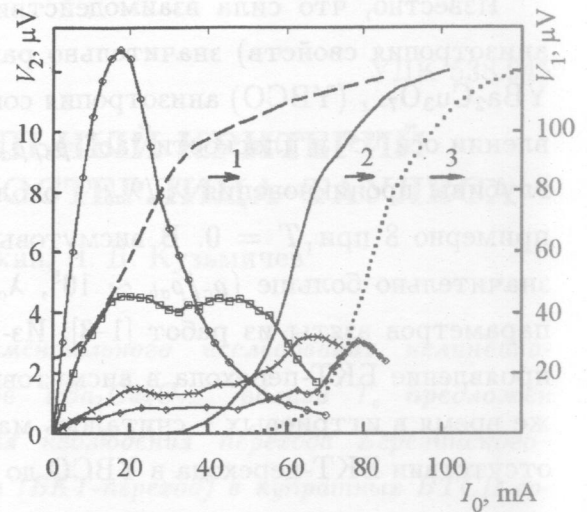
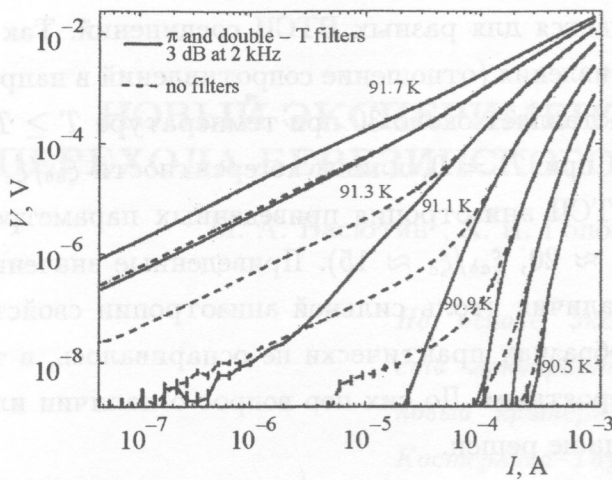


Рис. 3. Две группы ВАХ для пленки, толщиной 2100 Å размерами 8 × 40 μm² [8, 9]. Сплошными линиями обозначены изотермы, измеренные с пассивными Π-фильтрами (3 dB при 4 kHz) и двойными T-фильтрами (3 dB при 2 kHz) в экранированной комнате. Штриховыми линиями показаны изотермы, полученные без фильтров. При температуре 91.7 K образец находится в нормальном состоянии.

Рис. 4. Зависимости напряжения первой V₁ (кривые 1, 2 и 3) и второй V₂ гармоник от постоянного тока смещения I₀ при i = 27 мА для температур: 92 K (окружности); 91.7 K (квадраты); 91.4 K (крестики); 91.1 K (ромбы). Кривая 1 получена при T = 92.0 K, кривая 2 – при T = 91.4 K, кривая 3 – при T = 91.1 K.

$j < 10^{-3}$ А/см²) с нановольтовым разрешением. На основании того, что омические “хвосты” (рис. 1) наблюдались практически во всем исследуемом диапазоне температур, авторы сделали вывод о невозможности проявления БКТ-перехода, т.к. распаривание вихрей происходило с понижением температуры при более слабом токе и выявить нижний предел не представлялось возможным. Увеличение чувствительности аппаратуры только сдвигало начало омического поведения в более низкую температурную область. Обработка результатов в двойном логарифмическом масштабе с определением температурно-зависимого показателя степени для ВАХ, аппроксимируемых степенной функцией

$$V \sim I^{n(T)}, \tag{1}$$

не позволила корректно определить температуру БКТ-перехода T_{БКТ}. Показатель n зависел еще и от тока, т.е. однозначное определение T_{БКТ} было невозможно, хотя скачок Нельсона–Костерлица и наблюдался (рис. 2).

На основании этого в работе [5] Strachan et al. для определения $T_{\text{ВКТ}}$ предложили “критерий вогнутости” ($T_{\text{ВКТ}}$ – температура, при которой выпуклость зависимости $\log V(\log I)$ сменяется вогнутостью), т.к. формально наблюдаемый скачок Нельсона–Костерлица (рис. 2) недостаточен для подтверждения БКТ-перехода. Однако этот критерий, примененный в анализе данных, полученных на висмутовых пленках $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ Sefrioui et al. [6], также оказался недостаточным, т.к. и однородные, и неоднородные пленки (где БКТ-переход наверняка отсутствовал), удовлетворяли этому критерию. Если же рассматривать более жесткий критерий, предложенный в [7], и названный “БКТ-критерием”, то его практически невозможно применить, т.к. он требует абсолютно прямых линий (в пределах точности измерений) для ВАХ в двойном логарифмическом масштабе ниже $T_{\text{ВКТ}}$.

Кроме неоднозначности, появляющейся при обработке ВАХ на постоянном токе, едва ли не бóльшим недостатком оказалось и сильное влияние на них токового шума и магнитного поля Земли, причем это влияние возрастало с уменьшением транспортного тока. В работах [8, 9] Sullivan et al. ясно показали, что омические “хвосты” на ВАХ при малых токах обусловлены токовым шумом (рис. 3) как раз в той температурно-токовой области, где возможен БКТ-переход. Поэтому анализ ВАХ, сделанный в более ранних работах [4, 5, 7] (но на пленке толщиной 12 \AA), является некорректным, и утверждать об отсутствии БКТ-перехода в образцах YBCO вблизи T_c , по крайней мере, преждевременно.

Аналогичный вывод можно сделать и на основе анализа работ, в которых исследовались недолегированные пленки YBCO, где анизотропия больше, чем в оптимально легированных, и можно было бы надеяться на проявление БКТ-перехода. В частности, Зуев и др. [10] исследовали поверхностное сопротивление тонких пленок сильно недолегированного YBCO с целью определения температурной зависимости глубины проникновения магнитного поля $\lambda(T)$ и плотности сверхпроводящего конденсата n_s ($n_s \sim \lambda^{-2}$). Они получили заметную нелинейную зависимость T_c от n_s и объяснили этот факт отсутствием БКТ-перехода. Но Шнейдер в комментарии к работе [10] указал на то, что изменение T_c в данном случае не связано с изменением анизотропии [11], поэтому вывод Зуева некорректен. В данном случае сверхтекучая плотность мала и фазовые флуктуации превышают энергию связи сверхпроводящих пар [12], поэтому переход в сверхпроводящее состояние “приобретает черты БКТ-перехода” [13].

В нескольких экспериментах результаты интерпретировались как проявления БКТ-перехода. При исследовании эпитаксиальных пленок YBCO Хохлов и др. [14] интер-

претировали излом на магнитополевой зависимости температурного положения максимума диссипативной части магнитной восприимчивости как переход от двумерного к трехмерному поведению, ассоциируя температуру излома с $T_{\text{ВКТ}}$. Гаспаров [15] в экспериментах на сверхтонких пленках YBCO на постоянном токе, на частотах 8 МГц и 30 GHz получил три характерные температуры, которые он связал с разными $T_{\text{ВКТ}}$ в модели БКТ-перехода. Артемов [16] привел аргументы в пользу модели БКТ-перехода при описании экспериментов на пленках YBCO разной толщины [17]. Теоретическую возможность БКТ-перехода в сверхпроводящей пленке любого состава предсказывает Коган в работе [18], в которой он утверждает, что для наблюдения перехода необходим сверхпроводящий субстрат, отделенный от пленки диэлектрическим слоем.

Таким образом, из проведенного анализа работ можно сделать два вывода: во-первых, что вопрос о наличии или отсутствии БКТ-перехода в ВТСП YBCO остается до сих пор открытым, во-вторых, что для четкого доказательства наличия БКТ-перехода кроме ВАХ на постоянном токе необходимы и исследования на переменном токе, желательно разных частот. В-частности, большую информацию о природе соответствующей нелинейности несут токовые, температурные и магнитополевые зависимости высших гармоник напряжения сигнала отклика образца, возбуждаемого переменным током [19–23].

В настоящей работе исследовались монокристаллы $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ с размерами $\sim 0.03 \times (0.3 - 1) \times (1 - 2) \text{ mm}^3$. Они имели $T_c \approx 91.9 - 92.7 \text{ K}$ и ширину перехода $\Delta T_c < 0.3 \text{ K}$. Измерялись как ВАХ на постоянном токе, так и напряжения гармоник сигнала отклика. Измерения ВАХ и напряжений гармоник проводились четырехконтактным методом. Сила постоянного тока I_0 варьировалась в пределах от 0 до 200 мА. Амплитуда переменного тока i была в пределах $0 \leq i \leq 27 \text{ mA}$. Частота модуляции ν находилась в интервале от 40 Hz до 10 kHz. В экспериментах частотной зависимости напряжений гармоник не наблюдалось. Большинство экспериментов выполнено на переменном токе частотой 1 kHz.

На рис. 4 приведены полученные зависимости напряжения первой V_1 и второй V_2 гармоник от постоянного тока смещения I_0 для разных температур в интервале от 91 до 92 К. Из рисунка видно, что кривая $V_2(I_0)$ для $T < 92 \text{ K}$ имеет два максимума. Положение первого максимума при $I_0 \sim 20 \text{ mA}$ практически не зависит от температуры, поэтому его невозможно связать с движением вихрей, образованных магнитным полем зондирующего тока, под действием этого же тока. Величина первого максимума резко увеличивается с ростом температуры до 92 К. В рамках модели БКТ-перехода

это объясняется тем, что при $I_0 \sim 20$ mA подавляющее число пар “вихрь-антивихрь” будет распарено (так как “число посадочных мест вихрей” ограничено), и при дальнейшем росте I_0 количество распаренных вихрей будет расти медленнее, что приводит к уменьшению нелинейности ВАХ. Собственное магнитное поле зондирующего тока тоже будет подавлять нелинейность ВАХ. Первый максимум соответствует начальной области гармоник V_1 . Положение второго максимума с ростом T смещается в сторону уменьшения I_0 . Наблюдается корреляция положения второго максимума с участком замедления роста V_1 . При $T = 92$ К второй максимум практически сливается с первым.

Независимость положения первого максимума от температуры дает основание считать, что основной вклад в нелинейность ВАХ вблизи $T = 92$ К вносит БКТ-переход, так как температура БКТ-перехода не должна зависеть от измерительного тока. Второй максимум связан с крипом магнитного потока зондирующего тока, так как его положение сильно зависит от температуры, а величина меняется слабо и коррелирует с кривой V_1 . Крип магнитного потока вносит основной вклад в нелинейность ВАХ при температурах, меньших 91.4 К. Таким образом, использование модуляционной методики для исследования нелинейности ВТСП YBCO вблизи критической температуры позволило доказать, что в этом соединении проявляется переход Березинского–Костерлица–Таулеса. Этот вывод согласуется с наблюдением нами в этих образцах скачка Нельсона–Костерлица по измерениям ВАХ на постоянном токе [22]. Т.е. величина анизотропии свойств YBCO достаточна для экспериментального наблюдения БКТ-перехода в этом ВТСП соединении. Необходимо отметить, что для проявления БКТ-перехода нужно иметь монокристаллы достаточно высокого качества.

Экспериментальная токовая зависимость напряжения второй гармоники $V_2(I_0)$ предоставляет новый критерий существования БКТ-перехода в купратных высокотемпературных сверхпроводниках, который дает возможность исследовать переход при ненулевом токе. Экспериментальный критерий заключается в существовании максимума на зависимости напряжения второй гармоники от тока $V_2(I_0)$, положение которого не зависит от температуры вблизи T_c . Аналогичный вывод следует и из результатов измерений более высоких гармоник напряжения.

Авторы благодарят Т. Г. Уварову (ИКАН) за предоставление высококачественных монокристаллов $YBa_2Cu_3O_{7-x}$. Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект N 07-02-00097), РАН и Министерства образования и науки.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] N. E. Hussey, arXiv:0804.2984v1 [cond-mat.supr-con] 18 Apr 2008.
- [2] М. Р. Трунин, УФН **175**, 1017 (2005).
- [3] Ю. М. Ципенюк, *Физические основы сверхпроводимости* (Физматкнига, Москва, 2003).
- [4] J. M. Repaci, C. Kwon, Q. Li, et al., Phys. Rev. B **54**, R9674 (1996).
- [5] D. R. Strachan, M. C. Sullivan, P. Fournier, et al., Phys. Rev. Lett. **87**, 067007 (2001).
- [6] Z. Sefrioui, D. Arias, C. Leon, et al., Phys. Rev. B **70**, 064502 (2004).
- [7] D. R. Strachan, C. J. Lobb, and R. S. Newrock, Phys. Rev. B **67**, 174517 (2003).
- [8] M. C. Sullivan, T. Frederiksen, J. M. Repaci, et al., Phys. Rev. B **70**, 140503 (2004).
- [9] M. C. Sullivan, D. R. Strachan, T. Frederiksen, et al., Phys. Rev. B **72**, 092507 (2005).
- [10] Yu. Zuev, M. S. Kim, and T. R. Lemberger, Phys. Rev. Lett. **95**, 137002 (2005).
- [11] T. Schneider, cond-mat/0509768 (2005).
- [12] V. J. Emery and S. A. Kivelson, Nature **374**, 434 (1995).
- [13] Ю. В. Копаев, В. И. Белявский, В. В. Капаев, УФН **178**, 202 (2008).
- [14] В. А. Хохлов, А. Ю. Прохоров, В. Ф. Дроботько и др., ФНТ **28**, 535 (2002).
- [15] V. A. Gasparov, Low Temp. Phys. **32**, 838 (2006).
- [16] А. Н. Артемов, ФТТ **47**, 1019 (2005).
- [17] J. Kötzler, D. Görlitz, S. Skwirblies, and A. Wriedt, Phys. Rev. Lett. **87**, 127005 (2001).
- [18] V. G. Kogan, Phys. Rev. B **75**, 064514 (2007).
- [19] М. А. Васютин, Н. Д. Кузьмичев, Письма в ЖТФ **18**, 5 (1992).
- [20] Н. Д. Кузьмичев, М. А. Васютин, А. И. Головашкин, И. С. Левченко, ФТТ **37**, 2207 (1995).
- [21] Н. Д. Кузьмичев, М. А. Васютин, ФТТ **40**, 202 (1998).
- [22] М. А. Васютин, А. И. Головашкин, Н. Д. Кузьмичев, ФТТ **48**, 2128 (2006).
- [23] N. D. Kuzmichev, M. A. Vasyutin, A. I. Golovashkin, Physica C **460-462**, Part 2, 849 (2007).

Поступила в редакцию 27 августа 2008 г.