

## Динамическое смешанное состояние в микронных мостиках на основе вискерев $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$

С. Г. Зыбцев, И. Г. Горлова<sup>1)</sup>, В. Я. Покровский

Институт радиотехники и электроники РАН, 103907 Москва, Россия

Поступила в редакцию 29 июня 2001 г.

Измерены вольт-амперные характеристики (ВАХ) микронных мостиков, изготовленных из монокристаллических вискерев  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$ . Обнаружено, что при температурах ниже температуры сверхпроводящего перехода на ВАХ появляются квазипериодические по току скачки напряжения с участками постоянного дифференциального сопротивления, величина которого пропорциональна номеру скачка. В наиболее узких мостиках (0.5–1 мкм) наблюдалось до 10 скачков напряжения. Результат объясняется образованием строчек вихрей под действием тока.

PACS: 74.25.Fy, 74.60.Ge, 74.72.Hs

Процесс разрушения сверхпроводимости электрическим током в сверхпроводниках происходит пространственно неоднородно и может сопровождаться такими интересными эффектами, как образование строчек вихрей [1, 2], тепловых доменов (hot spot) [3–5], центров проскальзывания фазы [6]. Возникающее в этих случаях динамическое смешанное состояние (без внешнего магнитного поля) проявляется на вольт-амперных характеристиках (ВАХ) в виде квазипериодических по току скачков напряжения с участками постоянного дифференциального сопротивления. Эти эффекты наблюдались на мостиках низкотемпературных сверхпроводников [2, 3, 6]. Их изучение позволило определить характерные времена релаксации, коэффициент вязкости и скорость движения вихрей, силу пиннинга и другие параметры. В однородных образцах высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) в плоскости сверхпроводящих слоев многоступенчатых ВАХ до сих пор не наблюдалось.

В настоящей работе исследовано разрушение сверхпроводимости током в монокристаллических вискерах BSCCO (2212) и в изготовленных на их основе мостиках с размерами порядка эффективной глубины проникновения магнитного поля  $\lambda_{\perp}$ . Наблюдалась регулярная система скачков напряжения в зависимости от тока.

Вискеры BSCCO (2212), выращенные по методу [7], представляют собой однородные почти бездефектные монокристаллы [8], что является необходимым условием для возникновения строчек вихрей [1]. Для достижения максимальной плотности тока на осно-

ве вискерев были приготовлены мостиковые структуры. Длина  $l$  и ширина  $w$  мостиков были примерно одинаковыми и составляли 0.5–5 мкм, а толщина  $d$  была 0.1–0.3 мкм. В работе [1] показано, что при соотношении параметров  $\xi \ll d \ll l \ll w \ll \lambda_{\perp}$ , где  $\xi$  – длина когерентности,  $\lambda_{\perp} = \lambda^2/d$  ( $\lambda$  – глубина проникновения магнитного поля), возможно когерентное движение вихрей в одну строчку. Для BSCCO  $\lambda \approx 0.3$  мкм, и для наших образцов получаем  $\lambda_{\perp} \sim 1$  мкм, то есть  $\xi \ll d \ll l \sim w \leq \lambda_{\perp}$ ; следовательно, мы находимся в пограничной области и можем ожидать образования строчек вихрей в качественном согласии с [1].

Мостики были изготовлены микротравлением с помощью сканирующего фокусированного импульсного (10 нс) лазерного луча с длиной волны 0.53 мкм. Монтаж кристаллов на подложке и изготовление золотых контактов к ним с помощью лазерного напыления золота в вакууме описаны в [7]. На рис.1а показано расположение контактов на широком вискере, а на рис.1б показан короткий микронный мостик, вытравленный в одном из секторов широкого вискера. Одной стороной мостика является естественная грань вискера.

Измерения ВАХ ( $V(I)$ ) и температурной зависимости сопротивления  $R(T)$  проводились по пятizonдовой схеме. Одновременно измерялись два сектора монокристалла, в одном из которых был вырезан мостик. Как правило, зависимости  $R(T)/R(300\text{ К})$  для мостика и участка без мостика совпадали, что свидетельствует о невозмущающем воздействии лазерного микротравления. Мы также провели исследования разрушения сверхпроводящего состояния в длинных узких ( $\sim 1$  мкм) вискерах, один из которых показан

<sup>1)</sup>e-mail: gorl@mail.cplire.ru

Рис.1. (а) 5-и зондовая измерительная структура; (b) сектор вискера с мостиком; (c) вискер шириной 1 мкм. Расстояние между соседними зондами на всех микрофотографиях – 30 мкм; (d) температурные зависимости сопротивления для вискера шириной 10 мкм, мостика шириной 3 мкм, мостика шириной 0.5 мкм, вискера шириной 1.5 мкм. Штриховая линия – экстраполяция  $R_n(T)$  к  $T = 0$ ,  $\rho(300 \text{ К}) \approx 300 \text{ мкОм} \cdot \text{см}$

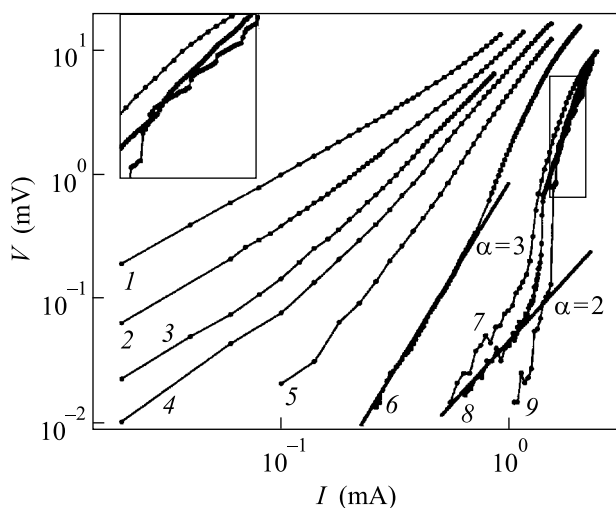


Рис.2. ВАХ мостика с размерами:  $d = 0.22 \text{ мкм}$ ,  $w = 0.5 \text{ мкм}$ ,  $l = 1 \text{ мкм}$  ( $T_c = 73.5 \text{ К}$ ) при температурах: 1 – 77.4 К, 2 – 76.5 К, 3 – 76.2 К, 4 – 76.0 К, 5 – 74.8 К, 6 – 73.5 К, 7 – 71.0 К, 8 – 68.8 К, 9 – 63.4 К. На вставке изображена часть графика, ограниченная прямоугольником, в увеличенном масштабе

на рис.1с. На рис.1d приведены температурные зависимости сопротивления четырех образцов: двух мостиков шириной 0.5 и 3 мкм и двух вискерев: 1.5 и 10 мкм. Видно, что кривые почти совпадают. Об-

разцы обладают малым остаточным сопротивлением (сопротивление, полученное линейной экстраполяцией  $R(T)$  при  $T > 100 \text{ К}$  к  $T = 0$ , составляет  $\sim 10\%$  от  $R(300 \text{ К})$ ), однофазны ( $T_c$ , определенная по концу перехода,  $R = 0$ , равна 73–76 К), ширина перехода – 3–5 К, удельное сопротивление при комнатной температуре  $\rho(300 \text{ К}) \approx 300 \text{ мкОм} \cdot \text{см}$ . Все это указывает на высокое качество кристаллов и мостиков.

Измерения ниже  $T_c$  показали, что при ширине мостика  $w < 4 \text{ мкм}$  на ВАХ с понижением температуры появляются скачки напряжения. С уменьшением  $w$  скачки становятся более регулярными, и их число увеличивается. При  $w = 0.5 \text{ мкм}$  на ВАХ наблюдалось до 10 скачков напряжения.

На рис.2 показаны ВАХ одного из мостиков (с  $T_c = 73.5 \text{ К}$ ) при разных температурах. При  $T \geq T_c$  вид ВАХ степенной ( $V \propto I^\alpha$ ), такой же, как наблюдался ранее на широких образцах [9, 10]: при  $T > T_c$  показатель степени  $\alpha = 1$ , а при  $T = T_c$  (кривая 6) возрастает до 3. Однако с понижением температуры ниже  $T_c$  на зависимостях появляются периодические изгибы, и при  $T = 63.4 \text{ К}$  (кривая 9) на ВАХ отчетливо видно порядка 10 скачков напряжения (см. вставку к рис.2). Отметим, что ВАХ не зависят от направления развертки тока, то есть гистерезис по току отсутствует.

На рис.3 в линейном масштабе показана кривая 9 рис.2. При  $I > 1.5$  мА ВАХ представляет собой квазипериодические по току скачки напряжения с участками постоянного дифференциального сопротивления  $R_d$ . Из рисунка видно, что экстраполяция линейных участков ВАХ к  $V = 0$  дает приблизительно один и тот же ток  $I_p = 1.2$  мА.

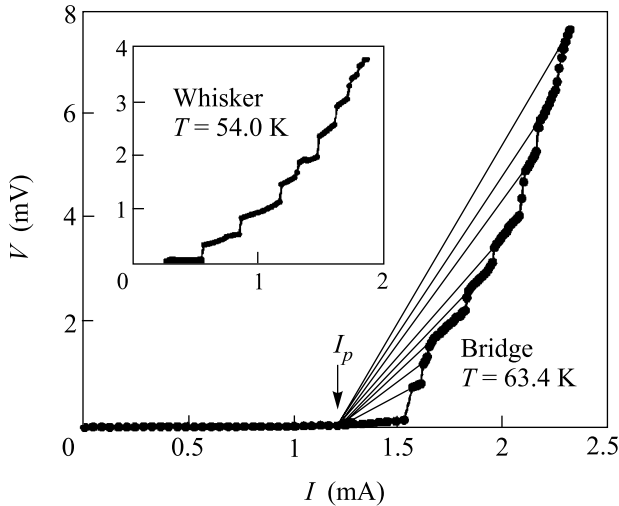


Рис.3. ВАХ мостика с размерами  $1 \times 0.5 \times 0.22$  мкм (кривая 9 с рис.2). На вставке: ВАХ вискера с размерами  $30 \times 1 \times 0.13$  мкм ( $T = 54$  К) (в обоих случаях видна регулярная ступенчатая структура)

На рис.4 изображена зависимость  $R_d$  от  $N$ , порядкового номера линейного участка ВАХ. Видно, что зависимость  $R_d(N)$  почти линейна, то есть  $R_d$  с каждым увеличением  $N$  на единицу увеличивается на одну и ту же величину  $R_{d0}$ :  $R_{dN} = R_{d0}N$ , где  $R_{dN}$  – дифференциальное сопротивление  $N$ -го участка. Аналогичная зависимость приведена для полного сопротивления  $R = V/I$ .

Прежде чем анализировать полученные результаты, заметим, что внешне зависимость, приведенная на рис.3, очень похожа на ВАХ длинных узких мостиков низкотемпературных сверхпроводников, в которых оба поперечных размера меньше  $\xi$ . В этом случае ступенчатый вид ВАХ объясняется образованием центров проскальзывания фазы (ЦПФ) [6]. Однако ширина и толщина наших мостиков значительно превышают длину когерентности (для BSCCO  $\xi \sim 50-100$  Å). В работе [11] скачки напряжения на широких гранулированных пленках YBCO объяснялись тем, что мостик сильно неоднороден, и в некоторых местах условие образования ЦПФ может быть выполнено. В нашем случае мостик вырезан из монокристалла 2212 BSCCO. Вид  $R(T)$  и высокие критические токи мостика ( $> 10^5$  А/см<sup>2</sup>), такие же как

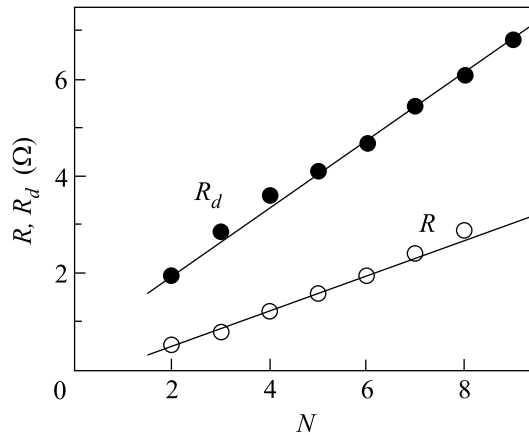


Рис.4. Зависимости дифференциального сопротивления ( $R_d$ ), определенного по наклону линейных участков ВАХ, и полного сопротивления ( $R$ ), определенного по началу скачков напряжения, от номера ступеньки. Первую ступеньку мы считаем удвоенной

в совершенных монокристаллах [7], свидетельствуют об однородности мостиков. Таким образом, ступеньки на ВАХ, по-видимому, нельзя объяснить образованием ЦПФ.

Для широких пленок ( $w, l > \lambda$ ) резистивное состояние определяется зарождением цепочек вихрей на краю. ВАХ таких пленок определяется вязким течением вихрей [12]. При достаточно больших токах может возникнуть вихревая неустойчивость, сопровождающаяся тепловыми эффектами, что приводит к появлению на ВАХ одного или нескольких скачков напряжения [3, 5, 12]. При этом каждому скачку соответствует образование резистивной области (домена) с размерами порядка тепловой длины (для YBCO эта величина  $\sim 1$  мкм [5]). В нашем мостике может поместиться не более одного такого домена. Кроме того, локальный перегрев всегда сопровождается характерным гистерезисом на ВАХ. Таким образом, для наших микромостиков это объяснение также не подходит, так как мы наблюдали многоступенчатые ВАХ без гистерезиса.

Несколько скачков на ВАХ могут появиться в случае неоднородного распределения силы пиннинга в пленке [12], и, в принципе, неоднородность может вноситься лазерным излучением. Однако этому предположению противоречит наблюдение скачков напряжения на ВАХ узкого ( $w \approx 1$  мкм) однородного вискера (см. вставку к рис.3).

Как мы отмечали ранее, для нашего микромостика  $d, w, l \leq \lambda_{\perp}$ , и, согласно [1], динамическое резистивное состояние может определяться движением вихрей в одну или в несколько строчек [2]. Отличи-

тельной чертой такого резистивного состояния является квадратичная зависимость  $V \propto I^2$  для начального участка ВАХ, когда строчка начинает заполняться вихрями [1]. Такая зависимость наблюдается на эксперименте: с уменьшением температуры, после того как показатель в диапазоне малых токов возрос до 3, следует его уменьшение до 2 (кривая 8, рис.2). При этом на ВАХ появляются изгибы, предшествующие появлению ступеней (вставка к рис.2).

При увеличении тока становится возможным образование второй и последующих строчек вихрей. Это должно приводить к периодическим изменениям дифференциального сопротивления  $R_d$ , что ранее наблюдалось на оловянных мостиках [2]. В нашем случае, как показано на рис.3 и 4, на ВАХ наблюдается периодическое по току нарастание дифференциального сопротивления  $R_d$  на одну и ту же величину  $R_{d0} \approx 0.68$  Ом, что может быть вызвано появлением идентичных строчек вихрей, причем каждый скачок  $R_d$  соответствует образованию новой строчки.

Из рис.3 также видно, что линейные участки ВАХ экстраполируются в одно и то же значение тока  $I = I_p$ , соответствующее  $V = 0$ . При учете пиннинга уравнение вязкого течения вихрей принимает вид

$$u = \eta^{-1} \phi_0 (j - j_p), \quad (1)$$

где  $u$  – скорость вихрей,  $\eta$  – коэффициент вязкости,  $\phi_0$  – квант магнитного потока,  $j_p$  – значение плотности тока, при котором вихри начинают срывать с центров пиннинга (см., например, [12]). Если считать, что в нашем случае  $j_p \approx I_p/S$ , где  $S$  – площадь сечения мостика, то, поскольку  $V \propto u$ , условие (1) означает, что  $V \propto (I - I_p)$ , что соответствует линейным участкам ВАХ (рис.3). Из соотношения (1), используя, что средняя скорость вихрей в строчках  $u = V\xi/N\phi_0$  (в предположении, что расстояние между вихрями в строчке порядка  $\xi$ , падение напряжения на каждой строчке  $V/N$ ) и  $\xi(65\text{ K}) \approx 100$  Å, получаем коэффициент вязкости для BSCCO  $\eta = \phi_0^2 N (j - j_p) / V \xi = \phi_0^2 / R_{d0} \xi S = 6 \cdot 10^{-9}$  Н · с/м<sup>2</sup>. Надо отметить, что оценка  $\eta$  для монокристаллов YBCO вблизи  $T_c$ , которую можно получить из [13], где наблюдалось движение решетки вихрей в пространственно неоднородном потенциале центров пиннинга, дает на порядок большую величину,  $\eta(89\text{ K}, 1.7\text{ Тл}) = 6.3 \cdot 10^{-8}$  Н · с/м<sup>2</sup>. Для низкотемпературных сверхпроводников вязкость еще больше: например, для NbSe<sub>2</sub>  $\eta(3.2\text{ K}) = 1.4 \cdot 10^{-7}$  Н · с/м<sup>2</sup> [14]. Тем не менее, полученное нами из эксперимента значение  $\eta$  кажется вполне правдоподобным, так как оценка нормального сопротивления  $\rho_n$  из формулы Бардина–Стефана  $\eta = H_{c2} \phi_0 / \rho_n$  [15], где верхнее критичес-

кое поле  $H_{c2} = \phi_0 / 2\pi\xi^2$ , дает величину  $\rho_n(65\text{ K}) \approx 100$  мкОм · см, что очень близко к значению, полученному линейной экстраполяцией  $R(T)$  (штриховая прямая на рис.1d).

При заполнении мостика строчками их максимальное число, согласно [2], должно быть равно  $N_{\max} = 0.4l/\xi$ . При этом сопротивление мостика должно быть близко к сопротивлению в нормальном состоянии  $R_n$ . Поэтому  $N_{\max}$  можно оценить как  $R_n/R_0$ , где  $R_0$  – вклад каждой строчки в сопротивление мостика. Из рис.4 видно, что кривая  $R(N)$  близка к прямой линии, и по ее наклону находим  $R_0 \sim 0.3$  Ом. Зная длину мостика  $l \approx 1$  мкм и  $R_n \approx 10$  Ом при данной температуре, мы получаем  $\xi = 0.4l/N_{\max} = 0.4lR_0/R_n \approx 100$  Å, что согласуется с величиной  $\xi(65\text{ K})$  для BSCCO. Такое же хорошее согласие дали оценки для всех исследованных образцов.

Зная величину ступеньки сопротивления  $R_0$ , можно было бы ожидать, что нормальное состояние будет достигнуто в результате примерно 40 скачков сопротивления. Однако, как показал наш эксперимент, примерно после десятой ступеньки происходит резкий рост сопротивления образца, который можно связать с немонотонной зависимостью  $\eta(u)$  [16]. Если скорость вихрей превышает характерное значение  $u^*$ , вязкость начинает уменьшаться и происходит срыв на ВАХ. Оценивая  $u^* = V^*\xi/N\phi_0$  ( $N = 9$ , рис.3), где  $V^*$  соответствует напряжению срыва, получаем  $u^* \approx 5 \cdot 10^5$  см/с, что соответствует значению  $u^*$  в пленках BSCCO [17].

Таким образом, вся совокупность данных указывает на то, что возникновение регулярных ступенек на ВАХ микромостиков BSCCO шириной  $w \leq \lambda$  можно объяснить последовательным образованием единичных строчек вихрей под действием тока. Надо отметить, что периодическое нарастание  $R_d$  на величину  $R_{d0}$ , соответствующую образованию одной строчки, ранее не наблюдалось. Изучение многоступенчатых ВАХ микромостиков ВТСП открывает новые возможности исследования движения вихрей в строчках и их взаимодействия.

В заключение сделаем еще два замечания. Как видно из рис.3, ВАХ длинного вискера (30 мкм) имеет такую же ступенчатую структуру, как и ВАХ коротких мостиков такой же ширины. Это значит, что для формирования строчек вихрей не обязательно, чтобы мостик был коротким (см. [1]): принципиально, чтобы ширина мостика была  $\sim \lambda_{\perp}$ . Кроме того, можно сделать вывод, что имеется дальнейшее взаимодействие между строчками вихрей: первая строчка подавляет рождение других, и только при увеличе-

нии тока на определенную величину возможно появление второй, затем третьей и т.д.

Зарождение строчек трехмерных вихрей в квази-двумерных ВТСП, как видно из рис.2, может приводить к отклонению ВАХ от степенного закона, характерного для перехода типа Березинского-Костерлица-Таулесса, который наблюдается в монокристаллах ВССО [9], в том числе в вискерах [10]. Возможно, с зарождением трехмерных строчек связаны волны на ВАХ, практически всегда наблюдающиеся в слоистых ВТСП (см., например, [18]).

Авторы благодарны А.М.Никитиной за синтез образцов, В.Н.Тимофееву за исследование мостиковых структур в электронном микроскопе, С.Н.Артеменко, В.Н.Губанкову – за обсуждение результатов.

Работа выполнена в рамках Федеральной программы “Актуальные проблемы физики конденсированного состояния”, подпрограмма “Сверхпроводимость”, проект # 98049 и при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований проект # 00-02-22000 НЦНИ и проект # 99-02-17387.

1. К. К. Лихарев, ЖЭТФ **61**, 1700 (1971).
2. В. Н. Губанков, В. П. Кошелец, К. К. Лихарев, Г.А. Овсянников, Письма в ЖЭТФ **18**, 292 (1973).
3. Ю. М. Иванченко, П. Н. Михеенко, В. Ф. Хирный, ЖЭТФ **80**, 171 (1981).
4. R. N. Sheftal, S. G. Zybtev, and Sn. M. Babadjanian,

*Progress in High Temperature Superconductivity*, World Scientific, Singapore, **32**, 236 (1991).

5. Z. L. Xiao, E. Y. Andrei, and P. Ziemann, Phys. Rev. **B58**, 11185 (1998).
6. J. D. Meyer and G. V. Minnigerode, Phys. Lett. **38A**, 529 (1972).
7. Yu. I. Latyshev, I. G. Gorlova, A. M. Nikitina et al., Physica **C216**, 471 (1993).
8. I. G. Gorlova and V. N. Timofeev, Physica **C255**, 131 (1995).
9. С. Н. Артеменко, И. Г. Горлова, Ю. И. Латышев, Письма в ЖЭТФ **49**, 566 (1989).
10. И. Г. Горлова, С. Г. Зыбцев, А. М. Никитина и др., Письма в ЖЭТФ **68**, 205 (1998).
11. Р. Б. Акорян, С. Г. Геворгян, Письма в ЖЭТФ **52**, 1255 (1990).
12. Л. Г. Асламазов, С. В. Лемпицкий, ЖЭТФ **84**, 2216 (1983).
13. J. M. Harris, N. P. Ong, R. Garnon et al., Phys. Rev. Lett. **74**, 3684 (1995).
14. Y. Matsuda, N. P. Ong, Y. F. Yan et al., Phys. Rev. **B49**, 4380 (1994).
15. J. Bardeen and M. J. Stephen, Phys. Rev. **140**, 1197 (1965).
16. А. И. Ларкин, Ю. Н. Овчинников, ЖЭТФ **68**, 1915 (1975).
17. Z. L. Xiao, P. Voss-de Haan, G. Jakob, and H. Adrian Phys. Rev. **B57**, 736 (1998).
18. L. Miu, P. Wagner, U. Frey et al., Phys. Rev. **B52**, 4553 (1995).