

ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ РЕЗИСТИВНОГО СОСТОЯНИЯ В КРИСТАЛЛЕ $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_y$

В.Н.Заварицкий¹⁾

Институт физических проблем им. П.Л.Капицы РАН
117334 Москва, Россия

Институт общей физики РАН
117942 Москва, Россия

Поступила в редакцию 28 октября 1998 г.

После переработки 23 сентября 1999 г.

Исследовано влияние магнитного поля $H \perp (ab)$ на поперечные вольт-амперные характеристики (ВАХ) смешанного состояния монокристалла слоистого сверхпроводника $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_y$ (BSCCO) и установлено, что в широкой области температур и полей выше линии необратимости начальная часть ВАХ описывается законом $V \propto I^\gamma$ с $\gamma \simeq 1$, который при дальнейшем росте тока сменяется участком, где $V \propto \exp(I)$. Установлено, что неоднозначные многоветвевые характеристики, интерпретируемые как проявления внутреннего эффекта Джозефсона, не претерпевают заметных изменений при переходе кристалла в состояние с ненулевым линейным сопротивлением. Определен характер зависимости характеристического тока переключения на первую резистивную ветвь, $I_J(H, T)$.

PACS: 74.25.Fy, 74.50.+r, 74.60.Ge, 74.72.Hs

Слоистая структура вещества проявляется во многих макроскопических свойствах ВТСП, в частности, в характеристиках смешанного состояния, являющихся предметом интенсивного изучения [1]. Тем не менее, физическая картина далека от завершенности, в частности, из-за недостатка систематических исследований. Так, выводы об особенностях динамики вихрей в различных областях $H-T$ -диаграммы в значительной степени основываются на результатах измерения сопротивления, в то же время, известно лишь считанное число исследований вольт-амперных характеристик (ВАХ) кристаллов ВТСП [2–5], которые либо ставили задачу исследования "внутреннего" эффекта Джозефсона (ВЭД) и использовали загроможденную чувствительность аппаратуры, либо же интересовались критическим током, который определяли по моменту появления измеримого напряжения, игнорируя проблемы асимметрии ВАХ, не говоря о гистерезисных явлениях, которые в лучшем случае лишь упоминались. Более того, в ряде работ утверждался нелинейный характер поперечных ВАХ кристаллов $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_y$ (BSCCO) как в нормальном, так и в смешанном состоянии [4, 5]; этот результат требовал переосмысления всего массива резистивных измерений, подразумевающих линейность отклика системы.

В настоящей работе поперечные ВАХ кристалла BSCCO использованы для изучения влияния внешнего поля $H \perp (ab)$ на характер разрушения бездиссипативного состояния слоистого сверхпроводника. Эксперименты проведены на уровне чувствительности, превосходящем использованный в [2, 4, 5] более чем на четыре порядка. Получены экспериментальные свидетельства в пользу омичности системы в широком диапазоне полей и температур выше линии необратимости и установлено, что нелинейности ВАХ развиваются при больших напряженностях электрического поля.

¹⁾ e-mail: vlad@kapitza.ras.ru

Показано, что сложная форма однозначной части ВАХ удовлетворительно описывается моделью крипа потока, модифицированной на случай низких барьеров. Определен характер зависимости характеристического тока переключения на первую резистивную ветвь, $I_J(H, T)$, и обнаружено, что неоднозначные многоветвевые характеристики в режиме ВЭД не претерпевают заметных изменений при переходе кристалла в состояние с ненулевым линейным сопротивлением.

Основные результаты получены на кристалле BSCCO с размерами в базисной плоскости $\approx 350 \times 215$ мкм и толщиной ≈ 1.5 мкм. Критическая температура, $T_{c0} \approx 91.2 \pm 0.2$ К, определялась на уровне $R = 10^{-4} R(95 \text{ К})$ по температурной зависимости поперечного сопротивления $R(T)$, которая измерялась в лабораторном поле с помощью моста переменного тока ($5 \div 10$ мкА) на частоте 25–77 Гц. Для контроля макроскопической однородности состава образца и отсутствия в нем блоков, использовалась ранее апробированная методика [6]. Измерения проводились по четырехконтактной схеме; способы приготовления низкоомных электрических контактов и фиксации кристалла описаны ранее [7].

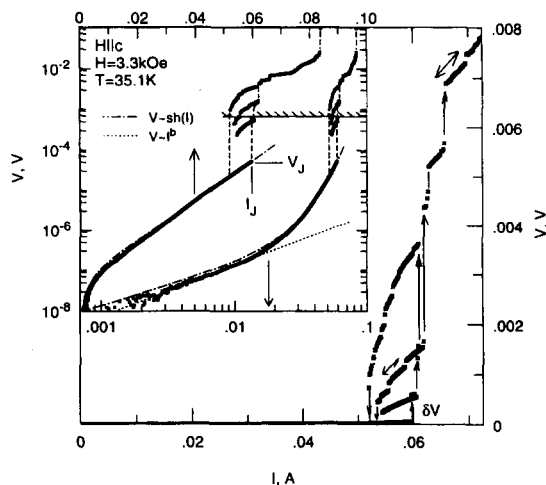


Рис.1. Типичная поперечная ВАХ кристалла BSCCO; обоюдоострыми стрелками на основной панели показаны однозначные участки ВАХ, стрелками – перескоки между резистивными ветвями. Представлены результаты измерений при $H \approx 3.3$ кЭ и $T \approx 35.1$ К. Врезка: те же данные представлены в двойном и полудогарифмическом масштабах, стрелки при кривых указывают на соответствующую ось абсцисс; линия с косой штриховкой – уровень чувствительности, характерный для ВЭД-экспериментов [2, 5]; пунктир – аппроксимация степенным законом, $V \sim I^\gamma$, штрих-пунктир – соотношением $V \propto \exp(U_0/T) \text{sh}(U_0 j / T j_0)$

Квазистационарные вольт-амперные характеристики ВАХ измерялись в режиме источника постоянного тока, уровень шумов схемы не превышал 2 нВ в поле 15 Тл; опыты проводились в короткозамкнутом соленоиде при постоянной (± 5 мК) температуре. Для контроля воспроизводимости характеристики и "отслеживания" квазичастичных ветвей использовался многопроходный метод, так что каждая ВАХ промерялась, как минимум, трижды. При измерении начального участка характеристики ток через образец увеличивался от нуля с постоянным в логарифмической шкале шагом (10–100 точек на декаду); начальный инкремент составлял 10^{-9} А. Для определения местоположения скачка на первую резистивную ветвь установившееся падение напряжения на образце сравнивалось с величиной, измеренной на предыдущем шаге, и регистрировался ток, I_J , соответствующий измерению, предшествующему достижению величины этой разности порогового значения $0.2\delta V$, где δV – характерная величина первого скачка (см. рис.1). Величина I_J уточнялась в ходе измерений при многократном прохождении резистивных ветвей, шаг развертки тока при этом фиксировался на уровне 0.1–0.2 последнего инкремента, использованного на первом этапе. Измерения производились в диапазоне 20–100 К, температура образца

измерялась калиброванным термометром CGR-2000, расположенным в экспериментальной ячейке; тепловой контакт обеспечивался теплообменным газом; для активной схемы контроля температуры [6] использовались дополнительные термодатчики, резистивный и емкостной, размещенные вблизи ячейки. Ориентация образца относительно внешнего поля воспроизводимо настраивалась непосредственно в ходе опыта по максимуму угловой зависимости сопротивления в смешанном состоянии кристалла. В ряде опытов проводились одновременные измерения характеристик образца большей площади ($\approx 315 \times 810$ мкм), угол разориентации которого не превышал 5° ; дополнительный контроль отсутствия перегревных эффектов осуществлялся посредством сравнения ВАХ основного кристалла с этими характеристиками.

Установлено, что во всем исследованном диапазоне полей и температур поперечная ВАХ кристалла BSCCO симметрична относительно смены знака тока и демонстрирует качественное сходство с типичными характеристиками ВЭД [2, 5]. Как видно из основной панели рис.1, по превышении током величины I_J формируется сложная характеристика, однозначная в пределах каждой резистивной ветви и гистерезисная в области переходов между ветвями²⁾.

В отличие от [2, 5], отождествлявших начальный участок ВАХ слоистого ВТСП с бездиссипативным джозефсоновским сверхтоком, I_J , нами обнаружено, что в широкой области полей и температур неоднозначные многоветвевые ВАХ развиваются на фоне однозначной резистивной "подставки", по-видимому обусловленной динамикой вихревой системы. Как видно из врезки к рис.1 и из рис.2а, начальные участки характеристики допускают аппроксимацию степенным законом $V \propto I^\gamma$ с показателем $\gamma \simeq 1$.

Подобный характер ВАХ системы джозефсоновских переходов может быть обязан последовательному включению дополнительного нормального сопротивления, например, при подавлении сверхпроводимости приповерхностных слоев кристалла из-за нарушения кислородной стехиометрии или вследствие диффузии проводящего композита в процессе вжигания контактов [5]. Однако совпадение как (i) абсолютных величин сопротивления, определенного из начальных участков ВАХ в области линейного отклика ($\gamma \simeq 1$) и измеренного на малом токе, так и (ii) характера его полевых и температурных зависимостей, более чем четыре декады изменения которых удовлетворительно описываются соотношением [7] $R(H, T) \propto H^\beta(T) \exp(-U/T)$, а также (iii) 20–30 %-ное согласие между оценками удельного поперечного сопротивления для наших образцов, $\rho_c(100 \text{ K}) \approx 10 - 20 \text{ Ом}\cdot\text{см}$, и справочными данными [8], указывают на то, что вклад от упомянутых паразитных эффектов не носит определяющего характера, а напротив, резистивная "подставка" отражает физические свойства исследуемого объекта.

С ростом тока степенной закон сменяется участком опережающего роста напряжения, где кривая следует эмпирической зависимости $V = A \exp(I/I_0)$, очевидной при полулогарифмическом представлении данных, также приведенном на врезке к рис.1 (верхняя кривая и шкала). Анализ всего массива характеристик, исследованных в настоящей работе, установил тождественное сходство характеров температурных и полевых зависимостей $A(H, T)$ и $R(H, T)$, что свидетельствует в пользу

²⁾ Обсуждение эволюции резистивных ветвей выходит за рамки настоящей работы, однако уместно отметить, что по мере роста напряжения наблюдается дополнительное расщепление на подветви, отчетливо видимое на второй ветке рис.1; при этом, характеристика сохраняет обратимость по отношению к смене знака развертки тока в пределах ветви и демонстрирует гистерезис при переключении между соседними подветвями.

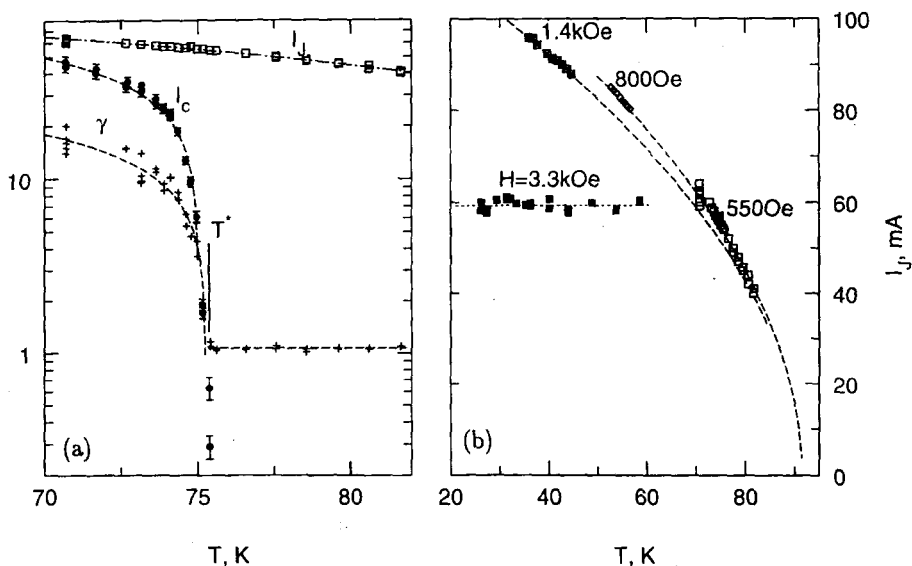


Рис.2. а) Температурные зависимости параметров ВАХ вблизи линии необратимости для $H = 0.55$ кЭ; γ , I_c и I_J показаны крестиками, зачерненными кружочками и открытыми квадратами соответственно. Аппроксимации данных зависимостями $\gamma, I_c \propto (T^* - T)^{0.5}$ и $I_J \propto (100 - T)$ показаны штриховой линией и штрих-пунктиром; стрелкой - положение линии необратимости, T^* . б) Температурные зависимости $I_J(T)$, определенные для набора полей, величины которых указаны при кривых; штриховые кривые - подгонка данных зависимостями $I_J \propto \sqrt{T_c - T}$

единого физического механизма, ответственного за столь различные участки ВАХ. Этот результат является прямым экспериментальным свидетельством в пользу адекватности модели термоактивированного крипа потока, модифицированной на случай низких барьеров и высоких температур [9], предсказывающей следующую зависимость скорости вихря, f , от плотности тока, j : $f \sim \exp(-U_0/T) \text{sh}(U_0 j / T j_c)$, которая удовлетворительно аппроксимирует всю однозначную часть характеристики (см. штрих-пунктир на врезке к рис.1).

Типичный характер изменения параметров поперечных ВАХ при пересечении "линии необратимости", $H^*(T^*)$, проиллюстрирован рис.2а, на котором приведены результаты обработки серии характеристик, измеренных для ряда температур в условиях фиксированного внешнего поля. Как видно, показатель γ , оставаясь практически постоянным при высоких температурах, демонстрирует резкий рост при понижении температуры ниже T^* , который естественно связать с переходом вихревой системы из жидкой фазы (с квазиомическим откликом) в упорядоченную (с исчезающим сверхтоком). Этот вывод подкрепляется характером зависимости критического тока³⁾, I_c , обращающегося в нуль при той же температуре. Отметим, что помимо представленных данных, этот переход, вероятно, также проявляется в систематическом отклонении зависимостей $A(T)$ от простого термоактивационного закона, обнаруженном вблизи T^* .

³⁾ Транспортный критический ток, I_c , определялся двояким образом: как ток, приводящий к возрастанию на 5-10 нВ установившегося падения напряжения между контактами и как результат экстраполяции степенным законом начального участка ВАХ при $U < 1$ мкВ.

Сопоставление характеров зависимостей на рис.2а указывает на различие механизмов, ответственных за γ , I_c и I_J ; начальные участки ВАХ и соответствующие параметры, γ и I_c , очевидно, определяются характером депиннинга вихревой системы и демонстрируют сильное изменение с температурой вблизи T^* , удовлетворительно аппроксимируемое зависимостью вида $\gamma, I_c \propto (T^* - T)^\delta$ с показателем $\delta \simeq 0.5 \pm 0.07$. В то же время, ни I_J , ни система резистивных ветвей не претерпевают заметных изменений при переходе вихревой системы в жидкое состояние, что (в рамках модели ВЭД [2]) свидетельствует о неисчезающей фазовой корреляции между соседними плоскостями в кристалле. Тем самым этот результат можно трактовать как экспериментальное подтверждение модели [10], где показана возможность существования неисчезающего джозефсоновского тока в условиях нарушения макроскопической фазовой когерентности в системе джозефсоновских переходов. В рамках этой модели однозначная часть характеристики обусловлена эффектами проскальзывания фазы, в то время как резистивные ветви обязаны туннелированию квазичастиц, осложненному эффектами захвата потока длинным переходом, которые, вероятно, ответственны за тонкую структуру индивидуальной ветви. В пользу последнего свидетельствует существенное упрощение картины, наблюдаемое при возрастании поля (температуры).

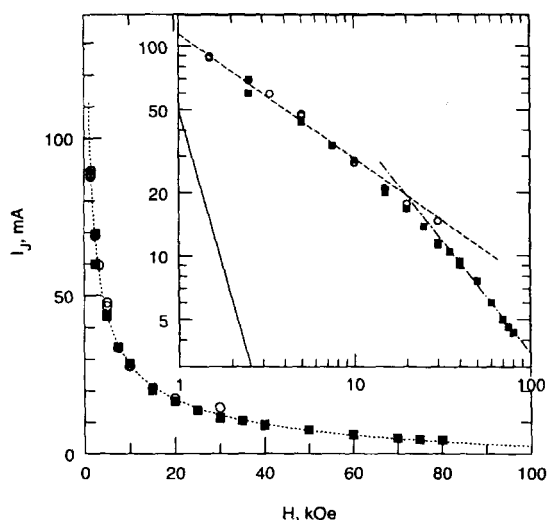


Рис.3. Полевая зависимость "джозефсоновского" тока I_J ; представлены данные для 21 и 36 К – зачерненные и открытые символы соответственно. На врезке – те же данные перестроены в двойном логарифмическом масштабе и представлены аппроксимации теоретической зависимости, $I_J \propto H^{-\alpha}$, для двух значений α , 0.6 и 1.1. Сплошная линия – аппроксимация зависимости $I_c(H) \propto H^{-3}$

Как видно из рис.2b, в области слабых полей (550–1400 Э) наблюдается качественное сходство в характере температурной зависимости характеристического тока I_J . Ограниченность температурного диапазона эксперимента оставляет произвол в выборе между аппроксимацией простейшей зависимостью $\propto (T_0 - T)$, $T_0 \simeq 100 - 110$ К, показанной штрих-пунктиром на рис.2а и более сложной, например, $I_J \sim (T_c - T)^{1/2}$, которая также удовлетворительно описывает результаты этих измерений, как видно из рис.2b. С ростом поля характер зависимости $I_J(T)$ существенно изменяется, как следует из результатов для $H = 3.3$ кЭ, представленных на рис.2b, и из количественного совпадения полевых зависимостей $I_J(H)$, измеренных при различных температурах и приведенных на рис.3. Это может быть связано с особенностями $H - T$ -диаграммы вихревой системы в BSCCO, содержащей множество фаз, отлича-

ющихся характером разупорядочения. Тогда температурно-зависящие характеристики естественно приписать вихревому кристаллу, а резкое ослабление зависимости – переходу в область "перепутанной тверди" (entangled vortex phase A/B) [1].

Обнаружена сильная зависимость характеристического тока I_J от магнитного поля; как видно из врезки к рис.3, она допускает аппроксимацию степенным законом $I_J \propto H^{-\alpha}$, $\alpha \simeq 0.6$, в ограниченной сверху области полей, за пределами которой наблюдаются сильные отклонения, возможно, указывающие на переход к более сильному закону. При обсуждении этого результата следует учесть, что характерные размеры кристалла, $d \gg \lambda_c$, где $\lambda_c \approx 7000 \text{ \AA}$ – с-компонента лондоновской глубины проникновения. Перпендикулярное поле, подавляя джозефсоновскую связь между слоями, увеличивает λ_c вследствие нарушения упорядоченности точечных вихрей в соседних плоскостях так, что при достаточно больших полях можно ожидать, что последняя сравняется с размерами образца и произойдет переход к режиму однородного распределения тока. Предполагая, что I_J характеризует переход системы джозефсоновских переходов в режим квазичастичного туннелирования, данные рис.3 допускают объяснение в рамках упомянутой модели [10], которая предсказывает аналогичную зависимость с показателями α , равными 1 и 1/2 для случаев $d \leq \lambda_c$ и $d \gg \lambda_c$, соответственно. Как видно из врезки к рис.3, экспериментальные данные могут быть аппроксимированы этими законами. Удовлетворительное согласие оценки характерного поля ($\lambda_c = d$) для исследованного кристалла, 30–40 кЭ [10], и величины $H \simeq 15 - 20$ кЭ, при которой наблюдается смена характера зависимости на врезке к рис.3, дополнительно свидетельствуют в пользу этого сценария [10].

Таким образом, в настоящей работе изучены динамические характеристики вихревого ансамбля в условиях подавления джозефсоновской связи между слоями в кристалле BSCCO внешним магнитным полем, $H \perp (ab)$. Определены вероятные механизмы, ответственные за различные участки поперечных ВАХ, и получены прямые экспериментальные свидетельства в пользу сохранения эффективной величины межслойного джозефсоновского взаимодействия при переходе вихревой системы в жидкую фазу.

Настоящая работа выполнена в рамках проектов, поддержанных EPSRC, РФФИ и Советом по сверхпроводимости. Автор особенно признателен А. Кошелеву, Л. Булаевскому и Д. Гешкенбейну за полезные обсуждения.

-
1. G.Blatter, M.V.Feigel'man, V.B.Geshkenbein et al., Rev. Mod. Phys. **66**(4), 1125 (1994).
 2. R.Kleiner, F.Steinmeyer, G.Kunkel et al., Physica **C185-189**, 2617 (1991).
 3. J.H.Cho, M.P.Maley, S.Flesher et al., Phys. Rev. **B50**, 6493 (1994); N.Morozov, M.P.Maley, L.N.Bulaevskii, and J.Sarrao, Phys. Rev. **B57**, R8146 (1998).
 4. S.Luo, G.Yang, and C.E.Gough, Phys. Rev. **B51**, 66551 (1995).
 5. A.Yurgens, D.Winkler, N.V.Zavaritsky et al., Phys. Rev. Lett. **79**, 5122 (1997).
 6. V.N.Zavaritsky and W.Y.Liang, JLTTP **105**, 1273 (1996).
 7. В.Н.Заварицкий, Письма в ЖЭТФ **65**, 629 (1997); **65**, 420 (1998).
 8. S.L.Cooper and K.E.Gray, Physical Properties of High Temperature Superconductors, IV, Ed. D.M.Ginsberg (World Scientific, Singapore, 1994), p. 61.
 9. А.П.Малоземов, Физические свойства высокотемпературных сверхпроводников, под ред. Д.М.Гинзберга, М.: Мир, 1990, с. 69.
 10. А.Е.Koshelev, Phys. Rev. Lett. **77**, 3901 (1996); А.Е.Koshelev, L.N.Bulaevskii, and M.P.Maley, Phys. Rev. Lett. **81**, 902 (1998); А.Е.Кошелев, частное сообщение.