

ОСОБЕННОСТИ ДЕПИННИНГА ВИХРЕЙ В СЛОИСТОМ СВЕРХПРОВОДНИКЕ

B.H.Заваричкий¹⁾

Институт физических проблем им.Капицы РАН
117334 Москва, Россия

IRC in Superconductivity, University of Cambridge,
Cambridge CB3 0HE, England

Институт общей физики РАН
117942 Москва, Россия

Поступила в редакцию 19 марта 1997г.

Из результатов исследования поперечного сопротивления и вольт-амперных характеристик в смешанном состоянии монокристалла $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ (BSCCO-2212) самосогласованно оценено поле возникновения диссипации $H^*(T)$. Установлено, что H^* близко к H_c1 в интервале $T_c/2 \leq T \leq T_c$. Резкий рост $H^*(T)$ при понижении температуры ниже $\approx 40\text{ K}$, сопровождающийся трансформацией вольт-амперных характеристик, свидетельствует о формировании неисчезающей области устойчивости упорядоченного состояния вихревой системы, возможно, вследствие изменения эффективной размерности флюксоида.

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

Свойствам вихревой системы в слоистых высокотемпературных сверхпроводниках посвящено значительное число теоретических работ [1], требующих экспериментальной проверки. Особый интерес представляет предсказание изменения термодинамического характера плавления регулярной вихревой решетки, от фазового перехода первого рода в пределе слабого беспорядка к различными типами переходов вихревое стекло – вихревая жидкость при росте разупорядочения [1]. Проверке этих предсказаний посвящено значительное число работ, в большинстве своем выполненных на кристаллах BSCCO-2212 [2-6]. Использование совершенных монокристаллов для исследования эффектов влияния слабого беспорядка мотивировано малостью длины когерентности, приводящей к уменьшению до атомного масштаба дефектов, влияющих на свойства вихревой системы. В большинстве исследований [2-6]²⁾, фазовое превращение в вихревой системе идентифицировалось с экспериментально измеряемой величиной, так называемым "полем (линей) необратимости", $H_{irr}(T)$, в координатах поле – температура разграничающим диссипативное состояние от области существования незатухающих токов. Хотя большинство работ, проведенных для системы BSCCO-2212, декларирует хорошее согласие результатов с существующими моделями, однако сопоставление результатов, полученных различными методами, демонстрирует как количественные расхождения (доходящие до нескольких порядков), так и различный характер зависимости $H_{irr}(T)$. Учитывая, что исчезающая малость критического тока нередко ассоциируется с обнаружительной способностью экспериментального метода, упомянутые расхождения, предположительно, можно связать с различиями в чувствительности применяемых методик, однако, насколько нам известно, задача учета

¹⁾e-mail: vlad@kapitza.ras.ru

²⁾Отметим, что ссылки [2-6] не претендуют на исчерпывающую полноту: по этой теме опубликовано более 100 работ, в то время как интерпретация результатов немногих известных исключений априорно требует справедливости достаточно неочевидных предположений [7].

влияния критерия на величину и характер зависимости $H_{irr}(T)$ до сих пор даже не ставилась, хотя в некоторых случаях, например в [4], вышеупомянутые расхождения привлекались для подтверждения применимости элегантных теоретических построений.

В настоящей работе динамические характеристики вихревой системы в смешанном состоянии монокристалла $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ (BSCCO-2212) исследованы резистивным методом; для реализации режима слабого измерительного тока использован поперечный транспорт носителей заряда. Дополнительным аргументом явилась чувствительность поперечного транспорта к межслойному взаимодействию, определяющему свойства системы [8]. Изучено влияние резистивного критерия R^* , используемого для определения H_{irr} , на величину и характер зависимости $H^*(T)$, извлеченной из экспериментальных данных, и апробировано интерполяционное построение $H^*(T)$ -зависимости для уровня R_{th} , соответствующего началу отклонения от линейности ВАХ кристалла.

Исследованные кристаллы BSCCO-2212 имели³⁾ $T_{c0} \approx (86.3; 89; 92.3; 92.9)\text{K}$, высокая критическая температура обязана частичному замещению примесью иттрия позиций кальция в решетке [9]. Образцы были отобраны по признаку макроскопической однородности состава и отсутствия блоков [10]⁴⁾; низкоомные электрические контакты приготавлялись вжиганием проводящего композита в обе плоскости (ab) [11]. Температурные зависимости поперечного сопротивления измерялись с помощью моста переменного тока ($10 \div 100\text{ мА}$) на частоте $10 \div 77\text{ Гц}$; скорость изменения температуры выбиралась так, чтобы максимальная разность температур измерительного термометра и образца не превышала 10 мК . Квазистационарные вольт-амперные характеристики (ВАХ) измерялись на постоянном токе, уровень шумов схемы не превышал 2 нВ в поле 15 Тл ; эти опыты проводились в короткозамкнутом соленоиде при постоянной ($\pm 5\text{ мК}$) температуре. Измерения проводились в ранее описанных сверхпроводящих криомагнитных системах с активной схемой контроля температуры [11, 12]; ориентация $H \perp (ab)$ настраивалась непосредственно в ходе опыта по максимуму угловой зависимости сопротивления в смешанном состоянии кристалла.

Типичные температурные зависимости межслойного сопротивления монокристалла BSCCO-2212 представлены на рис.1 a в координатах $R = 1/T$, наглядно иллюстрирующих характер изменения сопротивления при установлении резистивного состояния в образце. Учитывая, что поле необратимости определяется по уменьшению сопротивления ниже определенной величины, R^* , обусловленной разрешающей способностью конкретного эксперимента, и принимая во внимание плавный характер уширения перехода в магнитном поле, определяющее влияние критерия R^* на величину H_{irr} , очевидно. Это проиллюстрировано рис.1 b , где представлены величины H^* , определенные из данных рис.1 a для ряда значений R^* ; при построении зависимости $H^*(T)$ данному внешнему полю ставилась в соответствие температура, при которой сопротивление уменьшалось до величины R^* . Как видно из рисунка, в то время как величина H^* сильно зависит от R^* , изменение характера температурных

³⁾ T_{c0} определялась на уровне $R = 10^{-4}R_{max}$ по результатам $R(T)$ -измерений в лабораторном поле. Основные выводы настоящей работы основываются на результатах подробных исследований кристалла с $T_{c0} \approx 92.9\text{ K}$, которые хорошо согласуются с данными, полученными в контрольных опытах на остальных образцах.

⁴⁾Разброс критических температур на любой паре контактов к образцу не превышал ширины перехода, составлявшей $0.6 \div 1.8\text{ K}$ по критерию $(0.9 - 10^{-4})R_{max}$; отсутствие расщепления и тонкой структуры минимумов угловых зависимостей $R(\phi)$ в резистивном состоянии при 80 кЭ , дает оценку сверху угла разориентации блоков: $< 0.015^\circ$.

зависимостей $H^*(T)$ не столь значительно. Учитывая это обстоятельство, для оценки физически осмысленной величины $H_{irr}(T)$ предпринята попытка построения $H^*(T)$ -зависимости для произвольно малого уровня R^* экстраполяцией экспериментальных данных рис.1б в предположении неизменности характера изменения динамических характеристик системы при $R \rightarrow 0$. Конкретно, постулирована неизменность характера⁵⁾ зависимости, $R^* \sim H^\gamma$, определенной для $T = \text{const}$ из данных рис.1б; значения показателя γ даны на врезке к рис.1б. Наконец, предположена возможность экстраполяции этой аппроксимации на области температур, лишь частично промеренные экспериментально, а именно, на два ограниченных интервала: один – в непосредственной близости к T_{c0} , а другой – при низких температурах. В рамках этих предположений построение $H^*(T)$ -зависимости для произвольно малого уровня R^* тривиально, однако, поскольку фазовый переход в вихревой системе априори предполагает развитие сильных нелинейностей в динамических характеристиках системы [1], требовались дополнительные исследования для уточнения границ применимости использованных предположений.

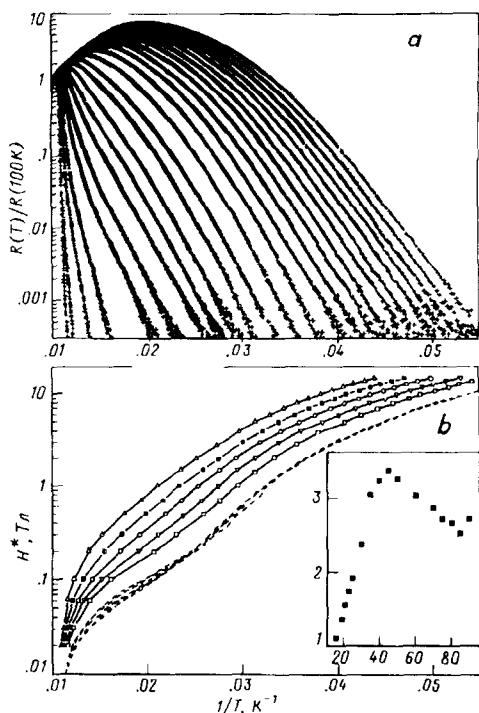


Рис.1. а). Типичные температурные зависимости приведенного поперечного сопротивления BSCCO-2212 в постоянном внешнем поле, перпендикулярном плоскости (ab) кристалла. Представлены результаты для $H = 0.02; 0.03; 0.06; 0.1; 0.2; 0.3; 0.5; 0.7; 1.0; 1.4; 2.0; 3.0; 4.0; 5.0; 6.0; 7.0; 8.0; 9.0; 10.0; 11.0; 12.0; 13.0; 14.0$ и 15.0 Тл (слева направо). б). Значения H^* , определенные по данным а для следующих уровней $R^*/R(100\text{K}) = 3 \cdot 10^{-2}; 1 \cdot 10^{-2}; 3 \cdot 10^{-3}; 1 \cdot 10^{-3}$ и $3 \cdot 10^{-4}$. Штриховая кривая: экстраполяция экспериментальных зависимостей $H^*(T)$ на уровень R_{th} . Врезка: температурный ход показателя γ аппроксимации изменения $H^*(R^*)$ соотношением $R^* \sim H^\gamma(T)$

Учитывая чувствительность ВАХ к динамическим свойствам вихревой системы [1], измерены поперечные $V(I)$ -зависимости в диапазоне температур $27 - 100\text{ K}$ для нескольких фиксированных значений внешнего магнитного поля. Особое внимание удалено области $50 < T < 75\text{ K}$, в которой влияние R^* на $H^*(T)$ наиболее сильно выражено (см. рис.1б). Установлено, что поперечные $V(I)$ -характеристики кристалла BSCCO-2212 в смешанном состоянии имеют весьма сложный характер, проиллюстрированный кривыми на рис.2.

⁵⁾Иначе говоря, постулируется неизменность активационного характера уменьшения сопротивления с температурой: как видно из рис.1а, резистивные "хвосты" для $R(T)/R(100\text{K}) \leq 3 \cdot 10^{-2}$, удовлетворительно аппроксимируются этим законом во всем исследованном диапазоне полей.

Как видно из приведенных данных, заметные нелинейности наблюдаются в области больших токов. Как правило, они сопровождаются многозначным, гистерезисным характером поведения ВАХ; кроме того, нередко наблюдается асимметрия характеристики по отношению к направлению тока, как видно из данных для $T \approx 55.1$ К на рис.2. Нелинейности и, в особенности, неоднозначность характеристики, очевидно, связаны с джозефсоновским характером межслойного взаимодействия, хотя нельзя полностью исключить и паразитного влияния перегревных эффектов. Более детальное обсуждение этого вопроса выходит за рамки настоящей работы.

Отметим, что в большинстве измерений поперечных ВАХ в BSCCO-2212 главный акцент делался на характеристики внутреннего эффекта Джозефсона [13, 14], в частности, на величину сверхпроводящей щели в спектре возбуждений и, как следствие, использовалась вольтовая чувствительность, загрубленная на несколько порядков по сравнению с нашей. Возможно, по этой причине оставалось незамеченным, что в широком диапазоне температур и полей перескоки на "квазичастичные" ветви происходят не с бездиссилативного джозефсоновского "ствола", а с существенно резистивной характеристики, в области малых напряжений близкой к омической. В то же время, нельзя не упомянуть, что наши результаты, демонстрируя явные расхождения с данными [13–15], качественно согласуются с более прецизионными измерениями [4].

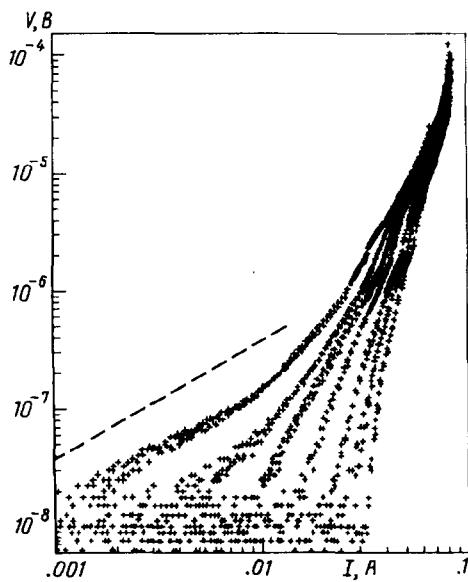


Рис.2. Эволюция с температурой поперечных ВАХ кристалла BSCCO-2212 при $T \approx 52.7$; 53.3; 54.6; 55.1; 55.6 и 56.2 К, $H = 0.08$ Тл. Штриховая кривая – зависимость $V \propto I$

В отличие от [13, 14], наибольший интерес для настоящей работы представляли именно начальные участки ВАХ кристалла. Установлено, что в широкой (зависящей от поля) области температур ниже критической они удовлетворительно аппроксимируются линейным законом, в то время как при понижении температуры ниже некоторой, зависящей от поля величины, T_{th} , отклонения от закона Ома наблюдаются начиная с самых малых напряжений, детектируемых в эксперименте. Это проиллюстрировано на рис.2, где представлены ВАХ, измеренные при нескольких температурах из узкой области, $T \approx (52 \div 56)$ К, в окрестности T_{th} ; штриховой кривой показана омическая зависимость $V(I)$. Очевидно, что развитие нелинейностей ВАХ, свидетельствуя в

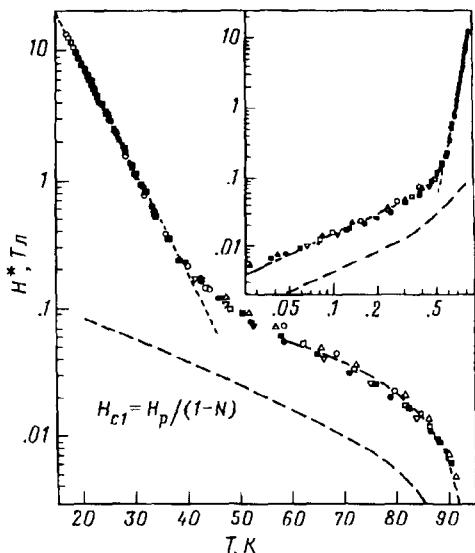


Рис.3. Характеристическое поле $H^*(T)$ построенное экстраполяцией экспериментальных точек на уровень R_{th} ; обозначения те же, что на рис.1б. Штриховые кривые – асимптотики (1) и зависимость $H_{c1}(T)$. Поле проникновения H_p определялось по отклонению диамагнитной восприимчивости от постоянной [16]; эти данные получены на двух фрагментах того же кристалла в отдельном СКВИД-магнетометрическом опыте. Близкие значения размагничивающего фактора N определены как расчетом при аппроксимации формы образца вписанным эллипсоидом, так и в прямом опыте с оловянным шаром и фольгой, по размерам близкой к образцу. На врезке: идентичные данные представлены в зависимости от приведенной температуры $1 - T/T_c$

пользу наличия неисчезающего критического тока, одновременно меняет смысл понятия сопротивления и устанавливает естественный предел применимости наших предположений.

Как видно из рис.2, смена характера ВАХ от линейного к неомическому происходит в относительно узкой области температур, ≈ 1 К. Эффект может быть охарактеризован некоторым пороговым сопротивлением R_{th} , соответствующим нижней границе омического отклика. Из рассмотрения семейств ВАХ, аналогичных представленным на рис.2, измеренных для нескольких значений внешнего поля, получены практически совпадающие по величине оценки величины R_{th} для $T_{th} \approx 35$, ≈ 47 , ≈ 55 и ≈ 76 К.

Температурная зависимость характеристического поля H^* , полученного экстраполяцией экспериментальных точек на уровень R_{th} , очевидно являющийся естественной нижней границей применимости использованной экстраполяционной процедуры, показана штриховой кривой на рис.1б. Эти же данные представлены в традиционных масштабах на рис.3, где различными символами обозначены исходные уровни R^* (обозначения идентичны рис.1б). Как видно из рис.3, построенная зависимость удовлетворительно аппроксимируется соотношениями

$$H \sim \exp(-T/T_0), \quad H \sim (1 - T/T_c)^\beta, \quad (1)$$

соответственно при низких температурах и в области близи T_c , как показано на рисунке штриховыми линиями для следующих значений параметров: $T_0 \approx 5.4$ К, $T_c \approx 93.9$ К, $\beta \approx 1$. Отметим, что точность определения критического индекса невысока, поскольку разброс точек допускает аппроксимацию с $\beta = 0.9 - 1.4$. Основанием для использования значения $\beta \approx 1$ явилась близость подгоночного параметра T_c к значению $T_{c0} \approx 92.9$ К, определенному экспериментально.

Как видно из рис.3, в широкой области $T \geq 40$ К, температурная зависимость характеристического поля близка к $H_{c1}(T)$, демонстрируя лишь количественные различия. Этот результат качественно согласуется с наблюдениями Зельдова [5] и свидетельствует в пользу представлений об исчезающей эффек-

тивности пиннинга вихрей при высоких температурах вследствие эффективного разрушения их связности под влиянием тепловых флуктуаций.

Падающий характер ВАХ, подобный наблюдаемому нами при $T < T_{th}$, принято связывать с неисчезающим критическим током. Однако учитывая, что обнаружительная способность эксперимента соответствует значительному электрическому полю в образце, $\approx (1 - 10) \cdot 10^{-6}$ В/см, нельзя исключить, что $V(I)$ -характеристика имеет S -образную форму со вторым омическим участком, лежащим за пределами нашего разрешения. В этом случае истинная фазовая граница существования незатухающего сверхтока в широкой области температур, $T > 40$ К, очевидно приближается, если не стремится асимптотически, к H_{c1} , а область существования вихревой решетки становится исчезающе узкой, бросая тень сомнения на адекватность интерпретации [5].

Резкая смена характера зависимости $H^*(T)$ при низких температурах $T < 40$ К, вероятно, обязана включению дополнительного механизма, обеспечивающего рост эффективности пиннинга и предположительно может быть связана как с изменением собственно характера пиннинга, так и со сменой эффективной размерности вихревой нити. Косвенным свидетельством в пользу последнего предположения может служить обнаруженная при $T \approx 30 - 35$ К смена характера ВАХ от типа, проиллюстрированного на рис.2, к гистерезисным квази-джозефсоновским характеристикам с отчетливо выраженной бездиссипативной (на уровне шумов) ветвью, отделенной от многочисленных "квазичастичных" ветвей щелью $\approx 10^{-5} \div 10^{-4}$ В. Такой характер ВАХ свидетельствует о развитии бездиссипативного состояния с большой степенью достоверности и не противоречит модели двумерного плавления [1], предсказывающей температуру $T_m^{2D} \approx 25$ К, близкую к полученной экспериментально. В то же время, как тип зависимости низкотемпературной ветви $H^*(T)$, так и параметры соответствующей асимптотики (1) удовлетворительно согласуются с рассчитанными [17] в предположении определяющего влияния геометрического барьера.

Настоящая работа выполнена благодаря частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, Совета по сверхпроводимости и EPSRC. Автор считает своим приятным долгом выразить признательность А.И.Ларкину, Н.В.Заварицкому, Д.Гешкенбейну, М.Инденбому, И.Зельдову и Дж.Блаттеру за полезные обсуждения; В.В.Христюку – за технические консультации и помочь в изготовлении ответственных деталей прибора, коллективам ИФП и IRC – за поддержку и предоставленные условия для работы.

-
1. G.Blatter, M.V.Feigel'man, V.B.Geshkenbein et al., Rev. Mod. Phys. **66**(4), 1125 (1994).
 2. C.Duran, J.Yazyi, F.de la Cruz et al., Phys. Rev. B **44**, 7737 (1991).
 3. A.Shilling, R.Jin, J.D.Guo, and H.R.Ott, Physica C **235-240**, 2741 (1994).
 4. J.H.Cho, L.N.Bulaevskii, M.P.Maley et al., Phys. Rev. B **50**, 6493 (1994).
 5. E.Zeldov, D.Majer, M.Konczykowski et al., Nature **375**, 373 (1995).
 6. C.D.Dewhurst, D.A.Cardwell, A.M.Campbell et al., Phys. Rev. B **53**, 14594 (1996).
 7. S.L.Lee, P.Zimmerman, H.Keller et al., Phys. Rev. Lett. **71**, 3862 (1993).
 8. S.L.Cooper and K.E.Gray, *Physical properties of HTSC IV*, Ed. D.M.Ginsberg, W.Sci.1994.
 9. Н.В.Заварицкий, В.Н.Заварицкий, А.П.Макензи и др., Письма в ЖЭТФ **60**, 188 (1994).
 10. V.N.Zavaritsky, and W.Y.Liang, JLTP **105**, 1273 (1996).
 11. Б.Н.Заварицкий, Письма в ЖЭТФ **63**, 123 (1996).
 12. V.N.Zavaritsky, Physica Scripta **T66**, 230 (1996).
 13. R.Kleiner and P.Müller, Phys. Rev. B **49**, 1327 (1994).
 14. A.A.Yurgens, D.Winkler, N.V.Zavaritsky et al., Phys. Rev. B **53**, R8887 (1996).
 15. T.Yasuda, M.Tonouchi, and S.Takano, Czech. J. of Phys. **46**, Suppl. S3, 1265 (1996).
 16. Н.В.Заварицкий, В.Н.Заварицкий, Письма в ЖЭТФ **53**, 212 (1991).
 17. L.Burlachkov, V.Geshkenbein, A.Koshelev et al., Phys. Rev. B **50**, 16770 (1994).