

ПИК-ЭФФЕКТ И КРИП ПОТОКА В МОНОКРИСТАЛЛАХ ПРИ ПРОТЕКАНИИ ТОКА ПОПЕРЕК СЛОЕВ

А.Ф.Волков, Ю.И.Латышев

Институт радиотехники и электроники АН СССР
Москва, центр

Поступила в редакцию 18 декабря 1991 г.

Исследован резистивный переход и критические токи монокристаллов $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$ при протекании тока поперек слоев CuO в магнитных полях до 14 Тл. Результаты качественно отличаются от подобных при $I \parallel ab$ и связываются с возникновением и движением бескерновых магнитных вихрей в условиях $I \parallel c$ и $H \parallel ab$.

Существование абрикосовских вихрей (А-вихри) при $H \perp ab$ в монокристаллах (МК) слоистых ВТСП к настоящему времени достаточно надежно установлено методами декорирования. Движением этих вихрей при $I \parallel ab$ объясняют также термоактивационный характер магнетосопротивления¹ и ограничение величины критического тока в плоскости ab ($I_{c\parallel}$). В направлении оси c сверхпроводимость в слоистых ВТСП, по всей видимости, обусловлена джозефсоновской туннельной связью между слоями². Это может приводить к возникновению в $H \parallel ab$ магнитных вихрей типа джозефсоновских (Д-вихри)³. Движение и пиннинг подобных вихрей должны определять характер диссипации и, величину $I_{c\perp}$ при $I \perp ab$. Целью работы и явилось изучение характера термоактивации магнетосопротивления ($H \parallel ab$) и зависимости $I_{c\perp}(H)$ МК BSCCO (2212) при протекании тока поперек слоев.

Получение, свойства и структурные характеристики МК описаны в 4,5. Образцы имели размеры $\approx 0,3 \times 0,3 \times 0,005$ мм. Использовались соосные торцевые In-контакты через подслои золота, занимавшего большую часть площади противоположных граней (001) МК. Контактное сопротивление составляло $\sim 10^{-6}$ Ом · см², на три порядка меньше сопротивления кристалла вдоль оси c R_{\perp} , что позволяло использовать 2-зондовую методику измерений.

На рис. 1 показаны зависимости $R_{\perp}(T)$ в различных фиксированных магнитных полях при двух ориентациях H , $H \perp ab$ и $H \parallel ab$. При малых R : $R < 0,1 - 0,2R(T > T_c)$ они имели термоактивационный характер $R_{\perp} \propto \exp[-U(H)/T]$, подобный измеренным ранее для сопротивления в плоскости ab ¹. Сравнение энергий активации U , полученных из наших данных ($I \perp ab$) и данных¹ ($I \parallel ab$) приведено на вставке к рис.1. Отметим две характерные особенности: 1) в изученной конфигурации H_{\perp}, I_{\perp} величина U и ее зависимость от H ($U \propto H^{-1/6}$) совпадают с данными¹, измеренными в конфигурации H_{\perp}, I_{\parallel} ¹, т.е. оказывается, что U определяется только компонентой H_{\perp} и не зависит от ориентации I , 2) при конфигурации H_{\parallel}, I_{\perp} (также не исследовавшейся ранее) U оказывается наибольшим, достигая $5 \cdot 10^3$ К при $H = 1$ Тл, и имеет наиболее резкую зависимость от H : $U \propto H^{-1}$. Именно в такой конфигурации должно проявиться термоактивационное движение Д-вихрей в плоскости ab . Большая величина U , по-видимому, связана с одномерностью их движения, хотя этот вопрос еще требует дальнейших исследований.

Критический ток $I_{c\perp}$ определялся из ВАХ по резкому (на уровне 10^{-5} В) отклонению (или скачку) от начального, близкого к омическому участка $I(V)$,

¹Данные, полученные нами ранее⁵ на этих же МК в конфигурации H_{\perp}, I_{\parallel} в области $H = 0,3$ 1 Тл также согласовывались с¹

определявшемуся контактным сопротивлением $\approx 0,01$ Ом. С понижением температуры $I_{c\perp}$ увеличивается и постепенно насыщается при $T < 20$ К, достигая величины 100 - 150 мА, соответствующей плотности тока $\sim 10^2$ А/см². На резистивном участке ВАХ в этой области температур наблюдаются значительные флуктуации $I(V)$, а ВАХ состоит из участков почти постоянного дифференциального сопротивления, скачком увеличивающегося с ростом I (рис. 2).

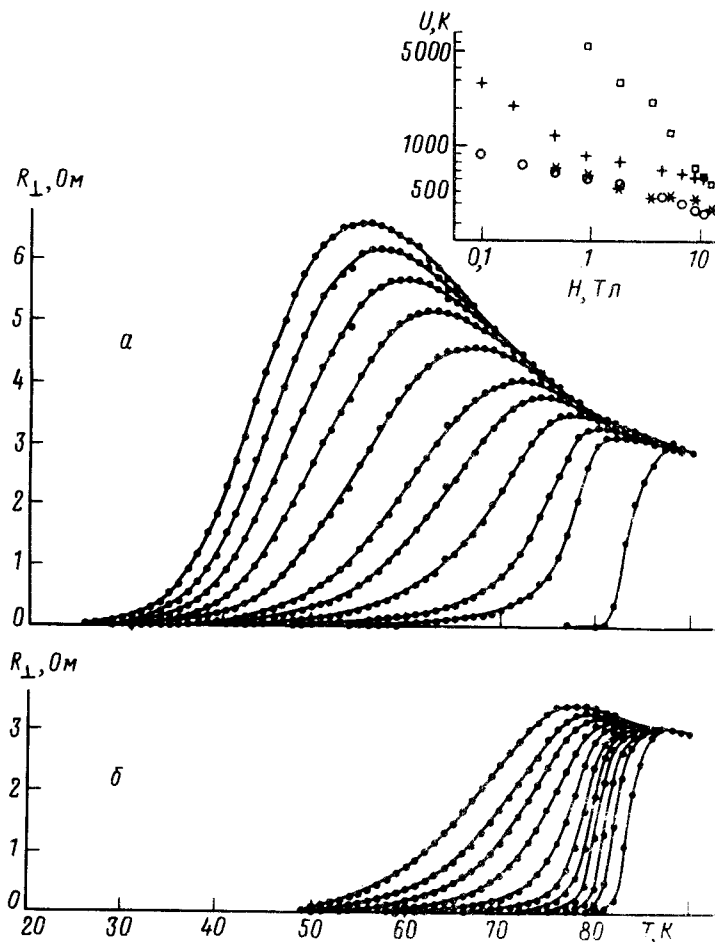


Рис. 1. Резистивный переход МК $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$ вдоль оси c в магнитных полях a - $H \perp ab$, b - $H \parallel ab$. Кривым слева направо соответствуют следующие значения H (Тл): 14, 12, 10, 8, 6, 4, 3, 2, 1, 0,5, 0. $I = 100$ мкА. На вставке зависимости энергии активации сопротивления U от H при различных ориентациях I и H : \square - I_{\perp}, H_{\parallel} , * - I_{\perp}, H_{\perp} , + - $I_{\parallel}, H_{\parallel}$, \circ - I_{\parallel}, H_{\perp} . Данные +, \circ взяты из ¹

Влияние H_{\parallel} на ВАХ показано на рис. 2. С ростом H наблюдается уменьшение флуктуаций $I(V)$ и понижение I_c , при $H \approx 7$ мТл I_c достигает минимального значения, примерно втрое меньшего $I_c(0)$, а с дальнейшим ростом H начинает возрастать. Если, начиная с $H \approx 0,1$ Тл, уменьшать магнитное поле, наблюдается некоторый гистерезис $I_c(H)$ (вставка к рис. 3), свидетельствующий о захвате потока, причем минимум $I_c(H)$ наблюдается при меньших значениях H . С ростом $H > 0,1$ Тл $I_c(H)$ продолжает увеличиваться, достигает максимума при $H \approx 1$ Тл, а затем уменьшается. Наиболее удивительным оказывается тот факт, что в максимуме $I_c(H)$ превышает значение

$I_c(0)$. Качественно подобный вид $I_c(H)$ наблюдается и при ориентации $H \perp ab$ (рис. 3), при этом зависимость $I_c(H)$ смещена на 1,5 - 2 порядка в область меньших H и почти отсутствует минимум $I_c(H)$. Важно отметить, что в предшествующих работах по измерению I_c на МК в плоскости ab зависимость $I_c(H)$ всегда имела монотонно убывающий характер ⁶, хотя немонотонная зависимость $I_c(H)$ наблюдалась в керамических образцах ^{11,12}. Обнаруженная немонотонность была значительно более слабой и максимум тока I_c при $H = 0$ был меньше $I_c(0)$. В ¹² такой ход зависимости объяснялся искажением "фраунгоферовой" кривой $I_c(H)$ в коротких джозефсоновских переходах между гранулами за счет влияния абрикосовских вихрей, параллельных плоскости перехода.

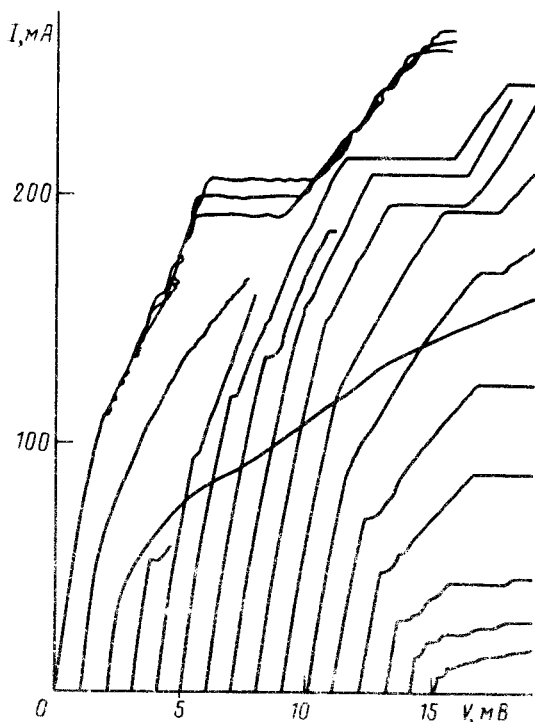


Рис. 2. ВАХ образца МК $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$, измеренные вдоль оси c при различных значениях $H \parallel ab$. Кривым слева направо соответствуют следующие значения H (Тл): 0; 0,003; 0,07; 0,09; 0,27; 0,35; 0,5; 1,0; 1,5; 2,2; 3,4; 5; 8; 12. Кривые при $H > 0$ последовательно смещены на 1мВ по оси V . $T = 30$ К. ВАХ при $H = 0$ прописывалась при одних условиях трижды

В нашем случае мы объясняем немонотонный ход зависимости $I_c(H)$ делини- нингом D -вихрей и влиянием на этот процесс A -вихрей. Отметим, что нижнее критическое поле для проникновения D -вихрей H_{c1}^J мало ($H_{c1}^J \approx H_{c1}^A (\lambda/\lambda_c) \approx 10^{-2} H_{c1}^A$, H_{c1}^A - нижнее критическое поле проникновения A -вихрей), поэтому D -вихри могут существовать в образце даже в слабом поле H при любой его ориентации. Если $H_{\parallel} > H_{c1}^J$ и $H_{\perp} < H_{c1}^A$, то в образце имеются в основном D -вихри, а концентрация A -вихрей мала: $N_A \approx N_J H_{\perp} (\lambda/\lambda_c) [(H_{c1}^A)^2 - H_{\perp}^2]^{-1/2}$. При $H_{\perp} > H_{c1}^A$ происходит поворот вектора индукции B от почти параллельного слоям направления до перпендикулярного, а концентрация N_A быстро растет с увеличением H_{\perp} и равна $N_A \approx N_J H_{\perp} / N_{\parallel}$ при $H \gg H_{c1}^A$

В этом случае решетки D - и A -вихрей существуют независимо друг от друга (в термодинамическом смысле), а их взаимодействие проявляется, если

в образце течет транспортный ток I , приводящий к скольжению вихрей. Компонента тока I_{\parallel} действует на A -вихри, а компонента I_{\perp} действует на D -вихри в направлении вдоль слоев. Отсутствие кора в D -вихрях позволяет предположить, что пиннинг D -вихрей на неоднородностях слабее, чем пиннинг A -вихрей. Поэтому критический ток $I_{c\perp}$ будет определяться пиннингом D -вихрей на дефектах при малой N_A и пиннингом на A -вихрях с ростом их концентрации. Для количественного описания зависимости $I_{c\perp}(H)$ в ⁷ рассматривалась простая модель, в которой использовалась малость модуля сдвига D -решетки. Тогда процесс депиннинга D -вихрей можно приближенно представить как скольжение цепочки D -вихрей в джозефсоновском переходе с учетом неоднородностей и A -вихрей, пронизывающих переход. В малых полях H ток $I_{c\perp}$ уменьшается и стремится с ростом H к постоянному значению, определяемому пиннингом D -вихрей на дефектах ⁸. С увеличением H_{\perp} концентрация A -вихрей растет и пиннинг D -вихрей может быть обусловлен A -вихрями. В случае случайного расположения последних (H не слишком велико) $I_c \sim I_{c0} s^2 N_A (H_{\perp})$, т. е. критический ток растет с ростом H . При дальнейшем увеличении H A -вихри образуют решетку с периодом вдоль слоев меньшим (в $\sqrt{\lambda_c/\lambda}$ число раз), чем период решетки D -вихрей. Силы, действующие со стороны A -вихрей на D -вихри, усредняются и I_c снова будет уменьшаться с ростом H при больших полях. Кроме того тепловые флуктуации также приведут к подавлению I_c в сильных полях ⁹.

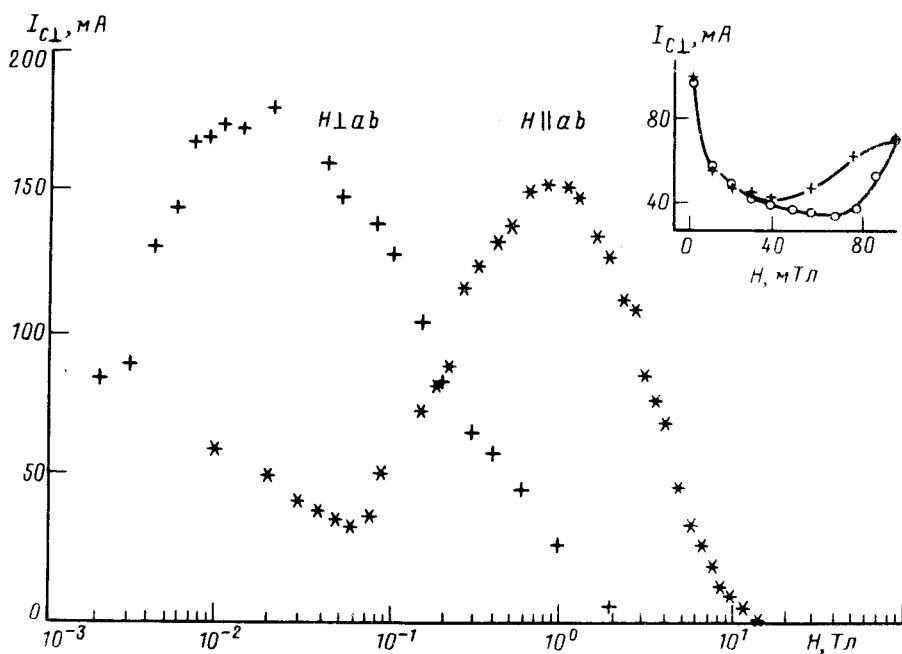


Рис. 3. Зависимости критического тока МК BSCCO вдоль оси c от магнитного поля двух ориентаций, полученные при последовательном увеличении H . На вставке - гистерезис зависимости $I_{c\perp}(H_{\parallel})$. $T = 30$ К

С движением строчек D -вихрей поперек транспортного тока при $I > I_{c\perp}$ могут быть связаны ступени постоянного дифференциального сопротивления на ВАХ подобно тому, как это, например, проявляется на ВАХ пленок обычных сверхпроводников, при движении строчек A -вихрей ¹⁰.

Один из авторов (Ю.Л.) выражает признательность Н.Е.Алексеевскому, Н.Копецкому и Т.Палевскому за предоставление возможности работы на битеровском магните в Международной лаборатории сильных магнитных полей и низких температур (г.Вроцлав), где была выполнена основная экспериментальная часть работы, а также М.Дыбецу за техническую помощь.

Литература

1. Palstra T.T.M. et al. Phys. Rev. Lett., 1988, 61, 1662.
 2. Martin S. et al. Appl. Phys. Lett., 1989, 54, 72.
 3. Булаевский Л.Н. УФН, 1975, 116, 449.
 4. Латышев Ю.И. и др. Тез. докл. I Вс. сов. по ВТСП, Харьков, 1988, 1, 149.
 5. Артеменко С.Н. Горлова И.Г., Латышев Ю.И. Письма в ЖЭТФ, 1989, 49, 352.
 6. France J.J.M. et al. In "Progress in High Temperature Superconductivity" ed. by Gorzkowski et al. World Scientific, 1989, 24, 72.
 7. Volkov A.F. Proceed. of ICSM. Germany, Tübingen, 1990.
 8. Винокур В.М., Кошелев А.Е. ЖЭТФ, 1990, 97, 976.
 9. Vinokur V.M., Feigel'man M.V. Phys. Rev. B, 1990, B41, 8986.
 10. Губанков В.Н., Кошелец В.П., Лихарев К.К., Овсяников Г.А. Письма в ЖЭТФ, 1973, 18, 292.
 11. Zwartz E.G. et al. J.Low Temp. Phys., 1989, 74, 77.
 12. Fisher L.M. et al. Sol. St. Comm., 1990, 73, 687.
-