

**ДВА МЕХАНИЗМА ПИННИНГА В МОНОКРИСТАЛЛАХ
ФАЗЫ $\text{Bi}_{2+z}\text{Sr}_{2+y}\text{Ca}_{1+z}\text{Cu}_2\text{O}_t$**

A.A.Жуков, B.B.Мощалков, B.A.Рыбачук, B.A.Мурашов¹⁾,
I.H.Гончаров²⁾

*Московский Государственный Университет им. М.В.Ломоносова
119899, Москва*

*1) Институт радиотехники, электроники и автоматики
103009, Москва*

*2) Объединенный институт ядерных исследований
141980, Дубна*

Поступила в редакцию 11 февраля 1991 г.

После переработки 20 марта 1991 г.

В монокристаллах $\text{Bi}_{2+z}\text{Sr}_{2+y}\text{Ca}_{1+z}\text{Cu}_2\text{O}_t$ обнаружен резкий (в десятки раз) рост критической плотности тока j_c после облучения ионами Ar^+ . Анализ крипа потока, температурных и полевых зависимостей j_c установил существование собственного низкотемпературного и связанного с дефектами высокотемпературного механизмов пиннинга.

Монокристаллы фазы $\text{Bi}_{2+z}\text{Sr}_{2+y}\text{Ca}_{1+z}\text{Cu}_2\text{O}_t$ исследуются уже продолжительное время $^{1-3}$, однако достаточно полная информация о критической плотности тока j_c в широком температурном интервале, влиянии на нее центров пиннинга различных видов и о крипе магнитного потока до сих пор отсутствует.

В работе изучена зависимость $j_c(T)$ в базисной плоскости для монокристаллов фазы $\text{Bi}_{2+z}\text{Sr}_{2+y}\text{Ca}_{1+z}\text{Cu}_2\text{O}_t$ ³ и влияние на эту зависимость облучения ионами Ar с энергией 15 МэВ/нукл. Величина j_c определялась из гистерезиса магнитного момента, измеренного после ввода поля до значения, большего поля проникновения вихрей до центра образца и вывода внешнего поля до нуля.

Характерной особенностью зависимости $j_c(T)$, показанной на рис.1а, является наличие двух температурных интервалов. В области низких температур ($T < T^* \approx 24\text{K}$ для образца с $T_c = 92\text{K}$) наблюдается зависимость типа $j_c(T) = j_{c1}(0) \exp(-T/T_{01})$. Величина T_{01} при этом аномально мала ($T_{01} \approx 3,8\text{K}$) и уменьшается при уменьшении T_c . Для всех исследованных образцов, имеющих T_c в диапазоне 68 - 92К и полученных в различных технологических режимах, величина $j_{c1}(0)$ оказалась практически постоянной и равной $(4 \div 6) \cdot 10^6 \text{ A/cm}^2$. Выше температуры T^* зависимость $j_c(T)$ становится более слабой и также может быть с достаточной точностью описана экспоненциальной зависимостью, но с меньшим значением $j_{c2}(0) \approx (2 \div 5) \cdot 10^4 \text{ A/cm}^2$ и более высоким параметром $T_{02} \approx 10 \div 20\text{K}$. Значения параметров $j_{c2}(0)$ и T_{02} , как видно из рис.1, существенно зависят от технологии приготовления образца.

Было проведено также изучение релаксации остаточной намагниченности (соответствующей охлаждению образца в поле и выводу поля после установления требуемой температуры.) Показано, что релаксационные процессы оказывают большое влияние на измеренное значение j_c , наиболее сильное в области температур $8 \div 24\text{K}$. Временная зависимость j_c показана на вставке 1 к рис.1. Из графика видно, что величина T_{01} уменьшается с увеличением времени релаксации до 30 мин. с 3,8К до 2,2К, в то время как $j_{c1}(0)$ остается практически постоянным. Положение точки T^* смешается

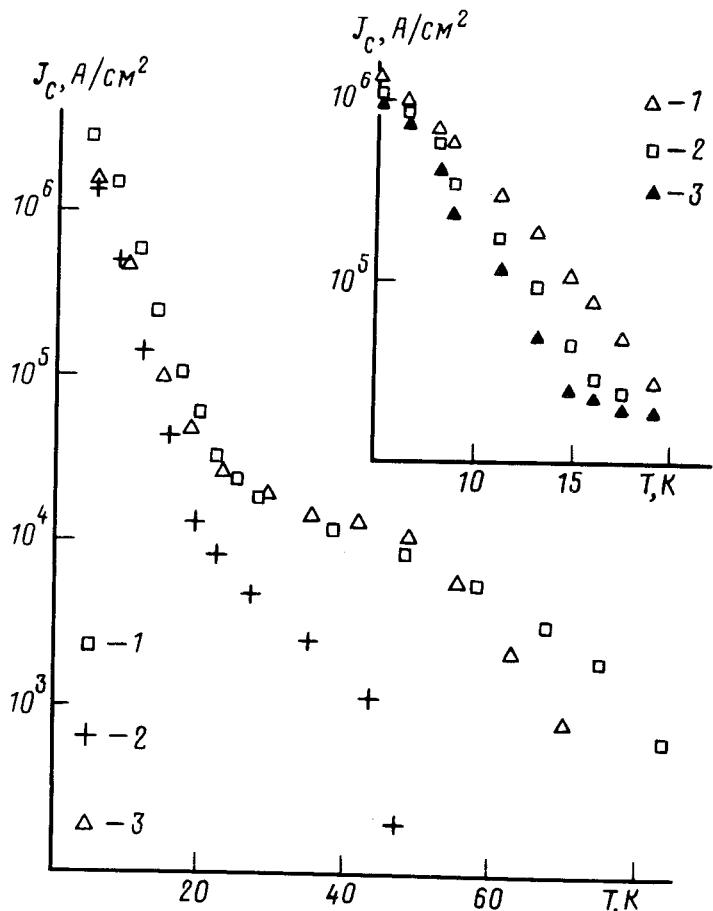


Рис. 1. Зависимость $j_c(T)$ для монокристаллов $\text{Bi}_{2+2}\text{Sr}_{2+y}\text{Ca}_{1+z}\text{Cu}_2\text{O}_t$ с $T_c = 92\text{K}$ (кривая 1), 68K (кривая 2) и 78.5K (кривая 3). На вставке изображена зависимость $j_c(T)$, полученная без учета релаксации (кривая 1), после релаксации в течение 2 мин (кривая 2) и 30 мин (кривая 3).

при этом в область низких температур. При $t = 30$ мин $T^* \approx 16\text{K}$. Временная зависимость момента M (вставка 1 к рис.2) на достаточно больших временах близка к логарифмической. Из приведенной скорости релаксации $S = (1/M_0) \cdot dM/d\ln t$, нормированной на половину ширины гистерезиса кривой намагничивания M_0 , по формуле $S = kT/U_0(T)$ ⁴ определялась энергия активации крипа магнитного потока $U_0(T)$. (рис.2). Учитывая, что скорость релаксации определялась для больших времен, ее следует сопоставлять с $j_c(T)$ для $t = 30$ мин. В соответствии с поведением $j_c(T)$ температурная зависимость $U_0(T)$ также имеет два участка: низкотемпературный ($T < T_{tr} \approx 15.5\text{K}$) с $U_0(T) \approx 120\text{K}$ и высокотемпературный ($T > T_{tr}$) с $U_0(T) \approx 630\text{K}$. В области $T \approx 15.5\text{K}$ обнаружено резкое возрастание U_0 со значения $\approx 120\text{K}$ до 630K . Величина скачка U_0 приблизительно в 30 раз превышает погрешность эксперимента и воспроизведилась на двух различных образцах, а излом на зависимости $\log(J_c(T))$, соответствующий скачку U_0 , был обнаружен на 11 образцах. Точность стабилизации температуры при длительных (≈ 30 мин) измерениях у магнетометра PARC 155 составляет $\approx 0.2\text{K}$, что не позволяет исследовать область температур вблизи T_{tr} более детально. На малых временах при температурах, близких к T_{tr} , наблюдалась также значительная быстрая релаксация⁵.

Для создания искусственных центров пиннинга использовались ионы Ar^+ с энергией 15 Мэв/нукл., которые при прохождении через ВТСП образуют аморфизированные треки. Для ионов Xe ($E = 3.5$ ГЭВ) радиус таких треков

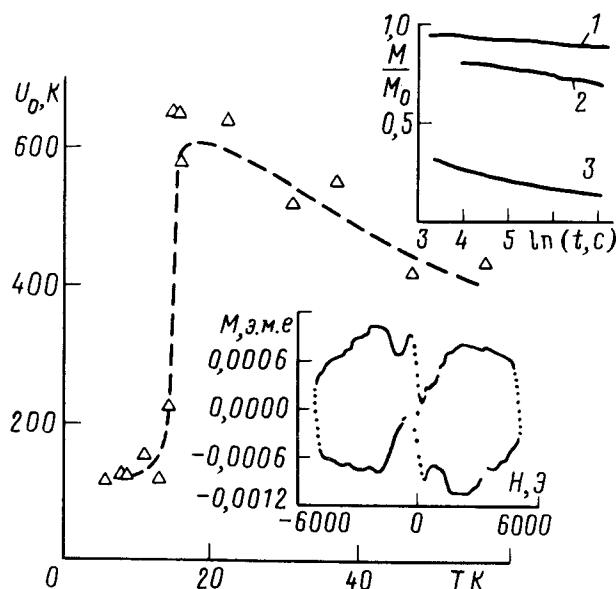


Рис. 2. Зависимость энергии активации U_0 от температуры. На вставке 1 (вверху): зависимость момента M от времени при температурах: 1 - 5,2К, 2 - 25,3К, 3 - 15,6К. На вставке: 2 - кривая гистерезиса $M(H)$ при $T = 16,2\text{K}$

составляет $\approx 60\text{A}^{-6}$. Зависимость $j_c(T)$ для облученного образца изображена на рис.3а. Как видно из рисунка, облучение приводит к резкому (в десятки раз) росту $j_{c2}(0)$) почти не меняя параметров $j_{c1}(0)$, T_{01} , T_{02} . Полевая зависимость $j_c(H)$ выше 30К близка к экспоненциальной⁴: $j_c(H) = j_c(0) \exp(-H/H_0)$ до и после облучения. Зависимость $H_0(T)$ приведена на рис.3б, причем параметр H_0 почти не изменяется под действием облучения. Это говорит о том, что создаваемые облучением дефекты близки по свойствам к дефектам, определяющим второй механизм пиннинга.

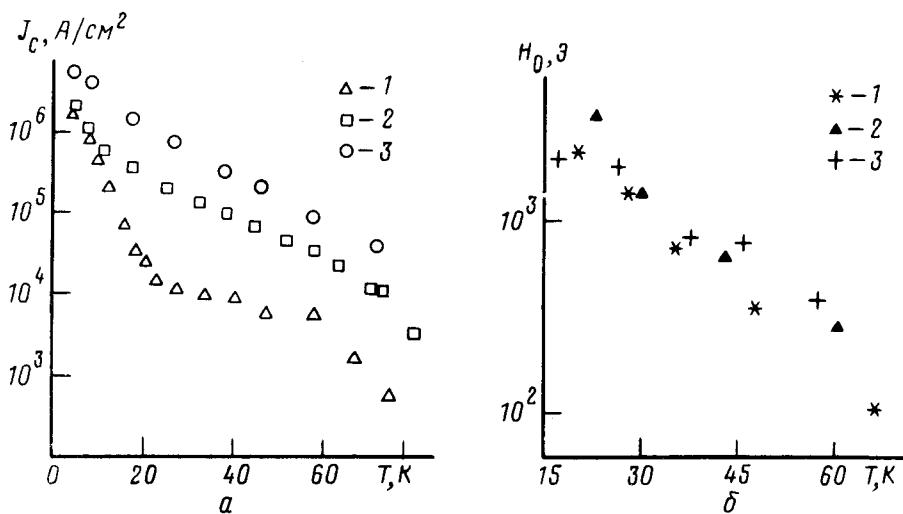


Рис. 3. а - Зависимость $j_c(T)$ для образца, облученного ионами Ar^+ с энергией 15МэВ/нукл . Кривая 1 - зависимость до облучения, кривая 2 соответствует флюенсу $9 \cdot 10^{11}\text{ см}^{-2}$, кривая 3 - $1,8 \cdot 10^{12}\text{ см}^{-2}$; б - зависимость параметра H_0 от температуры. Кривая 1 - зависимость до облучения, кривая 2 соответствует флюенсу $9 \cdot 10^{11}\text{ см}^{-2}$, кривая 3 - $1,8 \cdot 10^{12}\text{ см}^{-2}$

В переходной области температур вблизи T_{tr} ($T = 13 \div 26\text{K}$) мы наблюдали также пик-эффект на зависимости $j_c(H)$, аналогичный⁷, (вставка 2 к рис.2). Нам представляется, что объяснение этим данным может быть дано в мо-

дели, предложенной в ⁸. Согласно этой модели, рост J_c связан с подавлением магнитным полем двумерных флюктуаций вследствие повышения жесткости вихревой решетки, а температуру T_{cr} можно отождествить с температурой флюктуационного депиннинга. Величина внешнего магнитного поля, где проявляется пик-эффект, $H \approx 1$ кЭ, однако из-за эффектов размагничивания (размагничивающий фактор образца $n \approx 0,97$) поле внутри образца может превышать поле перехода к двумерному режиму, определенное в работах ^{8,9}.

Конкретная природа центров пиннинга в монокристаллах $\text{Bi}_{2+x}\text{Sr}_{2+y}\text{Ca}_{1+z}\text{Cu}_2\text{O}_t$ в настоящее время не ясна. Первый механизм, коррелирующий лишь с T_c , может быть связан с коллективным пиннингом на собственных дефектах малого радиуса, существующих независимо от технологии изготовления. Ими могут быть кислородные вакансии ¹⁰. Кроме этого, первый механизм может быть связан с волнами зарядовой плотности ¹¹ и с движением дислокаций вихревой решетки ¹². Второй, высокотемпературный, механизм пиннинга скорее всего связан с наличием в кристалле дефектов, с размерами, большими длины когерентности в плоскости ab , но меньшими глубины проникновения. Энергия пиннинга на таких центрах определяется энергией конденсации кора вихря и должна слабо зависеть от природы таких центров. Этими дефектами могут быть дислокации, границы сверхструктурных блоков и другие несовершенства монокристалла. В области между линией необратимости и $H_{c2}(T)$ может также реализоваться предсказанное в ¹³ ламинарное смешанное состояние в котором нормальные области имеют макроскопические размеры. Если такое состояние действительно существует, то причиной радиационного усиления j_c является примерное равенство размеров нормальных областей в ламинарном смешанном состоянии и радиационных дефектов.

Работа поддерживается Научным советом по проблеме ВТСП и выполнена в ВНК "БАЗИС" в рамках проектов 90061, 421 Госпрограммы "Высокотемпературная сверхпроводимость".

Литература

1. Van Dover R.B. et al. *Appl. Phys. Lett.*, 1988, 52, 1910.
2. Van den Berg J. et al. *Physica C*, 1989, 162-164, 1189.
3. Zhukov A.A. et al. *Z. Phys.*, 1990, B78, 195.
4. Моцалков В.В., Жуков А.А., Кузнецова В.Д. и др. СФХТ, 1989, 2, 84.
5. Моцалков В.В. и др. Письма в ЖЭТФ, 1989, 50, 81.
6. Bourgault D. et al. *Phys. Rev.*, 1989, B39, 6549.
7. Kopylov V.N. et al. *Physica C*, 1990, 170, 291.
8. Vinokur V.M., Kes P.H., Koshelev A.E. *Physica*, 1990, C168, 29.
9. Larkin A.I. et al. *Physica C*, 1990, 167, 177.
10. Chudnovsky E.M. *Phys. Rev. Lett.*, 1990, 65, 3060.
11. Miller J.H. Proc. MGP Workshop, 1990.
12. Feigelman M.V. et al. *Physica C*, 1990, 167, 177.
13. Moshchalkov V.V. *Physica C*, 1991, 175, 407.