

## ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ КРИТИЧЕСКОГО ТОКА В ОБЛАСТИ $T_c$ СВЕРХПРОВОДНИКОВ, СОДЕРЖАЩИХ ДВОЙНИКИ

*В.С.Бобров, М.А.Лебедкин*

Изменение температурной зависимости критического тока вблизи  $T_c$  при деформационном двойниковании монокристаллов ниобия свидетельствует о возникновении в области двойников тонких сверхпроводящих каналов. Обсуждаются также данные, свидетельствующие об аналогичной особенности зависимости  $I_c(T)$  в высокотемпературных сверхпроводниках.

В <sup>1-3</sup> сообщалось об увеличении  $T_c$  в бикристаллах сверхпроводников с ориентацией границ, близкой к двойниковой. Более заметное повышение  $T_c$  и  $H_c$  наблюдается при деформационном двойниковании <sup>4-6</sup>. Для понимания природы сверхпроводящего состояния в области двойников разного происхождения важное значение имеет вопрос о степени локализации этого состояния. Эта проблема обсуждается в ряде работ (см., напр., обзор <sup>7</sup>). Одним из путей получения такой информации могут служить данные по температурной зависимости критического тока  $I_c$  в области  $T_c$  <sup>8, 9</sup>. Ниже сообщаются результаты таких исследований в условиях низкотемпературной деформации ниобия. Приводятся также данные по зависимости  $I_c(T)$  в образцах Y-Ba-Cu-O-керамики.

Монокристаллические образцы ниобия ( $2 \times 3 \times 30$  мм<sup>3</sup>) с ориентацией больших осей, близкой к  $\langle 100 \rangle$  и  $\langle 110 \rangle$ , деформировались четырехточечным изгибом при  $T \lesssim 8$  К. В этих условиях скачки нагрузки, связанные с двойникованием, наблюдались на фоне дислокационного скольжения и вклад двойникования у всех исследованных образцов не превышал 50% от общей деформации  $\epsilon$ . При каждом скачке нагрузки в кристаллах возникала группа пересекающихся двойниковых прослоек толщиной  $\sim 0,1 \div 10$  мкм, расстояние между прослойками  $\sim 100$  мкм <sup>4</sup>.

Сверхпроводящие переходы в области  $T_c$  регистрировались по изменению сопротивления  $R$  с помощью четырехконтактной методики и, аналогично <sup>5</sup>, по возникновению сигнала  $U$  на измерительной катушке при проникновении в образцы слабого ( $\sim 1$  Э) переменного (37 Гц) магнитного поля. Критический ток определялся при уровне падения напряжения 0,1 мкВ и скорости развертки тока 0,025 А/с. Измерения проводились в условиях медленного ( $\sim 10^{-2}$  К/с) отогрева образцов до  $T \lesssim 15$  К непосредственно после деформации. Осуществлялись также опыты с промежуточным отогревом деформированных образцов до 300 К <sup>5</sup>.

На рис. 1 приведены примеры зависимостей  $R(T)$  и  $U(T)$  для одного из образцов  $\langle 100 \rangle$ , деформированного до разного уровня  $\epsilon$ . Дефекты, возникающие при низкотемпературном дислокационном скольжении, слабо влияют на эти зависимости. Заметное повышение  $T_c$  наблюдается только после начала двойникования. Форма регистрируемых кривых зависит от характера заполнения образцов двойниковыми прослойками, их ориентации и отражает истощение сверхпроводящей фазы при повышении  $T$ . При одинаковых  $\epsilon$  кривые  $R(T)$  обычно смещены в область более высоких температур по сравнению с  $U(T)$ , и, когда деформированные образцы становятся практически "прозрачными" для переменного магнитного поля, в них сохраняются шунтирующие сверхпроводящие каналы.

Ниже температуры  $T_{c1}(\epsilon)$ , соответствующей по данным  $R(T)$  началу переходов кристаллов с двойниками в нормальное состояние, в них существуют сплошные сверхпроводящие каналы, и в диапазоне  $T_{c1}(\epsilon = 0) < T < T_{c1}(\epsilon)$  наблюдается связанный с ними критический ток. На рис. 2 представлены результаты измерений  $I_c(T)$  двух образцов разной ориентации в исходном состоянии и после деформации до значений  $\epsilon \approx 3$  и 4% ( $\epsilon_{\text{дв}} \approx 0,3$  и 2%) для ориентаций  $\langle 100 \rangle$  и  $\langle 110 \rangle$ , соответственно. В отличие от двойникования, дислокационное

скольжение слабо влияет на зависимость  $I_c(T)$ . Более того, развитое дислокационное скольжение при изгибе ослабляет эффект повышения  $T_c$  при двойниковании по сравнению с опытами в условиях сжатия, а отогрев деформированных образцов до 300 К сопровождается "отжигом" этого эффекта и соответствующих участков зависимостей  $I_c(T)$  (см. рис. 1 и 2) <sup>5</sup>.

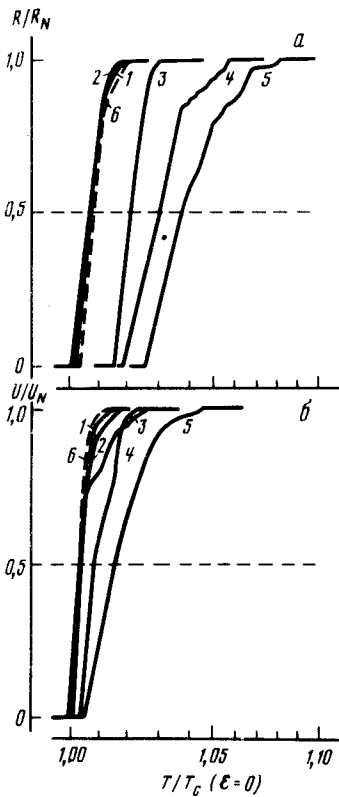


Рис. 1

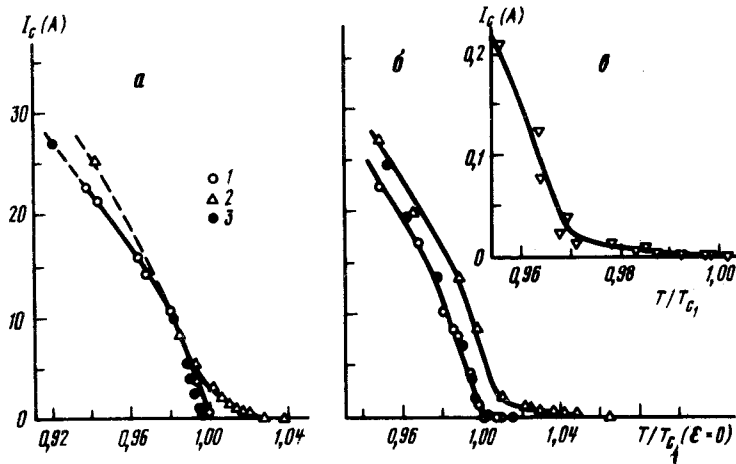


Рис. 2

Рис. 1. Температурные зависимости сопротивления  $R$  (а) и сигнала при проникновении переменного магнитного поля  $U$  (б), регистрируемые в условиях отогрева одного из образцов ниобия с ориентацией типа  $\langle 100 \rangle$ : 1 – исходный образец, 2 – дислокационное скольжение до начала двойникования ( $\epsilon \approx 1,1\%$ ), 3, 4 и 5 – после 5, 12 и 20-го скачков нагрузки при двойниковании ( $\epsilon$  в диапазоне  $1,8 \div 3\%$ ), 6 – после отогрева деформированного образца до 300 К

Рис. 2. Температурные зависимости критического тока  $I_c$  для двух образцов ниобия (а и б) с ориентациями типа  $\langle 100 \rangle$  и  $\langle 110 \rangle$  (1 – исходные образцы, 2 – деформационное двойникование, 3 – деформированные образцы после отогрева до 300 К) и одного из образцов Y–Ba–Cu–O-керамики (в)

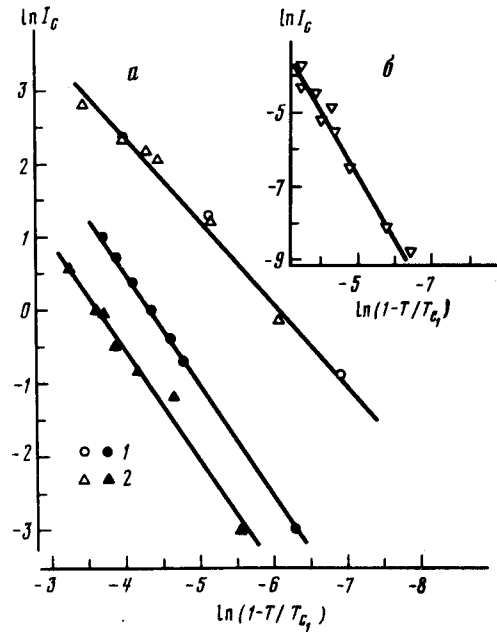


Рис. 3. Температурные зависимости  $I_c$  вблизи  $T_c$  в логарифмическом масштабе для двух образцов ниобия (а) (1 –  $\langle 100 \rangle$ , 2 –  $\langle 110 \rangle$ ), светлые – исходные образцы, темные – низкотемпературное двойникование) и образца Y–Ba–Cu–O-керамики (б)

Это свидетельствует о роли структурных факторов в формировании сверхпроводящих каналов в области двойников.

При  $T \geq T_{c1}(\epsilon)$  разрушается сверхпроводимость в наиболее слабых звеньях системы сверхпроводящих каналов, связанных с двойниками. Можно полагать, что вблизи  $T_{c1}(\epsilon)$  именно эти участки определяют характер зависимости  $I_c(T)$ . Поэтому при обработке данных рис. 2 в логарифмическом масштабе, результаты которой приведены на рис. 3, осуществлялось нормирование  $T$  на соответствующие значения  $T_{c1}(\epsilon = 0)$  и  $T_{c1}(\epsilon)$ . Подобие зависимостей (см. рис. 3) для разных образцов, содержащих двойники, подтверждает выбор такой нормировки. При оценках  $T_{c1}$  проверялось влияние величины измерительного тока. Кривые  $R(T)$  на рис. 1 измерялись при токах через образцы  $I = 50$  мА. Уменьшение  $I$  в случае деформированных образцов приводило к небольшому смещению кривых в сторону более высоких  $T$ . Поэтому измерение  $T_{c1}$  осуществлялось при  $I \lesssim 10$  мА, что обеспечивало точность оценки  $\sim 10^{-2}$  К. Полученные значения  $T_{c1}$  в пределах этой погрешности совпадали с температурой, ниже которой при измерениях  $I_c(T)$  регистрировался ненулевой критический ток.

Из данных рис. 3 видно, что зависимости  $I_c(T)$  вблизи  $T_c$  имеют вид:

$$I_c = I_{c0} (1 - T/T_c)^m. \quad (1)$$

Для исходных образцов  $m = 1,11 \begin{matrix} +0,04 \\ -0,12 \end{matrix}$ , а после двойникования этот показатель выше

$T_{c1}(\epsilon = 0)$  принимает значения:  $m = 1,51 \begin{matrix} +0,05 \\ -0,06 \end{matrix}$  и  $1,48 \begin{matrix} +0,08 \\ -0,07 \end{matrix}$  для образцов  $\langle 100 \rangle$  и

$\langle 110 \rangle$ , соответственно. Погрешность в оценках связаны со среднеквадратичными отклонениями данных и точностью определения  $T_{c1}$ . У исходных образцов зависимость (1) удовлетворяет правилу Силсби<sup>9</sup>:  $I_c \sim H_{c1}(T) \sim (1 - T/T_c)$ , что подтверждается и результатами количественных оценок  $H_{c1}$  из приведенных данных с учетом геометрических факторов. После двойникования характер этой зависимости ( $m = 3/2$ ) свидетельствует об образовании в кристаллах тонких сверхпроводящих каналов (пленки-проволоки) с характерными размерами  $d < \lambda(T)$ <sup>8, 9, 1)</sup>. Глубина проникновения  $\lambda$  в исследованном диапазоне температур  $\sim 10^{-5}$  см ("чистый" предел). Если сверхпроводящие каналы являются достаточно узкими или эффекты пиннинга и самоэкранирования подавляют влияние вихревых состояний, возникающих на краях сверхпроводящих слоев<sup>9, 10</sup>, то плотность критического тока в этих каналах может достигать значений, соответствующих току распаривания<sup>8, 9</sup>:

$j_p = \alpha H_c(T) / \lambda(T)$  ( $H_c$  — термодинамическое критическое поле, численный коэффициент  $\alpha \sim 1$  (СИ)). Используя эти представления, можно получить оценку снизу для размеров тонкостенных каналов:  $d \gtrsim I_c / j_p NL$ . Оценив количество двойниковых границ в сечениях образцов ( $N \approx 15 \div 20$ ) и приняв с учетом неоднородности свойств для суммарной ширины каналов, связанных с отдельным двойником, оценку  $L \sim 0,1$  см, получим:  $d \gtrsim 10^{-7} \div 10^{-6}$  см.

В связи с представленными данными и их анализом необходимо обратить внимание, что сверхпроводящие области, связанные с двойниками, находятся в окружении металла с более низкими значениями  $T_c$ , который может оказывать влияние на эти области в меру эффекта близости<sup>8, 9</sup>, привести к подавлению сверхпроводимости и изменению характера зависимости  $I_c(T)$ . Анализ уравнений Гинзбурга — Ландау показывает, что влияние эффекта близости будет слабым, если:  $d \gg \xi(0)$  ( $\xi$  — длина когерентности). Эффект близости будет также подавлен, если подсистема электронов в области двойников отделена от электронов окружающего металла энергетическим барьером (см., напр.,<sup>11</sup>).

1) Аналогичная зависимость обсуждается в<sup>7</sup>, исходя из представления о сверхпроводимости, наведенной вблизи плоскости двойникования.

В заключение отметим, что в последнее время острый интерес исследователей привлекают высокотемпературные сверхпроводники (ВТСП). Эти объекты содержат большое количество полисинтетических двойников<sup>12, 13</sup>. Существуют работы, в которых двойники рассматриваются в качестве фактора, приводящего к высокотемпературной сверхпроводимости (см., напр.,<sup>14</sup>). Трудно ожидать, что они играют здесь решающую роль. Например, в<sup>15</sup> делается вывод об объемном характере сверхпроводимости в Y-Ba-Cu-O-монокристаллах. Вместе с тем, результаты этой работы свидетельствуют, что сверхпроводимость по данным резистивных измерений наступает при более высоких  $T$ , чем это следует из данных по эффекту Мейснера. Как и в обычных сверхпроводниках, не исключена возможность участия двойников в формировании свойств ВТСП в некотором диапазоне  $T$  в области  $T_c$ . На рис. 2а и 3б приведены результаты контрольных измерений зависимости  $I_c(T)$  для одного из образцов керамики Y-Ba-Cu-O ( $T_c \approx 95$  К). Обращает внимание качественное подобие этих данных ( $m = 1,71^{+0,05}_{-0,11}$ ) и результатов для ниобия. Керамика — сложный объект. Определенную

роль в формировании ее свойств могут играть межфазные и межзеренные границы. Поэтому в настоящее время результаты уточняются с использованием монокристаллов ВТСП.

Авторы благодарят Ю.А.Осипьяна, А.И.Ларкина и И.Ф.Щеголева за внимание к работе, А.И.Буздина, А.А.Голубова, В.Л.Инденбома, Н.Б.Копнина, В.В.Рязанова, Н.А.Тулину и И.Н.Хлюстикова за обсуждение ее аспектов, Р.К.Николаева и Н.С.Сидорова за образцы керамики, С.С.Шевага за помощь.

#### Литература

1. Хайкин М.С., Хлюстикова И.Н. Письма в ЖЭТФ, 1981, 33, 182; 34, 207.
2. Хлюстикова И.Н., Хайкин М.С. Письма в ЖЭТФ, 1982, 36, 132.
3. Хлюстикова И.Н., Москвин С.Н. ЖЭТФ, 1985, 89, 1846.
4. Баранова Г.К., Бобров В.С. и др. ЖЭТФ, 1979, 77, 257.
5. Бобров В.С., Зорин С.Н. Письма в ЖЭТФ, 1984, 40, 345.
6. Аксенов В.К., Гиндин И.А. и др. ФНТ, 1985, 11, 93.
7. Khlyustikov I.N., Buzdin A.I. Advances in Physics, 1987, 36, 271.
8. Де Жен П. Сверхпроводимость металлов и сплавов. М.: Мир, 1986.
9. Абрикосов А.А. Основы теории металлов. М.: Наука, 1987.
10. Иванченко Ю.М., Хирный В.Ф., Михеенко П.Н. ЖЭТФ, 1979, 77, 952.
11. Бурмистров С.Н., Дубовский Л.Б. Письма в ЖЭТФ, 1987, 45, 428.
12. Осипьян Ю.А., Афонникова Н.С. и др. Письма в ЖЭТФ, 1987, 46, 189.
13. Zandbergen et al. Phys. Stat. Sol. (a), 1987, 103, 45.
14. Инденбом В.Л. Письма в ЖЭТФ, 1987, 46 (приложение), 144.
15. Емельченко Г.А., Карцовник М.В. и др. Письма в ЖЭТФ, 1987, 46, 162.