

# Критический ток, захваченные магнитные поля и разорванные вихри в керамических ВТСП образцах

© А.А. Козловский, В.Ф. Хирный

Институт монокристаллов Академии наук Украины,  
310001 Харьков, Украина  
E-mail: root@isc.kharkov.ua

(Поступила в окончательном виде 31 марта 2000 г.)

Получены зависимости критических токов от величины захваченных  $H_{TRAP}$  и остаточных  $H_{REM}$  магнитных полей в гранулированных керамических ВТСП образцах  $YBa_2Cu_3O_x$  и  $Bi_{1.6}Pb_{0.4}Sr_2Ca_2Cu_3O_x$ . Впервые был учтен вклад в эти поля полей рассеяния разорванных квантованных магнитных вихрей.

Исследование критического тока  $I_c$  неразрывно связано с изучением захвата магнитного потока сверхпроводниками второго рода. В основном исследовалось воздействие на величину  $I_c$  магнитных полей, оставшихся в образцах после выключения внешнего магнитного поля, см., например, [1]. Но полного понимания природы захваченного магнитного поля достигнуто не было. Практически не было изучено влияние на  $I_c$  захваченных полей, созданных собственным магнитным полем  $H_i$  транспортного тока  $I_t$  после выключения последнего. Известно [2], что при достижении измерительным током  $I$  значения  $I_c$  поле  $H_i$  проникает внутрь керамических ВТСП в виде колец, образованных из квантованных магнитных вихрей. После выключения тока вихревые кольца остаются в образцах. Исследованию влияния не только их магнитных полей на  $I_c$ , но и внешних полей  $H$ , параллельных образцу и току, посвящена данная работа.

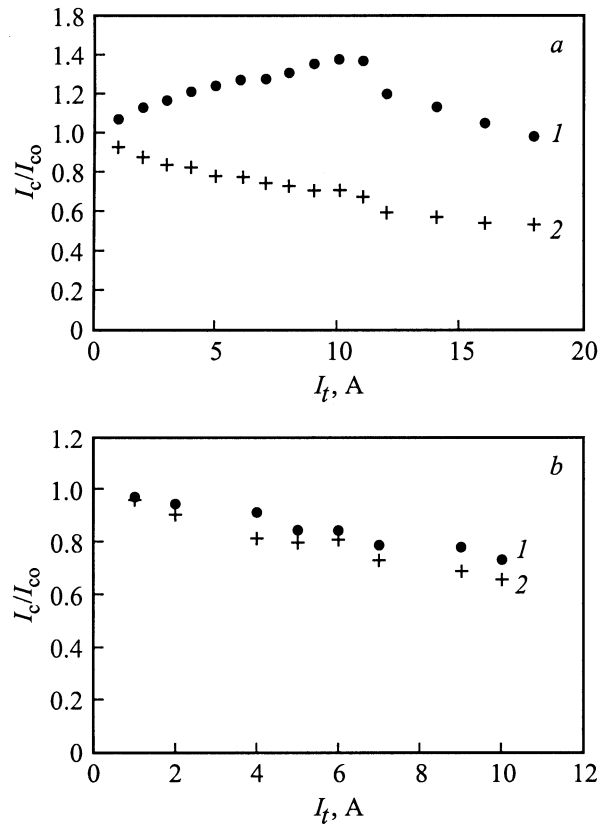
## 1. Поперечные круговые поля

Зависимость  $I_c(I_t)$  исследовалась на семи керамических ВТСП образцах: № 1–3 — образцы состава "1–2–3" (у образца № 2 иттрий заменен на эрбий) и № 4–7 — образцы состава  $Bi_{1.6}Pb_{0.4}Sr_2Ca_2Cu_3O_x$ , исследованные в [2] (их характерные свойства приведены в таблице, где  $D$  — диаметр,  $L$  — длина). С целью создания кругового магнитного поля при комнатной температуре через образцы пропускался ток  $I_t$ . В этом круговом магнитном поле они охлаждались до  $T = 77$  К (режим FC), после чего ток  $I_t$  выключался. Круговое магнитное поле в сверхпроводящих образцах захватывалось в виде вихревых колец. Затем проводились измерения  $I_c$  по четырехзондовой схеме. Образцы находились в жидком азоте. Определяемой величине  $I_c$  соответствовало минимальное падение напряжения на образце  $\cong 1.5 \cdot 10^{-6}$  В. Измерения проводились в магнитном поле Земли. Когда направления токов  $I_t$  и измерительного  $I$  совпадали, критическое значение  $I_c$  последнего обозначали в виде  $I_{c\uparrow\uparrow}$ , а при их разных направлениях —  $I_{c\uparrow\downarrow}$ .

На рис. 1, *a* для образца № 1 приведены зависимости  $I_{c\uparrow\uparrow}(I_t)$  — кривая 1 и  $I_{c\uparrow\downarrow}(I_t)$  — кривая 2, характерные для всех образцов состава 123. На кривых 1 и 2 имеются

особенности — максимум и изменение наклона соответственно при одном и том же значении тока  $I_t$ .  $I_{c0}$  — величина критического тока (см. таблицу), полученная при  $T = 77$  К и  $H = 0$  после охлаждения в нулевом магнитном поле (ZFC режим). Ток  $I_{c0}$  создает на поверхности образца поле  $H_0 \cong 6.6$  Ое. На рис. 1, *b* приведены данные для  $Bi_{1.6}Pb_{0.4}Sr_2Ca_2Cu_3O_x$ -образца № 4.

Полученный результат на рис. 1, *a* качественно объясняется присутствием захваченных в образце круговых колец, образованных из вихрей Джозефсона и Абрико-



**Рис. 1.** Изменение приведенных критических токов  $I_c/I_{c0}$  в зависимости от величины транспортного тока  $I_t$  в образцах  $YBa_2Cu_3O_x$  (*a*) и  $Bi_{1.6}Pb_{0.4}Sr_2Ca_2Cu_3O_x$  (*b*). 1 — направления токов  $I_t$  и  $I$  совпадают; 2 — направления токов противоположны.

Свойства исследуемых образцов с  $L = 1.5$  см

№	1	2	3	4	5	6	7
Состав	YBCO	ErBCO	YBCO	BPSCCO	BPSCCO	BPSCCO	BPSCCO
$I_{c0}, A$	3.83	6.75	13.6	1.2	2.88	2.92	8.15
$D, mm$	2.3	2.5	6.2	2.0	3.1	3.1	1.6

сова. В плотных YBCO образцах при  $T = 77$  К джозефсоновских вихрей значительно меньше абрикосовских. Последние при этой температуре оказываются запиннированными внутри гранул, где они образовались еще при  $T \cong T_c$ , когда первое  $H_{c1g}$  критическое магнитное поле гранул мало отличалось от нуля. Поэтому кольца пронизывали гранулы, межгранульные связи и неоднородности. Из-за существования пустот и несверхпроводящих включений, размеры которых больше, чем лондоновская глубина проникновения магнитного поля  $\lambda_L$ , кольца разрываются. Магнитная связь между их частями нарушается. О разорванных (магнитно-несвязанных) вихрях известно давно [3]. Вывод о возможности их существования в керамических ВТСП следует из анализа работы сверхпроводящих низкотемпературных тонкопленочных трансформаторов, работающих на постоянном токе [3].

В гранулярных ВТСП в отличие от сплошной сверхпроводящей среды, в которой магнитное поле  $H_v$  находится внутри вихрей, магнитное поле будет и снаружи кусков вихрей, образующих разорванные кольца. Линии магнитной индукции этого поля рассеяния  $H_d$  (кроме расположенных вблизи оси вихрей) будут замкнуты снаружи разорванных вихревых колец и гранул, поскольку  $H_d < H_{c1g}$ . Распределение поля  $H_d$  снаружи образца № 1 было определено при помощи датчика Холла при 77 К. Круговое поле  $H_d$  было порядка 0.5 Ое и напоминало поле магнетика, у которого  $\oint H_d dl = 0$  вдоль замкнутого пути  $L$ , проведенного вне образца. Более подробно об этом будет сообщено позже.

Усредненное поле внутри образца  $H_{REM} = \sum_n (H_v - H_d)$ , которое создано разорванными вихревыми кольцами, имеет тот же знак, как если бы оно было создано целыми вихрями. Здесь  $n$  — число разорванных вихревых колец, находящихся в образце. Предполагаем, что присутствие поля  $H_{REM}$  сказывается на проникновение вихревых колец в образец при  $I = I_c$  следующим образом. При вхождении колец того же знака, что и у разорванных запиннированных колец, энергетический барьер  $E_{\uparrow\uparrow}$  для их вхождения будет более высоким, чем барьер  $E_0$  при измерении критического тока  $I_{c0}$ . Это связано с силами отталкивания, которые действуют на входящее кольцо со стороны магнитных полей разорванных вихревых колец. Поэтому для достижения критического значения измерительным током  $I$  необходимо создать поле  $H_i > H_0$ . Результатом этого будет выполнение неравенства  $I_{c\uparrow\uparrow} > I_{c0}$ , когда направления токов  $I$  и  $I_t$  совпадают. Когда  $I$  и  $I_t$  направлены противоположно

друг другу, в образец будут проникать вихревые кольца, циркуляция которых имеет противоположный знак по отношению к циркуляции запиннированных в образце разорванных колец. Последние будут притягивать входящие в образец кольца и создавать условие, при котором будет выполняться неравенство  $I_{c\downarrow\downarrow} < I_{c0}$ . Изменения характера зависимости  $I_c(I_t)$  при  $I_t \geq 10$  А на кривых рис. 1, а, по-видимому, проявляются из-за уменьшения величины энергетического барьера с увеличением тока  $I_t$ .

Приведенное выше рассмотрение применимо и для макроскопических включений замороженного потока, т.е. связей вихрей Абрикосова.

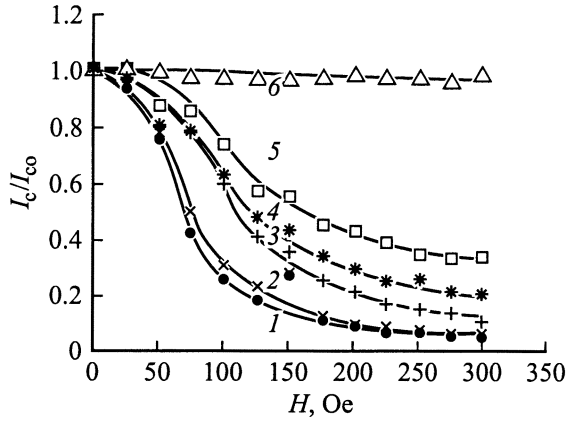
У  $Bi_{1.6}Pb_{0.4}Sr_2Ca_2Cu_3O_x$ -образца (№ 4) со слабыми силами пиннинга (т.е. низким значением  $I_{c0}$ )  $I_{c\uparrow\uparrow}$  и  $I_{c\downarrow\downarrow}$  уменьшаются при увеличении магнитного поля, но в различной степени (рис. 1, б). Это происходит, по-видимому, из-за существования в рыхлых керамических  $Bi_{1.6}Pb_{0.4}Sr_2Ca_2Cu_3O_x$ -образцах кольцевых вихрей Джозефсона [2]. Между проникающими и запиннированными кольцами происходят взаимодействия типа флюксон-флюксонных при совпадении направлений токов  $I_t$  и  $I$  и флюксон-антифлюксонных взаимодействий солитонного типа [4] при разных направлениях токов  $I_t$  и  $I$ . В обоих случаях происходит выделение тепла. Из-за диссипации энергии величина критического тока уменьшается. Аналогично вели себя образцы № 5 и 6.

В  $Bi_{1.6}Pb_{0.4}Sr_2Ca_2Cu_3O_x$ -образце (№ 7) магнитный поток не захватывался, поэтому  $I_{c\uparrow\uparrow}$  и  $I_{c\downarrow\downarrow} = I_{c0}$ .

Захват потока также не наблюдали при пропускании по образцам (№ 1, 4, 7) переменного тока с частотой 50 Гц.

## 2. Продольные линейные поля

Поля рассеяния должны быть и у линейных квантованных магнитных вихрей, находящихся в керамических ВТСП, которые вносят вклад в величину  $H_{REM}$  и влияют на  $I_c$ . Чтобы проверить это, при  $T = 77$  К исследовалась зависимость  $I_c(H)$ , когда поле  $H$  было параллельно току. Измерения проводили в двух режимах: в ZFC и FC. В первом случае критический ток, который измеряли в возрастающем внешнем поле, обозначали как  $I_{1c}(H)$ , в убывающем —  $I_{2c}(H)$ . Критический ток  $I_{3c}(H)$  измерялся в магнитном поле, которое оставалось в образце после включения и выключения внешнего магнитного поля после охлаждения образца до 77 К. В FC-режиме измерений образец охлаждали в магнитном поле до 77 К и, не выключая поле, измеряли критический ток,



**Рис. 2.** Зависимости приведенных критических токов от величины внешнего поля  $H$ : 1 —  $I_{1c}(H)$ ; 2 —  $I_{2c}(H)$ ; 3 —  $I_{6c}(H)$ ; 4 —  $I_{4c}(H)$ ; 5 —  $I_{5c}(H)$  и 6 —  $I_{3c}(H)$ .

который обозначали как  $I_{4c}(H)$ . Критический ток  $I_{5c}(H)$  измерялся в остаточном магнитном поле, когда после охлаждения до 77 К поле выключалось. И, наконец, измерялся критический ток  $I_{6c}(H)$ , когда после охлаждения в поле оно выключалось и снова включалось.

На рис. 2 приведены данные для иттриевого образца № 1. В режиме ZFC гистерезис кривых  $I_{1c}(H)$  и  $I_{2c}(H)$  появлялся в результате захвата магнитного потока в гранулах при достижении магнитным полем  $H$  величины  $H_{c1g} \cong 300$  Ое. Из постоянства зависимостей  $I_{3c}(H) \cong I_{c0}(H)$  следует, что при уменьшении внешнего поля до нуля магнитный поток либо покидал образец, либо оставалась величина захваченного поля, меньшая первого критического поля межгранульных связей  $H_{c1j}$ .

Как видно на рис. 2, для всех полей выполняется неравенство  $I_{1c} < I_{4c}$ . Это происходит из-за частичной компенсации внешнего поля захваченным магнитным полем  $H_{\text{TRAP}}$ , созданным полем рассеяния разорванных линейных магнитных вихрей, которые были запиннингованы в гранулах при  $T = T_c$ .

При измерении в режиме FC до  $H \leq 75$  Ое  $I_{6c} \cong I_{4c}$ ,  $H_{\text{REM}} = H_{\text{TRAP}}$ , где  $H_{\text{REM}}$  — поле, которое осталось в образце после выключения внешнего поля. Но, начиная с полей  $H \geq 75$  Ое, выполнялось неравенство  $I_{6c} < I_{4c}$ . Иными словами, при измерении  $I_{6c}$  внешнее поле компенсировалось в меньшей степени, чем при измерении  $I_{4c}$ . Поэтому  $H_{\text{REM}} < H_{\text{TRAP}}$ . Обнаруженная особенность объясняется влиянием на свойства вихрей поверхностного барьера Бина–Ливингстона гранул [5]. При измерении  $I_{4c}$  поверхностный барьер гранул занижен внешним магнитным полем. Вихри, расположенные от поверхности гранул на расстоянии  $x \cong \lambda_L$ , притягиваются к ней с некоторой силой  $F(x)$ . Если  $F(x) < F_p$  (где  $F_p$  — сила пиннинга), то все запиннингованные вихри остаются в образце. При измерении  $I_{5c}$ , т. е. после выключения поля, барьер повышается.  $F(x)$  увеличивается и может стать больше, чем  $F_p$ . При этом вихри, которые расположены на расстоянии  $x$  от поверхности, покинут образец. При

повторном включении поля (измерение тока  $I_{6c}$ ) количество вихрей в образце не изменится, так как  $H < H_{c1g}$ . Следовательно, значение  $H_{\text{REM}}$  останется тем же.

2.1. Определение захваченных  $H_{\text{TRAP}}^j$  и остаточных  $H_{\text{REM}}^j$  магнитных полей в межгранульной области. При определении остаточной намагниченности использовали равенство токов  $I_{1c}$  и  $I_{5c}$ , измеренных в различных режимах (рис. 2). При измерении  $I_{1c}$  в ZFC-режиме эффективное поле в межгранульной области можно представить в виде

$$H_{\text{eff1}} = H_1 + H_i + H_1^g - 4\pi M_1^j, \quad (1a)$$

где  $H_1$  — поле, в котором находился образец при измерении  $I_{1c}$ ;  $H_i$  — поле, созданное измерительным током  $I$ ;  $H_1^g$  — поле в межгранульной области, созданное экранирующими токами в гранулах. Это поле в основном направлено по внешнему полю.  $M_1^j$  — намагниченность межгранульной области, которая обусловлена экранирующими токами в межгранульной области (эта часть момента направлена против внешнего поля) и джозефсоновскими вихрями, проникшими в межгранульную область (эта часть момента направлена по полю). Поскольку  $H_1 < H_{c1g} \cong 300$  Ое, то вклад от вихрей внутри гранул в  $H_{\text{eff1}}$  нет. Выражение для эффективного поля при измерении  $I_{5c}$  будет иметь вид

$$H_{\text{eff5}} = H_{\text{REM}}^j + H_i, \quad (1b)$$

где  $H_{\text{REM}}^j$  — поле рассеяния остаточного магнитного потока в межгранульной области, созданного частями разорванных абрикосовских вихрей. Из равенства токов и эффективных полей получаем

$$H_{\text{REM}}^j = H_1 + H_1^g - 4\pi M_1^j. \quad (2)$$

Мы не можем оценить ни  $M_1^j$ , ни  $H_1^g$ , но, поскольку они направлены противоположно друг другу, предполагаем, что второй и третий члены в (2) взаимно компенсируются, т. е.

$$H_{\text{REM}}^j \cong H_1. \quad (3)$$

Аналогично, исходя из сравнения  $I_{1c}$  и  $I_{6c}$ , нетрудно получить

$$H_{\text{REM}}^j \cong H_6 - H_1, \quad (4)$$

где  $H_6$  — поле, в котором находился образец при измерении  $I_{6c}$ .

Величину  $H_{\text{REM}}^j(H)$  определяли также графическим методом из кривых зависимости  $I_c(H)$ , которые получали после того, как образец охлаждали в поле  $H_m$ , параллельном току. Затем поле  $H_m$  выключалось, и измерялся критический ток в изменявшихся по величине магнитных полях  $H$  от 0 до 300 Ое. Эти зависимости имели максимумы, которые наблюдались при максимально возможной компенсации остаточным полем внешнего поля. На рис. 3 дан график такой зависимости для  $H_m = 250$  Ое. Видно, что максимуму соответствует поле 87.5 Ое, т. е. после

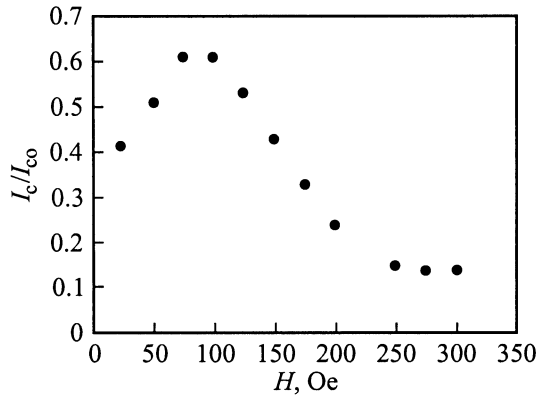


Рис. 3. Зависимость приведенного критического тока от величины внешнего магнитного поля, приложенного после охлаждения образца в поле  $H_m = 250$  Ое.

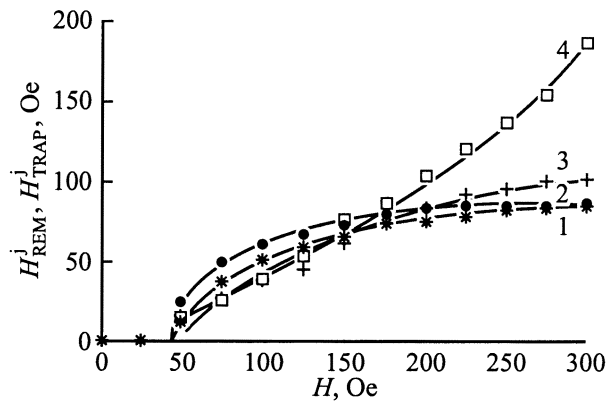


Рис. 4. Зависимости  $H_{REM}^j$  (1–3) и  $H_{TRAP}^j$  (4) от поля  $H$ , полученные различными способами. 1 — расчет по формуле (3), 2 — графический метод, 3 — расчет по формуле (4) и 4 — расчет по формуле (5).

охлаждения образца в поле 250 Ое до 77 К и последующего выключения поля в межгранульной области остается магнитное поле,  $H_{REM}^j = 87.5$  Ое. Измеряя  $I_c(H)$  при различных полях  $H_m$ , получили зависимость  $H_{REM}^j(H)$ . На рис. 4 даны графики зависимости  $H_{REM}^j(H)$ , которые были построены с помощью формул (3), (4) и графического метода. Из их сравнения следует, что расчет по формуле (3) дает ошибку до 10% (т.е. в пределах ошибки измерений), тогда как, используя формулу (4), получаем только качественное соответствие.

Захваченное поле  $H_{TRAP}^j$  нельзя определить экспериментально. Поэтому поле  $H_{TRAP}^j$  рассчитывалось по формуле, аналогичной (4), с помощью равенства  $I_{4c} = I_{1c}$  и  $H_{eff4} = H_{eff1}$ . Тогда

$$H_{TRAP}^j \cong H_4 - H_1, \quad (5)$$

где  $H_4$  — поле, в котором находился образец при измерении  $I_{4c}$ . Изменение  $H_{TRAP}^j$  при увеличении  $H$ , рассчитанное по (5), дано на рис. 4.

2.2. Оценка захваченных  $H_{TRAP}^j$  и остаточных  $H_{REM}^s$  магнитных полей в гранулах. Величина поля обратно пропорциональна площадям, через которые проникает магнитный поток. Принимая, что число гранул  $N$  в поперечных сечениях по всей длине образца примерно одинаково и записываемая площадь поперечного сечения образца как  $S = N(S_g + S_j)$ , получаем

$$H_{TRAP}^j/H_{TRAP}^s = H_{REM}^j/H_{REM}^s = 2.7V_g/V_j, \quad (6)$$

где  $S_g$  — площадь поперечного сечения гранулы, а  $S_j$  — площадь поперечного сечения окружающего ее межгранульного пространства в расчете на одну гранулу,  $V_g$  — объемная фракция гранул в образце, а  $V_j = 1 - V_g$  — объемная фракция межгранульных связей. Расчет сделан в предположении, что гранулы имеют форму шара и среднее расстояние между ними одинаковое, поэтому  $S_g/S_j = 2.7V_g/V_j$ . Отношение  $V_g/V_j$  получали из измерений реальной части магнитной восприимчивости  $\chi' = V_g\chi'_g + V_j\chi'_j$  [2], где  $V_g\chi'_g$  — величина сигнала от гранул, а  $V_j\chi'_j$  — от межгранульных связей. У иттриевого образца № 1 отношение  $S_g/S_j \cong 0.7$ , поэтому  $H_{TRAP}^s = 1.43H_{TRAP}^j$  и  $H_{REM}^s = 1.43H_{REM}^j$ .

Для определения степени захвата магнитного потока в гранулах при FC-режиме был введен коэффициент захвата потока  $k_{TRAP} = H_{TRAP}^s/H$ , подобный рассмотренному в [6]. Он показывает, какая часть приложенного поля остается в гранулах. Для определения части магнитного потока, остающейся в гранулах при выключении внешнего поля, введен коэффициент остаточной намагниченности  $K_{REM} = H_{REM}^s/H_{TRAP}^s$ . Зависимости  $K_{TRAP}(H)$  и  $k_{REM}(H)$  для образца № 1 даны на рис. 5. Видно, что с ростом поля  $K_{TRAP}(H)$  увеличивается, а  $K_{REM}(H)$  уменьшается. Это происходит из-за того, что сила  $F(x)$ , которая действует на вихри, изменяется с изменением величины  $H$ . На рис. 5 приведены значения  $K_{TRAP}(H)$  и  $K_{REM}(H)$ , полученные из графиков зависимости  $F(x/\lambda_L, H)$  при  $\lambda_L = 2.3 \cdot 10^{-7}$  м и  $F_p = 1.5 \cdot 10^{-4}$  Н/м. Для этих значений  $\lambda_L$  и  $F_p$  рассчитанные величины  $K_{TRAP}(H)$  и  $K_{REM}(H)$

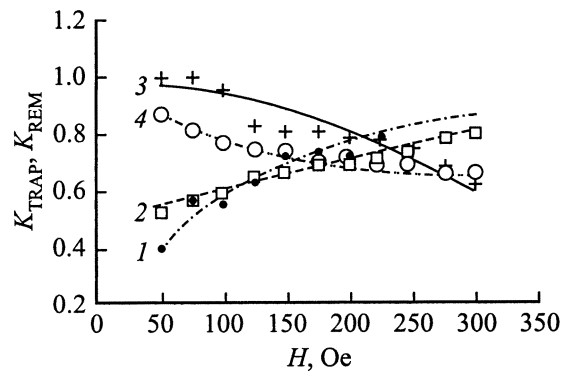


Рис. 5. Экспериментальные (1, 3) и расчетные (2, 4) зависимости коэффициентов захвата потока  $K_{TRAP}$  (1, 2) и коэффициента остаточной намагниченности  $K_{REM}$  (3, 4) от величины внешнего магнитного поля  $H$ .

лучше всего соответствовали экспериментальным. Сила  $F(x)$  определялась по формуле  $F(x) = -dE(x, H)/dx$ , где  $E$  — линейная энергия вихря на единицу его длины [5]. Предполагалось, что гранулы имеют форму шара радиусом  $R \sim 10^{-7}$  м, и все вихри, захваченные при  $T \leq T_c$  во время охлаждения образца в режиме FC, остаются в гранулах. Выражение для силы  $F$ , которая действует на первый ряд вихрей, с использованием термодинамического потенциала Гиббса дано в [7].

Отметим, что свойства керамического ВТСП образца  $\text{Bi}_{1.6}\text{Pb}_{0.4}\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$  (№ 4) были аналогичны.

### 3. Спиральные магнитные поля

Внешнее магнитное поле  $H$ , приложенное параллельно оси цилиндра, не влияет на условия проникновения в образец вихревого кольца, которое создается собственным полем транспортного тока. Точно так же и транспортный ток не уменьшает критическое поле вхождения линейного вихря, параллельного оси цилиндра [8]. В этом случае реализуются бессилловые конфигурации и в образце существуют независимо друг от друга линейные и круговые вихри. Но могут быть и другие конфигурации — геликоидальные вихри [9], когда поле  $H$  влияет на критический ток. Условия, при которых происходит переход от одного случая к другому, рассмотрены в данном разделе.

Измерялась величина критического тока  $I_c(H)$  в зависимости от значения внешнего магнитного поля  $H$ . Перед этим по образцу (№ 1) протекал электрический ток  $I_{tr}$  и к нему было приложено внешнее поле  $H_0$ , параллельное току. Образец охлаждался от  $T > T_c$  до 77 К. Этим создавалась предпосылка для захвата геликоидальных вихрей, поскольку на образец воздействовало суммарное геликоидальное магнитное поле  $H_f = (H_{tr}^2 + H_0^2)^{0.5}$ . Здесь  $H_{tr}$  — круговое поле, созданное транспортным током. Геликоидальные вихри, встречаясь с неоднородностями, размеры которых больше  $\lambda_L$ , разрывались. Их поля рассеяния были сосредоточены в межгранульном пространстве, создавая захваченное геликоидальное поле, которое влияло на  $I_c$ .

После охлаждения образца до 77 К ток  $I_{tr}$  выключался. Когда  $H_0$  не выключалось после достижения температуры 77 К и в этом поле проводили измерения,  $I_c$  обозначали как  $I_{4c\uparrow\uparrow}$  и  $I_{4c\uparrow\downarrow}$ . Если  $H_0$  выключали и  $H = 0$ , то  $I_c$  представляли в виде  $I_{5c\uparrow\uparrow}$  и  $I_{5c\uparrow\downarrow}$ . При измерении  $I_c$  после выключения  $H_0$  и повторного включения внешнего продольного магнитного поля  $H = H_0$ , которое было параллельно току и образцу,  $I_c$  обозначали как  $I_{6c\uparrow\uparrow}$ ,  $I_{6c\uparrow\downarrow}$ ,  $I_{7c\uparrow\uparrow}$  и  $I_{7c\uparrow\downarrow}$ . Измерения  $I_{6c\uparrow\uparrow}$  и  $I_{6c\uparrow\downarrow}$  выполнялись при одинаковых направлениях  $H_0$  и  $H$ , а  $I_{7c\uparrow\uparrow}$  и  $I_{7c\uparrow\downarrow}$  — при противоположных. После каждого измерения образец отогревался до  $T > T_c$ . Как и прежде, знак  $\uparrow\uparrow$  обозначает, что токи  $I_{tr}$  и  $I$  имели одинаковые направления, а  $\uparrow\downarrow$  — различные.

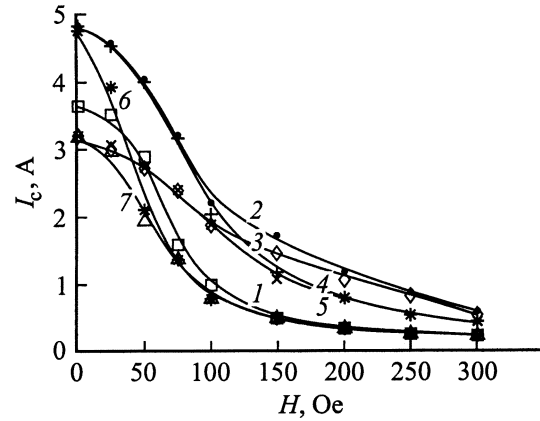
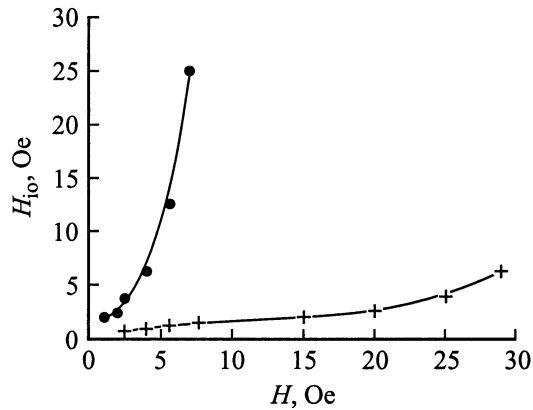


Рис. 6. Экспериментальные зависимости  $I_c(H)$ , полученные при различных условиях измерений:  $I_{c1}$  (1);  $I_{4c\uparrow\uparrow}$  (2);  $I_{4c\uparrow\downarrow}$  (3);  $I_{6c\uparrow\uparrow}$  (4);  $I_{6c\uparrow\downarrow}$  (5);  $I_{7c\uparrow\uparrow}$  (6);  $I_{7c\uparrow\downarrow}$  (7).  $I_{tr} = 8$  А.

Поведение зависимостей  $I_c(H)$  исследовали при четырех значениях  $I_{tr}$  (А): 2, 4, 6 и 8. На рис. 6 представлены кривые, полученные, когда  $I_{tr} = 8$  А. На рис. 6 видно, что кривые  $I_{4c\uparrow\uparrow}(H)$  и  $I_{6c\uparrow\uparrow}(H)$ , а также  $I_{4c\uparrow\downarrow}(H)$  и  $I_{6c\uparrow\downarrow}(H)$  совпадают до  $H \cong 75$  Ое. Подобное поведение наблюдалось при воздействии на образец продольных линейных полей. Поэтому считаем, что различие между захваченным  $H_{TRAP}$  и остаточным  $H_{REM}$  полями появляется в результате влияния барьера Бина–Ливингстона [5]. Обсуждаться будет только воздействие  $H_{REM}$  на  $I_c$ . На рис. 6 для сравнения приведен график зависимости  $I_{c1}(H)$ . Видно, что при всех значениях  $H$  выполняется условие  $I_{4c\uparrow\uparrow}$  и  $I_{6c\uparrow\uparrow} > I_{c1}$ . В то же время  $I_{4c\uparrow\downarrow}$ ,  $I_{6c\uparrow\downarrow} > I_{c1}$  при  $H > H^*$  и  $I_{4c\uparrow\downarrow}$ ,  $I_{6c\uparrow\downarrow} < I_{c1}$  при  $H < H^*$ . С возрастанием  $I_{tr}$ , т.е. увеличением вклада в значение  $H_f$  поперечной составляющей поля  $H$ , величина  $H^*$  возрастала. При  $H \geq 150$  Ое кривые зависимостей  $I_{7c\uparrow\uparrow}(H)$  и  $I_{7c\uparrow\downarrow}(H)$  совпадают с  $I_{c1}(H)$ . В меньших полях кривая  $I_{7c\uparrow\downarrow}(H)$  расположена ниже  $I_{c1}(H)$ . Кривые  $I_{7c\uparrow\uparrow}(H)$  и  $I_{c1}(H)$  пересекаются, когда  $H = H^{**}$ . При  $H > H^{**}$  выполняется неравенство  $I_{7c\uparrow\uparrow} < I_{c1}$ . Поле  $H^{**}$ , как и  $H^*$  возрастало с увеличением  $I_{tr}$ .

С целью объяснения поведения полученных кривых был выполнен специальный эксперимент для выяснения, при каких условиях в образцах существуют геликоиды, а когда круговые и линейные вихри. Исследование условий, при которых происходит переход от режима проникновения в сверхпроводник геликоидов к режиму, когда проникают линейные и круговые вихри, проводили на керамическом ВТСП образце  $\text{Bi}_{1.6}\text{Pb}_{0.4}\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$  (№ 5). В образце было просверлено продольное отверстие, через которое проходил медный провод. Пропуская по нему электрический ток  $I_0$ , создавали поперечные круговые поля  $H_{i0}$ . Одновременно с этим на образец воздействовали внешним магнитным полем  $H$ , параллельным току и оси образца. Чтобы узнать, какие вихри существуют в образце, аналогично работе [9], определялась зависимость критической температуры межгранульных



**Рис. 7.** Диаграмма состояний существования в образце геликоидов и суперпозиции круговых и продольных линейных вихрей.

связей  $T_c^j$  от продольного, кругового магнитных полей и их суперпозиции. Температура  $T_c^j$  соответствовала температуре изменения на 50% сигнала реальной части комплексной магнитной восприимчивости  $\chi'(T)$  в области сверхпроводящего перехода слабых связей [2]. Под влиянием  $H$  и  $H_{i0}$  кривые зависимостей  $\chi'(T)$  сдвигались к низким температурам на величину, равную  $\Delta T$ . Согласно [8], поле  $H$  не влияет на условия вхождения вихревых колец, а поле  $H_{i0}$  не понижает критическое поле проникновения линейного вихря. Следовательно, из характера изменения  $\Delta T$  от  $H$  и  $H_{i0}$  можно определить границу между значениями  $(H_{i0}, H)$ , при которых в образце реализуются резистивные состояния, характеризующиеся вхождением геликоидов и круговых и продольных вихрей. На рис. 7 приведена диаграмма таких состояний. Кривые определяют нижнюю и верхнюю границы области существования геликоидов. Вне области, ограниченной этими кривыми, в образце существует суперпозиция круговых и продольных линейных вихрей при значениях  $H$  и  $H_{i0}$ , в основном примерно на порядок отличающихся друг от друга. Иными словами, можно утверждать, что при соизмеримых значениях магнитных полей  $H_i$  и  $H$  в образце существуют геликоиды, в противном случае — линейные и круговые вихри.

Возвращаясь к рис. 6, видим, что кривые  $I_{4c\uparrow\uparrow}(H)$ ,  $I_{4c\uparrow\downarrow}(H)$ ,  $I_{6c\uparrow\downarrow}(H)$  и  $I_{6c\uparrow\uparrow}(H)$  не выходят на насыщение при больших  $H$ , а кривые зависимостей  $I_{7c\uparrow\uparrow}(H)$  и  $I_{7c\uparrow\downarrow}(H)$  совпадают с кривой  $I_{1c}(H)$  и имеют особенность. До  $H \cong 150$  Oe они монотонно уменьшаются, а затем выходят на насыщение. Предполагаем, что до этого значения магнитного поля в образец проникали геликоиды, а при  $H \geq 150$  Oe в него входили независимо друг от друга круговые вихревые кольца и линейные вихри. Этим же, видимо, объясняется и отсутствие различий в значениях  $I_{1c}$ ,  $I_{7c\uparrow\uparrow}$  и  $I_{7c\uparrow\downarrow}(H)$ , несмотря на то, что продольная составляющая поля при измерениях  $I_{7c\uparrow\uparrow}(H)$  и  $I_{7c\uparrow\downarrow}(H)$  больше, чем при измерении  $I_{1c}$ . Аналогичное рассуждение приводит к тому, что монотонное убывание  $I_{4c\uparrow\uparrow}(H)$ ,  $I_{4c\uparrow\downarrow}(H)$ ,  $I_{6c\uparrow\downarrow}(H)$ ,  $I_{6c\uparrow\uparrow}(H)$  и отсутствие выхода

их на насыщение в рассматриваемой области полей объясняется вхождением геликоидов, когда продольная составляющая стала меньше, чем при измерении  $I_{1c}(H)$ .

## Список литературы

- [1] J.E. Evetts, V.A. Glowacki. *Cryogenics* **28**, 641 (1988).
- [2] В.Ф. Хирный, В.П. Семиноженко, А.А. Козловский, Ю.А. Гринченко. *ФНТ* **20**, 8, 774 (1994).
- [3] J.R. Clem. *Phys. Rev.* **B12**, 6, 1742 (1975).
- [4] А. Бароне, Дж. Патерно. *Эффект Джозефсона. Физика и применения*. Мир, М. (1984). 742 с.
- [5] С.Р. Bean, J.D. Livingston. *Phys. Rev. Lett.* **12**, 1, 14 (1964).
- [6] А.И. Дьяченко, В.В. Чабаненко. *Сверхпроводимость: физика, химия, техника* **6**, 2, 252 (1993).
- [7] К.И. Кугель, Л.Г. Мамсурова, К.С. Пигальский, А.Л. Рахманов. *ФНТ* **24**, 8, 823 (1998).
- [8] Ю.А. Гененко. *Письма в ЖТФ* **59**, 5, 807 (1994).
- [9] В.Ф. Хирный, В.П. Семиноженко, А.А. Козловский. *ФТТ* **38**, 10, 2951 (1996).