

Бесконтактный метод измерения плотности критических токов и диагностики сверхпроводников

Х. Р. Ростами

*Институт радиотехники и электроники РАН
пл. Введенского 1, г. Фрязино, 141120, Московская обл., Россия
E-mail: vip197@ire216.msk.su*

Статья поступила в редакцию 7 ноября 1999 г., после переработки 17 июля 2000 г.

Исследована роль геометрического фактора сверхпроводящего (СП) образца при магнитных измерениях плотности критических токов J_c . Показано, что небольшое отличие формы образца от цилиндрической существенно не влияет на величину J_c . Обнаружено, что ошибка в оценке J_c монокристаллов при использовании известного выражения, определяющего J_c керамик, связана именно с низким уровнем плотности B_{tr} захваченного магнитного потока (ЗМП) в монокристаллах по сравнению с керамиками. Предложена методика определения J_c монокристаллических и керамических образцов по измерениям пространственного распределения B_{tr} , создаваемого биновскими экранирующими сверхтоками при переходе всего объема образца в критическое состояние. Получена формула для определения J_c монокристаллических и керамических СП образцов в форме угольной и цилиндрической пластин. Для повышения точности оценки J_c вместо $B_{tr}^{max}(0)$ использована разность $B_0^* - B_{c1}$ (B_0^* — поле, индуцирующее на геометрической оси образца $B_{tr}^{max}(0)$; B_{c1} — первое критическое магнитное поле образца). Оценены J_c и силы пиннинга YBCO и BSCCO монокристаллических образцов. Определено, что механизмы ЗМП в этих слоистых структурах отличаются.

Досліджено роль геометричного фактора надпровідного (НП) зразка при магнітних вимірюваннях густини критичних струмів J_c . Показано, що невелика відмінність форми зразка від циліндричної суттєво не впливає на величину J_c . Виявлено, що помилка в оцінюванні J_c монокристалів при використанні відомого рівняння, яке визначає J_c керамік, пов'язана саме з низьким рівнем густини B_{tr} захопленого магнітного потоку (ЗМП) в монокристалах в порівнянні з керамікою. Запропоновано методику визначення J_c монокристалічних і керамічних зразків по вимірюванням просторового розподілу B_{tr} , створеного біновськими екрануючими надструмами при переході усього об'єму зразка до критичного стану. Одержано формулу для визначення J_c монокристалічних і керамічних НП зразків у формі багатокутової і циліндричної пластин. Для підвищення точності оцінювання J_c замість $B_{tr}^{max}(0)$ використано різницю $B_0^* - B_{c1}$ (B_0^* — поле, яке індукує на геометричній вісі зразка $B_{tr}^{max}(0)$; B_{c1} — перше критичне магнітне поле зразка). Оцінено J_c і сили пінінгу YBCO і BSCCO монокристалічних зразків. Виявлено, що механізми ЗМП в цих шаруватих структурах відрізняються.

PACS: 74.72.-h

Одной из центральных задач диагностики сверхпроводящих материалов при их синтезе и применении в прикладных целях является максимально точное и оперативное определение плотности критических токов J_c .

Традиционно в бесконтактной методике J_c определяют по измерениям гистерезисной кривой намагниченности с использованием СКВИД магнитометров или индуктивных методов [1–6]. Однако эти методики сложны и неэкономичны. Поэ-

тому создание более экономичных и простых методов точного измерения J_c очень важно.

В данной работе предлагается альтернативная известным, более простая методика измерения J_c сверхпроводящих (СП) монокристаллов и керамик, основанная на исследовании локального пространственного распределения плотности B_{tr} захваченного магнитного потока (ЗМП), созданного биновскими экранирующими сверхтоками вокруг образца.

В работе [7] экспериментально исследована зависимость пространственного распределения ЗМП вблизи $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ (YBCO) керамических образцов от температуры, внешнего магнитного поля и транспортного тока. В результате описана «эволюция» критического состояния внутри образца и определена область применения модели Бина [8] для исследованных YBCO высокотемпературных сверхпроводящих (ВТСП) керамик, позволяющая точно оценить их критический ток. Нормированное осевое распределение максимального захваченного поля $B_{tr}^{max}(z)/B_{tr}^{max}(0)$ вне образца и плотность критического тока J_c при установлении критического состояния во всем межгранульном пространстве описаны выражениями

$$\frac{B_{tr}^{max}(z)}{B_{tr}^{max}(0)} = \frac{1}{h \operatorname{arsh}(R/h)} \left[(h+z) \operatorname{arsh}\left(\frac{R}{h+z}\right) - z \operatorname{arsh}\left(\frac{R}{z}\right) \right], \quad (1)$$

$$J_c = \frac{c}{\pi} \frac{B_{tr}^{max}(0)}{h \operatorname{arsh}(R/h)}, \quad (2)$$

где z — координата по оси цилиндрического образца; R — радиус образца; h — толщина образца; $B_{tr}^{max}(0)$ — величина максимального захваченного поля вблизи поверхности образца; c — скорость света.

Однако оценка величины J_c для монокристаллических ВТСП образцов YBCO, $Bi_2Sr_2CaCu_2O_x$ (BSCCO), полученная по формуле (2), давала заниженные значения. С целью применения предложенной в [7] методики и для монокристаллов были выяснены причины, приводящие к ошибке в оценке значения J_c монокристаллических ВТСП образцов. Для изучения влияния формы и геометрических размеров образцов на величину J_c было проведено компьютерное моделирование нормированного осевого распределения $B_{tr}^{max}(z)/B_{tr}^{max}(0)$ вне СП образца с использованием формулы (1). Обнаружено, что зависимость $B_{tr}^{max}(z)/B_{tr}^{max}(0)$ малочувствительна к изменению h в широком диапазоне (0,01–0,5 мм) и сильно зависит от изменения R , который менялся в пределах 0,25–10 мм. При аппроксимации экспериментальных данных зависимостью, рассчитанной по формуле (1), при изменении R образца и заданном значении h оказалось, что ни при каких разумных величинах

R и h не удалось добиться удовлетворительного согласия. Не удавалось также получить хорошую согласованность кривых при одновременном изменении R и h как подгоночных параметров. Полученные значения R^* , R^{**} , h^{**} для оптимальных кривых оказались слишком большими по сравнению с приведенным радиусом R и h образцов (R определялся из поперечных размеров реального образца в виде многоугольной пластинки, аппроксимированной к цилиндрической форме). Невозможность аппроксимации экспериментальных данных теоретическими кривыми и полученные очень высокие значения R^* , R^{**} , h^{**} по сравнению с R и h образца показывают, что распределение захваченных полей слабо чувствительно к конкретному виду токовых линий. Это позволяет утверждать, что небольшие отличия формы образца от цилиндрической не могут привести к существенной ошибке при вычислении J_c .

Согласно [7,9], для ВТСП керамик величины полей B_0^* , при которых зависимость $B_{tr}(0)$ от B_0 достигает области насыщения, и поля $B_{tr}^{max}(0)$ соизмеримы, что позволяет точно оценить величину J_c . В монокристаллических ВТСП образцах уровень захваченных полей в среднем более чем на порядок ниже, чем в керамических ВТСП, что приводит к существенной разнице между величинами B_0^* и $B_{tr}^{max}(0)$. Это, в свою очередь, может привести к ошибке определения J_c более чем на порядок.

Как будет показано ниже, при подстановке в формулу (2) вместо $B_{tr}^{max}(0)$ разности $B_0^* - B_{c1}$ (B_{c1} — первое критическое магнитное поле образца) для YBCO и BSCCO монокристаллов получены значения J_c , хорошо согласующиеся с приведенными в литературе. При этом предлагаемое полуэмпирическое выражение

$$J_c = \frac{c}{\pi} \frac{B_0^* - B_{c1}}{h \operatorname{arsh}(R/h)} \quad (3)$$

справедливо и для керамик. То есть существенно расширяются возможности методики, описанной в работе [7].

Образцы и методика эксперимента

Исследованы образцы монокристаллов $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ с критической температурой перехода в сверхпроводящее состояние $T_c \approx 91$ К и размерами $\sim 1 \times 1 \times 0,05$ мм, $2 \times 1 \times 0,05$ мм и $0,8 \times 0,7 \times 0,05$ мм, а также образцы монокристаллов $Bi_2Sr_2CaCu_2O_x$ размерами $\sim 1,2 \times 1,1 \times 0,15$ мм, $4 \times 4 \times 0,1$ мм, $4 \times 10 \times 0,6$ мм и $T_c \approx 90$ К. Измерение захваченного поля проводилось при температуре

жидкого азота в стационарных магнитных полях до 1 кГс датчиком Холла (ДХ) с размерами рабочей области $0,15 \times 0,45$ мм и чувствительностью $10 \text{ мкВ} \cdot \text{Гс}^{-1}$. Магнитометр обеспечивал регистрацию полей с точностью не хуже 10^{-2} Гс. Исследование ЗМП было проведено в режиме ZFC, т.е. образец охлаждался до температуры $T = 77,4 \text{ К} < T_c$ в нулевом магнитном поле. Затем в направлении, перпендикулярном плоскости образца, подавался импульс внешнего магнитного поля B_0 длительностью 0,5 мин. Через 30 минут после снятия поля (этого времени было достаточно для исключения быстрорелаксирующей части ЗМП) на разных расстояниях z (по оси образца) между образцом и ДХ измерялась $B_{\text{tr}}^{\text{max}}(z)$. Далее образец нагревался до температуры $T > T_c$, и процедура повторялась при другом значении B_0 . В связи с тем, что монокристаллы ВТСП обычно имеют форму тонкой многоугольной пластинки и являются очень хрупкими материалами, придать им вид цилиндрического диска было практически невозможно. Поэтому геометрическая ось образца выбиралась следующим образом: в центре медного диска механическим способом высверливались цилиндрические углубления высотой, строго равной толщине монокристаллических пластинок ВТСП с учетом толщины тонкого слоя клея, а диаметр углубления выбирался таким, чтобы он служил максимально плотной оправой для образца. Аналогичным образом в центре другого медного диска устанавливался ДХ. На другой стороне дисков с образцами нарезались резьбы, с помощью которых они устанавливались на кончике медного стержня с намотанным нагревателем. Установка позволяла строго соосно перемещать диск с образцом относительно жестко фиксированного диска с ДХ. Для образца в виде параллелепипеда, размеры которого соизмеримы с размерами рабочей полоски ДХ, установка позволяла без дополнительных усилий фиксировать положение образца относительно ДХ таким образом, чтобы их соответствующие грани были параллельны.

Экспериментальные результаты и их обсуждение

На рис. 1 приведены осевые распределения нормированной плотности ЗМП $B_{\text{tr}}^{\text{max}}(z)/B_{\text{tr}}^{\text{max}}(0)$ для монокристаллических YBCO и BSCCO образцов размерами $1 \times 1 \times 0,05$ мм и $4 \times 4 \times 0,1$ мм соответственно. Точки 1 соответствуют эксперименту. Кривые 2 на рисунке — расчет по формуле (1) для заданных размеров образцов. Как видно на рис. 1, в обоих случаях кривые 2 не согласуются

с экспериментальными данными (1). Кривые 3 — результат аппроксимации экспериментальных данных (1) теоретической кривой путем изменения R . Эффективный радиус R^* для этих кривых составил 6 мм для YBCO и 5,5 мм для BSCCO монокристаллов. Кривые 4 на рис. 1 соответствуют случаю аппроксимации экспериментальных данных при одновременном изменении R и h . Для кривых 4 получены значения $R^{**} = (2,8 \pm 1,8)$ мм, $h^{**} = (0,8 \pm 1,4)$ мм для YBCO монокристаллов и $R^{**} = (3,4 \pm 0,9)$ мм, $h^{**} = (0,9 \pm 0,8)$ мм для

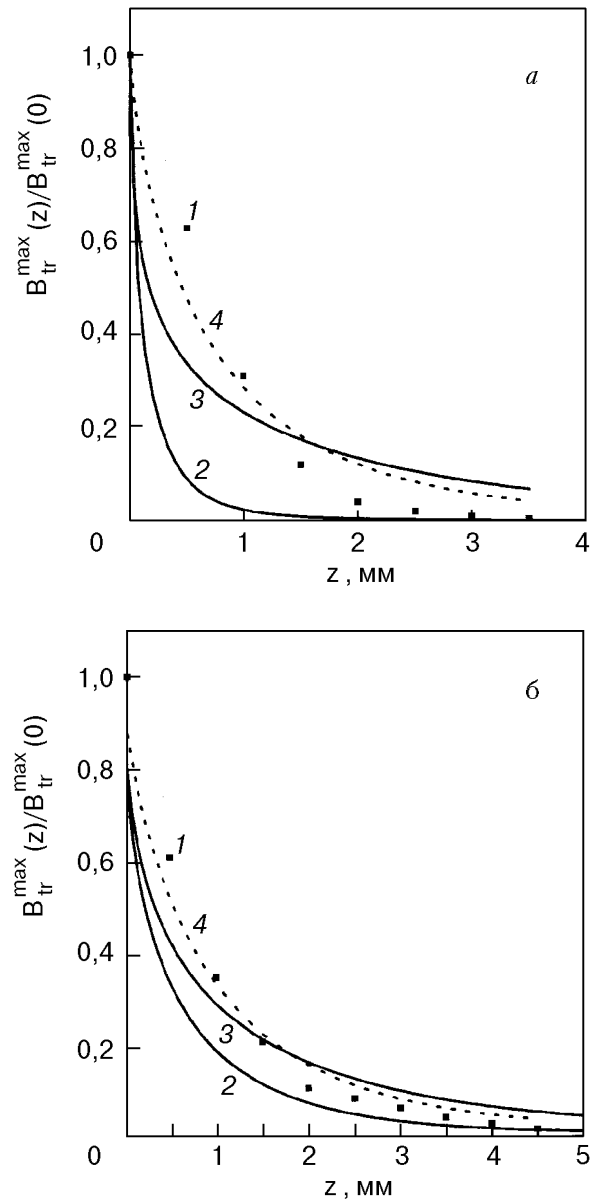


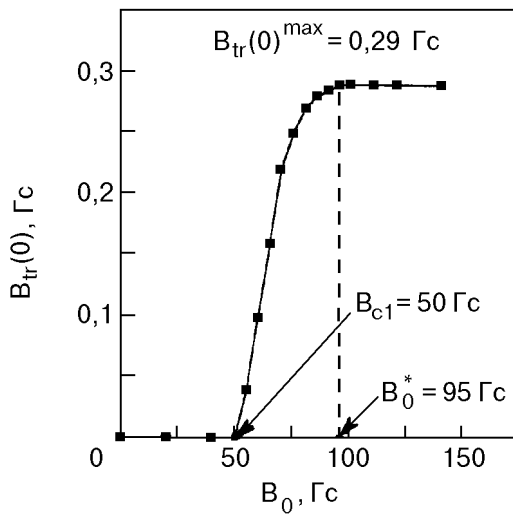
Рис. 1. Осевые распределения нормированной плотности ЗМП $B_{\text{tr}}^{\text{max}}(z)/B_{\text{tr}}^{\text{max}}(0)$: для $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ монокристаллического образца размерами $1 \times 1 \times 0,05$ мм (а); для $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$ монокристаллического образца размерами $4 \times 4 \times 0,1$ мм (б). Эксперимент (1), теория (2), аппроксимация экспериментальной зависимости теоретической при изменении R образца (3); то же самое при одновременном изменении R и h образца (4). $T = 77,4 \text{ К}$.

BSCCO монокристаллов. Величины R^* , R^{**} , h^{**} существенно отличаются от приведенного радиуса и h реальных образцов. Приведенные R для YBCO и BSCCO монокристаллических образцов равны 0,7 и 2,8 мм соответственно.

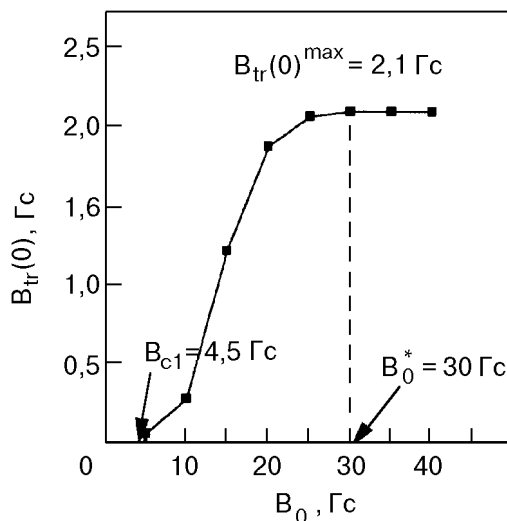
Величину B_0^* можно определить из зависимости $B_{tr}(0)$ от B_0 при значении B_0 , когда зависимость выходит в область насыщения. Величину B_{c1} можно также определить из зависимости $B_{tr}(0)$ от B_0 при регистрации ДХ ненулевого сигнала $B_{tr}(0)$. На рис. 2 приведены полевые зависимости $B_{tr}(0)$ для YBCO и BSCCO монокристаллических ВТСП образцов. Как видно на рисунке, значения полей B_{c1} , B_0^* и $B_{tr}^{max}(0)$ составили для YBCO 50, 95 и 0,29 Гс, а для BSCCO — 4,5, 30 и 2,1 Гс. Из-за токовых и потенциальных контактов, имеющих на поверхности ДХ, минимальный зазор между рабочей поверхностью ДХ и по-

верхностью образца равен 200 мкм. Для установления точного значения $B_{tr}^{max}(0)$ были построены ненормированные осевые распределения $B_{tr}^{max}(z)$ для YBCO и BSCCO монокристаллических ВТСП образцов. Зависимости $B_{tr}^{max}(z)$ приведены на рис. 3. Экстраполяция кривых к оси ординат, смещенной по оси z на -200 мкм, позволяет более точно установить величину $B_{tr}^{max}(0)$. Для YBCO и BSCCO образцов уточненная величина $B_{tr}^{max}(0)$ составила 0,35 и 2,51 Гс. Определенные из рис. 2, 3 величины ЗМП позволили по формуле (2) оценить J_c для YBCO и BSCCO монокристаллических образцов. По формуле [1]

$$F_p = \frac{1}{c} J_c B_{tr}^{max}(0) \quad (4)$$

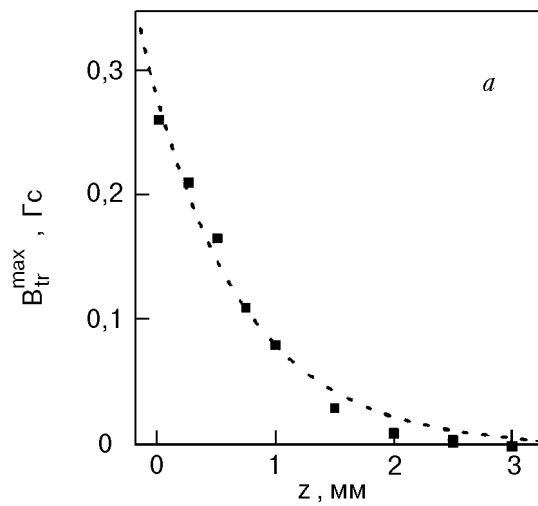


a

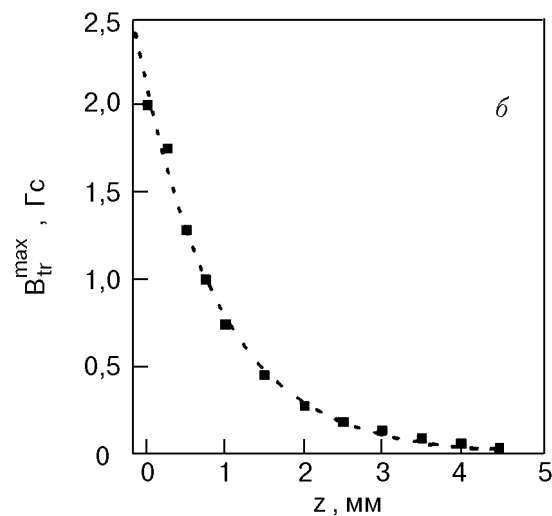


б

Рис. 2. Полевая зависимость захваченного магнитного поля $B_{tr}(0)$ при $T = 77,4$ К для режима ZFC. Для YBCO монокристаллического образца размерами $1 \times 1 \times 0,05$ мм (*a*); для BSCCO монокристаллического образца размерами $4 \times 4 \times 0,1$ мм (*б*).



a



б

Рис. 3. Осевое распределение ненормированного захваченного поля $B_{tr}^{max}(z)$ при $T = 77,4$ К для режима ZFC. Для YBCO монокристаллического образца размерами $1 \times 1 \times 0,05$ мм (*a*); для BSCCO монокристаллического образца размерами $4 \times 4 \times 0,1$ мм (*б*).

были оценены объемные плотности силы пиннинга, а по формуле

$$f = (\Phi_0/c) J_c \quad (5)$$

(где Φ_0 — квант магнитного потока) оценена сила пиннинга, действующая на единицу длины вихря. Как видно из табл. 1, полученные величины J_c более чем на два порядка ниже приведенных в литературе данных для YBCO монокристаллов и более чем на порядок меньше приведенных в литературе для BSCCO монокристаллов. Используя (3), произведем перерасчет величины J_c для YBCO и BSCCO монокристаллов и, подставляя новые величины в формулы (4) и (5), заново оценим величины F_p и f . Полученные данные приведены в табл. 2. Как видно из табл. 2, откорректированные значения J_c хорошо согласуются с литературными данными.

Таблица 1

Величины плотности критических токов для YBCO и BSCCO монокристаллов. Расчет по формуле (2)

| Монокристалл | J_c , А·см ⁻² | J_c , 10 ³ А·см ⁻² ссылка [2] | F_p , дин·см ⁻³ | f , 10 ⁻⁶ дин·см ⁻¹ |
|--------------|----------------------------|--|---------------------------------|--|
| YBCO | 66,7 | 5-50 | 2,34 | 1,38 |
| BSCCO | 198,4 | 1-10 | 49,8 | 4,1 |

Таблица 2

Величины плотности критических токов для YBCO и BSCCO монокристаллов. Расчет по формуле (3)

| Монокристалл | J_c , 10 ³ А·см ⁻² | F_p , дин·см ⁻³ | f , 10 ⁻⁶ дин·см ⁻¹ |
|--------------|--|---------------------------------|--|
| YBCO | 8,60 | 267 | 178 |
| BSCCO | 2,02 | 432 | 41,8 |

При подстановке в формулу (3) $B_{c1} = 0$, $B_0^* = B_{tr}^{max}(0)$ получаем формулу (2). Такая замена оправдана, так как магнитное поле величиной 10^{-3} Э уже проникает в ВТСП керамику [10], а величина захваченного поля, при котором во всем межгранульном пространстве устанавливается критическое состояние, приблизительно равна величине своего индуцирующего поля B_0^* [7,9].

Заклучение

Таким образом, в работе развита предложенная в [7] методика, позволяющая определить величину J_c для монокристаллических и керамических СП образцов в форме многоугольной и

цилиндрической пластин. Обнаружено, что по сравнению с YBCO для BSCCO монокристаллических образцов разница между $B_{tr}^{max}(0)$ и B_0^* существенно сокращается. BSCCO характеризуются более низким B_{c1} , высоким $B_{tr}^{max}(0)$, сильным объемным пиннингом и низким J_c , что, возможно, связано с разными механизмами ЗМП в этих слоистых структурах.

Используя в измерениях ДХ или другой тип датчика меньшего размера (известны ДХ размером рабочей поверхности 20×20 мкм), можно существенно повысить разрешающую способность описанной методики. Согласно работе [11], порог чувствительности холловского магнитометра можно повысить до $6 \cdot 10^{-5}$ Гс, что позволит проводить также экспресс-измерения $J_c \parallel C$ компоненты критического тока монокристаллов и более подробную диагностику СП материалов.

Автор весьма признателен Е. А. Брюн за оказанную поддержку при проведении данных исследований и В. Н. Губанкову за интерес и полезные обсуждения работы.

1. А. Кемпбелл, Дж. Иветс, *Критические токи в сверхпроводниках*, Мир, Москва (1975).
2. А. А. Жуков, В. В. Мошалоков, *СФХТ* 4, 850 (1991).
3. Ю. Е. Кузовлев, *Письма в ЖЭТФ* 61, 970 (1995).
4. Jhon R. Clem and Alvaro Sanchez, *Phys. Rev.* **B50**, 9355 (1994).
5. J. Zhu, John Mester, James Lockhart, and John Turneaure, *Physica* **C212**, 216 (1993).
6. P. N. Mikheenko and Yu. E. Kuzovlev, *Physica* **C204**, 229 (1993).
7. X. P. Ростами, В. В. Манторов, В. И. Омельченко, *ФНТ* 22, 736 (1996).
8. C. P. Bean, *Rev. Mod. Physika* **36**, 31 (1964).
9. Kh. R. Rostami, A. A. Sukhanov, and V. V. Mantorov, *Supercond. Sci. Technol.* **9**, 736 (1996).
10. B. Loegei, D. Bolmont, and A. Mahdaoui, *Physika* **C159**, 816 (1989).
11. В. К. Игнатъев, А. Л. Якимец, *ПТЭ* 5, 104 (1997).

Noncontact method of measuring critical current density and diagnosing superconductors

Kh. R. Rostami

The role of geometrical factor of superconducting (SC) samples in magnetic measurements of critical current density J_c is examined. It is shown that small deviations of the sample form from the cylindrical one does not influence essentially the value of J_c . It is found that the error in the value of J_c in the SC single crystals calculated by the known expression used to define J_c in SC ceramics, is connected with the lower levels of trapped magnetic flux (TMF) density B_{tr} in the single crystals compared with the ceramics. A technique of defining

J_c in monocrystal and ceramic samples from the measurements of B_{tr} spatial distribution, set up by Been's screening supercurrents under transition of the whole sample to a critical state is proposed. A formula for J_c definition in monocrystal and ceramic SC samples of the polygonal or cylindrical form is obtained. To improve the accuracy of the J_c estimation use $B_0^* - B_{c1}$ instead of $B_{tr}^{max}(0)$ (B_0^* — is the

field inducing maximal $B_{tr}^{max}(0)$ at the center line of the sample; B_{c1} if the first critical magnetic field). The J_c and pinning forces of YBCO and BSCCO monocrystals are calculated, testifying the difference in TMF mechanism between these layered structures.