

Нижние критические поля текстурированных высокотемпературных сверхпроводников. III. Экспериментальное изучение анизотропии полей

H_{c1} ВТСП $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$

В. А. Финкель, В. В. Деревянко

Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт»,
Украина, 61108, г. Харьков, ул. Академическая, 1
E-mail: vasil@kipt.kharkov.ua (to:finkel)

Статья поступила в редакцию 21 апреля 1999 г., после переработки 16 августа 1999 г.

Изучена зависимость критических токов I_c текстурированных образцов ВТСП $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ ($T = 77,3$ К) от напряженности предварительно приложенного внешнего магнитного поля H_{ext} при различных углах между направлением поля и исследуемым образцом. На основе полученной угловой зависимости $I_c(H)$ с помощью развитой в работе методики определены значения нижних критических полей H_{c1} ВТСП $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ в направлении главной оси орторомбической решетки $H_{c1}^{ab} = 89$ Э и в перпендикуляром направлении $H_{c1}^c = 383$ Э; отношение эффективных масс электрона $m^c/m^{ab} = 18,5$.

Вивчено залежність критичних струмів I_c текстурованих зразків ВТНП $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ ($T = 77,3$ К) від напруження зовнішнього магнітного поля H_{ext} , що було попередньо прикладено, при різних кутах між напрямом поля та зразком, що вивчається. На основі отриманої кутової залежності $I_c(H)$ за допомогою розвинутої у роботі методики, встановлено значення нижніх критичних полів H_{c1} ВТНП $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ у напрям головної вісі орторомбічної ґратки $H_{c1}^{ab} = 89$ Е та у перпендикулярному напрямку $H_{c1}^c = 383$ Е; відношення ефективних мас електрона $m^c/m^{ab} = 18,5$.

PACS: 74.25.-q

Введение

Ранее [1] были развиты представления о возможности изучения анизотропии нижних критических полей (H_{c1}) высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) на текстурированных образцах путем проведения серии измерений критических полей при нескольких значениях угла поворота ϕ исследуемого образца относительно оси, перпендикулярной направлению внешнего магнитного поля H_{ext} (угол ϕ отсчитывается от оси Z лабораторной системы координат, вдоль которой направлено поле H_{ext}). Предполагалось, что угловая зависимость нижних критических полей ВТСП может быть описана теоретическими моделями магнитных свойств одноосных сверхпроводников второго рода, развитыми в рамках анизотропной теории Гинзбурга—Ландау задолго до открытия явления высокотемпературной сверхпроводимости [2–4] и успешно применяемы-

ми к ВТСП [5,6]. Так, согласно [2], для величины H_{c1} в условиях, когда внешнее магнитное поле H_{ext} составляет угол γ с осью магнитной анизотропии v , каковой для всех известных ВТСП является кристаллографическое направление $\langle 001 \rangle$ (c) тетрагональных или ромбических решеток ВТСП, угловая зависимость нижнего критического поля описывается уравнением

$$H_{c1} = \frac{H_{c1}^c}{[\cos^2 \gamma + (m^c/m^{ab}) \sin^2 \gamma]^{1/2}}, \quad (1)$$

где H_{c1}^c — величина H_{c1} в направлении оси магнитной анизотропии c ; m^c и m^{ab} — компоненты «тензора эффективных масс» электрона в анизотропной теории Гинзбурга—Ландау вдоль главной оси (m^c) и в перпендикулярном ей направлении (m^{ab}).

Как показано в работах [1,7], реальному текстурированному образцу ВТСП может быть приве-

ден в соответствие некий монокристалл, ориентированный в лабораторной системе координат XYZ , ось Z которой совпадает с направлением внешнего магнитного поля \mathbf{H}_{ext} (см. выше) таким образом, что для него угловая зависимость нижнего критического поля $H_{c1}(\varphi)$ в плоскости XZ аналогична таковой для текстурированного поликристалла. Для наиболее простого (и вместе с тем наиболее реального для ВТСП керамик) случая конической текстуры, когда ось магнитной анизотропии ν прецессирует относительно некоторого направления в лабораторной системе координат («предельным» случаем такой текстуры является плоскостная текстура, при которой, например, базисная плоскость ab параллельна поверхности образца), при повороте исследуемого образца вокруг оси Y от оси Z в направлении оси X на угол φ величина нижнего критического поля уравнение (1) имеет вид [1]

$$H_{c1}(\gamma) = \frac{H_{c1}^c}{\left[\frac{m^c}{m^{ab}} + \left(1 - \frac{m^c}{m^{ab}} \right) \left(-\frac{\sin \gamma \sin \varphi}{\sqrt{2}} + \cos \gamma \cos \varphi \right)^2 \right]^{1/2}}. \quad (2)$$

Для определения величин нижних критических полей H_{c1}^c и H_{c1}^{ab} (напомним, что $H_{c1}^{ab} = H_{c1}^c (m^c/m^{ab})^{-1/2}$ [8]), отношения эффективных масс m^c/m^{ab} и угла γ между магнитным полем \mathbf{H}_{ext} и усредненным положением оси магнитной анизотропии ν в исследуемом образце необходимо решить систему уравнений типа (2) для трех различных углов поворота объекта исследования ($\varphi_i = 0, \varphi_1, \varphi_2$). Как показано в [1], в конечном итоге все сводится к решению достаточно простого уравнения

$$A \cos^2 \gamma + B = C \sin \gamma \cos \gamma, \quad (3)$$

в котором коэффициенты A, B и C являются явными функциями только экспериментально измеряемых величин нижних критических полей, определяемых в направлениях, соответствующих углам поворота образца в плоскости XZ лабораторной системы координат (φ_i). Далее легко найдутся интересные для нас значения:

$$\frac{m^c}{m^{ab}} = \frac{(-\sin \gamma \sin \varphi_i / \sqrt{2} + \cos \gamma \cos \varphi_i)^2 - [H_{c1}(\varphi_i)/H_{c1}(0)] \cos^2 \gamma}{[H_{c1}(\varphi_i)/H_{c1}(0)] \sin^2 \gamma - 1 + (-\sin \gamma \sin \varphi_i / \sqrt{2} + \cos \gamma \cos \varphi_i)^2}, \quad (4)$$

$$H_{c1}^c = H_{c1}(0) [m^c/m^{ab} - (1 - m^c/m^{ab}) \cos^2 \gamma]^{1/2}, \quad (5)$$

$$H_{c1}^{ab} = H_{c1}^c (m^c/m^{ab})^{-1/2}. \quad (6)$$

Целью настоящей работы является экспериментальное обоснование возможности изучения анизотропии нижних критических полей в текстурированных поликристаллических объектах на примере ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$.*

По-видимому, оптимальным путем опытной реализации подобной идеи является измерение критических токов текстурированных (в частности, керамических) ВТСП образцов после наложения

магнитного поля при $T < T_c$, ориентированного под различными углами по отношению к осям образца [7]. Как правило, полагают, что в подобных экспериментах величине нижнего критического поля H_{c1} соответствует начало появления зависимости критического тока в нулевом магнитном поле $j_c(0)$ от величины ранее приложенного магнитного поля H_{ext} (см., например, [7,9,10])**. Относительно низкая токонесущая способность кера-

* При этом проведение текстурного анализа, т.е. изучения текстуры с помощью, например, дифракционных методов, программой не предусматривается.

** Ниже будет показано, что подобный способ определения величин H_{c1} не вполне корректен.

мических образцов ($j_c \sim 10^2 - 10^3$ А/см² при $T = 77,3$ К) не препятствует проведению измерений H_{c1} ; более того, именно из-за малых величин транспортных токов и, как следствие, невысоких магнитных полей этих токов (H_{tr}) последние не приводят к заметным искажениям картины воздействия внешних магнитных полей различной ориентации на полевые зависимости критических токов $I_c(H_{ext})$, на основании которых определяют нижние критические поля H_{c1} ВТСП.

Методика эксперимента

Объектом исследования служил образец ВТСП $YBa_2Cu_3O_{-6,95}$, синтезированный по «стандартной» керамической технологии (см., например, [11]). Обнаруживаемая рентгенографически относительно слабая текстура, близкая к текстуре базисной плоскости (001) орторомбической решетки [12,13], формировалась на стадии одноосного прессования порошков, предшествующей заключительной операции синтеза — спеканию в окислительной атмосфере. Размеры исследуемого образца составляли 19,0×3,2×2,0 мм. Низкоомные токовые и потенциальные серебряные контакты наносили в вакууме из паровой фазы при температуре ~ 200 °С.

Для снятия вольт-амперных характеристик на базе ЭВМ типа IBM PC/AT 386 была разработана специальная установка [14], состоящая из блока управления током источника магнитного поля (соленоида) и блока управления транспортным током, протекающим через образец. Все измерения производились в автоматическом режиме.

Суть экспериментов заключалась в проведении прецизионных измерений критических токов в $YBa_2Cu_3O_{-6,95}$ при $T = 77,3$ К в нулевом магнитном поле в зависимости от величины и направления предварительно приложенного при той же температуре «поля обработки» H_{ext} ($0 \leq H_{ext} \leq 500$ Э), т.е., по сути, от величины и ориентации захваченного магнитного потока [7]. Для этого сосуд Дьюара с расположенным в нем поворотным устройством — держателем образца — помещался в соленоид. С помощью поворотного устройства угол между осями образца и соленоида (φ) можно было задавать с точностью $\delta\varphi \sim 2^\circ$. Измерения проводились при φ от 0 до 90° с «шагом» $\Delta\varphi = 10^\circ$.

Через соленоид с помощью блока управления током источника магнитного поля пропускаться ток I_{sol} , соответствующий полю H_{ext} . Затем ток I_{sol} сбрасывался, и в нулевом магнитном поле с помощью блока управления транспортным током через образец, обработанный магнитным полем при $T = 77,3$ К, пропускаться транспортный ток. Транспортный ток плавно увеличивался, при появлении на образце напряжения $U = 1$ мкВ, условно принятого в качестве критерия начала перехода сверхпроводника в смешанное состояние, соответствующее этому критерию значение $I_c(0)$ записывалась в память ЭВМ. Далее цикл измерений повторялся при следующем (большем) значении I_{sol} .

Результаты исследований

Типичная зависимость величины критического тока в нулевом магнитном поле $I_c(0)$ при $T = 77,3$ К ($\varphi = 50^\circ$) от напряженности предварительно приложенного при той же температуре внешнего магнитного поля H_{ext} представлена на рис. 1,а. На кривой наблюдаются три явно выраженных участка:

- 1) $0 < H_{ext} \lesssim 60$ Э — критический ток от поля почти не зависит;
- 2) $60 \lesssim H_{ext} \lesssim 150$ Э — критический ток уменьшается с ростом напряженности магнитного поля в несколько раз;
- 3) $H_{ext} \gtrsim 150$ Э — критический ток практически не зависит от H_{ext} .

Начальный (практически горизонтальный) участок, очевидно, соответствует мейсснеровскому поведению образца $YBa_2Cu_3O_{-6,95}$, т.е. ситуации $H_{ext} < H_{c1}^{**}$; на участке резкого спада начинается захват магнитного потока различным образом ориентированными гранулами; конечный участок соответствует началу проникновения внешнего магнитного поля в глубь гранул [7]. Необходимо, однако, иметь в виду, что оценки положения границ различных участков на кривой зависимости критического тока от поля не могут быть определены достаточно строго. Дело в том, что изучение анизотропии нижних критических полей ВТСП H_{c1} требует очень тщательного учета размагничивающего фактора D , т.е. проведения корректировки напряженности внешних магнитных полей $H_{ext}(H_{ext})$ — пересчета последних в

* Естественно, что, поскольку полное проникновение магнитного поля в межгранульную среду происходит при $H \gg H_{c2J}$, а величина поля H_{c2J} не превосходит нескольких эрстед (см., например, [10,15]), такое состояние ВТСП далеко от идеального диамагнетизма.

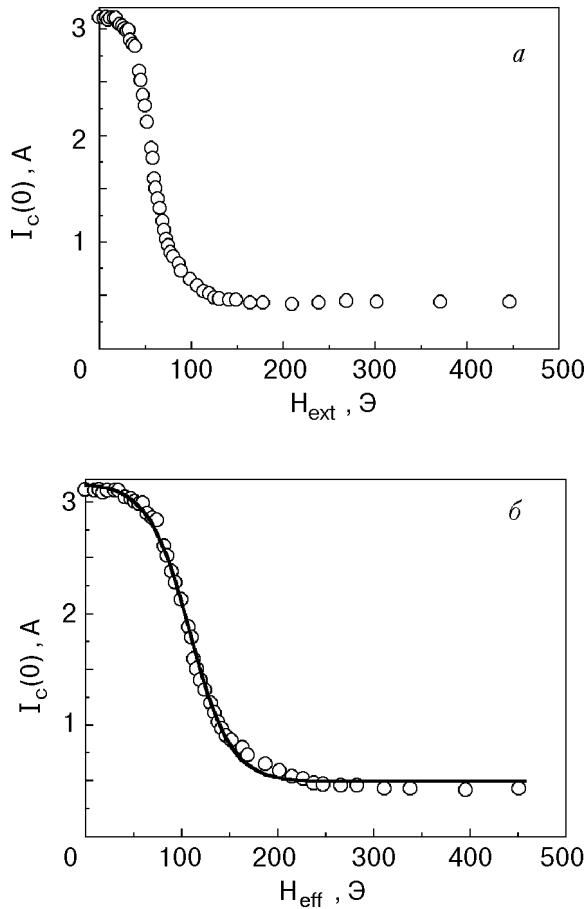


Рис. 1. Полевая зависимость величины критического тока в образце ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{-6,95}$ ($\varphi = 50^\circ$) при $T = 77,3$ К: а – $I_c(0) = f(H_{\text{ext}})$; б – $I_c(0) = f(H_{\text{eff}})$.

напряженности «эффективных» полей, приложенных к образцу (H_{eff}). Как известно, для сверхпроводника в отсутствие эффекта проникновения магнитного поля

$$H_{\text{eff}} = H_{\text{ext}} / (1 - D_i), \quad (7)$$

где D_i – компоненты тензора размагничивающих коэффициентов образца [16].

Для трехосного эллипсоида с «длинной» осью z – тела, близкого по форме к используемым образцам (прямоугольным параллелепипедам, см. выше) – значения компонент тензора D_i , как известно, составляют [17]

$$D_X = \frac{y}{x+y} - \frac{3xy}{2z^2} \ln\left(\frac{4z}{x+y}\right) + \frac{xy(3x+y)}{4z^2(x+y)},$$

$$D_Y = \frac{x}{x+y} - \frac{3xy}{2z^2} \ln\left(\frac{4z}{x+y}\right) + \frac{xy(3y+x)}{4z^2(x+y)}, \quad (8)$$

$$D_Z = \frac{xy}{z^2} \left[\ln\left(\frac{4z}{(x+y)}\right) - 1 \right].$$

Для образца ВТСП, повернутого относительно оси Y от оси Z , вдоль которой в геометрии нашего эксперимента направлен вектор \mathbf{H}_{ext} , к оси X лабораторной системы координат на угол φ , величина D_φ , как показано в [18], составляет

$$D_\varphi = D_X \cos^2 \varphi + D_Z \sin^2 \varphi. \quad (9)$$

Скорректированные на размагничивающий фактор результаты измерений токнесущей способности образца $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{-6,95}$ при $\varphi = 50^\circ$ представлены на рис. 1, б; весь же массив полученных в работе данных приведен на рис. 2.

Обсуждение результатов

Результаты измерений $I_c(H_{\text{eff}}, \varphi)$, представленные на рис. 2, очевидно, позволяют решить основную задачу настоящей работы – установить ориентационную зависимость нижнего критического поля H_{c1} ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{-6,95}$ при $T = 77,3$ К. Для этого необходимо восстановить на основе полученных данных характер зависимости $H_{c1}(\varphi)$.

Можно предположить, что для любого текстурованного керамического образца ВТСП плотность вероятности распределения гранул по ориентациям имеет нормальный (гауссов) характер. Такой же, очевидно, должна быть плотность ве-

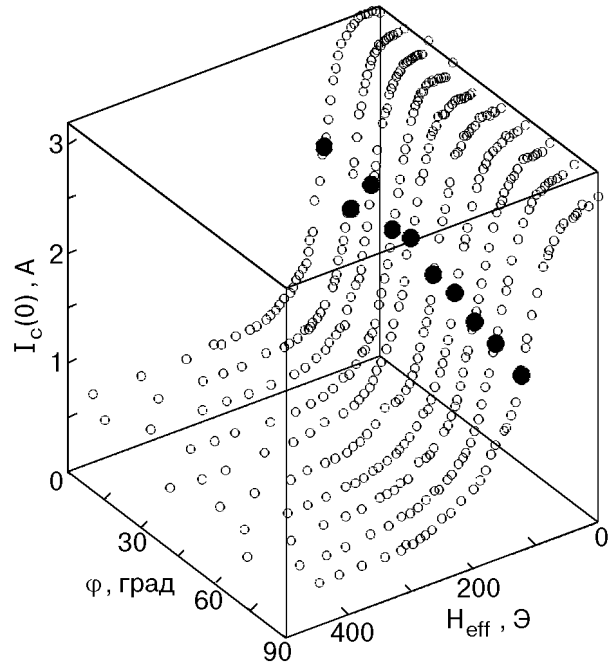


Рис. 2. Полевые зависимости величины критического тока в нулевом магнитном поле $I_c(0)$ в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{-6,95}$ при $0 \leq \varphi \leq 90^\circ$: ● – значения H_{c1} при разных углах φ .

роятности распределения нижних критических полей:

$$\Psi(H_{c1}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \Delta H_{c1}} \exp \left[-\frac{(H_{\text{eff}} - H_{c1})^2}{2\Delta H_{c1}^2} \right], \quad (10)$$

где ΔH_{c1} — ошибка в определении нижнего критического поля H_{c1} .

Само же распределение вероятности появления значений нижних критических полей $F(H_{c1})$ в диапазоне $H_{c1}^{ab} \leq H_{c1} \leq H_{c1}^c$ имеет вид [19]

$$F(H_{c1}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \Delta H_{c1}} \int_{H_{c1}^{ab}}^{H_{c1}^c} \exp \left[-\frac{(H_{\text{eff}} - H_{c1})^2}{2\Delta H_{c1}^2} \right] dH_{\text{eff}}. \quad (11)$$

Очевидно, что в экспериментах по измерениям зависимости критического тока от напряженности магнитного поля аналогом (мерой) вероятности служит величина критического тока в нулевом магнитном поле $[I_c(H_{c1}) = I_c(0)]$ в диапазоне $H_{c1}^{ab} \leq H_{c1} \leq H_{c1}^c$, и кривая $[I_c(0)](H_{\text{eff}})$ должна описываться тем же уравнением (11). Казалось бы, любая кривая $[I_c(0)](H_{\text{eff}})$, полученная при произвольном значении угла поворота образца φ , должна нести исчерпывающую информацию об анизотропии нижних критических полей H_{c1} : началу участка резкого спада* должно соответствовать минимальное значение нижнего критического поля (H_{c1}^{ab}), окончанию — максимальное (H_{c1}^c), точке перегиба на кривой соответствует наиболее вероятное значение H_{c1} при данной ориентации образца ВТСП относительно внешнего магнитного поля. К сожалению, таким образом можно получить лишь самую грубую оценку величин H_{c1}^{ab} и H_{c1}^c . В реальных экспериментах на текстурированных образцах ВТСП начало и конец различных участков кривых $[I_c(0)](H_{\text{eff}})$ выражен недостаточно четко (см. рис. 1, б). Однако полученные при различных значениях углов φ зависимости $[I_c(0)](H_{\text{eff}})$ дают возможность достаточно точно (обрабатывая эти зависимости по уравнению (11)) определять наиболее вероятные значения полей H_{c1} . Так, например, точка перегиба

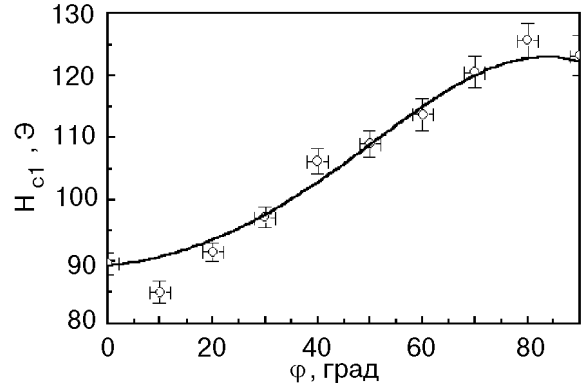


Рис. 3. Зависимость величины нижнего критического поля H_{c1} ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{-6,95}$ от угла поворота образца ($0 \leq \varphi \leq 90^\circ$).

сплошной кривой на рис. 1, б соответствует величине $H_{c1} = 109,0 \pm 0,7$ Э.

Определенная подобным образом угловая зависимость нижних критических полей H_{c1} ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{-6,95}$ при $T = 77,3$ К представлена на рис. 3. Обработка полученных данных (в расчетные формулы «закладывались» значения полей H_{c1} при углах поворота φ , составляющих 0° , 50° и 90°) по описанному выше алгоритму дает следующие значения параметров: угол между осью магнитной анизотропии и внешним полем $\gamma = 94,5^\circ$, нижние критические поля $H_{c1}^{ab} = 89$ Э, $H_{c1}^c = 383$ Э; отношение эффективных масс электрона $m^c/m^{ab} = 18,5$. Сплошная кривая на рис. 3, построенная по уравнению (2) при этих значениях γ , m^c/m^{ab} и H_{c1}^c , удовлетворительно описывает весь массив полученных экспериментальных данных.

Обращает на себя внимание наличие явно выраженной корреляции между величинами нижнего критического поля $H_{c1}(\varphi)$ и захваченного магнитного потока $\Delta M(\varphi)$ ** — при росте H_{c1} величина ΔM уменьшается, причем практически линейно (рис. 4). Наблюдаемый эффект, по-видимому, неким образом связан с анизотропией фундаментальных величин — длины когерентности ξ и глубины проникновения магнитного поля в сверхпроводник второго рода λ ***, но сделать какие-либо количественные оценки в настоящее время не представляется возможным.

* Напомним, что эту величину обычно принимают за H_{c1} для данной ориентации образца ВТСП [7,9,10].

** Величину ΔM находили как разность ординат первого и третьего участков на зависимости $I_c(H_{\text{ext}})$ (см. рис. 1).

*** Напомним, что $H_{c1}^c/H_{c1}^{ab} = H_{c2}^c/H_{c2}^{ab} = \xi^{ab}/\xi^c = \lambda^c/\lambda^{ab} = (m^c/m^{ab})^{1/2}$ [8].

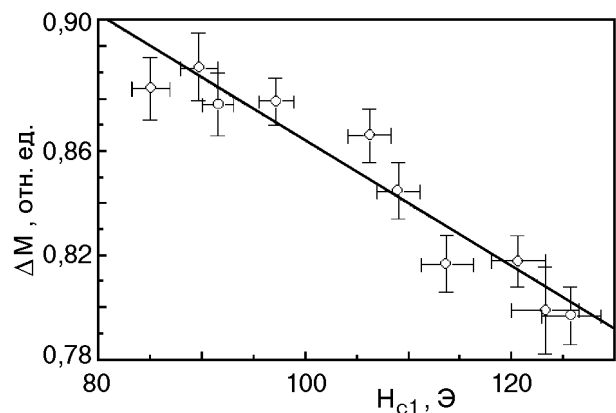


Рис. 4. Зависимость величины магнитного потока ΔM , захваченного при переходе образца ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{-6,95}$ в смешанное состояние, от величины нижнего критического поля H_{c1} .

Заключение

Результаты изучения анизотропии нижних критических полей ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{-6,95}$ при $T = 77,3$ К, приведенные в настоящей работе, внутренне непротиворечивы (об этом в первую очередь свидетельствует тот факт, что все экспериментальные точки неплохо укладываются на расчетную кривую, см. рис. 3), что является достаточно серьезным аргументом в пользу корректности развиваемого в настоящей работе (а также в предыдущих наших работах [1,7]). Подхода к измерениям полей H_{c1}^{ab} и H_{c1}^c в текстурированных образцах ВТСП. Полученные в работе значения полей H_{c1}^{ab} и H_{c1}^c и параметра анизотропии m^c/m^{ab} для $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{-6,95}$ при $T = 77,3$ К в пределах разброса имеющихся данных (см., например, [20–24]) не очень существенно отличаются от результатов прямых измерений на монокристаллах.

Настоящая работа носит в значительной степени методический характер, имея целью подтвердить «работоспособность» нового способа изучения анизотропии нижних критических полей ВТСП, не требующего применения ориентированных монокристаллов в качестве объектов исследования. Следующим этапом исследований должно явиться широкое изучение анизотропии нижних критических

полей ряда высокотемпературных сверхпроводников, в том числе и тех, для которых получение монокристаллов связано с большими трудностями или вообще невозможно (имеются в виду ВТСП с заменой элементов в различных позициях их кристаллических решеток).

Работа выполнена при поддержке Международного научного фонда (грант МНОП № QSU082209).

1. В. А. Финкель, *ФНТ* **25**, 554 (1999).
2. А. В. Балацкий, Л. И. Бурлачков, Л. П. Горьков, *ЖЭТФ* **90**, 1478 (1986).
3. D. R. Tilley, *Proc. Phys. Soc.* **85**, 1177 (1965).
4. Е. И. Кац, *ЖЭТФ* **56**, 1675 (1969).
5. R. A. Klemm, *Phys. Rev.* **B47**, 14630 (1993).
6. L. Burlachkov, Y. Yeshurun, M. Konezkowski, and F. Holtzberg, *Phys. Rev.* **B45**, 8193 (1992).
7. В. А. Финкель, В. В. Торяник, *ФНТ* **23**, 824 (1997).
8. Y. Iye, *Intern. J. Modern Phys.* **B3**, 367 (1989).
9. E. Altshuler, S. Garsia, and J. Barroso, *Physica* **C177**, 61 (1991).
10. A. A. Zhukov, D. A. Komarkov, and G. T. Karapetov, *Physica* **B169**, 661 (1991).
11. V. A. Finkel', V. M. Arzhavitin, A. A. Blinkin, V. V. Derevyanko, and Yu. Yu. Razdovskii, *Physica* **C235–240**, 303 (1994).
12. А. С. Капчерин, И. И. Папилов, П. И. Стоев, В. В. Торяник, В. А. Финкель, В. А. Шкурюпатенко, Т. И. Бухарова, *СФХТ* **5**, 113 (1992).
13. V. A. Finkel' and V. V. Torgyanik, *Functional Mater.* **3**, 190 (1996).
14. В. В. Торяник, В. А. Финкель, В. В. Деревянко, *Физика и химия обработки материалов* вып. 5, 55 (1995).
15. Н. Н. Ефимова, Ю. А. Попков, М. Б. Устименкова, В. А. Финкель, *ФНТ* **20**, 343 (1994).
16. Т. Ван Друзер, Ч. У. Тернер, *Физические основы сверхпроводниковых устройств и цепей*, Радио и связь, Москва (1984).
17. J. A. Osborn, *Phys. Rev.* **67**, 351 (1945).
18. U. Yaron, I. Felner, and Y. Yeshurun, *Phys. Rev.* **B44**, 12531 (1991).
19. Н. Хастингс, Дж. Пикок, *Справочник по статистическим распределениям*, Статистика, Москва (1980).
20. A. F. Hebard, A. T. Fiory, and D. R. Harshman, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 2885 (1989).
21. S. Sridhar, Dong-Ho Wu, and W. Kennedy, *Phys. Rev. Lett.* **63**, 1873 (1989).
22. L. Krusin-Elbaum, A. P. Malozemoff, Y. Yeshurun, D. C. Cronemeyer, and F. Holtzberg, *Phys. Rev.* **B39**, 2936 (1989).
23. Ch. Heinzl, Ch. Neumann, and P. Ziemann, *Europhys. Lett.* **13**, 531 (1990).
24. В. В. Мошалков, К. Маран, Ж. И. Анри, Ж. Россаминьо, Ж. Ф. Жако, *Письма в ЖЭТФ* **53**, 157 (1991).

Lower critical fields of textured high- T_c
superconductors. III. Experimental study into
anisotropy of H_{c1}

V. A. Finkel' and V. V. Derevyanko

The dependence of critical currents I_c of textured samples of HTSC $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ($T = 77.3$ K) on intensity of previously applied magnetic field

\mathbf{H}_{ext} at various angles between the field direction and the sample is investigated. Based on the angular dependence $I_c(H)$ obtained and the technique developed in the work the values of the lower critical fields H_{c1} of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ along the principal axis of the orthorhombic lattice and in the direction normal to it are restored: $H_{c1}^{ab} = 89$ Oe, $H_{c1}^c = 383$ Oe; the ratio of electron effective masses m^c/m^{ab} is equal to 18.5.