Физика низких температур, 1999, т. 25, № 6, с. 554–558

Нижние критические поля текстурированных высокотемпературных сверхпроводников. II. О возможности изучения анизотропии H_{c1}

В. А. Финкель

Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт», Украина, 310108, г. Харьков, ул. Академическая, 1
E-mail: vasil@kipt.kharkov.ua(to:finkel)

Статья поступила в редакцию 4 августа 1998 г., после переработки 26 января 1999 г.

Развиты представления о возможности изучения анизотропии нижних критических полей ВТСП на текстурированных образцах путем проведения измерений H_{c1} при нескольких значениях угла поворота исследуемого образца относительно оси, перпендикулярной направлению внешнего магнитного поля **H**.

Розвинуто уявлення про можливості вивчання анізотропії нижніх критичних полів ВТНП на текстурованих зразках шляхом проведення вимірів H_{c1} при декількох значеннях кута повороту зразка, що досліджується, навколо вісі, перпендикулярної до напряму зовнішнього магнітного поля **H**.

PACS: **74.25.–q**

Данные о величинах нижнего H_{c1} и верхнего H_{c2} критических полей высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) крайне важны для построения электродинамики этого класса материалов и для выяснения природы высокотемпературной сверхпроводимости. При этом, очевидно, представляет интерес измерение не усредненных величин H_{c1} и H_{c2} поликристаллического объекта, а значений критических полей в направлении главных осей сложных (тетрагональных или ромбических) решеток, характерных для ВТСП. С величинами критических полей вдоль главной оси (H^c_{c1} , H^c_{c2}) и в перпендикулярном ей направлении (H^{ab}_{c1} , H^{ab}_{c2}) непосредственно связаны значения фундаментальных параметров сверхпроводимости (длины когерентности ξ и глубины проникновения λ) в тех же направлениях [1,2]:

$$H^c_{cl} / H^{ab}_{c1} = H^{ab}_{c2} / H^c_{c2} = \xi^{ab}/\xi^c =$$

$$= \lambda^c/\lambda^{ab} = (m^c/m^{ab})^{1/2}, \qquad (1)$$

где m^c и m^{ab} — соответственно компоненты «тензора эффективных масс» электрона в анизотропной теории Гинзбурга—Ландау вдоль главной оси и в перпендикулярном ей направлении.

Следует иметь в виду, что, хотя значения критических полей ВТСП зависят от направления (и притом очень сильно!), сами критические поля не являются тензорными величинами, и стандартная процедура «приведения тензора к главным осям» [3] в данном случае неприменима. Характер ориентационных зависимостей H_{c1} и H_{c2} требует специального рассмотрения. В рамках современных теоретических моделей магнитных свойств анизотропных сверхпроводников второго рода [4,5], развитых еще до открытия явления высокотемпературной сверхпроводимости, но успешно применяемых к ВТСП (см., например, [6–10]), для зависимостей нижнего и верхнего критических полей от угла γ между осью магнитной анизотропии и внешним магнитным полем **H** получены выражения

$$H_{c1}(\gamma) = H^c_{c1}[\cos^2 \gamma + (m^c/m^{ab}) \sin^2 \gamma]^{-1/2}, \qquad (2)$$

$$H_{c2}(\gamma) = H^c_{c2}[\sin^2 \gamma + (m^c/m^{ab}) \cos^2 \gamma]^{-1/2}. \qquad (3)$$

Казалось бы, единственной реальной возможностью экспериментального изучения анизотропии критических полей ВТСП является проведение соответствующих измерений на монокристаллах различной ориентации. К сожалению, это не всегда осуществимо, так как далеко не все ВТСП получены в виде монокристаллов (так, синтез монокристаллов с заменой элементов, например $YBa_2Cu_{3-x}M_xO_{7-\delta}$, где M — элемент, замещающий медь в решетке, практически неосуществим); кроме того, часто размеры и форма монокристаллов оказываются неблагоприятными для проведения достаточно корректных измерений H_{c1} и, тем более, H_{c2}.

Ранее [11] нами была предложена идея определения анизотропии нижних критических полей ВТСП путем проведения измерений H_{c1} в трех взаимно перпендикулярных направлениях на текстурированных образцах, т.е. на объектах, обнаруживающих анизотропное поведение электромагнитных свойств. При этом не было необходимости в количественном описании текстуры исследуемого объекта (т.е. в построении полюсных фигур, восстановлении функции распределения зерен по ориентациям и т.п.); реальному текстурированному образцу приводился в соответствие некий монокристалл с теми же критическими полями H_{c1}^{ab}, H_{c1}^{c}, ось магнитной анизотропии c которого составляет с осями лабораторной системы координат XYZ такие углы α, β и γ, что значения H_{c1} вдоль осей X, Y и Z совпадают со значениями критических полей образца в тех же направлениях. Конечным результатом подобного рассмотрения, получившим в работе [11] экспериментальное подтверждение, явилось получение информации о величинах критических полей H_{c1}^{ab} и H_{c1}^{c} и эйлеровых углов оси магнитной анизотропии кристалла ВТСП в системе координат кристалла как функции отношения эффективных масс m^c/m^{ab}. Для определения абсолютных значений всех пяти неизвестных величин — H_{c1}^{ab}, H_{c1}^{c}, α, β и γ — имеющихся данных (три значения H_{c1} и условие ортогональности системы координат $\cos^2\alpha + \cos^2\beta + \cos^2\gamma = 1$) оказывается недостаточно.

Целью настоящей работы является разработка алгоритма изучения нижних критических полей высокотемпературных сверхпроводников, позволяющего определять ориентационную зависимость H_{c1} на основании результатов измерений на текстурированных образцах. Суть развиваемого подхода к исследованию анизотропии критических полей заключается в нахождении величин H_{c1}^{ab} и H_{c1}^{c} по результатам измерений при нескольких ориентациях объекта исследования относительно вектора напряженности внешнего магнитного поля **H**, получаемых путем поворота текстурированного образца относительно одной из осей лабораторной системы координат.

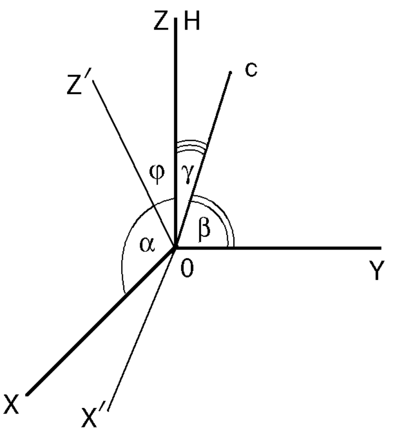

Рис. 1. Схема преобразования осей координат при вращении объекта исследования вокруг оси Y на угол φ.

Пусть ось магнитной анизотропии (ось c в случае ВТСП) текстурированного образца (точнее, того «виртуального» кристалла, который приводится в соответствие реальному объекту исследования, см. выше) составляет с осями лабораторной системы координат XYZ углы α, β и γ, внешнее магнитное поле **H** направлено вдоль оси Z; направление, в котором производится измерение H_{c1}, первоначально также совпадает с этой осью (рис. 1). При этом начальное значение нижнего критического поля (при $\mathbf{H} \parallel Z$) $H_{c1}^{0}(\gamma)$ определяется уравнением (2), которое удобно переписать в виде

$$H_{c1}^{0} = H_{c1}^{c}[m + (1 - m)\cos^2\gamma]^{-1/2}, \tag{4}$$

где $m = m^c/m^{ab}$.

Поворот кристалла относительно оси Y лабораторной системы координат на угол φ_i приводит к преобразованию ориентационных углов α, β и γ к новым значениям (α_i, β_i и γ_i) в соответствии с известным из кристаллофизики соотношением (см., например, [12]):

$$\begin{pmatrix} \cos\alpha_i \\ \cos\beta_i \\ \cos\gamma_i \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\alpha \\ \cos\beta \\ \cos\gamma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos\varphi_i & 0 & \sin\varphi_i \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin\varphi_i & 0 & \cos\varphi_i \end{pmatrix} =$$

$$= \begin{pmatrix} \cos\alpha\cos\varphi_i + \cos\gamma\sin\varphi_i \\ \cos\beta \\ -\cos\alpha\sin\varphi_i + \cos\gamma\cos\varphi_i \end{pmatrix}. \tag{5}$$

При этом, естественно, должна измениться и величина критического поля, определенного вдоль оси образца:

$$H^i_{c1}(\gamma_i) = H^c_{c1}[m + (1-m)(-\cos\alpha\sin\varphi_i + \\ + \cos\gamma\cos\varphi_i)^2]^{-1/2} . \qquad (6)$$

Обозначим

$$h_i = [H^0_{c1}(\gamma)/H^i_{c1}(\gamma_i)]^2 = [m + (1-m)(-\cos\alpha\sin\varphi_i + \\ + \cos\gamma\cos\varphi_i)^2]/[m + (1-m)\cos^2\gamma] .$$

Очевидно, что

$$m = \frac{(-\cos\alpha\sin\varphi_i + \cos\gamma\cos\varphi_i)^2 - h_i\cos^2\gamma}{h_i(1-\cos^2\gamma) - 1 + (-\cos\alpha\sin\varphi_i + \cos\gamma\cos\varphi_i)^2} . \qquad (7)$$

Как нетрудно показать, исключая m из двух уравнений типа (7), при $i = 1, 2$ (т.е. при повороте образца на углы φ_1 и φ_2 относительно оси Y), можно получить уравнение

$$[(h_2 - 1)\sin^2\varphi_1 - (h_1 - 1)\sin^2\varphi_2]\cos^2\alpha + \\ + 2[(h_1 - 1)\sin\varphi_2\cos\varphi_2 - (h_2 - 1)\sin\varphi_1\cos\varphi_1] \times \\ \times \cos\alpha\cos\gamma + [(h_2 - 1)\cos^2\varphi_1 - (h_1 - 1)\cos^2\varphi_2 + \\ + h_1 - h_2]\cos^2\gamma = 0. \qquad (8)$$

Обозначим

$$A_{12} = (h_2 - 1)\sin^2\varphi_1 - (h_1 - 1)\sin^2\varphi_2 ,$$

$$B_{12} = (h_1 - 1)\sin\varphi_2\cos\varphi_2 - (h_2 - 1)\sin\varphi_1\cos\varphi_1 ,$$

$$C_{12} = (h_2 - 1)\cos^2\varphi_1 - (h_1 - 1)\cos^2\varphi_2 + h_1 - h_2 ,$$

и уравнение (8) сводится к квадратному уравнению относительно $\cos\alpha$:

$$A_{12}\cos^2\alpha + 2B_{12}\cos\gamma\cos\alpha + C_{12}\cos^2\gamma = 0, \quad (9)$$

решением которого служит

$$\cos\alpha = [-B_{12} \pm (B^2_{12} - A_{12}C_{12})^{1/2}]\frac{\cos\gamma}{C_{12}} = D_{12}\cos\gamma, \qquad (10)$$

где $D_{12} = [-B_{12} \pm (B^2_{12} - A_{12}C_{12})^{1/2}]/C_{12}$.

Подставляя значение $\cos\alpha$ из уравнения (10) и повторяя процедуру исключения m для $i = 2, 3$ ($\varphi_i = \varphi_2, \varphi_3$), получаем уравнение, линейное относительно $\cos^2\gamma$, решение которого имеет вид

$$\cos^2\gamma = \{h_2(-D_{12}\sin\varphi_3 + \cos\varphi_3)^2 - \\ - h_3(-D_{12}\sin\varphi_2 + \cos\varphi_2)^2 + [(-D_{12}\sin\varphi_2 + \\ + \cos\varphi_2)^2 - (-D_{12}\sin\varphi_3 + \cos\varphi_3)^2] + h_3 - h_2\} \times \\ \times [(-D_{12}\sin\varphi_2 + \cos\varphi_2)^4 - (-D_{12}\sin\varphi_3 + \cos\varphi_3)^4]^{-1} . \qquad (11)$$

Очевидно, более важное значение, чем довольно экзотический случай произвольной текстуры образца, имеет случай конической текстуры [13], когда определенное кристаллографическое направление (⟨001⟩, т.е. ось c в случае ВТСП) образует вокруг одной из осей образца коническую поверхность с углом полураствора γ. «Предельным» случаем такой текстуры является плоскостная текстура, при которой, к примеру, плоскость ab параллельна поверхности образца. (Кстати, реальная ситуация при получении керамических ВТСП путем одноосного прессования порошков достаточно близка к этому случаю [14], более сложные типы текстуры реализуются, например, при обработке порошков ВТСП магнитным полем [15].) В таком случае, очевидно, $\alpha = \beta$ и

$$\cos\alpha = \frac{1}{\sqrt{2}}\cos\beta\sin\gamma, \qquad (12)$$

а уравнение для угловой зависимости критического поля (6) существенно упрощается:

$$H^i_{c1}(\gamma) = H^c_{c1}[m + (1-m) \times \\ \times (-\frac{1}{\sqrt{2}}\sin\gamma\sin\varphi_i + \cos\gamma\cos\varphi_i)^2]^{-1/2}. \quad (13)$$

Это уравнение описывает поверхность $H_{c1}(\gamma, \varphi)$ в «пространстве эксперимента» (γ, φ, H_{c1}). Для иллюстрации на рис. 2 представлены поверхности $H_{c1}(\gamma, \varphi)$ для высокотемпературного сверхпроводника с $H^c_{c1} = 900$ Э и отношениями эффективных масс m^c/m^{ab}, равными 5, 15 и 50. Поворот объекта исследования относительно оси Y лабораторной системы координат соответствует движению по этой поверхности вдоль плоской кривой $\gamma = \mathrm{const}$.

Не останавливаясь на деталях расчетов, приведем конечный результат. Обозначив

$$A_{12} = (h_2 - 1)(\cos^2\varphi_1 - \frac{1}{2}\sin^2\varphi_1) - \\ - (h_1 - 1)(\cos^2\varphi_2 - \frac{1}{2}\sin^2\varphi_2) + h_1 - h_2 ,$$

$$B_{12} = [(h_2 - 1)\sin^2\varphi_1 - (h_1 - 1)\sin^2\varphi_2]/2 ,$$

$$C_{12} = \sqrt{2}\,[(h_2 - 1)\sin\varphi_1\cos\varphi_1 - (h_1 - 1)\sin\varphi_2\cos\varphi_2],$$

получаем уравнение с одним неизвестным (γ)

$$A_{12}\cos^2\gamma + B_{12} = C_{12}\sin\gamma\cos\gamma\,, \quad (14)$$

сводящееся к простому биквадратному уравнению. Конечное решение имеет вид

$$\cos^2\gamma = \{-(A_{12}B_{12} - C_{12}^2) \pm [(A_{12}B_{12} - C_{12}^2)^2 - (A_{12}^2 + C_{12}^2)B_{12}^2]^{1/2}\}/(A_{12} + C_{12})\,. \quad (15)$$

Таким образом, для текстурированного образца или неориентированного монокристалла ВТСП измерение нижнего критического поля при четырех значениях угла поворота ($\varphi_i = 0$, φ_1, φ_2, φ_3) образца относительно одной из осей лабораторной системы координат в случае произвольной текстуры или трех значениях ($\varphi_i = 0$, φ_1, φ_2) в случае конической текстуры позволяет определить нижние критические поля вдоль главной оси H_{c1}^c и в перпендикулярном ей направлении H_{c1}^{ab} и углы, характеризующие ориентацию оси магнитной анизотропии c в образце.

Результаты математического моделирования подтверждают справедливость развиваемых здесь представлений о возможности изучения анизотропии нижних критических полей высокотемпературных сверхпроводников на основании данных о значениях критических полей при нескольких углах поворота статистически анизотропного (текстурированного) образца относительно одной из осей лабораторной системы координат*.

В заключение сделаем некоторые существенные, по нашему мнению, замечания.

1. Оптимальным путем реализации развиваемой в работе идеи о возможности изучения анизотропии нижних критических полей ВТСП является, по-видимому, измерение критических токов текстурированных образцов после обработки магнитным полем, ориентированным под различными углами φ_i по отношению к осям образца [11].

2. Развиваемый подход к изучению анизотропии H_{c1} требует очень тщательного учета размагничивающего фактора (форма образцов предполагается близкой к эллипсоидам вращения), т.е. пересчета напряженности всех внешних магнитных полей в напряженности «эффективных» полей H_{eff} по известному соотношению

$$H_{\text{eff}} = H/(1 - D), \quad (16)$$

где D — размагничивающий фактор. Значения D для эллипсоидов хорошо известны [16]. Для рассматриваемой ситуации поворота образца ВТСП относительно оси Y лабораторной системы координат на угол φ (см. рис. 1) величина D_φ составляет [17]

$$D_\varphi = D_Z\cos^2\varphi + D_X\sin^2\varphi\,, \quad (17)$$

где D_Z и D_X — значения D вдоль осей Z и X соответственно**.

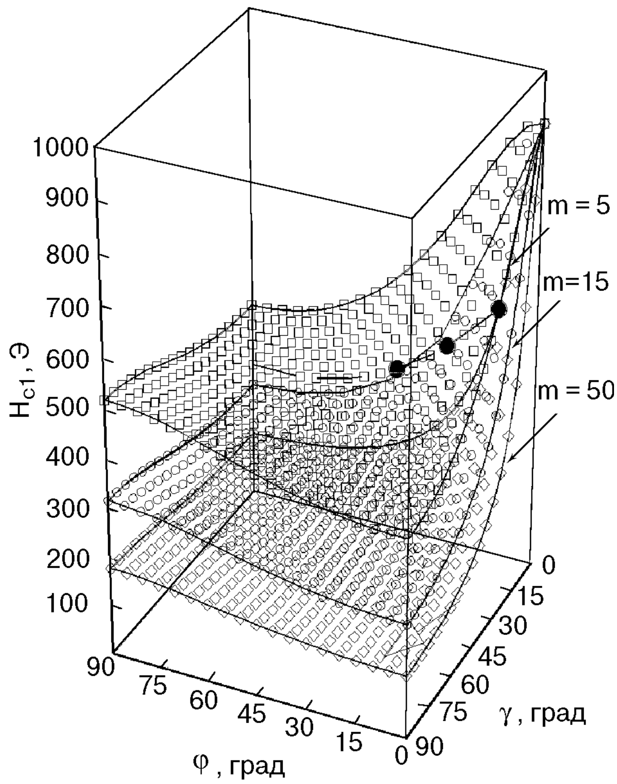

Рис. 2. Зависимости величины нижнего критического поля H_{c1} от угла γ между направлением магнитного поля **H** и осью магнитной анизотропии ВТСП c и угла φ_i поворота кристалла относительно оси Y для различных значений параметра m^c/m^{ab}. Штриховая линия — сканирование при $\gamma = \text{const}$ в диапазоне $0 < \varphi < 90°$. Черные точки — значения $H_{c1}(\varphi_i)$, по которым рассчитывались α, β, γ, H_{c1}^c, H_{c1}^{ab}, m^c/m^{ab}(см. текст).

* Так, нанесенные на поверхность $m^c/m^{ab} = \text{const}$ (см. рис. 2) для более простого случая конической текстуры (ось магнитной анизотропии c отклонена от оси Z, вдоль которой первоначально направлено магнитное поле **H**, на угол γ) три «экспериментальные» точки дают в результате обработки их по приведенным выше формулам исходные значения: $\alpha = \beta = 69{,}3°$, $\gamma = 30°$, $H_{c1}^c = 900$ Э, $H_{c1}^{ab} = 402$ Э, $m^c/m^{ab} = 5$.

** Формула (17), естественно, справедлива только тогда, когда приложенное поле незначительно превышает H_{c1}, т.е. когда образец (за исключением поверхностного слоя толщиной $d \sim \lambda$) находится в мейсснеровской области.

3. Очевидно, что чем сильнее выражена степень статистической анизотропии (текстуры) объекта исследования, тем выше точность определения величин H_{c1}^{c} и H_{c1}^{ab}.

4. При любых значениях m^c/m^{ab} наиболее сильная угловая зависимость критических полей должна наблюдаться вблизи ориентации $\mathbf{H} \parallel c$ (это хорошо видно на рис. 2).

5. Хотя выше речь всегда шла о текстуре образца ВТСП, реально при любом способе измерений величины H_{c1} определяются характером текстуры поверхности, последняя же, как правило, гораздо совершеннее, чем текстура образца в целом [18].

В настоящее время нами проводится экспериментальное изучение анизотропии нижних критических полей на текстурированных образцах ВТСП различного состава.

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

1. Y. Lye, *Int. J. Mod. Phys.* **B3**, 367 (1989); *Comments Cond. Mat. Res.* **16**, 89 (1992).
2. Е. З. Мейлихов, В. Г. Шапиро, *СФХТ* **4**, 1437 (1991).
3. Дж. Най, *Физические свойства кристаллов*, Мир, Москва (1967).
4. А. В. Балацкий, Л. И. Бурлачков, Л. П. Горьков, *ЖЭТФ* **90**, 1478 (1986).
5. D. R. Tilley, *Proc. Phys. Soc.* **85**, 1177 (1965); Е. И. Кац, *ЖЭТФ* **56**, 1675 (1969).
6. W. Pint, M. Prohammer, and E. Schachinger, *Physica* **C162–164**, 801 (1989).
7. C. Yang, J. S. Abell, and C. E. Gough, *IEEE Trans. Supercond.* **3**, 1671 (1993).
8. D. Shaltiel, H. Bill, A. Grayevsky, A. Junod, D. Loby, W. Sadowski, and E. Walker, *Phys. Rev.* **B43**, 13594 (1991).
9. V. V. Moshchalkov, A. A. Zhukov, D. K. Petrov, V. I. Voronkova, and V. K. Yanovskii, *Physica* **C166**, 185 (1990).
10. И. М. Бабич, Г. П. Микитик, Ю. В. Шарлай, *ФНТ* **29**, 277 (1994).
11. В. А. Финкель, В. В. Торяник, *ФНТ* **23**, 824 (1997).
12. Ю. И. Сиротин, М. П. Шаскольская, *Основы кристаллофизики*, Наука, Москва (1975).
13. Я. С. Уманский, Ю. А. Скаков, А. Н. Иванов, Л. Н. Расторгуев, *Кристаллография, рентгенография и электронная микроскопия*, Металлургия, Москва (1982).
14. V. A. Finkel' and V. V. Toryanik, *Functional Mater.* **3**, 190 (1996).
15. V. V. Toryanik and V. A. Finkel', *Functional Mater.* **1**, 5 (1994); В. В. Торяник, В. А. Финкель, В. В. Деревянко, *Физика и химия обработки материалов*, №5, 55 (1995).
16. J. A. Osborn, *Phys. Rev.* **67**, No 11–12, 351 (1945).
17. U. Yaron, I. Felner, and Y. Yeshurun, *Phys. Rev.* **B44**, 12531 (1991).
18. А. С. Капчерин, И. И. Папиров, П. И. Стоев, В. В. Торяник, В. А. Финкель, В. А. Шкуропатенко, Т. И. Бухарова, *СФХТ* **5**, 113 (1992).

Lower critical fields of textured high-T_c superconductors. II. Possibility of studying anisotropy of H_{c1}

V. A. Finkel'

Concepts of the possibility of studying the anisotropy of lower critical fields of HTSC are developed. The possibility may be realized by measuring H_{c1} at some angles of rotation of the sample under investigation about the axis normal to external magnetic field **H**.