

- [1] Шаскольская М.П., Ван Янь-Вэнь, Гу Шу-Чжао // Кристаллография. 1961. Т. 6. № 4. С. 604-613.
- [2] Гегузин Я.Е. Физика спекания. 2-изд., перераб. и доп. М.: Наука, 1984. 312 с.
- [3] Лариков Л.Н. Залечивание дефектов в металлах. Киев: Наук. думка, 1980. 219 с.
- [4] Schijve J. // Eng. fracture. Mech. 1979. V. 11. P. 167-221.
- [5] Majumdar B.S., Burns S.J. // Acta Met. 1981. V. 29. P. 425-436.
- [6] Majumdar B.S., Burns S.J. // Acta Met. 1982. V. 30. P. 1743-1760.

УДК 537. 634.9

© Физика твердого тела, том 37, № 2, 1995  
Solid State Physics, vol. 37, N 2, 1995

## СПИН-ПЕРЕОРИЕНТАЦИОННЫЙ ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД В СОЕДИНЕНИИ TbFe<sub>11</sub>Ti

*С.А.Никитин, Т.И.Иванова, В.В.Зубенко,  
И.В.Телегина, И.С.Терешина*

Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова  
Поступило в Редакцию 13 июля 1994 г.

В настоящей работе изучено явление спиновой переориентации в соединении TbFe<sub>11</sub>Ti. Хотя целый ряд как экспериментальных, так и теоретических работ [1-7] посвящен изучению этого явления в TbFe<sub>11</sub>Ti, данные о температуре спин-переориентационного перехода  $T_{SR}$  и характере спиновой переориентации крайне противоречивы.

Расхождение экспериментальных данных по величине  $T_{SR}$  возможно связано с тем, что  $T_{SR}$  в большей части работ [1-6] определялась по аномалии температурной зависимости магнитной восприимчивости для ориентированных порошковых образцов, в которых наблюдался большой и плохо контролируемый разброс осей легкого намагничивания (ОЛН) отдельных частиц порошка. Анализ литературных данных показывает, что более надежные данные о характере спин-переориентационного перехода могут быть получены из измерений температурной зависимости констант магнитной анизотропии монокристаллических образцов.

Целью настоящей работы явилось изучение спин-переориентационного перехода в монокристалле TbFe<sub>11</sub>Ti с помощью измерения и последующего анализа экспериментальных кривых вращающего механического момента, действующего на монокристалл соединения TbFe<sub>11</sub>Ti в магнитном поле.

Технология получения монокристаллов и методика измерений описаны ранее [8]. Для магнитных измерений были взяты образцы, имеющие разориентировку монокристаллических блоков в пределах одного градуса. Наиболее крупный образец имел форму, близкую к диску диаметром около 2 mm и толщиной в среднем 0.4 mm. Кристаллографическая ориентировка образца выявила расположение в плоскости диска направлений [001] и [110].

Кривые механических вращающих моментов для монокристалла TbFe<sub>11</sub>Ti  $L(\varphi)$ , где  $\varphi$  — угол между осью [001] и полем  $H$ , снимались на магнитном анизометре в интервале температур 78-600 K в магнитных

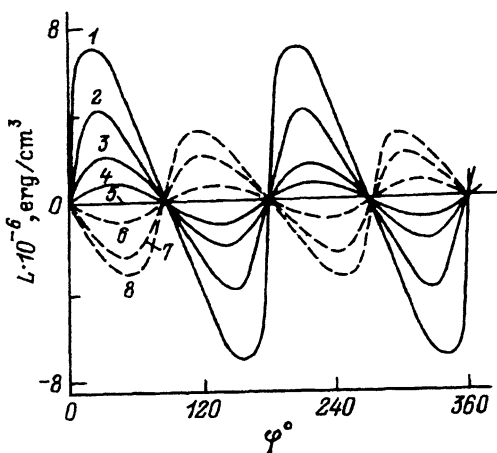


Рис. 1. Экспериментальные кривые вращающего момента для монокристалла  $TbFe_{11}Ti$ .  $H = 13$  кОе.  $T = 78$  (1), 240 (2), 295 (3), 315 (4), 325 (5), 340 (6), 380 (7), 450 К (8).

полях до 13 кОе. На рис. 1 представлены экспериментальные кривые  $L(\varphi)$ , измеренные при различных температурах в поле  $H = 13$  кОе. Форма кривых  $L(\varphi)$  имеет вид, типичный для кристаллографической плоскости с одной ОЛН и периодом равным  $\pi$ . С увеличением температуры амплитуда кривых вращающих моментов уменьшается и при  $T = 325$  К обращается в нуль, при дальнейшем увеличении температуры фаза кривых  $L(\varphi)$  изменяется на  $\frac{\pi}{2}$ . При низких температурах  $T < 325$  К ось  $[110]$  является ОЛН, а ось  $[001]$  является осью трудного намагничивания (ОТН), при высоких температурах  $T > 325$  К ОЛН и ОТН меняются местами. Для определения констант магнитной анизотропии из экспериментальных кривых вращающего момента следует учесть, что в кристалле с тетрагональной кристаллической решеткой энергия анизотропии может быть описана с помощью следующего феноменологического соотношения:

$$E_a = K_0 + K_1 \sin^2 \theta + K_2 \sin^4 \theta + K_3 \sin^4 \cos(4\psi), \quad (1)$$

где  $\theta$  — угол между осью  $c$  и магнитным моментом  $M_s$  образца и  $\psi$  — угол между проекцией  $M_s$  на базисную плоскость и направлением  $[100]$ . Если основной вклад в выражение (1) дает член, содержащий константу анизотропии  $K_1$ , а членами более высокого порядка можно пренебречь, то спин-переориентационный переход типа ОЛН–плоскость легкого намагничивания имеет место при той температуре, где константа  $K_1$  меняет знак. При этом необходимо отметить, что в константу анизотропии дают вклад две подрешетки — подрешетка ионов железа и подрешетка редкоземельного иона. Вклад от последней подрешетки превалирует при низких температурах, задавая «свой» тип магнитной анизотропии всему соединению, а именно при низких температурах в  $TbFe_{11}Ti$  мы наблюдаем анизотропию типа плоскость легкого намагничивания. Вклад от железной подрешетки, который играет основную роль при высоких температурах, обеспечивает положение ОЛН вдоль кристаллографической оси  $c$ . Переориентация магнитного момента соединения  $TbFe_{11}Ti$  от базисной плоскости к оси  $c$  наблюдается при  $T = 325$  К.

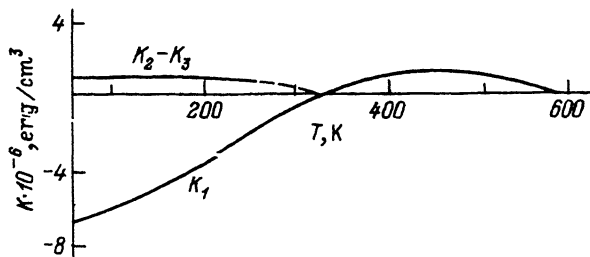


Рис. 2. Температурная зависимость констант магнитной анизотропии монокристалла TbFe<sub>11</sub>Ti.

Вращающий момент в плоскости (110) может быть найден из уравнения (1) при учете, что  $\psi = \pi/4$ , дифференцированием  $E_a$  по углу  $\theta$

$$L_{110} = -\frac{\partial E_a}{\partial \theta} = -2K_1 \sin \theta \cos \theta - 4(K_2 - K_3) \sin^3 \theta \cos \theta. \quad (2)$$

Анализ угловой зависимости  $L(\theta)$  позволяет найти значения констант анизотропии при использовании внешних полей, превышающих поля анизотропии  $H_a$ . Как показали измерения намагниченности наших образцов вдоль ОЛН и ОТН,  $H_a$  не превышает использованного нами внешнего поля  $H = 13$  кОе в интервале температур 280–600 К. В интервале температур 78–280 К  $H_a > 13$  кОе, поэтому для определения констант магнитной анизотропии в этом интервале температур необходимо экспериментальную кривую  $L(\varphi)$  пересчитать в кривую  $L(\theta)$ , где  $\theta$  и  $\varphi$  связаны между собой следующим выражением [9]:

$$\theta = \varphi + \arcsin(L/H \cdot M_S). \quad (3)$$

Константы анизотропии определялись следующими методами.

1. В предположении  $K_1 \gg (K_2 - K_3)$   $K_1$  может быть определена по производной  $\partial L/\partial \theta$  вблизи направления легкого намагничивания

$$\left(\frac{\partial L}{\partial \theta}\right)_{\theta \rightarrow 0} = 2K_1.$$

2. Константы магнитной анизотропии  $K_1$  и  $(K_2 - K_3)$  можно получить также из кривых вращающего момента  $L(\varphi)$  выделением последовательных гармоник методом наименьших квадратов [10]. Значения

Температурная зависимость констант магнитной анизотропии  $K_1$  и  $(K_2 - K_3)$  монокристалла TbFe<sub>11</sub>Ti

$T, K$	$K_1 \cdot 10^{-6}, \text{erg/cm}^3$ (по методу 1)	$K_1 \cdot 10^{-6}, \text{erg/cm}^3$ (по методу 2)	$(K_2 - K_3) \cdot 10^{-6}, \text{erg/cm}^3$
100	-6.35	-6.52	0.67
150	-5.03	-5.11	0.65
200	-3.32	-3.58	0.58
240	-1.86	-1.96	0.54
400	1.30	1.33	0.02
450	1.35	1.40	0.01
500	1.20	1.33	0.01

констант анизотропии при разных температурах, определенные этими двумя методами в поле  $H = 13$  кОе, приведены в таблице. Температурный ход констант магнитной анизотропии изображен на рис. 2. Как видно, константа анизотропии  $K_1$  меняет свой знак при температуре  $T = 325$  К, а при дальнейшем повышении температуры становится положительной. Константа  $K_2$  в области низких температур на порядок меньше константы  $K_1$  и в районе температуры  $T_{SR}$  весьма мала, в результате чего в исследуемом внешнем магнитном поле не наблюдается изменения периода функции  $L(\varphi)$ , когда  $K_1 = 0$ . Отсюда можно сделать вывод о том, что в монокристалле TbFe<sub>11</sub>Ti наблюдается прямой переход плоскость легкого намагничивания-ОЛН при  $T_{SR} = 325$  К. Хотя метод анализа кривых вращающих моментов является прямым методом определения величины  $T_{SR}$  и температурной зависимости констант магнитной анизотропии, тем не менее этот метод использует сравнительно большие магнитные поля, что может влиять на магнитную структуру соединения [11]. Как отмечалось в [7], внешнее магнитное поле оказывает существенное влияние на  $T_{SR}$  в соединении TbFe<sub>11</sub>Ti. Можно предположить, что спиновая переориентация в монокристалле TbFe<sub>11</sub>Ti в магнитном поле носит довольно сложный характер, что требует изучения магнитной фазовой диаграммы в области  $T_{SR}$ .

### Список литературы

- [1] Hu B.P., Li H.S., Coey J.M. // Phys. Rev. B. 1990. V. 41. N 4. P. 2221-2228.
- [2] Hu B.P., Li H.S., Gavigan J.P., Coey J.M.D. // J. Phys.: Condens. Matter. 1989. V. 1. N 4. P. 755-770.
- [3] Zhang L.Y., Boltich E.B., Singha V.K., Wallace W.E. // IEEE Trans. Magn. MAG-25. 1989. V. 25. N 5. P. 3303-3305.
- [4] Cheng S.F., Ma B.M., Zhang L.Y., Sinha V.F., Sankar S.G., Wallace W.E. // Proc. 6th Int. Symp. on Magn. Anisotropy and Coercivity in Rare Earth-Trans. Metal Alloys. Pittsburgh, P.A. October, 1990. Carnegie Mellon University, Pittsburgh, P.A., P. 436.
- [5] Boltich E.B., Ma B.M., Zhang L.Y., Pourarian F., Malik S.K., Sankar S.G., Wallace W.E. // J. Magn. Magn. Mater. 1989. V. 78. N 1-3. P. 364-370.
- [6] Андреев А.В., Богатин А.Н., Кудреватых Н.В., Сигаев С.С., Тарасов Е.Н. // ФММ. 1989. Т. 68. № 1. С. 70-76.
- [7] Andreev A.V., Kudrevatykh N.V., Razgonyaev S.M., Tarasov E.N. // Physica B. 1993. V. 183. P. 379-384.
- [8] Золотухин О.А., Зубенко В.В., Иванова Т.И. и др. // Вестн. МГУ. Сер. 3, Физика, астрономия. 1993. Т. 34. № 5. С. 80-86.
- [9] Ono F., Ohtsu Y., Yamada O. // J. Phys. Soc. Jap. 1986. V. 55. N 11. P. 4014-4019.
- [10] Ono F., Ohtsu Y., Yamada O. // J. Magn. Magn. Mater. 1987. V. 70. N 1-3. P. 319-321.
- [11] Белов К.П., Звездин А.К., Кадомцева А.М., Левитин Р.З. Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках М.: Наука, 1979. 317 с.