

ется, что приводит к дополнительному разбросу СТ полей и нарияду с неоднородностью квадрупольного взаимодействия [7] может служить причиной исчезновения квадрупольной структуры спектров ЯМР.

### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Шавишвили Т. М., Ахалкаци А. М., Килиптари И. Г., Меликия М. Г. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 6. С. 1884—1885.
- [2] Шавишвили Т. М., Ахалкаци А. М., Килиптари И. Г. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 8. С. 186—191.
- [3] Абесадзе Т. Ш., Ахалкаци А. М., Килиптари И. Г., Меликия М. Г., Шавишвили Т. М. // ЖЭТФ. 1989. Т. 96. № 1 (7). С. 187—193.
- [4] Murray G. A., Marshall W. // Proc. Phys. Soc. 1965. V. 86. P. 315—330.
- [5] Yamaguchi Y., Watanabe H. // J. Phys. Soc. Jap. 1980. V. 48. N 2. P. 435—441.
- [6] Stearns M. B. // Phys. Rev. 1975. V. B12. N 5. P. 1626—1632.
- [7] Abe H., Yasuoka H., Hirari A. // J. Phys. Soc. Jap. 1966. V. 21. N 1. P. 77—84.

Тбилисский государственный университет  
Тбилиси

Поступило в Редакцию  
2 августа 1989 г.  
В окончательной редакции  
27 октября 1989 г.

УДК 538.224

© Физика твердого тела, том 32, № 4, 1990  
Solid State Physics, vol. 32, N 4, 1990

## ДОМЕННАЯ СТРУКТУРА МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ТЕРБИЯ

*В. В. Воробьев, М. Я. Крупоткин, В. А. Финкель*

При  $T < T_c \sim 220$  К тербий переходит из геликоидального антиферромагнитного в коллинеарное ферромагнитное состояние. В результате этого симметрия кристаллической решетки понижается от гексагональной до ромбической [1], а магнитные моменты устанавливаются параллельно оси  $b$  ( $\langle 010 \rangle_p$ ) ромбической решетки, т. е. вдоль «бывших» направлений  $\langle 10\bar{1}0 \rangle_r$  гексагональной решетки [2]. Сведения же о характере возникающей при этом доменной структуры в литературе практически отсутствуют, хотя реальность ее образования в ферромагнитном тербии следует из экспериментов по деполяризации нейтронов [3].

Исходя из самых общих соображений, следует, что из-за сильной одноосной анизотропии доменные стенки должны лежать в плоскости базиса (001) [4]. Однако вопрос о расположении доменов в плоскостях базиса в тербии, а тем более об эволюции его доменной структуры с изменением температуры и магнитного поля пока остается открытым.

В принципе возможно образование двух типов доменных структур: а) система параллельных доменов, разделенных  $180^\circ$ -ными блоховскими стенками, которые образуются в двух направлениях из шести  $\langle 010 \rangle_p$ ; б) система доменов, разделенных  $120^\circ$ -ными стенками, образованных во всех шести направлениях  $\langle 010 \rangle_p$  [5].

Наличие достаточно сильного понижения симметрии решетки тербия в  $T_c$  дает уникальную возможность изучить эволюцию его доменной структуры по характеру изменения рентгеновской дифракции в зависимости от температуры и магнитного поля, так как понижение симметрии должно приводить к расщеплению узлов обратной решетки по схеме  $(h, h, 2h, 0)_r \rightleftharpoons (h, 3h, 0)_p$  и  $(2h, 0, 0)_p$  [6]. Можно показать, что для первого типа доменных структур должна наблюдаться только одна из двух ромбических компонент, а для второго — две компоненты с соотношением интегральных интенсивностей 2 : 1.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Это соотношение следует из того, что атомный и структурный факторы у плоскостей  $(h, 3h, 0)_p$  и  $(2h, 0, 0)_p$  одинаковы. (Фактически речь идет лишь о различной

В данной работе изучался монокристаллический Tb чистойю 99.8 %, выраженный методом зонной плавки. Объектом исследования служил образец в форме кубика со стороной 2 мм, ограниченный плоскостями  $(10\bar{1}0)$ ,  $(11\bar{2}0)$  и  $(0001)$ . Геометрия дифрактометрических съемок соответствовала методу Брэгга—Брентано ( $\Theta=2\Theta$ ); при этом анализировался дифракционный профиль, полученный при отражении от кристаллографических плоскостей типа  $(22\bar{4}0)$ . Узлы обратной решетки  $(22\bar{4}0)$  изучались при 95—220 К в магнитных полях до 900 Э в  $\text{CuK}_\alpha$ -излучении с использованием специальной приставки [7] по модифицированной методике [8]. Вектор  $\mathbf{H}$  располагался в плоскости легкого намагничивания  $(0001)_r$ .

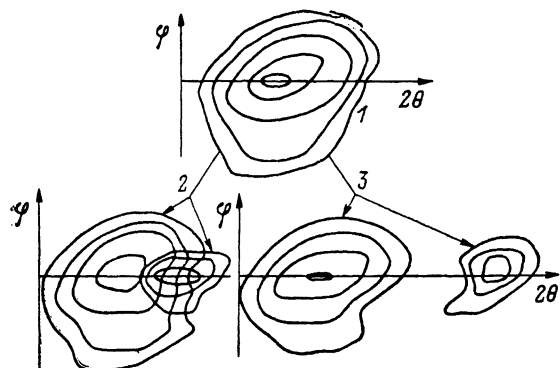


Рис. 1. Сечение узлов обратной решетки  $(22\bar{4}0)_r$ ,  $(260)_p$  и  $(400)_p$  линиями равной интенсивности. 1 —  $T=224.5$  К,  $H=0$ , узел  $(22\bar{4}0)_r$ ; 2 —  $T=224.5$  К,  $H=900$  Э, узлы  $(260)_p$  и  $(400)_p$ ; 3 —  $T=119$  К,  $H=0$ , узлы  $(260)_p$  и  $(400)_p$ . В приведенной системе координат при одинаковом масштабе по осям начало отсчета соответствует углу  $\varphi=0$ .

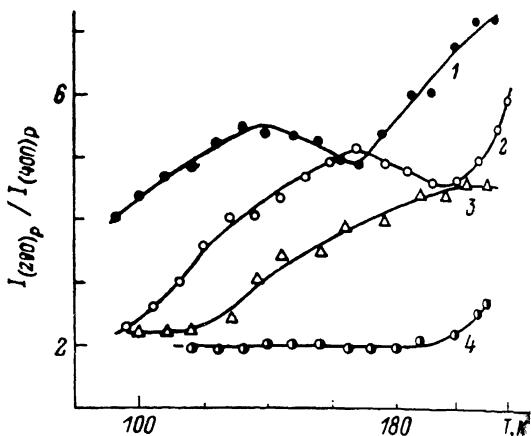


Рис. 2. Температурная зависимость отношения интегральных интенсивностей дифракции на узлах обратной решетки  $I_{(260)_p} / I_{(400)_p}$ . 1 —  $H=0$ , 2 — 300, 3 — 600, 4 — 900 Э.

На рис. 1, 2 представлены сечения узлов  $(22\bar{4}0)_r$ ,  $(260)_p$  и  $(400)_p$  линиями равной интенсивности при температурах 119 и 224.5 К в магнитных полях 0 и 900 Э соответственно и температурные зависимости отношений интегральных интенсивностей<sup>2</sup> дифракции на узлах обратной решетки  $I_{(260)_p} / I_{(400)_p}$  в полях 0, 300, 600 и 900 Э. Видно, что при  $T \rightarrow T_c$  в области ферромагнитного упорядочения это отношение существенно превышает значение, характерное для  $120^\circ$ -ных границ. С понижением температуры  $I_{(260)_p} / I_{(400)_p} \rightarrow 2$ , при этом с ростом магнитного поля зависимость выходит на насыщение. На зависимости  $I_{(260)_p} / I_{(400)_p}$  от температуры намечается максимум, зависящий от величины поля (при  $H=0$   $T_{\max} \sim 140$  К; при  $H=300$  Э  $T_{\max} \sim 165$  К).

Несмотря на наличие заведомых ошибок измерений интенсивностей, связанных с частичным перекрытием дифракционных линий  $(260)_p$  и  $(400)_p$  тонкой структурой спектральных линий ( $K_{\alpha_1}-K_{\alpha_2}$ -дублет) и т. д., наблюдаемые в эксперименте перераспределения интенсивностей дифракцион-

деформации одной и той же кристаллографической плоскости, но в разных орторомбических системах отсчета, связанных с направлением магнитных моментов доменов). При этом фактор повторяемости у плоскостей  $(h, 3h, 0)_p$  в два раза больше, чем у плоскостей  $(2h, 0, 0)_p$ .

<sup>2</sup> В первом приближении интегральная интенсивность пропорциональна площади под кривой  $I(2\Theta)$  при  $\varphi=0$  (когда  $\varphi=0$ , радиус-вектор сканируемого узла обратной решетки строго лежит на сфере Эвальда, т. е. выполняются условия фокусировки по Брэггу;  $\Theta$  — брэгговский угол). В данной работе во всем диапазоне изменений  $T$  и  $H$  заметных расщеплений узлов в направлении изменения  $\varphi$ , как это имеет место при переходе из кубической в тетрагональную сингонию [9], не наблюдалось.

ных линий достаточно существенны. Это позволяет с полной определенностью описать характер эволюции доменной структуры тербия в зависимости от температуры и магнитного поля.

Из рис. 2 видно, что вблизи  $T_c$  преобладают домены со  $180^\circ$ -ными границами, а с понижением температуры — со  $120^\circ$ -ными границами. Процесс перестройки доменных границ активизируется увеличением внешнего магнитного поля, направленного вдоль  $\langle 010 \rangle_p$ .

Полученный результат представляется несколько неожиданным. Казалось бы, следовало ожидать, что при переходе тербия в ферромагнитное состояние в отсутствие внешнего магнитного поля должны с равной вероятностью образовываться домены со всеми шестью возможными направлениями легкого намагничивания (возможность такого описания доменной структуры допускают данные работы [10]). С понижением температуры и ростом магнитного поля такая доменная структура должна трансформироваться в систему  $180^\circ$ -х доменов, которая может быть разрушена очень большим магнитным полем. Однако в эксперименте это не наблюдалось.

Трудно представить, что энергия  $120^\circ$ -ных доменных стенок может быть меньше, чем у  $180^\circ$ -ных, хотя бы потому, что суммарная энергия обменного взаимодействия, как и энергия магнитной кристаллической анизотропии, у  $120^\circ$ -ных больше, чем у  $180^\circ$ -ных доменных стенок. Однако почти очевидно, что с понижением  $T$  и ростом  $H$  при образовании  $120^\circ$ -ных доменных стенок прирост упругой энергии за счет деформации кристаллической решетки матрицы меньше, чем в случае образования  $180^\circ$ -ных доменных стенок, так как степень ромбических искажений решетки (при тех изменениях  $T$  и  $H$ )  $b/a$  растет [2].

В заключение отметим, что обнаруженные закономерности в эволюции доменной структуры у коллинеарного ферромагнетика — тербия, — по-видимому, должны проявляться у любого магнетика при переходе в ферромагнитное состояние, если с этим связано понижение симметрии кристаллической решетки, подобной тербию. Примером такого магнетика может служить диспрозий, сплавы на основе тербия и диспрозия и т. д.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Воробьев В. В., Крупоткин М. Я., Финкель В. А. // *Металлофизика*. 1988. Т. 10. № 4. С. 97—103; Т. 10. № 5. С. 25—28.
- [2] Финкель В. А. *Структура редкоземельных металлов*. М.: *Металлургия*. 1978. 120 с.
- [3] Löffler E., Rauch H. // *J. Phys. Chem. Sol.* 1969. V. 30. N 11. P. 2175—2180.
- [4] Egami T., Graham C. D. // *J. Appl. Phys.* 1971. V. 42. N 4. P. 1299—1300.
- [5] Swift W. M., Mathur M. P. // *IEEE Trans. Magnetics*. 1974. V. 10. N 2. P. 308—313.
- [6] Финкель В. А. *Низкотемпературная рентгенография металлов*. М.: *Металлургия*, 1971. 256 с.
- [7] Воробьев В. В., Крупоткин М. Я., Финкель В. А. // А. с. 1430841. БИ. 1988. № 38.
- [8] Акназаров С. Х., Шабельников Л. Г., Шехтман В. Ш. // *ПТЭ*. 1974. № 6. С. 287—288.
- [9] Шабельников Л. Г., Шехтман В. Ш., Царев О. М. // *ФТТ*. 1976. Т. 18. № 6. С. 1529—1537.
- [10] Darnell F. J. // *Phys. Rev.* 1963. V. 132. N 3. P. 1098—1100.

Харьковский государственный университет  
им. А. М. Горького  
Харьков

Поступило в Редакцию  
17 апреля 1989 г.  
В окончательной редакции  
31 октября 1989 г.