

АНОМАЛИЯ ТЕПЛОВОГО РАСШИРЕНИЯ ВБЛИЗИ ТЕМПЕРАТУРЫ МАГНИТНОЙ КОМПЕНСАЦИИ В РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ФЕРРИМАГНЕТИКАХ

С. А. Никитин, Д. Ким, А. К. Звездин, А. Ф. Попков

Обнаружены аномалии теплового расширения в присутствии магнитного поля вблизи температуры магнитной компенсации T_K в соединении ErFe_3 и феррите-гранате диспрозия. Показано, что эти аномалии можно объяснить изменением магнитоэстрикционного вклада при переориентации магнитных моментов под решеток и образовании угловых структур вблизи T_K .

В последние годы внимание многих исследователей привлекает изучение индуцированных угловых структур в ферримагнетиках вблизи температуры магнитной компенсации T_K [1 - 7]. Однако до сих пор в редкоземельных сплавах и ферритах-гранатах (РФГ) не было исследовано тепловое расширение вблизи T_K , хотя изучение этого свойства является весьма важным для определения характера фазового перехода.

В данной работе проведены изучения линейного теплового расширения поликристаллического образца соединения ErFe_3 , приготовленного по методике [8], и монокристалла РФГ $\text{Dy}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ в магнитных полях до 50 кэ вблизи их точек магнитной компенсации ($T_K = 239$ К для ErFe_3 и $T_K = 218$ К для $\text{Dy}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$). Измерения проводились с использованием проволочных тензодатчиков в магнитном поле сверхпроводящего соленоида, в который вставлялась вставка для получения температур в интервале $4,2 + 400$ К.

Тепловое расширение для ErFe_3 представлено на рис. 1, а для $\text{Dy}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ (измерение вдоль оси [111]) на рис. 2. Видно, что при $H = 0$ тепловое расширение не испытывает каких-либо особенностей вблизи T_K . Однако при измерении теплового расширения образца, находящегося в магнитном поле, вблизи T_K наблюдаются аномалии, которые становятся более резкими при увеличении магнитного поля. Ниже мы покажем, что наблюдавшиеся нами аномалии теплового расширения вблизи T_K можно объяснить изменением магнитоэстрикционного вклада в тепловое расширение в присутствии магнитного поля. Рассмотрим линейное тепловое расширение обусловленное продольной магнитоэстрикцией. Магнитоэстрикционное изменение длины в направлении $\vec{\beta} = \{\beta_x, \beta_y, \beta_z\}$ в кристаллах с точечной группой симметрии $\bar{3}m$ в одноионной модели имеет вид

$$\begin{aligned} \Delta l / l = & \Lambda_1(\gamma_z^2 - 1/3) + \Lambda_2(\gamma_z^2 - 1/3)(\beta_z^2 - 1/3) + \Lambda_3[(\gamma_x^2 - \gamma_y^2) \times \\ & \times (\beta_x^2 - \beta_y^2)^2 1/4 + \gamma_x \gamma_y \beta_x \beta_y] + \Lambda_4[(\beta_x^2 - \beta_y^2) \gamma_y \gamma_z 1/2 + \\ & + \gamma_x \gamma_y \beta_x \beta_y] + \Lambda_5[1/2(\gamma_x^2 - \gamma_y^2) \beta_y \beta_z + \gamma_x \gamma_y \beta_x \beta_z] + \\ & + \Lambda_6[\gamma_y \gamma_z \beta_y \beta_z + \gamma_x \gamma_z \beta_x \beta_z], \end{aligned} \quad (1)$$

где γ_i — направляющие косинусы намагничённости редкоземельной подрешетки, Λ_i — независимые магнитоупругие константы.

В направлении легкой оси намагничивания $\beta = 0, 0, 1$ измерения длины образца будут описываться выражением

$$\Delta l/l = \cos^2\theta(\Lambda_1 + 2/3\Lambda_2) - 1/3(\Lambda_1 + 2/3\Lambda_2). \quad (2)$$

В направлении, перпендикулярном легкой оси

$$\Delta l/l = \cos^2\theta[-\Lambda_1 + 1/3\Lambda_2 + 1/4\Lambda_3] + 2/3(\Lambda_1 - 1/3\Lambda_2), \quad (3)$$

где $\cos\theta = (H, M_1)/HM_1$.

Здесь мы учли, что при пренебрежении анизотропией в базисной плоскости разворот идет в плоскости (H, n_z) .

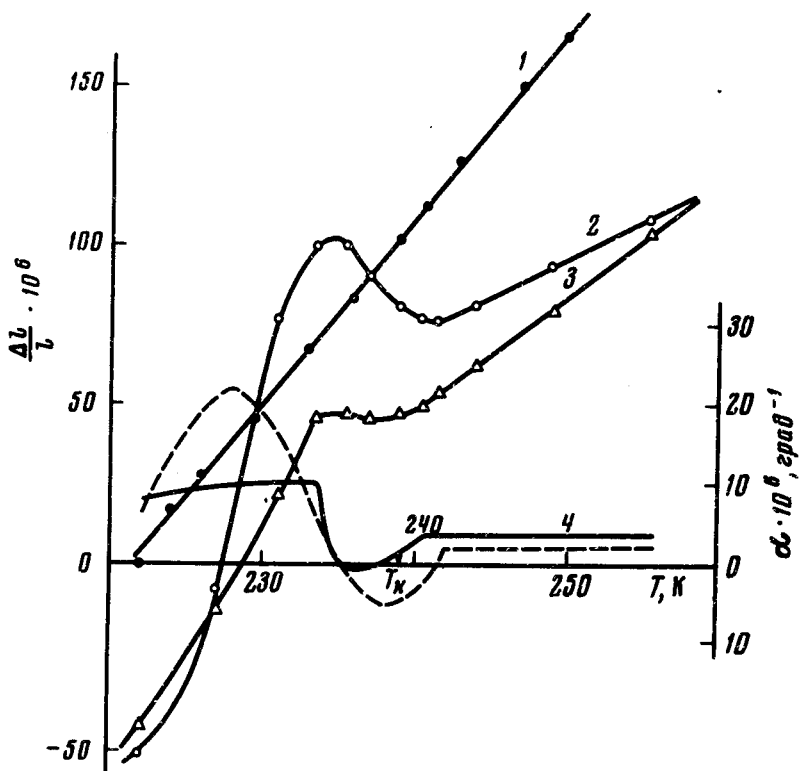


Рис. 1. Температурная зависимость теплового расширения соединения ErFe_3 вблизи T_K при различных значениях магнитного поля (1 — $H = 0$; 2 — $H = 50$ кэ; 3 — $H = 15$ кэ) и коэффициента теплового расширения (5 — $H = 50$ кэ, 4 — $H = 15$ кэ)

Из полученных формул видно, что переориентация намагничённости редкоземельной подрешетки $\cos\theta(H, T)$ вблизи T_K приводит к резкому изменению магнитоупругости внутри температурного интервала переори-

ентации. В этой области можно приближенно считать $\cos \theta = \Delta T / \Delta T_{\text{пер}}$, где $\Delta T_{\text{пер}}$ – полуширина этого интервала. Точную зависимость $\cos \theta$ от температуры вблизи T_K можно получить из условия минимизации свободной энергии одноосного двухподрешеточного ферримагнетика, как было сделано в работе [1].

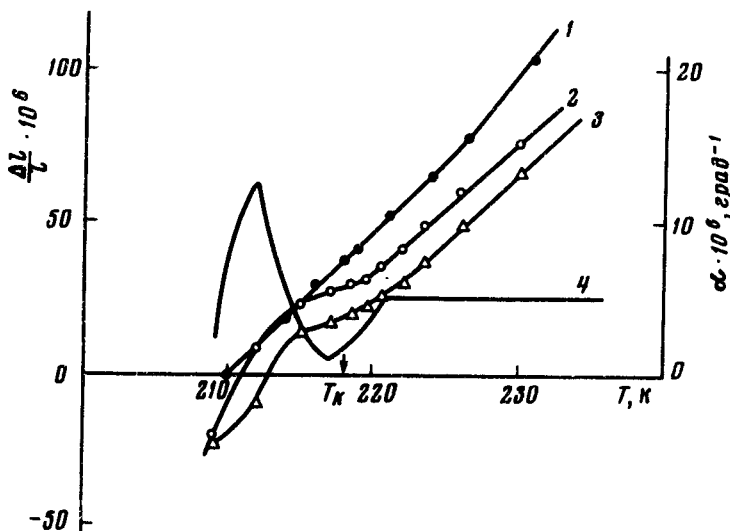


Рис. 2. Температурная зависимость теплового расширения монокристалла $\text{Dy}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ вблизи T_K при различных значениях магнитного поля (1. — $H = 0$; 2. — $H = 50$ кэ; 3. — $H = 15$ кэ) и коэффициента теплового расширения в магнитном поле 15 кэ (кривая 4)

При очень больших полях $H \gg H_{\text{кр}}$ поведение магнитной структуры практически не зависит от анизотропии. В последнем случае из формулы (1) после усреднения по β получаем, что магнитострикционный вклад в тепловое расширение для поликристаллического образца будет определяться выражением

$$\Delta l / l(H) = \Lambda^0 + \Lambda^1 \cos^2 \theta,$$

где

$$\Lambda^0 = \frac{1}{3} \Lambda_1 - \frac{4}{45} \Lambda_2 + \frac{1}{30} \Lambda_3 - \frac{2}{5} \Lambda_6,$$

$$\Lambda^1 = -\frac{1}{3} \Lambda_1 + \frac{8}{45} \Lambda_2 + \frac{1}{10} \Lambda_3 + \frac{4}{15} \Lambda_6, \quad (4)$$

$$\cos \theta = \frac{\lambda^2 (M_1^2 - M_2^2) + H^2}{2\lambda H M_1},$$

M_1 и M_2 намагниченности подрешеток редкой земли и железа, соответственно.

Полученные данные измерений позволяют оценить величину одноосной анизотропии по температурной ширине аномальной области:

$$\frac{\Delta T}{T_K} = \frac{2K}{HT_K(\partial M_1/\partial T)(T_K)} + \frac{H}{\lambda M_1(T_K)} \left[\frac{M_1(T_K)}{T_K(\partial M_1/\partial T)(T_K)} - 1 \right]. \quad (5)$$

При использовании данных работ [9] из (5) получаем $K = 4 \cdot 10^5 \text{ эрг/см}^3$.

Таким образом, проведенные измерения показывают, что большая магнитострикция в соединении ErFe_3 и $\text{Dy}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ приводит к заметной аномалии температурного поведения линейного теплового расширения вблизи магнитной компенсации при наличии магнитного поля, что можно объяснить переориентацией магнитных моментов подрешеток и возникновением неколлинеарных магнитных структур.

В заключение авторы выражают благодарность профессору К.П.Белову за обсуждение полученных результатов, Б.В.Милля и В.Е.Колесниченко за представление образцов для исследования.

Московский
государственный университет
им. М.В.Ломоносова

Поступила в редакцию
18 июля 1975 г.

Литература

- [1] А.К.Звездин, В.М.Матвеев. ЖЭТФ, 62, 260, 1972; Изв. АН СССР, сер. физическая, 36, 1441, 1972.
- [2] К.П.Белов, С.А.Никитин. ЖЭТФ, 58, 937, 1970.
- [3] К.П.Белов. Ферриты в сильных магнитных полях, М., изд. Наука, 1972 г.
- [4] А.Е.Слark, В.Ф.Desavage, Е.Р.Сallen. J. Appl. Phys., 35, 1928, 1964.
- [5] Р.З.Левитин, Б.К.Шономарев, Ю.Ф.Попов. ЖЭТФ, 59, 1952, 1970.
- [6] А.М.Бислиев, А.К.Звездин, Д.Ким, С.А.Никитин, А.Ф.Попков. Письма в ЖЭТФ, 17, 484, 1973.
- [7] Д.А.Яблонский. ФТТ, 14, 2849, 1972.
- [8] К.П.Белов, С.А.Никитин, А.М.Бислиев, Е.М.Савицкий, В.Ф.Терехова, В.Е.Колесниченко. ЖЭТФ, 64, 2154, 1973.
- [9] С.А.Никитин, А.М.Бислиев. ФТТ, 15, 3681, 1973.