

## О ВОЗМОЖНОСТИ НЕОБЫЧНОЙ СПИНОВОЙ ПЕРЕОРИЕНТАЦИИ В ОРТОФЕРРИТАХ

П.Ю. Марчуков, Е.Г. Рудашевский

*Показано, что в антиферромагнетике типа  $DyFeO_3$  в магнитном поле может осуществиться необычная спиновая переориентация, описываемая фазовой диаграммой с тетракритической точкой.*

Ортоферрит диспрозия  $DyFeO_3$  при температуре  $T > T_M \sim 50$  К является антиферромагнетиком со слабым ферромагнитным моментом (пространственная группа  $D_{2h}^{16}$ ,  $T_N = 647$  К). В интервале  $T_M < T < T_N$  вектор ферромагнетизма  $M = M_1 + M_2$  ( $M_1, M_2$  — намагниченности подрешеток) направлен по оси с орторомбического кристалла, а вектор  $L = M_1 - M_2$  — по оси а (магнитная конфигурация  $\Gamma_4(M_Z, L_X)$ ) /1/. При  $T = T_M$   $DyFeO_3$  переходит в состояние с конфигурацией  $\Gamma_1(L_Y)$ , в которой вектор  $L$  направлен вдоль оси б, а слабоферромагнитный момент отсутствует. Этот переход из слабоферромагнитного состояния в чисто антиферромагнитное известен как переход типа Морина и является фазовым переходом первого рода. Как в одной, так и в другой конфигурации при наложении внешнего магнитного поля  $H \parallel a$  наблюдается переориентация вектора  $L$ . В слабоферромагнитном состоянии это переход  $\Gamma_4 \rightarrow \Gamma_{42} \rightarrow \Gamma_2$  ( $M_Z L_X \rightarrow M_X L_Z$ ), при этом вектора  $M, L$  и  $H$  лежат в плоскости ас. В антиферромагнитном состоянии в поле  $H \parallel a$  происходит переориентация  $\Gamma_1 \rightarrow \Gamma_{12} \rightarrow \Gamma_2$  ( $L_Y \rightarrow M_X L_Z$ ) вектора  $L$  в плоскости, перпендикулярной направлению  $H$  (плоскость бс).

В работах /1 — 3/ эти переходы, индуцированные магнитным полем ( $\Gamma_4 \rightarrow \Gamma_2$  при  $T > T_M$  и  $\Gamma_1 \rightarrow \Gamma_2$  при  $T < T_M$ ), рассматривались отдельно — один при  $T > T_M$ , другой при  $T < T_M$  вне всякой связи друг с другом. В настоящей работе показано, что в ортоферритах, в частности, в  $DyFeO_3$  может иметь место ситуация, когда при  $T > T_M$  и  $H \parallel a$  спиновая переориентация, начавшись в плоскости ас (т.е. как переход  $\Gamma_4 \rightarrow \Gamma_{42} \rightarrow \Gamma_2$  при некотором значении поля  $H_{\Pi} < H_{\Pi 1}$  ( $H_{\Pi 1}$  — поле завершения переориентации в плоскости ас), из фазы  $\Gamma_{42}$  скачком переходит в плоскость бс в фазу  $\Gamma_{12}$  и завершается как  $\Gamma_{12} \rightarrow \Gamma_2$  в поле  $H_{\Pi 2}$  ( $H_{\Pi 2}$  — поле завершения переориентации  $\Gamma_1 \rightarrow \Gamma_{12} \rightarrow \Gamma_2$  в плоскости бс). Таким образом, этот ориентационный переход имеет вид:  $\Gamma_4 \rightarrow \Gamma_{42} \rightarrow \Gamma_{12} \rightarrow \Gamma_2$ .

Переориентация  $\Gamma_{42} \rightarrow \Gamma_{12}$  является переходом первого рода. При этом исчезает спонтанная компонента ферромагнитного момента  $M_Z$  и остается только индуцированная внешним полем составляющая  $M_X$ . Далее переориентация продолжается так, как если бы она началась из состояния  $\Gamma_1(L_Y)$ .

Для расчетов использован термодинамический потенциал орторомбических кристаллов с учетом взаимодействия железной и редкоземельной подсистем /1, 3, 4/:

$$\begin{aligned} \Phi(M, L) = \Phi_0(L^2) + \frac{1}{2} BM^2 + \frac{1}{2} D(ML)^2 + d_1 M_X L_Z - d_3 M_Z L_X - M_X H_X (1 + \eta_X) - \tau L_Z H_X + \\ + \frac{1}{2} \sum_i a_i L_i^2 + \frac{1}{4} \sum_{ij} a_{ij} L_i^2 L_j^2, \quad i, j = x, y, z \quad (1, 2, 3). \end{aligned} \quad (1)$$

Будем считать, что  $d_1 = d_3 = d$  при  $T \geq T_M$ . Из (1) получаем условия устойчивости относительно выхода вектора  $L$  из плоскости вращения (при  $L^2 = L_0^2$ ):

при вращении в плоскости  $\bar{a}c$  ( $\Gamma_4 \rightarrow \Gamma_{42} \rightarrow \Gamma_2$ )

$$\Delta_{2c} + A_2 \sin^2 \varphi - \beta \tilde{H}^2 \geq 0; \quad (2)$$

при вращении в плоскости бс ( $\Gamma_1 \rightarrow \Gamma_{12} \rightarrow \Gamma_2$ )

$$\sin^2 \Theta [\beta \tilde{H}^2 - (\Delta_{2c} + A_3) + (A_3 - A_2) \sin^2 \Theta] \geq 0, \quad (3)$$

где  $\Delta_{2c} = \chi_{\perp}^{-1} L_0^2 [a_2 - a_1 + (a_{12} - a_{11}) L_0^2] + H_D^2$ ,  $A_2 = \chi_{\perp}^{-1} L_0^4 (a_{11} - a_{12} + a_{23} - a_{13})$ ;  $A_3 = \chi_{\perp}^{-1} L_0^4 (a_{11} + a_{22} - 2a_{12})$ ;  $\tilde{H} = H(1 + \eta_{\chi})$ ;  $H_D = dL_0$ ;  $\chi_{\perp}^{-1} = B$ ;  $\chi_{\parallel}^{-1} = B + DL_0^2$ ;  $\beta = 1 - \chi_{\parallel} / \chi_{\perp}$ ;  $\varphi, \Theta$  — углы между вектором  $L$  и осями  $a$  и  $b$  соответственно в фазах  $\Gamma_{42}$  и  $\Gamma_{12}$ , являющиеся решениями уравнений состояния  $\partial\Phi/\partial\varphi = 0$  и  $\partial\Phi/\partial\Theta = 0$ .

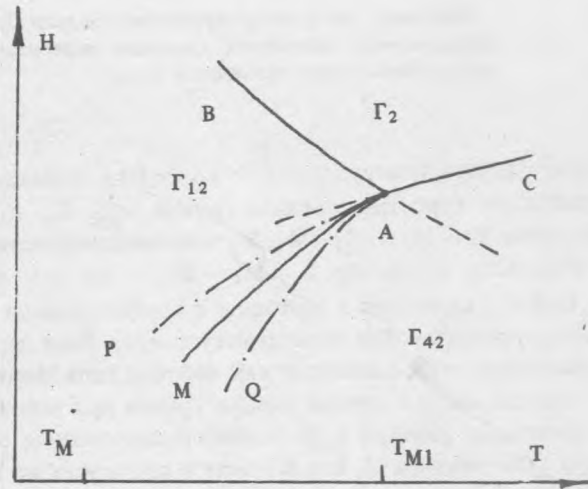


Рис. 1. Фазовая диаграмма в области исследуемого перехода. Линии АВ и АС фазовых переходов второго рода — зависимости  $H_{\Pi 2}(T)$  и  $H_{\Pi 1}(T)$  соответственно. Точка А ( $T_{M1}$ ) — тетракритическая точка, в которой  $H_{\Pi} = H_{\Pi 1} = H_{\Pi 2}$  и переориентация  $\Gamma_{42} \rightarrow \Gamma_{12}$  является фазовым переходом второго рода; АР и АQ — линии потери устойчивости (2) и (3); АМ — линия равных энергий  $H_{\Pi}(T)$  (линия фазовых переходов первого рода). Пунктирные линии — нефизическое продолжение линий АВ и АС в области абсолютной неустойчивости соответствующих фаз;  $T_M$  — температура Морина для  $DyFeO_3$ .

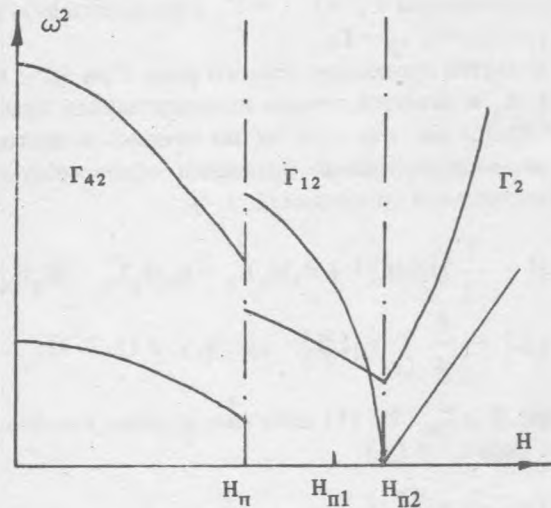


Рис. 2. Спектр АФМР в поле  $H \parallel a$  при  $H_{\Pi} < H_{\Pi 1}$ . Такая картина частот АФМР должна с высокой степенью вероятности наблюдаться в  $DyFeO_3$  при  $T \sim 60$  К.

Поскольку условия потери устойчивости (2) и (3) не совпадают, то поле перехода  $H_{\Pi}$  вектора  $L$  из фазы  $\Gamma_{42}$  в фазу  $\Gamma_{12}$  определяется из равенства термодинамических потенциалов для этих фаз. На рис. 1 представлен примерный вид фазовой диаграммы в переменных  $(T, H)$ , построенной на основе экстраполяции известных экспериментальных данных [2, 5] в область полей и температур исследуемого перехода, а также анализа условий устойчивости (2) и (3) совместно с условием равенства свободных энергий для фаз  $\Gamma_{42}$  и  $\Gamma_{12}$ . Из расчета спектра АФМР в случае  $H \parallel a$  следует, что выражение для частоты квазиантиферромагнитной моды при  $H = H_{\Pi 1}$  (т.е. при завершении переориентации в плоскости  $ac$ ) совпадает с условием потери устойчивости относительно выхода вектора  $L$  из этой плоскости. Таким образом, условие осуществления исследуемого перехода, сформулированное в виде требования к спектру АФМР, состоит в обращении в нуль частоты квазиантиферромагнитной моды при  $H \leq H_{\Pi 1}$ . На рис. 2 приведен качественный вид зависимостей частот АФМР от поля в случае  $H \parallel a$  и  $H_{\Pi} < H_{\Pi 1}$ .

Анализ экспериментальных данных по  $DyFeO_3$  [2, 3, 5] позволяет предположить, что при  $T \sim 60$  К весьма велика вероятность наблюдения предсказанного в настоящей работе перехода. Это связано с тем, что по данным [5] при приближении температуры к  $T_m$  частота квазиантиферромагнитной моды АФМР ( $\Delta_{2c}$  в настоящих обозначениях) резко уменьшается, что, в свою очередь, приводит к возможности выполнения условия потери устойчивости (2) еще до завершения переориентации в плоскости  $ac$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Белов К.П. и др. Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках. М., Наука, 1979.
2. Белов К.П. и др. ЖЭТФ, 67, 1974 (1974).
3. Балбашов А.М. и др. Письма в ЖЭТФ, 43, 205 (1986).
4. Звездин А.К. и др. Редкоземельные ионы в магнитоупорядоченных кристаллах. М., Наука, 1985, гл. 14.
5. Балбашов А.М. и др. ЖЭТФ, 88, 974 (1985).

Поступила в редакцию 10 апреля 1987 г.