

01;05

## Критические поля в легкоосных антиферромагнетиках с учетом взаимодействия Дзялошинского и одноосного давления

© Г.К. Чепурных, В.С. Иваний, М.И. Колесник,  
О.Г. Медведовская

Институт прикладной физики НАН Украины, Сумы  
Сумский государственный педагогический институт им. А.С. Макаренко

Поступило в Редакцию 17 июня 1997 г.  
В окончательной редакции 25 марта 1998 г.

На примере легкоосного антиферромагнетика  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$  изучено влияние одноосного давления на магнитные фазовые диаграммы. Показано существование областей, в которых резкое и значительное изменение намагниченности происходит не только с незначительным изменением внешнего магнитного поля, но и с изменением одноосного давления. Таким образом, обсуждена ситуация, которая обычно реализуется в магнитомягких материалах, но с той разницей, что в нашем случае ситуация является управляемой.

Особенности [1–4] магнитоупругого взаимодействия в антиферромагнетиках (АФМ), наиболее сильно проявляющиеся в области ориентационных фазовых переходов, были предметом неоднократного исследования (см., например, [5,6]). Предполагая, что в области ориентационных фазовых переходов резкое и значительное изменение намагниченности может происходить не только с изменением магнитного поля [7], но и с изменением одноосного давления (что необходимо для создания магнитострикционных преобразователей [8]), на примере легкоосного АФМ  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$  рассмотрим влияние одноосного давления (перпендикулярного легкой оси (ЛО)) на магнитные фазовые диаграммы.

Термодинамический потенциал выберем в форме [5]

$$F = F_m + F_{ms} + F_s, \quad (1)$$

где магнитная часть  $F_m$  определяется выражением

$$F_m = 2M_0 \left[ \frac{E}{2} \mathbf{m}^2 + \frac{a_1}{2} (l_x^2 + l_y^2) + \beta (m_x l_y - m_y l_x) - \frac{a_2}{4} l_z^4 - \mathbf{mH} \right], \quad (1a)$$

а магнитоупругая  $F_{ms}$  и упругая  $F_s$  части — выражениями

$$F_{ms} = \int \left\{ \lambda_1 (U_{xx} + U_{yy}) l_z^2 + \lambda_2 U_{zz} l_z^2 + \lambda_3 [4l_x l_y U_{xy} + (l_x^2 - l_y^2) (U_{xx} - U_{yy})] \right. \\ \left. + \lambda_4 [2l_x l_y U_{xz} + (l_x^2 - l_y^2) U_{yz}] + \lambda_5 (l_x^2 + l_y^2) (U_{xx} + U_{yy}) + \lambda_6 (l_x^2 + l_y^2) U_{zz} \right. \\ \left. + \lambda_7 (l_x l_z U_{xz} + l_y l_z U_{yz}) + \lambda_8 [2l_x l_z U_{xy} + l_y l_z (U_{xx} - U_{yy})] \right\} \equiv \hat{\mathbf{I}} \hat{\lambda} \hat{\mathbf{I}} \hat{U}, \quad (16)$$

$$F_s = \int \left\{ \frac{1}{2} \mu_1 U_{zz}^2 + 2\mu_2 (U_{xx} + U_{yy})^2 + \mu_3 [(U_{xx} - U_{yy})^2 + 4U_{xy}^2] \right. \\ \left. + 2\mu_4 (U_{xx} + U_{yy}) U_{zz} + 4\mu_5 (U_{xz}^2 + U_{yz}^2) + 4\mu_6 [(U_{xx} - U_{yy}) U_{yz} \right. \\ \left. + 2U_{xy} U_{xz}] + \sigma_{ij} U_{ij} \right\} dV \equiv \frac{1}{2} \hat{\mu} \hat{U} \hat{U}, \quad (1b)$$

$$\mathbf{I} = (M_1 - M_2)/2M_0, \quad \mathbf{m} = (M_1 - M_2)/2M_0, \quad \mathbf{ml} = 0, \quad (T < T_M = 260 \text{ K}),$$

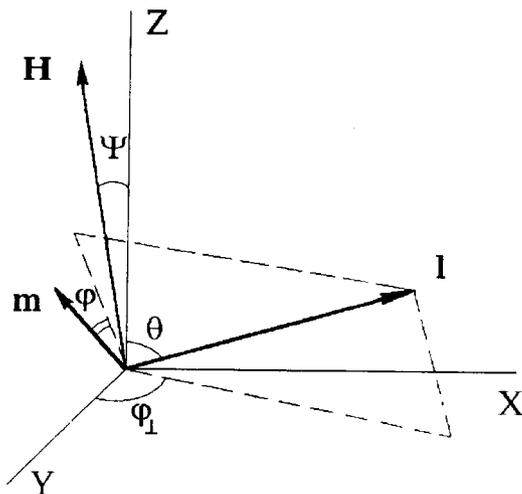
$E \gg \beta \gg a_1 \gg a_2$ , ЛО  $\parallel$  ОZ. Минимизируя термодинамический потенциал (1) как функцию  $U_{ik}$ , получаем уравнение  $\partial(F_{ms} + F_s)/\partial U_{ik} = 0$ . Определяя из этого уравнения  $U_{ik}$  и подставляя найденные выражения для  $U_{ik}$  в (16), мы получаем

$$F_{ms} = C_1 (l_x^2 - l_y^2) + C_2 l_y l_z, \quad (2)$$

где

$$C_1 = \frac{\lambda_4 \mu_6 - 2\lambda_3 \mu_5}{8(\mu_3 \mu_5 - \mu_6^2)} (\sigma_{xx} - \sigma_{yy}), \quad C_2 = \frac{\lambda_7 \mu_6 - 2\lambda_8 \mu_5}{8(\mu_3 \mu_5 - \mu_6^2)} (\sigma_{xx} - \sigma_{yy}).$$

В формуле (2) мы не выписали те громоздкие члены, роль которых сводится к перенормировке параметров магнитной части потенциала (1). Согласно [9], одноосное сжатие кристалла вдоль оси  $X$  ( $\sigma_{xx} = -p$ ) стремится направить вектор  $\mathbf{I}$  также вдоль оси  $X$  (см. в (2) член  $C_1(l_x^2 - l_y^2)$ ). Кроме того, поскольку наибольший интерес представляет область малых углов между ЛО и Н, то одноосное давление в базисной



**Рис. 1.** Ориентация вектора антиферромагнетизма  $\mathbf{l}$  и вектора намагниченности  $\mathbf{m}$  при произвольной ориентации внешнего магнитного поля в плоскости  $ZY$ .  $\theta$  и  $\varphi_{\perp}$  — полярный и азимутальный углы вектора  $\mathbf{l}$ .  $\varphi$  — угол, характеризующий направление вектора  $\mathbf{m}$  в плоскости, перпендикулярной  $\mathbf{l}$  (этот угол отсчитывается от линии пересечения указанной плоскости с плоскостью, проходящей через ось  $Z$  и вектор  $\mathbf{l}$ ).

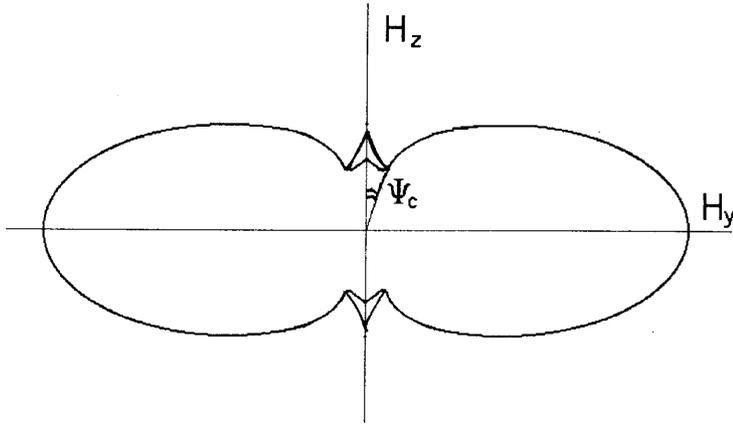
плоскости устранил неконтролируемое влияние анизотропии в этой плоскости на ориентацию вектора антиферромагнетизма  $\mathbf{l}$ .

Минимизируя потенциал (1), как функцию переменных  $m$ ,  $\varphi$ ,  $\varphi_{\perp}$  и  $\theta$  (рис. 1), мы получаем систему уравнений:

$$\partial F / \partial m = 0, \quad \partial F / \partial \varphi = 0, \quad \partial F / \partial \varphi_{\perp} = 0, \quad \partial F / \partial \theta = 0. \quad (3)$$

Анализ системы уравнений (3) приводит к выводу, что из-за присутствия в (2) члена  $C_2 \mathbf{l}_y \mathbf{l}_z$  при изменении угла  $\theta$  от значения  $\pi/2$  до 0 в поле  $\mathbf{H} \parallel \text{ЛО}$ , угол  $\varphi_{\perp}$  также изменяется от  $\pi/2$  до 0. Исключая из третьего уравнения системы (3)  $m$  и  $\varphi$ , определенные соответственно из первого и второго уравнений, полагая  $\varphi_{\perp} = \pi/2 + \varphi_1$ ,  $\theta = \pi/2 - \theta_1$  и разлагая тригонометрические функции в ряд с учетом малости  $\varphi_1$  и  $\theta_1$ , получаем

$$\varphi_1 = (H_z H_y - C_2 E) \left( \theta_1 - \frac{\theta_1^3}{6} \right) [H_y^2 + 4C_1 E + H_y \beta]^{-1}. \quad (4)$$



**Рис. 2.** Критические поля легкоосного антиферромагнетика  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$  при одноосном давлении, перпендикулярном легкой оси.

Угол  $\theta_1$  мы можем рассматривать как параметр порядка в изучаемом ориентационном фазовом переходе и, следовательно, можем воспользоваться теорией фазовых переходов Ландау. Поэтому исключая в термодинамическом потенциале  $\mathbf{m}$  и  $\varphi$ , разлагая, как и ранее, тригонометрические функции в ряд с учетом того, что  $\theta_1, \varphi_1 \ll 1$ , а затем, исключая  $\varphi_1$ , находим

$$F = F_0 + A\theta_1^2 + B\theta_1^4, \quad (5)$$

где  $A = H_z^2 + \beta^2 + H_y\beta - a_1E - (H_yH_z - C_2E)^2[H_y^2 + 4C_1E + H_y\beta]^{-1}$ ,

$$B = \frac{1}{12} \left[ -4(H_z^2 + \beta^2) - H_y\beta + 4a_1E - 6a_2E \right. \\ \left. + \frac{2(H_zH_y - C_2E)^2(2H_y^2 + 5H_y\beta + 8C_1E)}{(H_y^2 + 4C_1E + H_y\beta)^2} \right. \\ \left. + \frac{3(H_yH_z - C_2E)^4H_y\beta}{(H_y^2 + 4C_1E + H_y\beta)^4} \right].$$

Согласно теории фазовых переходов Ландау, на кривой переходов второго рода, а также на критической кривой переходов первого рода

коэффициент  $A$  обращается в ноль. Кроме того, в точке, в которой кривая переходов второго рода переходит в кривую переходов первого рода (т. е. в трикритической точке), обращаются в ноль оба коэффициента  $A$  и  $B$ . Поэтому, полагая

$$A = 0, \quad (6)$$

мы получим на диаграмме  $H_z, H_y$  (рис. 2) кривую, которая при  $\Psi > \Psi_c$  ( $\Psi_c$  — критический угол между ЛО и направлением поля  $H$ , в пределах которого переход вектора  $\mathbf{l}$  к оси  $X$  происходит в виде фазового перехода первого рода, определяет линию перехода второго рода, а при  $\Psi < \Psi_c$  — линию нижнего поля лабильности. Если не рассматривать область малых углов  $\Psi$ , то в уравнении (6) мы можем пренебречь членами, учитывающими одноосное давление, и тогда из (6) следует

$$H_z = \pm \sqrt{aH_y^2 + bH_y + H_c^2}, \quad (7)$$

где  $a = -1$ ,  $b = -(a_1E - 2\beta^2)\beta^{-1}$ ,  $H_c^2 = a_1E - \beta^2$ .

Уравнение (7) определяет эллипс, внутри которого реализуется угловая фаза, а вне фаза  $\mathbf{l} \perp \text{ЛО}$ . В трикритической точке справедливо как уравнение (6), так и уравнение

$$B = 0. \quad (8)$$

Если давление таково, что  $C_1E, C_2E \ll \beta H_y$ , то из уравнений (6), (8) получаем следующее выражение для критического угла:

$$\Psi_c = 2a_2E [H_c\beta(1 + H_c^2/\beta^2)^2]^{-1}, \quad (9)$$

а из (6) следующее соотношение для нижнего поля лабильности

$$H_z^2 = H_c^2 \left( 1 + H_y \frac{H_c^2 - \beta^2}{\beta H_c^2} \right). \quad (10)$$

Если же давление таково, что  $C_1E, C_2E \gg \beta H_y$ , то из (6), (8) следует

$$\Psi_c = 2a_2E \left\{ H_c\beta [1 + (C_2/4C_1)^2]^2 \right\}^{-1}, \quad (11)$$

а из (6) следует

$$H_z = H_c - H_y/2 \left\{ C_2/2C_1 + \beta [1 + (C_2/4C_1)^2] H_c^{-1} \right\}. \quad (12)$$

Поскольку  $H_c \sim \beta$ , а  $C_2/4C_1 \approx 5.6$  (численные значения для магнитоупругих  $\lambda_i$  и упругих  $\mu_i$  констант кристалла  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$  взяты из работ [5,10]), то, сравнивая выражения (9) и (11), мы видим, что одноосное давление уменьшает критический угол более чем на два порядка. А так как из теории [7], эксперимента [11] и выполненных нами расчетов с использованием уравнений (3) следует, что благодаря малости критического угла  $\Psi_c$  происходит резкое изменение намагниченности при незначительном изменении магнитного поля, то тем самым мы получили состояния в магнетиках, когда резкое перемагничивание происходит с изменением не только поля, но и одноосного давления. То есть мы получили ситуацию, которая обычно реализуется в магнитомягких материалах [8,12], но с той разницей, что в нашем случае эта ситуация является управляемой. Из формул (10), (12) следует, что при малых углах  $\Psi$  одноосное давление существенно изменяет и магнитную фазовую диаграмму. Если  $H_c > \beta$  то, согласно [13] и соотношению (10), при увеличении составляющей  $H_y$  магнитного поля составляющая  $H_z$  также увеличивается. Тогда как благодаря одноосному давлению, согласно выражению (12), с увеличением  $H_y$  составляющая  $H_z$  уменьшается.

Отметим, что экспериментальные акустические и резонансные исследования в окрестности найденной трикритической точки на фазовой диаграмме в переменных  $H_y$ ,  $H_z$  могли бы способствовать пониманию акустической аномалии, обнаруженной в работе [1].

## Список литературы

- [1] Боровик-Романов А.С., Рудашевский Е.Г. // ЖЭТФ. 1964. Т. 47. В 6 (12). С. 2095–2101.
- [2] Lida S., Tasaki A. // Proc. Intern. Conf. on Magnetism. Nottingham, 1964. P. 583.
- [3] Дикштейн И.Е., Тарасенко В.В., Шавров В.Г. // ЖЭТФ. 1974. Т. 67. В. 2 (8). С. 816–823.
- [4] Чепурных Г.К. // ФТТ. 1975. Т. 17. В. 2. С. 430–432.
- [5] Ожогин В.И., Преображенский В.Л. // ЖЭТФ. 1977. Т. 73. В. 3 (9). С. 988–1000.
- [6] Цымбал Л.Т., Изотов А.И., Даньшин Н.К., Когарян К.Н. // ЖЭТФ. 1994. Т. 105. В. 4. С. 948–953.

- [7] *Чепуных Г.К.* // ФТТ. 1968. Т. 10. С. 1917–1919. Каганов М.И., Чепуных Г.К. // ФТТ. 1969. Т. 11. В. 4. С. 911–917.
- [8] *Белов К.П.* Магнитострикционные явления и их технические приложения. М.: Наука, 1987.
- [9] *Дикштейн И.Е., Тарасенко В.В., Шавров В.Г.* // ФТТ. 1974. Т. 16. В. 8. С. 2192–2197.
- [10] *Боровик-Романов А.С.* // Проблемы магнетизма. М.: Наука, 1972. С. 4757.
- [11] *Дудко К.Л., Еременко В.В., Фридман В.М.* // ЖЭТФ. 1971. Т. 61. В. 2 (8). С. 678–688.
- [12] *Преображенский А.А., Бишард Е.Г.* Магнитные материалы и элементы. М.: Высшая школа, 1986.
- [13] *Ожогин В.И., Шапиро В.Г.* // ЖЭТФ. 1968. Т. 54. В 1. С. 96–108.