

05.3

## Переориентационные фазовые переходы по концентрации в ультратонких магнитных пленках $\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x$

© Ю.А. Фридман, Ф.Н. Клевец

Таврический национальный университет им. В.И. Вернадского,  
Симферополь, Украина  
E-mail: frid@tnu.crimea.ua

Поступило в Редакцию 8 июня 2007 г.

Исследованы переориентационные фазовые переходы по концентрации в ультратонких магнитных пленках сплавов FeCo. Показано, что кроме легкоосной и легкоплоскостной фаз в системе может существовать и пространственно-неоднородная фаза (доменная структура). Определены критические значения концентрации Co. Определены типы фазового перехода. Построены фазовые диаграммы.

PACS: 75.10.-b, 75.30.Gw, 72.55.+s

1. В последнее время большое внимание уделяется изучению физических свойств ультратонких магнитных пленок  $2d$ -переходных металлов [1,2]. Одной из важнейших проблем является получение новых тонкопленочных систем, характеризующихся высокой индукцией насыщения ( $B_S \sim 2\text{Т}$ ), большой величиной электрического сопротивления (порядка  $50\ \Omega/\text{см}$ ), имеющих высокую антикоррозийную устойчивость и термостойкость при нагреве до  $200^\circ\text{C}$ . Сплавы FeCo, как известно, широко применяются в различных областях благодаря своим свойствам (высокая температура Кюри, высокая намагниченность насыщения, высокая проницаемость) [3].

Особенностью таких двумерных систем является возможность переориентации намагниченности из направления, перпендикулярного плоскости пленки, в плоскость пленки. В ряде работ [4,5] такие переориентационные переходы наблюдались по температуре и толщине пленки. Существует несколько моделей, описывающих данные фазовые переходы: одна из них предполагает конкуренцию одноионной анизотропии и магнитодипольного взаимодействия [6,7]; в других

моделях предполагается влияние температурной зависимости одноионной анизотропии, а также вклад других релятивистских взаимодействий [8,9].

Однако кроме описанных выше температурных фазовых переходов возможна переориентация намагниченности в сплавах переходных металлов по концентрации. Так, в работе [1] было показано, что в сплаве  $\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x$  наблюдается изменение направления оси анизотропии в зависимости от концентрации  $\text{Co}$ . Согласно [1], при концентрации  $\text{Co}$ , лежащей в интервале  $x_1 < x < x_2$ , в сплаве реализуется анизотропия типа „легкая ось“, а при концентрациях  $x < x_1$  и  $x > x_2$  в сплаве реализуется анизотропия типа „легкая плоскость“. Критические значения концентрации  $x_1$  и  $x_2$ , соответствующие изменению знака анизотропии, могут принимать различные значения в зависимости от типа кристаллической решетки и других факторов. Например, используя результаты [1] для объемноцентрированной кубической решетки, получим, что эффективное поле анизотропии может принимать значения от 231 802 до 255 793 Ое;  $x_1$  принимает значения в диапазоне от 0.039 до 0.126, а  $x_2$  — от 0.823 до 0.92. Такое поведение одноионной анизотропии можно достаточно просто аппроксимировать следующим образом:

$$\beta(x) = -\gamma x(x - x_1)(x - x_2), \quad (1)$$

где константа  $\gamma > 0$ .

Однако исследования сплава  $\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x$ , проведенные в [1], не учитывали влияния размерности системы, а это может существенным образом изменить фазовую диаграмму системы.

Целью данной работы является исследование возможных фазовых состояний ультратонкой (толщиной несколько атомных слоев) пленки сплава  $\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x$  в зависимости от концентрации атомов  $\text{Co}$ . При этом предполагается, что зависимость одноионной анизотропии от концентрации определяется выражением (1). Кроме того, обменный гамильтониан системы также зависит от концентрации стандартным образом [10], а спины магнитоактивных ионов для упрощения вычислений будем считать одинаковыми и равными  $S = 3/2$ . Кроме того, мы рассмотрим случай объемноцентрированной кубической решетки.

2. Предположим, что концентрация  $\text{Co}$  такова, что в системе реализуется одноионная анизотропия типа „легкая ось“, причем ось ани-

зотропии ( $OZ$ ) перпендикулярна плоскости магнитной пленки ( $XOY$ ). Гамильтониан системы можно представить в следующем виде:

$$\begin{aligned} \mathcal{H} = & -\frac{1}{2} \sum_{n,n'} \left[ J_1(n-n')x^2 + J_2(n-n')(1-x)^2 \right. \\ & \left. + 2J_3(n-n')x(1-x) \right] \mathbf{S}_n \mathbf{S}_{n'} \\ & - \frac{1}{2} \sum_{\substack{i,j \\ n,n'}} V^{ij}(n-n') S_n^i S_{n'}^j - \frac{\beta(x)}{2} \sum_n (S_n^z)^2, \end{aligned} \quad (2)$$

где  $J_1 > 0$ ,  $J_2 > 0$  и  $J_3 > 0$  — константы обменного взаимодействия между ионами Co–Co, Fe–Fe и Fe–Co соответственно;  $\mathbf{S}_n$  — спиновой оператор магнитного иона в узле  $n$ ;  $S_n^i$  —  $i$ -я компонента ( $i = x, y, z$ ) спинового оператора в узле  $n$ ;  $\beta(x)$  — одноионная анизотропия, определяемая выражением;  $V^{ij}$  — компоненты тензора магнитодипольного взаимодействия ( $i, j = x, y, z$ ), фурье-образы которых в легкоосной фазе имеют вид [11]:

$$V^{xx}(k) = \frac{A_0}{3} - \Omega_0 k, \quad V^{yy}(k) = \frac{A_0}{3},$$

$$V^{zz}(k) = -\frac{2}{3} A_0 + \Omega_0 k, \quad V^{xy}(k) = V^{xz}(k) = V^{yz}(k) = 0,$$

где

$$A_0 = \frac{3}{2} (g\mu_B)^2 \sum_{R \neq 0} R^{-3}; \quad \Omega_0 = \frac{2\pi(g\mu_B)^2}{a^2},$$

$a^2$  — „объем“ плоской элементарной ячейки,  $g$  — фактор Ланде,  $\mu_B$  — магнетон Бора,  $\mathbf{k}$  — волновой вектор, параллельный оси  $OX$ . В обменной части гамильтониана (2) учтена зависимость от концентрации атомов Co [10].

Для точного учета одноионной анизотропии воспользуемся методом операторов Хаббарда [12], который позволяет получить дисперсионное уравнение, справедливое при произвольных соотношениях материальных констант и температурах вплоть до флуктуационной области вблизи точки Кюри. Решение этого дисперсионного уравнения в легкоосной

фазе определяет спектр магнонов  $\varepsilon(k)$ :

$$\varepsilon^2(k) = \left\{ \frac{3}{2} A_0 - \beta(x) + \frac{3}{2} [\alpha_1 x^2 + \alpha_2 (1-x)^2 + 2\alpha_3 x(1-x)] k^2 \right\} \\ \times \left\{ \frac{3}{2} A_0 - \beta(x) - \frac{3}{2} \Omega_0 k + \frac{3}{2} [\alpha_1 x^2 + \alpha_2 (1-x)^2 + 2\alpha_3 x(1-x)] k^2 \right\}, \quad (3)$$

где  $\alpha_i = J_i(0)R_i^2$  ( $i = 1, 2, 3$ ),  $R_i$  — радиусы обменных взаимодействий между ионами Co–Co, Fe–Fe и Fe–Co соответственно.

Как уже упоминалось выше, при уменьшении или увеличении концентрации кобальта  $x$ , константа анизотропии меняет знак [1]. При этом вектор намагниченности меняет ориентацию с перпендикулярной плоскости пленки на плоскостную. Это означает, что при определенных значениях концентрации  $x$  в пленке происходит переориентационный фазовый переход. Эти критические значения концентрации можно найти из обращения в ноль энергетической щели в спектре магнонов (3). Первая скобка в (3) дает следующее уравнение на  $x$ :

$$\beta(x) = \frac{3}{2} A_0. \quad (4)$$

Вторая скобка в (3), из-за того, что слагаемые, описывающие динамический вклад обменного и магнитодипольного взаимодействий, имеют разные знаки, обращается в ноль не при  $k = 0$ , а дает уравнение на  $x$ , перенормированное сдвижкой волнового вектора, что, согласно [13], соответствует реализации доменной фазы:

$$\beta(x) = \frac{3}{2} A_0 - \frac{2\Omega_0^2}{8[\alpha_1 x^2 + \alpha_2 (1-x)^2 + 2\alpha_3 x(1-x)]}. \quad (5)$$

Численное решение уравнений (4) и (5) при  $\gamma = 255.8$  кОе,  $x_1 = 0.039$  и  $x_2 = 0.92$ ,  $A_0 = 18$  кОе,  $\Omega_0 = 14$  кОе,  $\alpha_1 = 1.5$  МОе,  $\alpha_2 = 2$  МОе,  $\alpha_3 = 1.75$  МОе [1,13,14] дает следующие критические значения концентрации Co, соответствующие переходу из легкоосной фазы:

$$(4) : \quad x_1^C = 0.566, \quad x_2^C = 0.671;$$

$$(5) : \quad \tilde{x}_1^C = 0.564, \quad \tilde{x}_2^C = 0.673.$$

Поскольку легкоосная анизотропия реализуется при  $x$ , изменяющемся в диапазоне от  $x_1 = 0.039$  до  $x_2 = 0.92$  [1], фазовый переход из легкоосной фазы в легкоплоскостную должен происходить при концентрациях больших, чем  $x_1$ , в случае уменьшения концентрации  $S_0$  и при меньших, чем  $x_2$ , в случае ее увеличения. Очевидно, что фазовый переход из легкоосной фазы в легкоплоскостную фазу будет происходить при  $x_1^C = 0.566$ , если уменьшать концентрацию ионов  $S_0$ , и при  $x_2^C = 0.671$ , если ее увеличивать, так как  $x_1^C > \tilde{x}_1^C$  и  $x_2^C < \tilde{x}_2^C$ . Таким образом, учет размерности системы, а именно влияния диполь-дипольного взаимодействия, приводит к радикальному уменьшению интервала существования легкоосной фазы (сравните с [1]:  $x_1^C = 0.039$ ,  $x_2^C = 0.92$ ).

Необходимо отметить, что уравнение (4) имеет действительные корни, только если

$$\gamma \geq 10 \frac{A_0}{x_2^3}, \quad (6)$$

в противном случае надо рассматривать решение уравнения (5), а следовательно, фазовый переход из легкоосной фазы будет происходить в доменную фазу.

3. Теперь рассмотрим случай, когда концентрация  $S_0$  такова, что в системе реализуется легкоплоскостная одноионная анизотропия. Выбирая ось квантования ( $OZ$ ) в плоскости пленки ( $XOZ$ ), запишем гамильтониан системы в следующем виде:

$$\begin{aligned} \mathcal{H} = & -\frac{1}{2} \sum_{n,n'} \left[ J_1(n-n')x^2 + J_2(n-n')(1-x)^2 \right. \\ & \left. + 2J_3(n-n')x(1-x) \right] \mathbf{S}_n \mathbf{S}_{n'} \\ & - \frac{1}{2} \sum_{\substack{i,j \\ n,n'}} V^{ij} (n-n') S_n^i S_{n'}^j + \frac{\beta(x)}{2} \sum_n (S_n^y)^2. \end{aligned} \quad (7)$$

В гамильтониане (7) учтено, что система находится в легкоплоскостной фазе, т.е.  $\beta(x) = \gamma x(x-x_1)(x-x_2)$ . Фурье-образы компонент тензора магнитодипольного взаимодействия имеют вид [11]:

$$\begin{aligned} V^{xx}(k) &= \frac{A_0}{3} - \Omega_0 k, & V^{yy}(k) &= -\frac{2}{3} A_0 + \Omega_0 k, \\ V^{zz}(k) &= \frac{A_0}{3}, & V^{xy}(k) &= V^{xz}(k) = V^{yz}(k) = 0. \end{aligned}$$

Спектр элементарных возбуждений в легкоплоскостной фазе имеет вид

$$\varepsilon^2(k) = \left\{ \beta(x) + \frac{3}{2} \Omega_0 k + \frac{3}{2} [\alpha_1 x^2 + \alpha_2 (1-x)^2 + 2\alpha_3 x(1-x)] k^2 \right\} \\ \times \left\{ \beta(x) + \frac{3}{2} A_0 - \frac{3}{2} \Omega_0 k + \frac{3}{2} [\alpha_1 x^2 + \alpha_2 (1-x)^2 + 2\alpha_3 x(1-x)] k^2 \right\}. \quad (8)$$

Рассматривая условия обращения в ноль спектра (8), опять получим два уравнения на  $x$ :

$$\beta(x) = 0, \quad (9)$$

$$\beta(x) = \frac{3\Omega_0^2}{8[\alpha_1 x^2 + \alpha_2 (1-x)^2 + 2\alpha_3 x(1-x)]} - \frac{3}{2} A_0. \quad (10)$$

Решение уравнений (9) и (10) дает:

$$(9) : \quad x_1^C = 0.039, \quad x_2^C = 0.92;$$

$$(10) : \quad \tilde{x}_1^C = 0.564, \quad \tilde{x}_2^C = 0.673.$$

Очевидно, что фазовый переход из легкоосной фазы в легкоплоскостную фазу будет происходить при  $x_1^C = 0.039$ , если увеличивать концентрацию ионов  $Co$ , и при  $x_2^C = 0.92$ , если ее уменьшать.

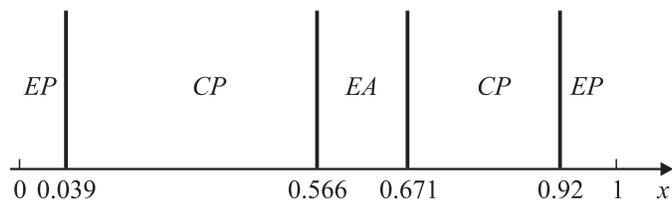
4. Таким образом, размерность системы, а именно ее двухмерность, существенно меняет фазовую диаграмму, значительно уменьшая интервал концентраций  $Co$ , в котором существует легкоосная фаза. Фазовый переход из легкоосной фазы в плоскостную происходит через промежуточное состояние, которое определяется соотношением материальных параметров системы.

Согласно работе [9], можно утверждать, что этим промежуточным состоянием является угловая фаза, если выполняется условие (6). Фазовая диаграмма системы в этом случае представлена на рис. 1.

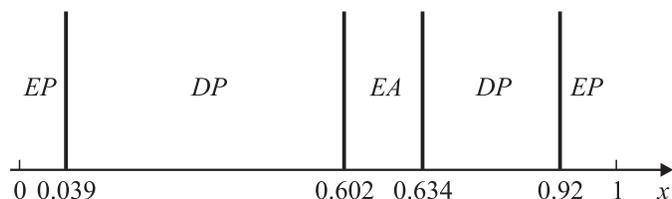
Если условие (6) не выполняется, то учет магнитодипольного взаимодействия приводит к тому, что вместо угловой фазы реализуется доменная фаза [14]. При этом область существования легкоосной фазы немного увеличивается. Подставляя в уравнение (5) численные значения материальных констант, при которых не выполняется (6) (например,  $\gamma = 255.1$  кОе,  $x_1 = 0.043$  и  $x_2 = 0.916$ ), получим:

$$\tilde{x}_1^C = 0.602, \quad \tilde{x}_2^C = 0.634.$$

Фазовая диаграмма в этом случае показана на рис. 2.



**Рис. 1.** Фазовая диаграмма ультратонкой магнитной пленки  $Fe_{1-x}Co_x$  при  $\gamma \geq 10 \frac{A_0}{x^2}$ .  $EP$  — легкоплоскостная фаза,  $EA$  — легкоосная фаза,  $CP$  — угловая фаза.



**Рис. 2.** Фазовая диаграмма ультратонкой магнитной пленки  $Fe_{1-x}Co_x$  при  $\gamma < 10 \frac{A_0}{x^2}$ .  $EP$  — легкоплоскостная фаза,  $EA$  — легкоосная фаза,  $DP$  — доменная фаза.

Такое поведение системы можно объяснить исходя из следующих простых соображений, Если условие (6) выполняется, константа одноионной анизотропии значительно превосходит параметры магнитодипольного взаимодействия, что препятствует реализации доменной фазы, существование которой определяется именно диполь-дипольным взаимодействием. Поэтому фазовый переход из легкоплоскостной фазы в легкоосную происходит через угловую фазу. Если же условие (6) не выполняется, то энергетически выгодным становится разбиение системы на домены. Хотя в этом случае величина магнитодипольного взаимодействия и не превосходит константу одноионной анизотропии, существенную роль начинает играть динамическая составляющая дипольного взаимодействия, приводящая к перенормировке магнетонного спектра.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Украины.

## Список литературы

- [1] *Till Burkert, Lars Nordström, Olle Eriksson, Olle Heinonen* // Phys. Rev. Lett. 2004. V. 93. P. 027203-1.
- [2] *Шалыгина Е.Е., Перепалова Е.В., Козловский Л.В., Таманис Е., Мукашева М.А., Шалыгин А.Н.* // Письма в ЖТФ. 2007. Т. 33. В. 11. С. 13.
- [3] *Sourmail T.* // Progress in Mater. Science. 2005. V. 50. P. 816.
- [4] *Pappas D.P., Kämpfer K.-P., Hopster H.* // Phys. Rev. Lett. 1990. V. 64. P. 3179.
- [5] *Allenspach R., Bischof A.* // Phys. Rev. Lett. 1992. V. 69. P. 3385.
- [6] *Pescia D., Pokrovsky V.L.* // Phys. Rev. Lett. 1990. V. 65. P. 2599.
- [7] *Mosche A., Usade K.D.* // Phys. Rev. B. 1994. V. 49. P. 12868.
- [8] *Мицай Ю.Н., Фридман Ю.А., Спириг Д.В.* // ФНТ. 1999. Т. 25. С. 1056.
- [9] *Fridman Yu.A., Spirin D.V., Klevets Ph.N.* // Phys. Stat. Sol. (b). 2002. V. 232. P. 264.
- [10] *Вонсовский С.В.* Магнетизм. М.: Наука, 1971. С. 1032.
- [11] *Малеев С.В.* // ЖЭТФ. 1976. Т. 70. С. 2344.
- [12] *Зайцев Р.О.* // ЖЭТФ. 1975. Т. 68. С. 207.
- [13] *Zeľeňáková A., Olekšáková D., Degmová J., Kováč J., Kollár P., Kusý M., Sovák P.* // JMMM. 2007. V. 315. P. 122.
- [14] *Erickson R.P., Mills D.L.* // Phys. Rev. B. 1992. V. 46. P. 861.