

УДК 544.226
PACS number(s): 71.20.Lp;61.80.-x;42.62.-b

ТЕОРІЯ СПІН-ПЕРЕОРІЄНТАЦІЙНИХ ПЕРЕХОДІВ У НАНОРОЗМІРНИХ ТОНКИХ ПЛІВКАХ

І. Жихарєв, С. Бухтіярова, Є. Горбенко

*Луганський національний педагогічний університет імені Тараса Шевченка,
вул. Оборонна, 2, 91011 Луганськ, Україна
e-mail: mail@lgpu.lg.ua*

Визначено рівноважні параметри феромагнетика з доменною структурою в області спонтанного фазового переходу першого роду. Визначено межі існування проміжного стану. Побудовано фазову діаграму в області спонтанного фазового переходу першого роду в координатах “поле-кут”. Проаналізовано цілий діапазон відношень магнітокристалографічної та наведеної поверхневої анізотропії K і \tilde{B} . Досліджено доменну структуру.

Ключові слова: наведена поверхнева анізотропія, лінії лабільності, критичні точки, області фазового переходу першого роду, доменні структури.

Нині особливу увагу звернено на наноструктурні матеріали. Досліджуються магнітні характеристики наноструктур. Особливий інтерес становить поведінка наведеної анізотропії в тонких магнітних плівках з їх товщиною.

З'ясовано, що товщина досліджуваних плівок впливає на напрям вектора намагніченості (легкої осі намагнічування): чим менша товщина плівки, тим напрям легкої осі намагнічування більш перпендикулярний до площини плівки. У товстих плівках легка вісь лежить у площині плівки.

У статті досліджено вплив відношення постійних анізотропії і магнітного поля на рівноважні спінові конфігурації систем.

На сьогодні отримані такі результати: для магнітного поля, відхиленого від кристалографічних напрямів, розраховані лінії лабільності окремих фаз [1], визначені координати критичних точок [2], розраховані рівноважні параметри областей проміжного стану в похилому зовнішньому полі [3]. Усі вище перераховані результати були отримані для об'ємних магнетиків з анізотропією другого і четвертого порядку. Існують теоретичні роботи, в яких розраховано границі втрати стійкості окремих фаз для поверхневої анізотропії в межах теорії Нееля [4].

У дослідженні розраховано лінії фазового переходу першого роду і рівноважні стани в конкуруючих фазах тонких наноструктур. Крім того, враховано поверхневу анізотропію за рамками наближення Нееля.

Повна магнітна енергія має вигляд

$$W = \int dV \left[A \sum_{i=1}^3 \left(\frac{\partial M}{\partial x_i} \right) - HM - \frac{1}{2} H_d M + w_a \right], \quad (1)$$

де A – постійна обмінної жорсткості; H – енергія взаємодії з зовнішнім магнітним полем; H_d – енергія розмагнічуючого поля; w_a – енергія магнітної анізотропії.

Різниця в енергіях при намагнічуванні в напрямках важкого і легкого намагнічування характеризує енергію магнітної анізотропії w_a

$$w_a = -HM + K_1 \sin^2 \theta + K_2 \sin^4 \theta, \quad (2)$$

де K_1 і K_2 – ефективні константи анізотропії, θ – кут між вектором спонтанної намагніченості M і віссю намагнічування.

Вирази з K_1 і K_2 , відповідно, є поверхневою й об'ємною анізотропією.

У полі $H=0$ при $K_2 < 0$ зі зміною K_1 має місце плавна спінова переорієнтація. При $K_2 > 0$, $K_1 = 0$ здійснюється фазовий перехід першого роду між фазами

$$\theta = 0 \quad (K_1 > 0) \quad \text{та} \quad \theta = \frac{\pi}{2} \quad (K_1 < 0) \quad [5].$$

У статті розглянено наноструктуру, в якій наведена поверхню анізотропія порівняна по величині з магнітокристалографічною, і в деяких випадках істотно перевищує її [6–9]. Як модель магнітного наношару розглянемо пластину необмежену уздовж осей Ox і Oy , що має товщину d уздовж осі Oz (рис. 1). Для визначеності будемо вважати, що магнітне поле розташоване в площині xOz . Для розглянутої моделі однорідна частина густоти енергії

$$w = \frac{W}{V} = \tilde{B}(d) M_0^2 \cos^2 \theta - K M_0^4 \sin^4 \theta - h_x M_0 \sin \theta - h_z M_0 \cos \theta, \quad (3)$$

де $M_0 = |M|$, $\tilde{B}(d)$ – ефективна анізотропія.

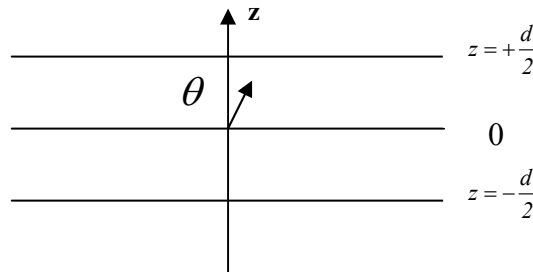


Рис. 1. Наноструктурна пластинка, обмежена площинами $z = \pm \frac{d}{2}$

Мінімізацією функціонала “взаємодії” $w_a = \alpha \left(\frac{dB}{dz} \right) + \alpha B^2$ із граничними

умовами $B\left(\frac{d}{2}\right) = B\left(-\frac{d}{2}\right) = B_1$ одержуємо розподіл за товщиною півки [10, 11]

$$B(z) = B_1 \frac{\cosh\left(\frac{2z}{\delta}\right)}{\cosh\left(\frac{d}{\delta}\right)}, \quad (4)$$

де $\delta = 2\sqrt{\frac{\alpha}{a}}$ – характеристична довжина.

Інтегрування $B(z)$ по всій товщині z приводить до такого вираження для ефективної анізотропії:

$$\tilde{B}(d) = \frac{1}{d} \int_{-\frac{d}{2}}^{\frac{d}{2}} B(z) dz = \frac{B_1 \delta}{d} \tanh\left(\frac{d}{\delta}\right). \quad (5)$$

Тому для однорідних за товщиною магнітних фаз магнітна енергія тонкої плівки з урахуванням розподілу (5) зводиться до функціонала вигляду

$$w = \frac{B_1 \delta}{d} \tanh\left(\frac{d}{\delta}\right) M_0^2 \sin^2 \theta - K M_0^4 \sin^4 \theta - H_x M_0 \cos \theta - H_z M_0 \sin \theta. \quad (6)$$

Уводячи позначення $\beta = B_1 M_0^2$, $k = K M_0^4$ і $h_x = H_x M_0$, $h_z = H_z M_0$ вираз (6) можна переписати у вигляді

$$w = \frac{\beta \delta}{d} \tanh\left(\frac{d}{\delta}\right) \sin^2 \theta - k \sin^4 \theta - h_x \cos \theta - h_z \sin \theta. \quad (7)$$

Області фазового переходу першого роду визначаються рішенням рівняння фазової рівноваги $w(\theta_1) = w(\theta_2)$ з рівнянням $w'_\theta = 0$, лінії лабільності – із систем рівнянь $w'_\theta = 0$, $w''_{\theta\theta} = 0$, а критичні точки – із системи $w'_\theta = 0$, $w''_{\theta\theta} = 0$, $w'''_{\theta\theta\theta} = 0$.

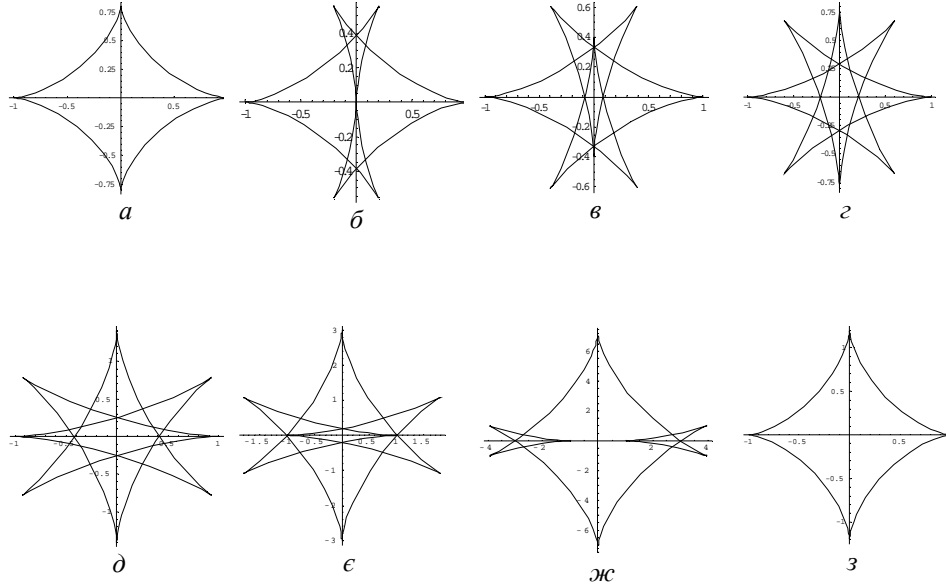
Отже, параметричний вид рівнянь критичних кривих має вигляд

$$\begin{cases} h_x^* = \frac{h_x}{\frac{2B_1 \delta}{d} \tanh\left(\frac{d}{\delta}\right)} = A \cos^3 \theta + B \cos \theta, \\ h_z^* = \frac{h_z}{\frac{2B_1 \delta}{d} \tanh\left(\frac{d}{\delta}\right)} = C \sin^3 \theta + B \sin \theta; \end{cases} \quad (8)$$

де

$$\begin{aligned} A &= \frac{6k}{\frac{B_1 \delta}{d} \tanh\left(\frac{d}{\delta}\right)} - 1, \quad \frac{6k}{\frac{B_1 \delta}{d} \tanh\left(\frac{d}{\delta}\right)} = \chi, \quad A = 6\chi - 1; \\ B &= \frac{6k}{\frac{B_1 \delta}{d} \tanh\left(\frac{d}{\delta}\right)}, \quad B = -6\chi; \\ C &= \frac{4k}{\frac{B_1 \delta}{d} \tanh\left(\frac{d}{\delta}\right)} + 1, \quad C = 4\chi + 1. \end{aligned}$$

Як свідчить аналіз потенціалу (7), при $k = 0$, $B_1 > 0$, задача зведена до рішення для легковісного феромагнетика з квадратичною анізотропією (рис. 2, а), проведеному в [12].

Рис. 2. $h_x h_z$ – фазова діаграма при різних значеннях χ

$$w = B \sin^2 \theta - h_x \cos \theta - h_z \sin \theta ;$$

$$\frac{h_z}{\sin^3 \theta} + \frac{h_x}{\cos^3 \theta} = 0 ;$$

$$\operatorname{tg} \theta = -\left(\frac{h_z}{h_x}\right)^{1/3}; \quad h_x^{2/3} + h_z^{2/3} = 1 .$$

Рішення описує астрои́ду.

При $k > 0$ топологія фазової діаграми змінюється. При збільшенні χ на фазовій діаграмі з'являються заштриховані у вигляді “ластівчиного хвоста” області метастабільних станів, обмежені лініями (8) (рис. 2, б, в). У середині цієї області при обертанні магнітного поля відбуваються спін-переорієнтаційні фазові переходи, що супроводжуються стрибками намагніченості. В області цих фазових переходів утворюються термодинамічно стійкі доменні структури з доменів конкуруючих фаз. На лінії фазового переходу першого роду, що розділяє фази θ і $-\theta$ з'являється точка a з координатами $a_z(0, C + B)$ (рис. 2, б).

Аналіз (7) при $\chi < 0$ зводиться до розгляду заміною $h_x \leftrightarrow h_z$, $\theta \rightarrow \frac{\pi}{2} - \theta$, характерні фазові діаграми подано на рис. 2, д, е, ж, з.

Такі ж міркування для $k < 0$, $a_x(A + B, 0)$, точка a лежить на осі x (рис. 2, е, ж).

До точки a примикають дві лінії фазового переходу першого роду між кутовими фазами; ці лінії закінчуються в критичних точках, координати яких

$$\begin{cases} b_1 = h_c^* = \frac{(6\chi - 1)^{5/2}}{25\sqrt{10}\chi^{3/2}} \\ b_2 = h_c^* = \frac{\sqrt{4 + \frac{1}{\chi}(1 + 4\chi^2)}}{25\sqrt{10}\chi} \end{cases} \quad \text{– координати точок.}$$

На завершення слід зазначити, що магнітна структура в наноструктурах описується спеціальною неоднорідною густиною енергії. Це потребує додаткових представлень, згідно з якими густина енергії анізотропії розсіюється в наноструктурах. Тільки для досить товстих плівок поверхнева наведена анізотропія розглядається як поверхневий ефект, тобто поверхнева анізотропія дає внесок лише на поверхні, в жодному випадку не поширюючись всередину зразка. Для тонких плівок така анізотропія здобуває величезне значення для всієї товщини плівки. Такий перерозподіл густоти енергії анізотропії відповідальний за визначену залежність ефективної анізотропії від товщини плівки у плівках з перпендикулярною намагніченістю.

-
1. Белов К.П., Звездин А.К., Кадомцева А.М., Левитин Р.З. Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках. М.: Наука, 1979. 436 с.
 2. Богданов А.Н., Грановский И.Я. Физика твердого тела. 1987. Т. 29. № 10. С. 2913–2918.
 3. Каганов М.И., Ягубов А.А. ФММ. 1973. Т. 36. № 6. С. 1127–1142.
 4. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. 420 с.
 5. Мицек А.И., Пушкарь В.И. Реальные кристаллы с магнитным порядком. К.: Наук. думка, 1978. 49 с.
 6. Bogdanov A.N., Röβler U.K. Phys.Rev. 2001. Vol. 87. № 3. P. 037203-1–037203-4.
 7. Bogdanov A.N., Röβler U.K. et. al. JMMM. 2002. № 238. 155 p.
 8. Ching-Ray Chang. Appl. Phys. 1991. Vol.69. № 4. 2431 p.
 9. Johnson M.T., Bloemen P.J.H., F.J.A. den Breeder, J.J. de Vries. Rep. Prog. Phys. 1996. № 59. 1409 p.
 10. Hubert, Schaefer 98W.J.M. de Jonge, P.G.H. Bloemen et. al. Ultrathin Magnetic Structures. 1994. 65 p.
 11. Pouloupoulos P., Baberschke K. J. Phys.: Condens. Matter. 1999. № 11. 9495 p.
 12. W.J.M. de Jonge, P.G.H. Bloemen et al. Ultrathin Magnetic Structures. 1994. 65 p.

**THE THEORY OF SPIN-REORIENTATION PHASE TRANSITIONS IN
NANOSTRUCTURE THIN FILMS****I. Zhikharev, S. Bukhtiyarova, E. Horbenko**

*Taras Shevchenko Luhansk National University,
Oboronna Str., 2, UA-91011 Luhansk, Ukraine
e-mail: mail@lgpu.lg.ua*

The equilibrium parameters of the ferromagnetic nanostructures with domain structures are derived in the field of spontaneous phase first-order transition. Limit of existence of an intermediate (so-called twisted) phase are determined. The magnetic field-angle-phase diagrams in component of the applied field are built in the field of spontaneous phase first-order transition. Theoretical studies cover the whole range of the relationships between intrinsic K and surface induced \tilde{B} magnetic anisotropies. Multidomain structures are explored.

Key words: surface induced anisotropy; lability lines; critical points; field of phase first-order transition; domain structures.

Стаття надійшла до редколегії 19.05.2004

Прийнята до друку 21.11.2005