

УДК 537.62

## ДОМЕННАЯ СТРУКТУРА В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ FeNiCo С ПЛОСКОСТНОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ

© 2021 г. В. С. Шевцов<sup>1,2,\*</sup>, Т. П. Каминская<sup>1</sup>, П. А. Поляков<sup>1</sup>, С. И. Касаткин<sup>2</sup>,  
В. В. Амеличев<sup>3</sup>, В. С. Тахов<sup>3</sup>, А. Б. Шевченко<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования  
“Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова”, физический факультет, Москва, Россия

<sup>2</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Институт проблем управления имени В.А. Трапезникова Российской академии наук, Москва, Россия

<sup>3</sup>Федеральное государственное бюджетное научное учреждение  
“Научно-производственный комплекс “Технологический центр”, Москва, Россия

\*E-mail: vs.shevtcov@physics.msu.ru

Поступила в редакцию 21.06.2021 г.

После доработки 05.07.2021 г.

Принята к публикации 28.07.2021 г.

По результатам экспериментально обнаруженной доменной структуры Ландау–Лифшица в тонких пленках состава FeNiCo с одноосной анизотропией была предложена теоретическая модель распределения намагниченности, основанная на классической теории доменной стенки Нееля и ее модификаций. Были рассчитаны периоды равновесной доменной структуры для пленок различной ширины и толщины, которые хорошо совпали с экспериментальными результатами, полученными с помощью МСМ.

DOI: 10.31857/S036767652111034X

### ВВЕДЕНИЕ

Образцы пермаллоя, а также их составы, легированные кобальтом, выполненные в форме длинных тонких прямоугольных пленок имеют важное значение для современных практических применений [1]. В частности, они используются в качестве считывающих элементов в головках памяти, датчиков магнитного поля и в элементах спинтроники [2–4]. Эффективность работы указанных устройств и их характеристики существенно зависят от вида распределения намагниченности в образцах. Экспериментальному и теоретическому исследованию различных коллективных магнитных структур (магнитных доменов) посвящено большое количество работ [5, 6]. Многочисленные исследования показывают [7], что в определенных конфигурациях в таких образцах могут возникать сложные доменные структуры, что существенным образом усложняет предсказание равновесного распределения намагниченности в образцах при различных внешних воздействиях [8]. В последние десятилетия активно ведутся исследования магнитных структур в нанопленках, нанопроводах и нанозементах [9, 10].

В данной работе проведено экспериментальное и теоретическое исследование магнитной доменной структуры в ферромагнитных полосках нано-

толщины состава FeNiCo с одноосной анизотропией, лежащей в плоскости пленки. В таких пленках доменные стенки имеют структуру Нееля, в которой вектор намагниченности вращается в плоскости пленки [11]. Теория Нееля качественно хорошо описывает структуру доменной стенки, но дает завышенное значение для поверхностной плотности ее энергии. Многочисленные последующие изыскания (в основном численные) позволили уточнить теорию Нееля. Так в работе [12] показано, что энергия доменной границы может быть заметно меньше той, которая вытекает из теории Нееля. В этой работе экспериментально методом магнитно-силовой микроскопии (МСМ) в исследуемых нанополосках была обнаружена доменная структура с замыкающими доменами типа Ландау–Лифшица [13]. Равновесный период этой доменной структуры был теоретически определен путем минимизации функционала полной магнитной энергии пленки в расчете на единицу ее длины. В выводе использовалось выражение для поверхностной плотности энергии доменной стенки в рамках одномерной теории Нееля, но с поправочным коэффициентом, вытекающим из работы [12]. Сравнение показало хорошее совпадение теоретических результатов с периодами доменной структуры, наблюдаемыми в проведенных в работе экспериментах с использованием МСМ.

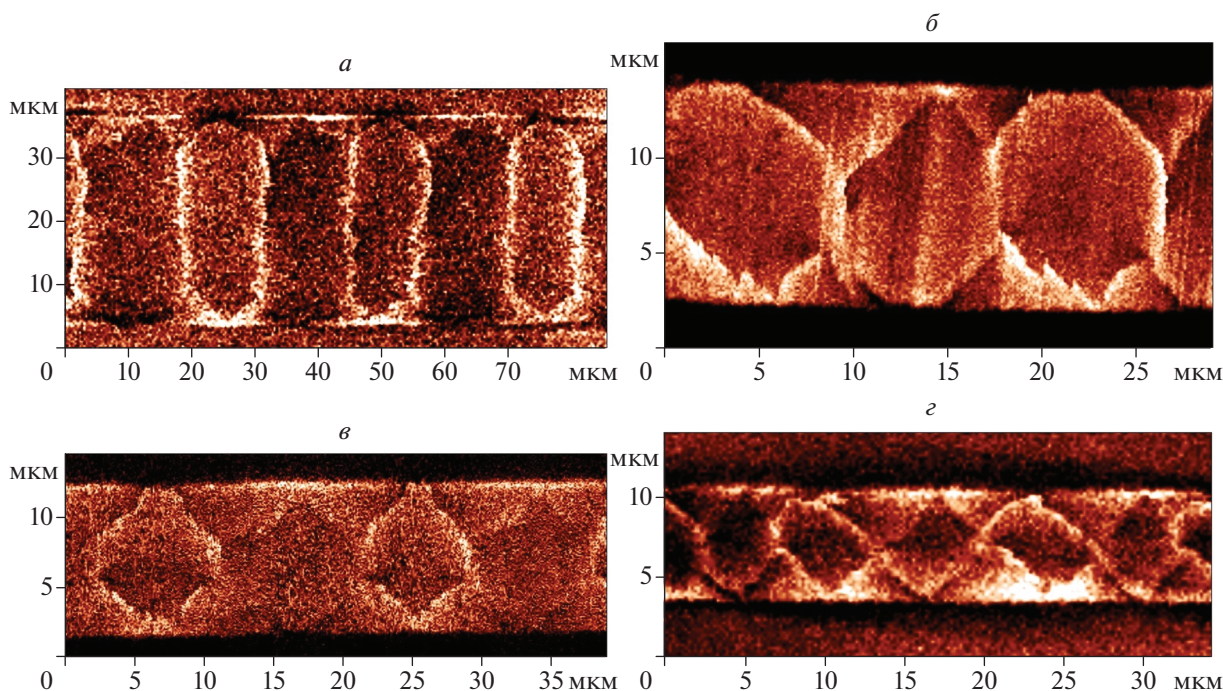


Рис. 1. Доменные структуры, полученные при помощи МСМ, для пленок толщиной  $D = 15$  нм (ширина  $l = 30$  мкм (а);  $l = 10$  мкм (б)), а также толщиной  $D = 25$  нм (ширина  $l = 10$  мкм (в);  $l = 6$  мкм (г)).

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДОМЕННОЙ СТРУКТУРЫ

В серии экспериментов проводилось исследование доменной структуры образца с одноосной анизотропией в форме тонкой прямоугольной пленки состава FeNiCo<sub>20</sub> при помощи магнитно-силового микроскопа. Длина пленки составляла  $L = 415$  мкм, ширина  $l$  принимала значения 6 мкм, 10 мкм и 30 мкм, а толщина  $D$  15 нм и 25 нм. ОЛН направлена вдоль короткой стороны в плоскости полоски. Основные параметры материала образца: намагниченность насыщения  $M_s = 1050$  Гс, константа анизотропии  $K = H_k M_s / 2 = 7875$  эрг/см<sup>3</sup>, константа обменного взаимодействия  $A = 1.7 \cdot 10^{-6}$  эрг/см. При исследовании образцов различной толщины и ширины были получены схожие периодические доменные структуры, изображенные на рис. 1.

Как было сказано ранее, наблюдаемая доменная структура соответствует модели замыкающих доменов Ландау–Лифшица [13]. Намагниченность в доменах на рис. 1 направлена в плоскости пленки. Намагниченность в центральных доменах направлена вдоль ОЛН, а треугольные домены по краям, которые принято называть замыкающими доменами, намагничены перпендикулярно ОЛН. Таким образом предполагается, что центральные домены разделены 180-градусными доменными границами, а между центральными и замыкающими доменами 90-градусные границы.

### ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ ПЕРИОДА ДОМЕННОЙ СТРУКТУРЫ

В 1955 г. Неелем была выдвинута теория [11] о том, что доменная граница Блоха не является энергетической выгодной в тонких пленках, толщина которых меньше 50 нм. Следуя описанной в [11] теории расчета объемной плотности энергии доменной границы Нееля, выполним расчет полной магнитной энергии пленки, доменная структура которой совпадает с обнаруженной экспериментально. Модель такой структуры показана на рис. 2.

Представим вектор намагниченности  $\vec{M}$  в виде:

$$\vec{M} = M_s (m_x \vec{i} + m_y \vec{j}), \quad (1)$$

где  $\vec{i}$  и  $\vec{j}$  – единичные вектора по направлению осей  $x$  и  $y$  соответственно, а  $m_x$  и  $m_y$  связаны соотношением:  $m_x^2 + m_y^2 = 1$ .

Полная магнитная энергия  $W$  пленки запишется в виде:

$$W = \int_V (\omega_A + \omega_K + \omega_S + \omega_H) dV + \int_S (\sigma_N + \sigma_{N90^\circ}) dS, \quad (2)$$

где  $V$  – полный объем исследуемой пленки,  $S$  – полная площадь поверхности доменной границы Нееля. Первое слагаемое в (2)  $\omega_A$  – объемная

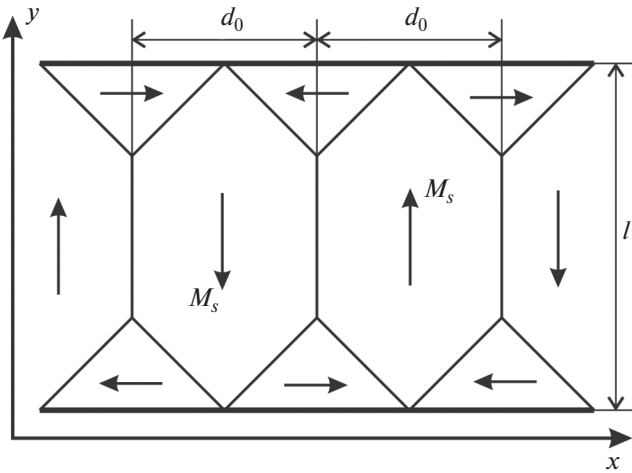


Рис. 2. Модель периодической доменной структуры в исследуемых образцах, где  $d_0$  – период доменной структуры,  $l$  – ширина пленки. Стрелками показано направление намагниченности в доменах.

плотность обменной энергии, которая определяется выражением:

$$\omega_A = A [(\nabla m_x)^2 + (\nabla m_y)^2]. \quad (3)$$

Объемная плотность энергии анизотропии  $\omega_K$  запишется в виде:

$$\omega_K = Km_x^2. \quad (4)$$

Магнитостатическая энергия  $\omega_S$  обусловлена наличием объемных зарядов, плотность которых равна  $\rho_m = -\text{div} \vec{M}$ , а также поверхностными зарядами на границах пленки и доменов, которые возникают при изменении нормальной составляющей намагниченности при переходе через указанные границы.

Объемную плотность энергии Зеемана  $\omega_H$  во внешнем магнитном поле  $\vec{H}(H_x; H_y; H_z)$  можно записать в виде:

$$\omega_H = -(\vec{M} \cdot \vec{H}) = -M_s (m_x H_x + m_y H_y). \quad (5)$$

Расчет поверхностных плотностей энергии  $180^\circ$ -ной  $\sigma_N$  и  $90^\circ$ -ной  $\sigma_{N90^\circ}$  доменных границ Нееля затруднен тем, что поворот намагниченности в доменной границе в плоскости пленки влечет за собой возникновение объемных зарядов. Это в свою очередь существенно осложняет вычисление магнитостатической энергии, создаваемой данными зарядами. Однако теория, разработанная Неелем, позволяет получить простое аналитическое выражение для поверхностной плотности энергии  $180^\circ$ -ной доменной границы:

$$\sigma_N = A \left(\frac{\pi}{a}\right)^2 a + \frac{1}{2} aK + \frac{\pi aD}{a + D} M_s^2, \quad (6)$$

где  $a$  – ширина доменной границы,  $D$  – толщина магнитной пленки.

Принимая во внимание тот факт, что  $a \gg D$ , найдем ширину доменной границы, при которой ее энергия минимальна:

$$a = \pi \sqrt{\frac{2A}{K}}. \quad (7)$$

В таком случае, с учетом параметров пленки, указанных выше, получаем:

$$\sigma_N = \pi \sqrt{2AK} + \pi DM_s^2 \approx \pi DM_s^2. \quad (8)$$

Модель, представленная Неелем, качественно очень хорошо описывает структуру доменной стенки и дает удобные аналитические формулы для расчета поверхностной плотности энергии границы. Однако величина этой энергии оказывается несколько завышенной. Более поздние исследования [12] позволили уточнить модель Нееля, что привело к снижению поверхностной плотности энергии  $180^\circ$ -ной доменной границы на 56%.

Основываясь на результатах, представленных в работе [12], введем поправочный коэффициент для поверхностной плотности энергии  $180^\circ$ -ной доменной границы Нееля  $C = 4/9$ . В таком случае поверхностная плотность  $180^\circ$ -ной доменной границы Нееля будет определяться как:

$$\sigma_N = C\pi DM_s^2. \quad (9)$$

Основываясь на экспериментальных данных, будем полагать, что замыкающий домен имеет форму равнобедренного прямоугольного треугольника, а период доменной структуры неизменен вдоль всей длины пленки. Также учтем, что длина пленки гораздо больше ширины, а ширина гораздо больше толщины  $L \gg l \gg D$ .

Ввиду того, что намагниченность однородна в объеме каждого домена, а также принимая во внимание то, что при переходе от одного домена к другому нормальная к границе составляющая намагниченности не меняется, выражение для полной энергии пленки в отсутствии внешнего магнитного поля принимает вид:

$$W = LD \left( \frac{Kd}{2} + \sigma_N \left( \frac{l}{d} - 1 \right) + \sigma_{N90^\circ} \cdot 2\sqrt{2} \right), \quad (10)$$

где  $L$  – длина пленки,  $d$  – период доменной структуры,  $l$  – ширина пленки (рис. 2). Варьируя энергию пленки по величине периода доменной структуры, можно найти такой период  $d_0$ , при котором энергия пленки минимальна:

$$d_0 = \sqrt{\frac{2\sigma_N l}{K}} = \sqrt{\frac{4\pi CDlM_s}{H_k}}. \quad (11)$$

**Таблица 1.** Сравнение периодов доменной структуры  $d$ , рассчитанных теоретически, с усредненными экспериментальными результатами, показанными на рис. 1

Толщина $D$ , нм	Ширина $l$ , мкм	Период доменной структуры $d$ , мкм	
		эксперимент	теория
15	30	13.3	13.3
	10	9.0	7.7
25	10	9.0	9.9
	6	5.5	7.7

Результаты сравнения теории и эксперимента представлены в табл. 1.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

По результатам сравнения можно сделать вывод о том, что предложенная в работе модель доменной структуры в тонких пленках состава FeNiCo с одноосной анизотропией позволяет рассчитать период доменной структуры, который подтверждается сравнением с экспериментальными данными.

Работа поддержана Фондом развития теоретической физики и математики “БАЗИС”.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Waeckerléa T., Demiera A., Godard F., Fraisse H.* // JMMM. 2020. V. 505. Art. No. 166635.
2. *Wang C., Su W., Hu Z. et al.* // IEEE Trans. Magn. 2018. V. 54. No. 11. P. 1.
3. *Амеличев В.В., Костюк Д.В., Жуков Д.А. и др.* // На-ноиндустрия. 2020. Т. 13. № 3–4. С. 230.
4. *Hirohataa A., Yamadab K., Nakatanic Y. et al.* // JMMM. 2020. V. 509. Art. No. 166711.
5. *Nord M., Semisalova A., Kákay A.* // Small. 2019. V. 15. No. 52. Art. No. 1904738.
6. *Шевцов В.С., Поляков О.П., Амеличев В.В. и др.* // Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физ. астрон. 2019. № 5. С. 40; *Shevtsov V.S., Polyakov O.P., Amelichev V.V. et al.* // Mosc. Univ. Phys. Bull. 2019. V. 74. No. 5. P. 459.
7. *Dubovik M.N., Filippov B.N.* // Phys. Met. Metallogr. 2017. V. 118. No. 5. P. 439.
8. *Шевцов В.С., Поляков О.П., Амеличев В.В. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 5. С. 726; *Shevtsov V.S., Polyakov O.P., Amelichev V.V. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020. V. 84. No. 5. P. 599.
9. *Park H.-K., Lee J.-H., Yang J., Kim S.-K.* // J. Appl. Phys. 2020. V. 127. Art. No. 183906.
10. *Fernandez-Roldan J.A., De Riz A., Trapp B. et al.* // Sci. Rep. 2019. V. 9. P. 5130.
11. *Neel L.* // C. R. Acad. Sci. 1955. V. 241. No. 6. P. 533.
12. *Collette R.* // J. Appl. Phys. 1964. V. 35. No. 11. P. 3294.
13. *Landau L., Lifshits E.* // Phys. Z. Sowjetunion. 1935. V. 8. No. 2. P. 153.

## The domain structure of FeNiCo thin films with in-plane anisotropy

V. S. Shevtsov<sup>a, b, \*</sup>, T. P. Kaminskaya<sup>a</sup>, P. A. Polyakov<sup>a</sup>, S. I. Kasatkin<sup>b</sup>,  
V. V. Amelichev<sup>c</sup>, V. S. Tahov<sup>c</sup>, A. B. Shevchenko<sup>c</sup>

<sup>a</sup>Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics, Moscow, 119991 Russia

<sup>b</sup>Trapeznikov Institute of Control Sciences of Russian Academy of Sciences, Moscow, 117997 Russia

<sup>c</sup>Scientific-Manufacturing Complex “Technological Centre”, Moscow, 124498 Russia

\*e-mail: vs.shevtcov@physics.msu.ru

Based on the results of the experimentally discovered Landau–Lifshitz domain structure in thin films of the FeNiCo with uniaxial anisotropy, a theoretical model of the magnetization distribution based on the classical theory of the Neel domain wall and its modifications was proposed. The periods of the equilibrium domain structure were calculated for films of various widths and thicknesses, which are in good agreement with the experimental results obtained using the MFM.