

УДК 537.62

ЭВОЛЮЦИЯ ДОМЕННОЙ СТРУКТУРЫ В НАНОПОЛОСКЕ FeNiCo ПОД ДЕЙСТВИЕМ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

© 2023 г. В. С. Шевцов¹, *, Т. П. Каминская¹, О. П. Поляков¹, П. А. Поляков¹

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

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

Поступила в редакцию 07.07.2023 г.

После доработки 17.07.2023 г.

Принята к публикации 28.07.2023 г.

На основе анализа экспериментально обнаруженной доменной структуры и ее эволюции во внешнем магнитном поле в тонких пленках состава FeNiCo с одноосной анизотропией предложена теоретическая модель распределения намагниченности. Получена аналитическая зависимость размера доменов от величины магнитного поля. Рассчитано изменение магнитосопротивления в результате эволюции магнитной доменной структуры.

DOI: 10.31857/S0367676523702873, EDN: FIUGPR

ВВЕДЕНИЕ

Тонкие магнитные пленки используются в качестве чувствительных элементов в различных устройствах спинтроники [1], в том числе в датчиках магнитного поля. К ним можно отнести мультислои, состоящие из чередующихся ферромагнитных и немагнитных проводящих слоев (гигантское магнитосопротивление [2, 3]), из двух слоев ферромагнетика, разделенных тонким слоем диэлектрика (туннельное магнитосопротивление [4, 5]), и т.д. Однако многослойные структуры сложны в производстве, в связи с чем датчики, основанные на анизотропном магниторезистивном АМР эффекте, наиболее широко используются в современном мире [6].

АМР эффект основан на анизотропном рассеянии проводящих электронов с нескомпенсированными спинами [7] и зависит от взаимной ориентации векторов плотности электрического тока $\vec{j}$ и намагниченности $\vec{M}$ в пленке [8]. В таких пленках в зависимости от размеров и магнитных параметров могут возникать магнитные домены сложной формы [9], разделенные доменными границами различного типа [10, 11]. Появление доменов может существенно усложнить предсказание изменения распределения намагниченности в пленке под действием внешнего магнитного поля. В работе решена задача по созданию модели изменения доменной структуры образца во внешнем магнитном поле.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

В серии экспериментов проводилось исследование доменной структуры образца с одноосной анизотропией в форме тонкой прямоугольной пленки состава FeNiCo₂₀. Ось легкой намагниченности (ОЛН) направлена вдоль короткой стороны в плоскости полоски, т.е. вдоль вертикальной оси y на рис. 1.

Основные параметры образца в единицах системы измерения СГС: намагниченность насыщения материала образца $M_s = 1050$ Гс, константа одноосной анизотропии $K = 7875$ эрг · см⁻³, константа обменного взаимодействия $A = 1.7 \cdot 10^{-6}$ эрг · см⁻¹. При исследовании прямоугольных образцов состава FeNiCo₂₀ различной толщины и ширины с помощью магнитно-солового микроскопа во всех случаях были получены схожие периодические до-

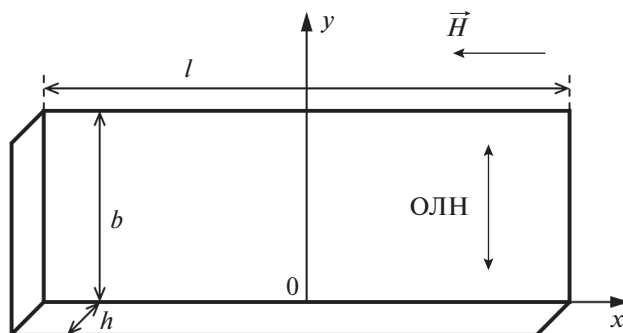


Рис. 1. Геометрические параметры магниторезистивной пленки FeNiCo₂₀.

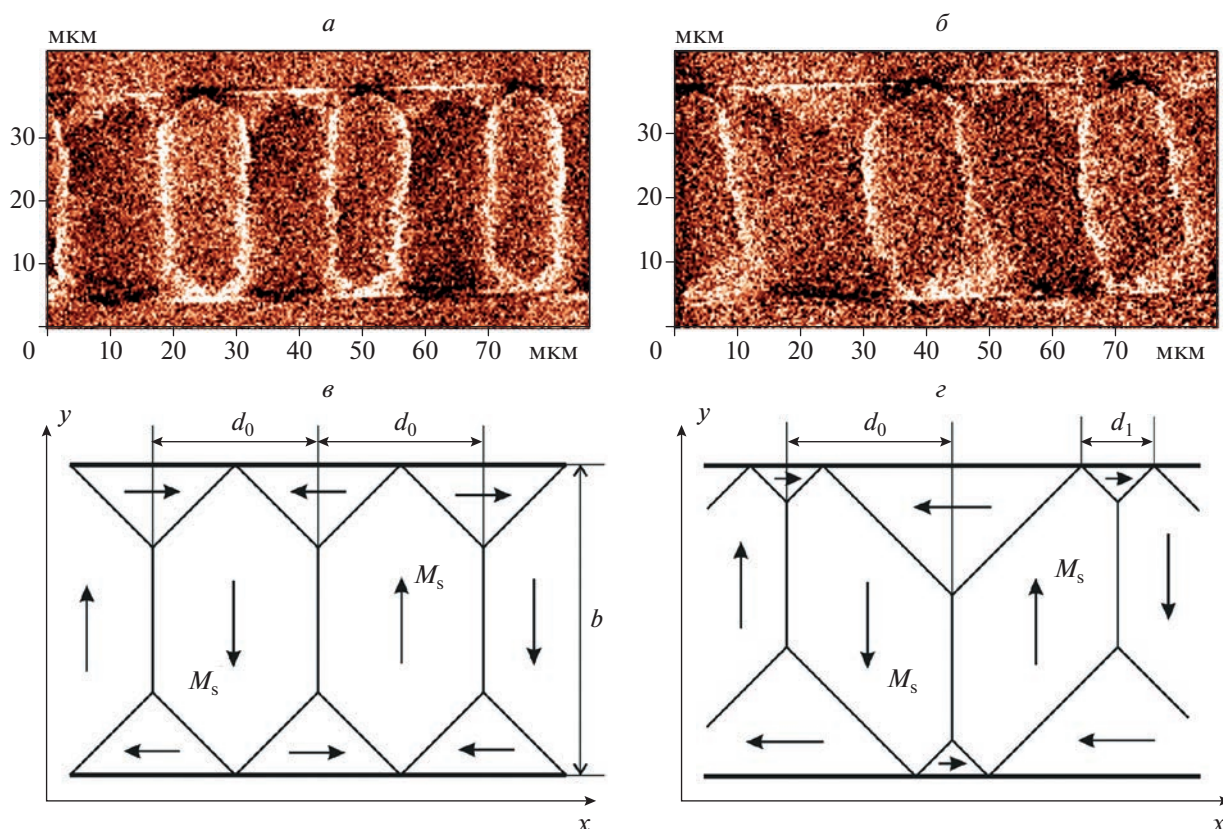


Рис. 2. Экспериментальное (а, б) и теоретическое (в, з) изменение формы магнитных доменов под действием внешнего магнитного поля для пленки составом FeNiCo₂₀ толщиной $h = 15$ нм, шириной $b = 30$ мкм и длиной $l = 415$ мкм. Внешнее магнитное поле $H = 0$ (а, в) и $H = 5$ Э (б, з).

менные структуры [12], соответствующие модели замыкающих доменов Ландау–Лифшица [13].

При помощи магнитно-силового микроскопа было также обнаружено, что данная доменная структура трансформируется под действием внешнего магнитного поля $\vec{H}$, приложенного перпендикулярно ОЛН против оси x на рис. 1. На рис. 2 показан пример изменения формы и размера доменов для пленки толщиной $h = 15$ нм, шириной $b = 30$ мкм и длиной $l = 415$ мкм под действием поля $H = 5$ Э. Видно, что размер замыкающих доменов, расположенных по краям магниторезистивной пленки, меняется: одни увеличиваются в размере, а другие уменьшаются. Для объяснения наблюдаемого эффекта была разработана следующая теоретическая модель, основанная на процедуре минимизации полной магнитной энергии исследуемой пленки.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Выполним расчет полной магнитной энергии W для пленки с доменной структурой Ландау–

Лифшица, которая была обнаружена экспериментально и показана на рис. 2:

$$W = \int_V (w_A + w_K + w_S + w_H) dV + \int_S \sigma_N dS. \quad (1)$$

В формуле (1) w_A – это объемная плотность энергии обменного взаимодействия:

$$w_A = A [(\nabla m_x)^2 + (\nabla m_y)^2], \quad (2)$$

где m_x и m_y – компоненты нормированного на единицу вектора намагниченности $\vec{m}$ в плоскости пленки. Объемная плотность энергии анизотропии w_K запишется в виде

$$w_K = K (1 - (\vec{m} \cdot \vec{n})^2), \quad (3)$$

где $\vec{n}$ – единичный вектор, который совпадает по направлению с осью легкой намагниченности, то есть направлен вдоль оси y на рис. 1.

Объемная плотность магнитостатической энергии обозначена в формуле (1) как w_S . Она обусловлена наличием объемных магнитных зарядов, плотность которых равна

$$\rho_m = -\text{div} \vec{M}, \quad (4)$$

а также поверхностными зарядами на границах пленки и доменов. Данные поверхностные заряды возникают при изменении нормальной к границе составляющей намагниченности на переходах через указанные границы. В доменной структуре Ландау–Лифшица, показанной на рис. 2в, 2г, изменения нормальной составляющей намагниченности при переходе через границы не происходит.

Энергию Зеемана во внешнем магнитном поле $\vec{H}$ можно записать в следующем виде:

$$w_H = -(\vec{M} \cdot \vec{H}). \quad (5)$$

В 1955 г. Неелем была выдвинута теория о том, что доменная граница Блоха не является энергетической выгодной в тонких пленках, толщина которых меньше 50 нм [14]. В связи с этим в выражении (1) σ_N является поверхностной плотностью энергии доменной границы Нееля.

Поворот намагниченности в доменной границе в плоскости пленки влечет за собой возникновение объемных зарядов, что существенно осложняет вычисление магнитостатической энергии, создаваемой данными зарядами. Однако, используя разработанную Неелем теорию [14], можно получить простое аналитическое выражение для поверхностной плотности энергии такой доменной границы:

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

где a — ширина доменной границы.

При расчете полной магнитной энергии пленки будем полагать, что замыкающий домен имеет форму равнобедренного прямоугольного треугольника, что соответствует экспериментальным наблюдениям, отраженным на рис. 2. Если считать период доменной структуры неизменным вдоль всей длины пленки, то в отсутствие внешнего магнитного поля $\vec{H}$ с учетом приближения $l \gg b$ получим следующее выражение для полной магнитной энергии:

$$W = lh \left(\frac{K d_0}{2} + \sigma_N \left(\frac{b}{d_0} - 1 \right) + \sigma_{N90^\circ} \cdot 2\sqrt{2} \right), \quad (7)$$

где d_0 — период доменной структуры на рис. 2в, а σ_N и σ_{N90° — поверхностные плотности энергии 180°-ной и 90°-ной доменных границ Нееля соответственно. Варьируя энергию пленки по величине периода доменной структуры, можно найти такой период, при котором энергия рассматриваемой пленки будет минимальна [12]:

$$d_0 = \sqrt{\frac{2\sigma_N b}{K}} = \sqrt{\frac{4\pi C h b M_s}{H_K}}, \quad (8)$$

где H_K — эффективное поле одноосной анизотропии. Наличие поправочного коэффициента $C = 4/9$ связано с использованием модели Нееля, в

которой доменная граница представлена в виде цилиндра эллиптического сечения, а угол между направлениями намагниченности и нормали к доменной границе в плоскости пленки меняется линейно для упрощения расчетов. В работах [15, 16] было показано, что использование более точных приближений позволяет добиться снижения объемной плотности энергии доменной границы на 44%, что и было учтено.

ЭВОЛЮЦИЯ ДОМЕНОВ ВО ВНЕШНЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Под действием внешнего магнитного поля $\vec{H}$ происходит эволюция доменной структуры, наблюдаемая в эксперименте с помощью магнитно-силового микроскопа. Это можно видеть на рис. 2, где происходит переход от случая отсутствия внешнего магнитного поля $\vec{H} = 0$ (рис. 2а) к случаю наличия магнитного поля, по модулю равного $H = 5$ Э (рис. 2б).

При полях, меньших эффективного поля одноосной анизотропии $H < H_K$, будем считать отклонение намагниченности от оси y в центральных доменах несущественным, а ширину центрального домена d_0 неизменной. Таким образом можно считать, что при малых полях перемагничивание протекает за счет движения доменных границ. Движение происходит таким образом, что площадь доменов, в которых направление намагниченности совпадает с внешним полем, увеличивается, а площадь доменов с обратным направлением намагниченности уменьшается. При этом замыкающий домен по-прежнему имеет форму равнобедренного прямоугольного треугольника. С учетом этих изменений доменной структуры выполним расчет полной магнитной энергии пленки при наличии внешнего магнитного поля $\vec{H}$:

$$W = lh \left[\frac{K d_0}{4} \left(\left(\frac{d_1}{d_0} \right)^2 + \left(2 - \frac{d_1}{d_0} \right)^2 \right) + \sigma_N \left(\frac{b}{d_0} - 1 \right) + \sigma_{N90^\circ} \cdot 2\sqrt{2} - M_s H (d_0 - d_1) \right], \quad (9)$$

где d_1 — ширина замыкающего домена на рис. 2г, вектор намагниченности в котором направлен против внешнего поля $\vec{H}$. Далее из условия минимума полной магнитной энергии W можно определить ширину замыкающего домена d_1 , которая зависит от величины внешнего магнитного поля H следующим образом:

$$d_1 = d_0 \left(1 - \frac{2H}{H_K} \right). \quad (10)$$

Для исследуемой пленки величина эффективного поля одноосной анизотропии равна $H_K = 2K/M_s = 15$ Э.

ИЗМЕНЕНИЕ СОПРОТИВЛЕНИЯ МАГНИТОРЕЗИСТИВНОЙ ПЛЕНКИ

В соответствии с теорией для анизотропного магниторезистивного АМР эффекта при протекании электрического тока вдоль магниторезистивной полоски ее сопротивление зависит от распределения намагниченности, а именно от взаимной ориентации векторов плотности тока и намагниченности. Поэтому описанные выше изменения доменной структуры под действием внешнего магнитного поля можно зафиксировать путем экспериментального измерения АМР-сопротивления R , изменение которого ΔR определяется следующим образом [7]:

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{\Delta \rho}{\rho} \cos^2 \theta, \quad (11)$$

где $\Delta \rho/\rho$ – величина анизотропного магниторезистивного эффекта, а θ – угол между направлениями векторов плотности электрического тока $\vec{j}$ и намагниченности $\vec{M}$.

В исследуемом образце контакты подведены к границам магниторезистивной полоски, вследствие чего ток протекает однородно вдоль оси x на рис. 1. Учитывая тот факт, что величина анизотропного магниторезистивного эффекта исследуемого образца мала и равняется $\Delta \rho/\rho = 0.02$, изменение общего сопротивления пленки ΔR будет определяться средним значением квадрата косинуса угла θ по всей площади протекания тока, т.е. $\langle \cos^2 \theta \rangle$. Усреднение по распределению намагниченности, соответствующему доменной структуре на рис. 2г, дает следующий результат:

$$\cos^2 \theta = \frac{d_0}{4b} \left[\left(\frac{d_1}{d_0} \right)^2 + \left(2 - \frac{d_1}{d_0} \right)^2 \right]. \quad (12)$$

Значения d_0 и d_1 были определены в предыдущих разделах и задаются выражениями (8) и (10).

На рис. 3 представлено сравнение экспериментальных измерений и теоретического расчета относительного изменения электрического сопротивления $\Delta R/R$ в зависимости от величины внешнего магнитного поля H для образца составом FeNiCo₂₀ с параметрами, указанными выше. В эксперименте внешнее магнитное поле прикладывалось вдоль оси x на рис. 1 и изменялось от -10 до $+10$ Э в “прямом” направлении, затем от $+10$ до -10 Э в “обратном” направлении. Отметим, что графики в заданном интервале магнитного поля совпадают при “прямом” и “обратном” ходе, что говорит об отсутствии коэрцитивности.

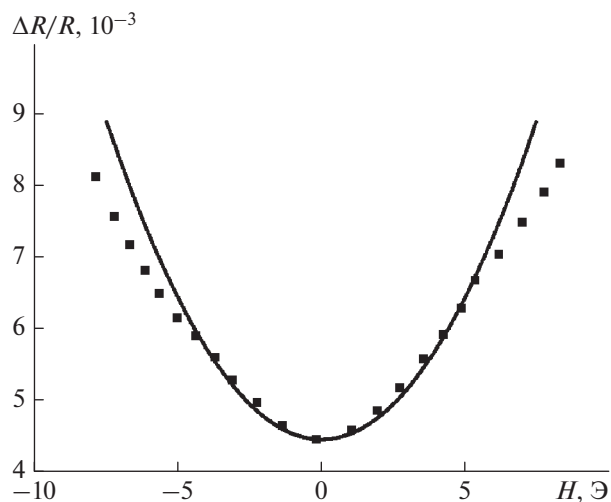


Рис. 3. Теоретическая (линия) и экспериментальная (точки) зависимости относительного изменения сопротивления пленки $\Delta R/R$ от величины внешнего магнитного поля H .

Аналогичные эксперименты, проведенные со схожими образцами состава FeNiCo₆ при перемагничивании в полях от -100 до $+100$ Э в “прямом” и от $+100$ до -100 Э в “обратном” направлениях наоборот показали наличие высокой коэрцитивности [17]. При перемагничивании в противоположных направлениях минимумы зависимостей магнитосопротивления R от внешнего магнитного поля H смещались от 0 к $+12$ Э и -12 Э в “прямом” и “обратном” направлениях соответственно. По всей видимости данный факт говорит о наличии более сложных механизмов перемагничивания при полях $H > H_K/2$, нежели те, что описаны в предыдущем разделе. Однако сравнение теоретических и экспериментальных зависимостей относительного электрического сопротивления от величины внешнего магнитного поля при полях $H < H_K/2$ показывают хорошее сходство.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Приведенные выше результаты подтверждают разработанную модель эволюции доменной структуры Ландау–Лифшица, представленную в статье. Таким образом, данная модель может существенно упростить вычисления при теоретическом исследовании параметров датчиков магнитного поля, основанных на анизотропном магниторезистивном эффекте, в связи с использованием простых аналитических зависимостей.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Hirohata A., Yamada K., Nakatani Y. et al. // JMMM. 2020. V. 509. Art. No. 166711.

2. Baibich M.N., Broto J.M., Fert A. et al. // Phys. Rev. Lett. 1988. V. 61. No. 21. P. 2472.
3. Ennen I., Kappe D., Rempel. T. et al. // Sensors. 2016. V. 16. No. 6. Art. No. 904.
4. Scheike T., Xiang Q., Wen Z. et al. // Appl. Phys. Lett. 2021. V. 118. Art. No. 042411.
5. Шевцов В.С., Амеличев В.В., Васильев Д.В. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 9. С. 1247; Shevtsov V.S., Amelichev V.V., Vasilyev D.V. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. V. 86. No. 9. P. 1033.
6. Jogschies L., Klaas D., Kruppe R. и др. // Sensors. 2015. V. 15. No. 11. P. 28665.
7. McGuire T., Potter R. // IEEE Trans. Magn. 1975. V. MAG-11. No. 4. P. 1018.
8. Smit J. // Physica. 1951. V. 17. No. 6. P. 612.
9. Nord M., Semisalova A., Kákay A. et al. // Small. 2019. V. 15. Art. No. 1904738.
10. Дубовик М.Н., Зверев В.В., Филиппов Б.Н. // Физ. мет. и металловед. 2014. Т. 115. № 11. С. 1226; Dubovik M.N., Zverev V.V., Filippov B.N. // Phys. Met. Metallogr. 2014. V. 115. No. 11. P. 1160.
11. Поляков П.А. // ПЖТФ. 1994. Т. 60. № 5. С. 336.
12. Шевцов В.С., Каминская Т.П., Поляков П.А. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 11. С. 1564; Shevtsov V.S., Kaminskaya T.P., Polyakov P.A. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 11. P. 1226.
13. Landau L., Lifshits E. // Phys. Zeitsch. der Sow. 1935. V. 8. P. 153.
14. Neel L. // C. R. Acad. Sci. Paris. 1955. V. 241. No. 6. P. 533.
15. Middelhoek S. // J. Appl. Phys. 1963. V. 34. No. 4. P. 1054.
16. Collette R. // J. Appl. Phys. 1964. V. 35. No. 11. P. 3294.
17. 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.

Evolution of the domain structure in a FeNiCo nanowire under the action of a magnetic field

V. S. Shevtsov^{a,*}, T. P. Kaminskaya^a, O. P. Polyakov^a, P. A. Polyakov^a

^aFaculty of Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow, 119991 Russia

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

Based on the experimentally discovered domain structure and its evolution in an external magnetic field in thin films of FeNiCo composition with uniaxial anisotropy, a theoretical model of the magnetization distribution is proposed. The analytical dependence of the domain size on the magnitude of the magnetic field is obtained. The change in magnetoresistance because of the evolution of the magnetic domain structure is calculated.