

УДК 537.61.3

МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ НАМАГНИЧЕННОСТИ В ПРЯМОУГОЛЬНОЙ ПОЛОСКЕ С ОЛН ПЕРПЕНДИКУЛЯРНОЙ ПЛОСКОСТИ

© 2020 г. М. Л. Акимов^{1, *}, П. А. Поляков¹, В. С. Шевцов^{1, 2}

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

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

*E-mail: ml.akimov@physics.msu.ru

Поступила в редакцию 02.12.2019 г.

После доработки 23.12.2019 г.

Принята к публикации 27.01.2020 г.

Построена теория магнитного доменного упорядочения в магнитных пленочных материалах, при наличии точечных дипольных магнитных неоднородностей. Проведено моделирование распределения намагниченности в прямоугольной полоске с ОЛН перпендикулярной плоскости при наличии точечных дипольных магнитных неоднородностей. 3D моделирование магнитной структуры пластины обнаружило наличие искривления доменной границы, вызванное полем локальной магнитной неоднородности, и по толщине пластины.

DOI: 10.31857/S0367676520050038

В теории микромагнетизма разработаны различные методы исследования двумерных и трехмерных статических и динамических доменных структур [1–4]. Известно два подхода: аналитический и численный подход – моделирование различных двух и трехмерных структур с помощью численных методов. Важным направлением спиновой электроники является нахождение распределения намагниченности в различных магнитных образцах. В магнитных системах возможно возникновение доменного упорядочения разного вида, например: спиральные домены, полосовые или лабиринтные домены, цилиндрические магнитные домены. Теория доменных структур в идеальных материалах создана, например [1–4]. Однако в реальных материалах существуют различные дефекты, которые приводят к искажению идеального магнитного упорядочения и, как следствие, к изменению макроскопических магнитных характеристик. На реализацию доменной структуры в равновесных состояниях в реальных условиях оказывает влияние наличие в ферромагнетике неоднородностей и дефектов [1–4] магнитного и немагнитного происхождения: примеси, пустоты, дефекты атомной структуры, форма поверхности образца и прочее. Различные неоднородности в доменной структуре магнитной пленки могут быть получены статическими и динамическими методами [5, 6]. Смешанная доменная структура,

состоящая из полосового домена и цилиндрического или эллиптического магнитного домена, представляет собой только одну из возможных сложных доменных структур [6–13].

В данной работе построена теория магнитного доменного упорядочения в магнитных пленочных материалах, при наличии точечных дипольных магнитных неоднородностей и проведено моделирование распределения намагниченности в прямоугольной полоске с ОЛН перпендикулярной плоскости.

Рассмотрим единичный изолированный полосовой домен при наличии внутри него точечного дефекта дипольного типа, который может моделироваться цилиндрической магнитной неоднородности радиуса R или заряженной протяженной тонкой полоской. Изолированный полосовой домен ширины $w = 2a$, расположен вдоль координатной оси x в бесконечной пленке толщины h . Координатная ось z направлена перпендикулярно плоскости пленки, а ось y – перпендикулярно доменной стенке. Начало системы координат помещено в точечный дефект дипольного типа. Магнитостатическое поле рассеяния данной магнитной неоднородности исказит форму полосового домена и приведет к зависимости его ширины от координаты x .

В работах [5–12] был предложен метод расчета различных доменных конфигураций, которые на-

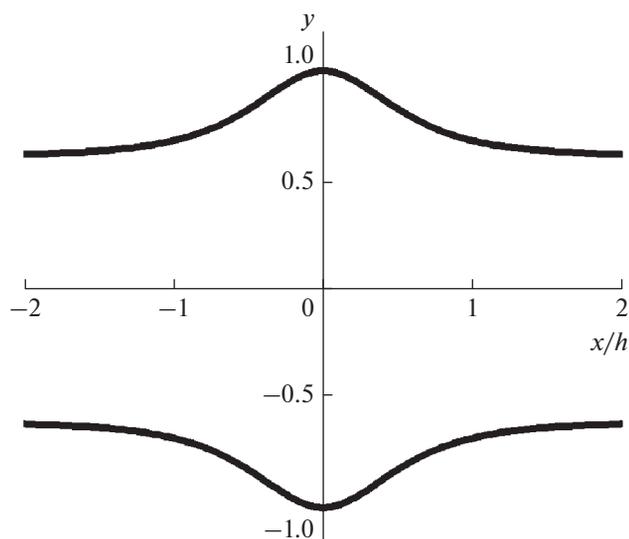


Рис. 1. Формы изгиба доменной границы полосового домена.

блюдались в экспериментах, и были устойчивы. Метод расчета различных доменных конфигураций основан на вариационном принципе минимизации функционала изменения энергии и нахождении вариационных производных функционала изменения энергии.

$$W = W_1 + W_2 + W_3 + W_4, \quad (1)$$

$$y(x) = a + \frac{q}{\sigma} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \times \int_0^{\infty} \frac{(K_0(ya) - K_0(y\sqrt{a^2 + h^2})) \cos(xy) dy}{4 \ln \left[1 + \frac{h^2}{4a^2} \right] + K_0(y\psi) - K_0(y\sqrt{\psi^2 + h^2}) + K_0(yv) - K_0(y\sqrt{v^2 + h^2})}, \quad (2)$$

где $\psi = b - a$, $v = b + a$, $K_0(\gamma)$ – функция Макдональда [15], σ – поверхностная плотность магнитостатических зарядов, равная нормальной составляющей вектора намагниченности, q магнитный заряд эффективного магнитного диполя, моделирующего возникшую магнитную неоднородность (точечный дефект дипольного типа), b – максимальное значение функции $y(x)$, описывающей форму искажения доменной границы полосового домена, вследствие магнитостатического поля рассеяния точечного дефекта дипольного типа. Теоретический расчет формы изгиба доменной границы полосового домена был произведен по формуле (2), см. рис. 1, при параметрах ($w = 16$ мкм – ширина полосового домена, $h = 13$ мкм – толщина магнитной пленки, $R = 7$ мкм – средний радиус области, моделирующей воздействие, точечного дефекта дипольного типа).

W_1 – изменение собственной энергии искривленных доменных границ;

W_2 – изменение энергии взаимодействия искривленных доменных границ и полубесконечных полосовых доменов;

W_3 – изменение энергии взаимодействия искривленных доменных границ с магнитной неоднородностью;

W_4 – изменение энергии взаимодействия искривленных доменных границ с внешним магнитным полем.

Используя вариационный принцип минимизации функционала [5–12], находим вариационные производные функционала изменения магнитостатической энергии (1) и, выполняя математические преобразования [14] с вариационными производными, получим аналитические решения для искажений форм доменных границ, обусловленных воздействием магнитной неоднородности, расположенной внутри полосового домена.

Решая алгебраическое уравнение и выполняя обратное преобразование Фурье [14, 15], получим аналитическое выражение для искажения формы доменной границы, обусловленное воздействием точечного дефекта дипольного типа, следующие выражения:

Далее было проведено численное моделирование распределения намагниченности в прямоугольной ферромагнитной пластине длиной 3000 мкм, шириной 30 мкм, высотой 7 мкм. Пластина разбивалась на элементарные кубические ячейки с размером ребра 1 мкм, в центре которых помещался точечный магнитный момент эквивалентный магнитному моменту ячейки. Коллективное равновесное распределение системы магнитных доменов с учетом обменного и магнитостатического взаимодействий при наличии одноосной перпендикулярной анизотропии и микроскопического неоднородного магнитного поля локальной неоднородности рассчитывалось с помощью популярного пакета для микромагнитного моделирования The Object Oriented MicroMagnetic Framework (OOMMF) [http://math.nist.gov/oommf/]. В этом пакете равновесное распределение магнитных моментов находится методом динамического

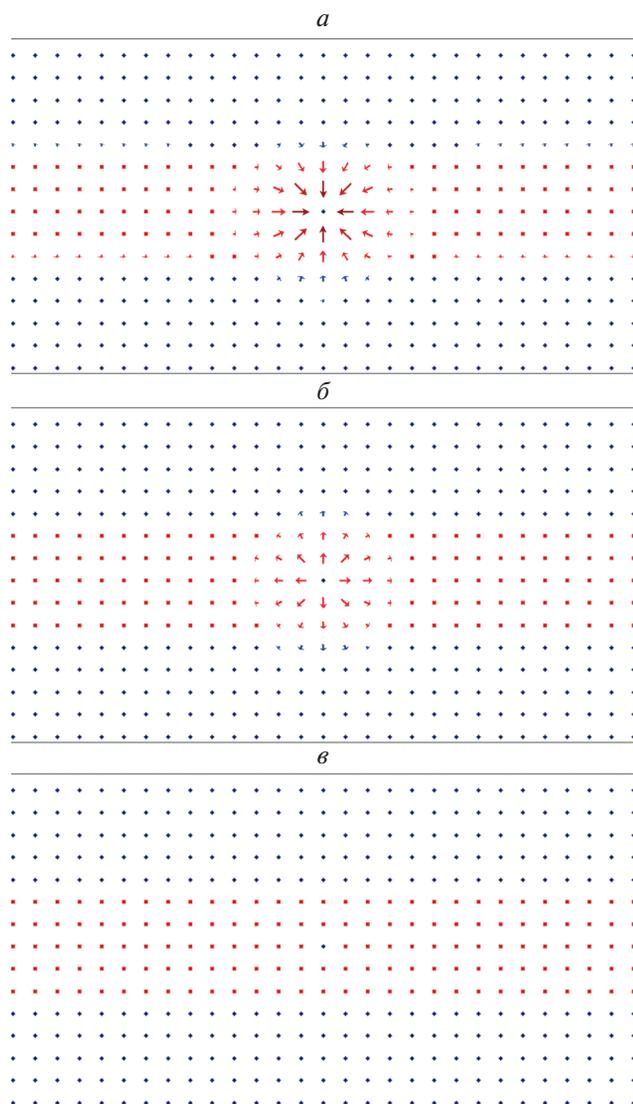


Рис. 2. Распределение магнитных моментов в прямоугольной пластине: (а) в слое на поверхности пластины; (б) в 5.04 мкм слое пластины; (в) в центральном слое пластины.

установления при решении динамического уравнения Ландау–Лившица–Гилберта. Поле локальной магнитной неоднородности моделировалось посредством наличия сквозной по толщине области с размерами равными одной ячейке и с намагниченностью в десятки раз превосходящую намагниченность окружающей среды. Результаты моделирования представлены на рис. 2.

На рис. 2 представлено распределение магнитных моментов в слое на поверхности пластины,

распределение магнитных моментов в 5.04 мкм слое пластины, распределение намагниченности в центральном слое пластины. Из рис. 2 видно, что доменная граница в области точечного дефекта искривляется аналогично тому, как это предсказывает аналитическая формула (2), вычисленные по ней формы доменных границ показаны на рис. 1. В центральном слое пластины искривление доменной границы отсутствует (см. рис. 2). Таким образом, проведенное 3D моделирование магнитной структуры пластины показывает наличие искривления доменной границы, вызванное полем локальной магнитной неоднородности, и по толщине пластины.

Данная работа была поддержана Фондом развития теоретической физики и математики “БАЗИС”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1992. 664 с.
2. Вонсовский С.В. Магнетизм. М.: Наука, 1971. 1032 с.
3. Kittel Ch. // Rev. Mod. Phys. 1949. V. 21. P. 541.
4. Эшенфельдер А. Физика и техника цилиндрических магнитных доменов. М.: Мир, 1983. 496 с.
5. Akimov M.L., Boltasova Yu.V., Polyakov P.A. // J. Commun. Tech. Electron. 2001. V. 46. P. 469.
6. Akimov M.L., Поляков П.А., Усманов Н.Н. // ЖЭТФ. 2002. Т. 121. № 2. С. 347; Akimov M.L., Polyakov P.A., Usmanov N.N. // JETP. 2002. V. 94. № 2. P. 293.
7. Akimov M.L., Поляков П.А. // Вестник Моск. ун-та, сер. 3. Физ. астр. 2004. № 2. С. 47; Akimov M.L., Polyakov P.A. // Moscow Univ. Phys. Bull. 2004. V. 59. № 2. P. 53.
8. Akimov M.L., Вагин Д.В., Поляков О.П. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2007. Т. 71. № 11. С. 1599; Akimov M.L., Vagin D.V., Polyakov O.P. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2007. V. 71. № 11. P. 1556.
9. Akimov M.L., Polyakov P.A., Starokurov Y.V. et al. // Phys. B. 2010. V. 405. P. 2376.
10. Akimov M.L., Polyakov P.A., Banishev A.A. et al. // Int. J. Modern Phys. B. 2016. V. 30. № 12. Art. № 1650081.
11. Akimov M.L., Polyakov P.A., Rusakova N.E. // Int. J. Modern Phys. B. 2018. V. 32. № 1. Art. № 1750272.
12. Akimov M.L., Polyakov P.A., Banishev A.A. et al. // Int. J. Modern Phys. B. 2019. V. 33. № 14. Art. № 1950142.
13. Akimov M.L., Поляков П.А. // Изв. РАН. Сер. физ. 2018. Т. 82. № 8. С. 1070; Akimov M.L., Polyakov P.A. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2018. V. 82. № 8. P. 968.
14. Бейтмен Г., Эрдейи А. Таблицы интегральных преобразований. М.: Наука, 1969. 343 с.
15. Абрамовиц М., Стиган И. Справочник по специальным функциям. М.: Наука, 1979. 830 с.