

ВЛИЯНИЕ ПОВЕРХНОСТИ НА МИКРОМАГНЕТИЗМ НАНОЧАСТИЦ

Манаков Н.А. - д.ф.-м.н. профессор, Чакак А.А. - доцент
Оренбургский государственный университет

С развитием нанотехнологий и широким использованием нанообъектов все больший интерес представляет анализ влияния поверхностных эффектов на функционирование последних. В частности хорошо известно, что любое изменение констант материала в тонком поверхностном слое ферромагнитной частицы и формирование поверхностной анизотропии существенно модифицирует её микромагнитные свойства [1]. Образование такого слоя может быть связано как с поверхностными нарушениями структуры, так и со снижением локальной кристаллографической симметрии атомов поверхностных и приповерхностных слоев. Что приводит к формированию поверхностной магнитной анизотропии (ПМА) типа «перпендикулярная легкая ось» или «легкая плоскость» (константы ПМА $K_s < 0$ и $K_s > 0$, соответственно). Все это влияет на эффективные магнитные параметры нанообъектов, их доменную структуру, процессы намагничивания и перемагничивания, а следовательно и на их эксплуатационные характеристики.

Сложившиеся к настоящему времени представления о микромагнетизме ферромагнитных наночастиц, как правило, не учитывают влияние поверхностного слоя и поверхностной анизотропии на их магнитные свойства. Таким образом оценивать потенциальные возможности их использования в устройствах микроэлектроники чрезвычайно сложно. Поэтому целью настоящей работы стала попытка на отдельных примерах, полученных с помощью аналитических методов и численного моделирования, показать возможные эффекты, связанные с поверхностным слоем и поверхностной магнитной анизотропией.

В работах [2-9] влияние поверхностного слоя на магнитные свойства квазиоднодоменных частиц сферической и цилиндрической формы рассматривалось на основе представлений, разработанных У.Ф. Брауном и Е.И. Кондорским. Вариационная задача решалась посредством минимизации полного термодинамического потенциала частицы методом Ритца и точными численными расчетами. Критическое поле разрушения однородно намагниченного состояния определялось как поле, в котором происходит разрушение локального минимума полного термодинамического потенциала. При достаточно тонком поверхностном слое и малом изменении в нем магнитных параметров были получены приближенные аналитические выражения для радиуса абсолютной однодоменности R_c и критического поля разрушения однородно намагниченного состояния H_0 . В случае изменения в поверхностном слое лишь константы магнитной анизотропии для сферических частиц:

$$R_c \approx R_{c0} (1 - 0,12 \Delta K / (M_s \sqrt{A}) - l),$$
$$H_0 \approx H_{00} + 7,4 \Delta K l / M_s R,$$

где R_{c0} и H_{00} – радиус абсолютной однодоменности и критическое поле разрушения однородно намагниченного состояния для однородной частицы, l – поверхностного слоя, R – радиус частицы, A – константа обменного взаимодействия, ΔK – изменение константы магнитной анизотропии в поверхностном слое.

Таким образом учет поверхностного слоя меняет функциональный вид зависимости критерия абсолютной однодоменности ($R_{c0} \approx 1,4\sqrt{A/M_s}$ [7]). При определенных условиях это может приводить к существенному изменению радиуса абсолютной однодоменности и резкому увеличению или уменьшению коэрцитивной силы частиц. Учет влияния поверхностного слоя позволяет объяснить существенное отличие реально достижимых значений коэрцитивной силы от теоретического предела.

Разработка численной (математической) методики вычисления распределения намагниченности в одноосных магнетиках с учетом различных типов поверхностной магнитной анизотропии была проведена в работах [11-14].

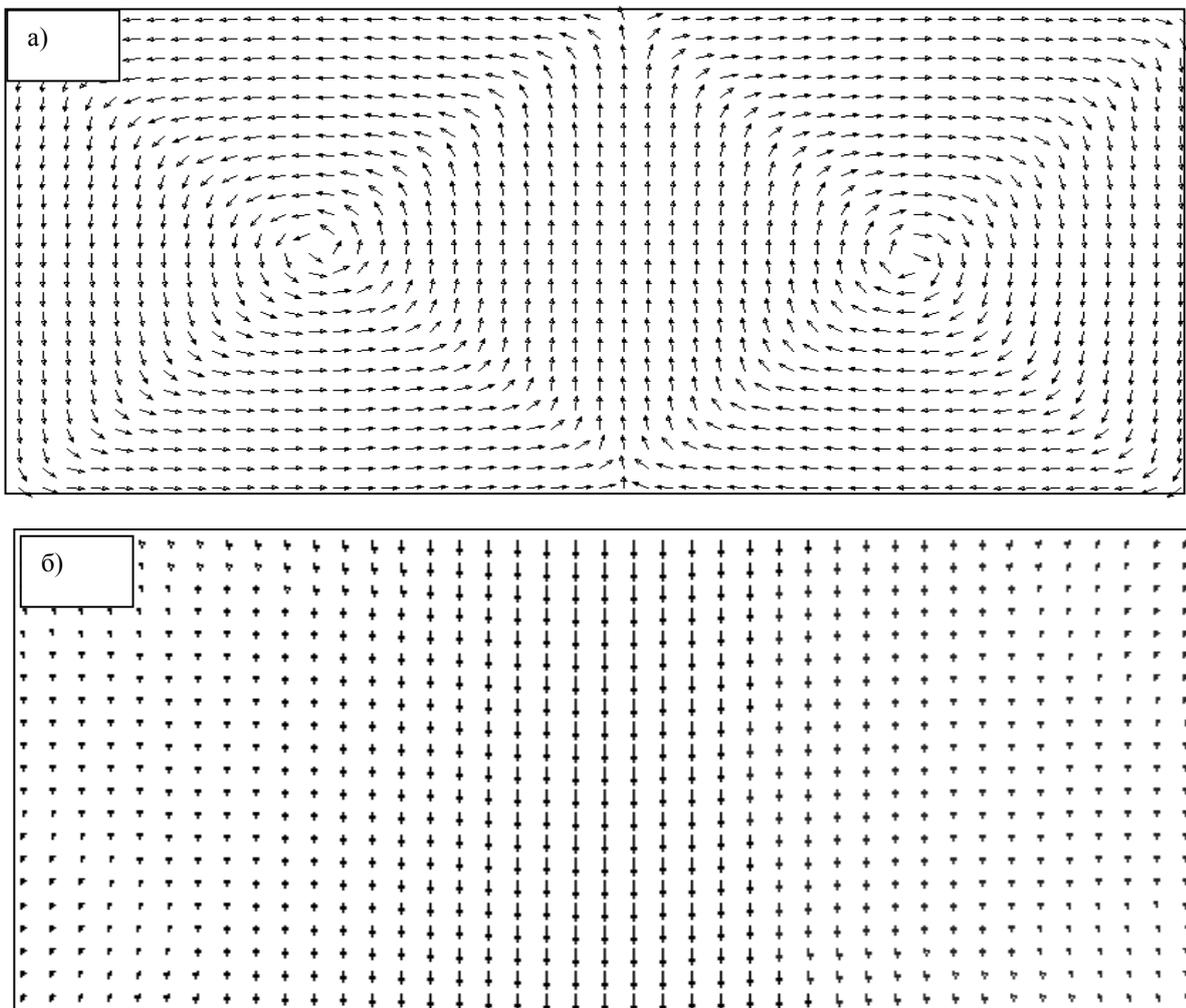


Рисунок 1. Доменные структуры при $kT=10^{-4}$ без учета (а) и с учетом (б) поверхностной анизотропии типа «легкая ось»

ля иллюстрации влияния поверхностной анизотропии на доменную структуру была выбрана нанопластинка с параметрами $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ ($A = 1 \cdot 710^{-6}$ Эрг/см, $M_s = 1275$ Гс, $K_1 = 4.5 \times 10^7$ Эрг/см³, $K_2 = 6.6 \times 10^6$ Эрг/см³) размерами по координатным осям x , y и z $40 \times 20 \times 5$ нм, соответственно. Ось легкого намагничивания (ОЛН) ориентировалась по оси z . Величина внутриобъемной анизотропии нанопластинки изменялась путем умножения констант K_1 и K_2 , характерных для $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$, на коэффициент $k_T > 0$.

В случае низкой внутриобъемной анизотропии (при $k_T = 10^{-4}$), из размагниченного начального состояния, которое моделировалось случайным выбором ориентации векторов намагниченности в узлах сетки, большинство выборок при $K_s = 0$ приводят к двухдоменной вихревой структуре (рисунок 1а). Если в этом состоянии «включить» поверхностную анизотропию типа «легкая плоскость», то вид доменной структуры практически не меняется. Включение же поверхностной анизотропии типа «легкая ось» приводит к существенным изменениям: происходит образование двух доменов с ориентацией намагниченности вдоль ОЛН (рисунок 1б). Кроме структуры, показанной на рисунке 1а, при $k_T = 10^{-4}$ возможно также существование равновесных структур, подобных структуре Ландау и квазиоднодоменных структур с намагниченностью, ориентированной преимущественно параллельно плоскости пластинки (поперек ОЛН). И в этих случаях включение поверхностной анизотропии типа «легкая плоскость» существенного влияния на поле намагниченности не оказывает. Включение поверхностной анизотропии типа «легкая ось» приводит к формированию однодоменной структуры, векторы намагниченности в которой ориентированы вдоль ОЛН.

В случае более высокой внутриобъемной анизотропии ($k_T = 0.5$) при $K_s = 0$ случайные выборки после установления равновесия приводят к однодоменной, двухдоменной или трехдоменной полосовым структурам с блоховскими границами и ориентацией намагниченности в доменах вдоль ОЛН. Причем в последнем случае, возможно вращение векторов в доменных границах, как в одном направлении, так и в противоположных. При «включении» поверхностной анизотропии любого типа однодоменная структура не изменяется. В двухдоменной структуре при «включении» поверхностной анизотропии типа «легкая плоскость» изменяется тип доменной границы с блоховской на неелевскую, а анизотропия типа «легкая ось» существенных изменений не вносит.

Изменение в трехдоменной структуре при «включении» поверхностной анизотропии происходит по-разному. Если вращение векторов в блоховских границах имеет противоположное направление, то «включение» поверхностной анизотропии типа «легкая плоскость» приводит систему в двухдоменное состояние с неелевской границей. Легкоосная поверхностная анизотропия в таком случае существенного влияния не оказывает. Если вращение векторов в доменных границах имеет одинаковое направление, то при «включении» поверхностной анизотропии любого типа система переходит в однодоменное состояние. Качественно отличающееся поведение почти одинаковых трехдоменных струк-

тур объясняется их различным «запасом устойчивости» к возмущению, которое вносится включением поверхностной анизотропии.

В случае высокой внутриобъемной анизотропии ($k_T = 5$) получаются доменные структуры, подобные тем, что получены для $k_T = 0.5$, но с более узкими доменными границами. Однако, в отличие от предыдущего случая, включение поверхностной анизотропии любого типа ни на одну из них заметного влияния не оказывает.

Таким образом, влияние поверхностной анизотропии типа «легкая плоскость» на доменные структуры не существенно в случаях низкой или очень высокой внутриобъемной анизотропии. Если же параметры внутриобъемной анизотропии имеют некоторые промежуточные значения, то поверхностная анизотропия типа «легкая плоскость» может оказаться важным фактором, и должна учитываться при расчетах доменных структур. Влияние поверхностной анизотропии типа «легкая ось» существенно для материалов как с умеренными значениями внутриобъемной анизотропии, так и для материалов с малыми ее значениями.

В работе [15] мы провели анализ возможности магнитной записи на блоховских доменных границах монокристалльной нанопластики $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ без учета поверхностной анизотропии ($K_s = 0$). Наличие достаточно большой поверхностной анизотропии $K_s > 0$ приводит к модификации равновесной доменной структуры: наряду с блоховскими в пластинке формируются неелевские доменные границы не пригодные для магнитной записи (см. рисунок 2).

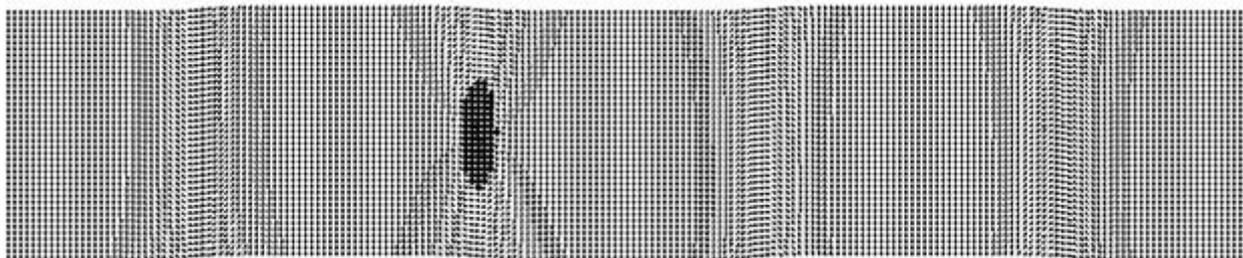


Рисунок 2. Доменная структура в пластинке $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ размером $100 \times 20 \times 10$ нм ($K_s > 0$)

Неелевские границы можно превратить в блоховские, если над ними включить ортогонально плоскости пластинки сравнительно небольшое внешнее поле H_z равное 1.3 (в единицах H/M_s). Однако для перемагничивания блоховских границ при $K_s > 0$ (при формировании магнитной записи) требуется поле равное 24, что в 10 раз больше, чем соответствующее поле при $K_s = 0$, равное 2,4.

Это объясняется разными механизмами перемагничивания доменных границ [16,17]. При $K_s = 0$ под действием внешнего поля блоховская граница вытесняется на одну из сторон пластинки. Затем появляется перемагниченный участок, заполняющий полосу действия внешнего поля (рисунок 3 а, б).

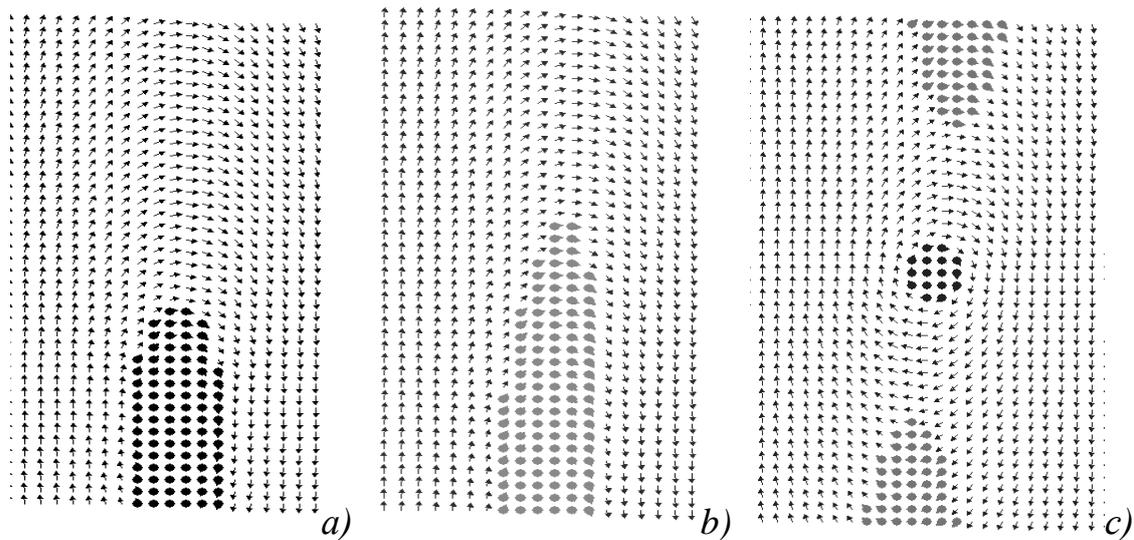


Рисунок 3. Перемагничивание блоховской границы при $K_s = 0$ во внешнем поле $H_z = 2.4$ (a – выдавливание старой границы; b – появление новой) и при $K_s > 0$ в поле $H_z = 24$ (неравновесные состояния)

При $K_s > 0$ ядро перемагничиваемой блоховской границы остается в центре пластинки, а зародыши перемагничивания появляются сразу с двух сторон, сжимая границу (рисунок 3 c). Такое перемагничивание сопровождается значительным ростом плотности обменной энергии границы по сравнению со случаем $K_s = 0$ (более, чем в 10 раз), поэтому для её перемагничивания требуется большое внешнее поле. Таким образом, мы видим, что в данном случае поверхностная магнитная анизотропия существенно влияет на микромагнитное поведение нанопластинки.

Список литературы

1. Манаков Н.А. Процессы перемагничивания быстрозакаленных сплавов высокоанизотропных редкоземельных магнетиков. Автореферат докт. дисс. Институт физики металлов УрО РАН: Екатеринбург, 1994, 38 с.
2. Крюков И.И., Манаков Н.А. Микромагнетизм двухфазных квазиоднодоменных частиц // ФММ. – 1983. – Т. 56, вып. 1. – С. 5-8.
3. Krjukow I.I., Manakow N.A., Sadkow V.B. Micromagnetism of two-phase quasi-single domain particles // Proceedings International Conference on Magnetism of rare-earths and actinides. – Bucharest, 1983. – P. 257-260.
4. Крюков И.И., Манаков Н.А., Садков В.Б. Микромагнетизм двухфазных квазиоднодоменных сферических частиц // ФММ. – 1985. – Т. 59, вып. 3. – С. 455-462.
5. Крюков И.И., Манаков Н.А., Садков В.Б. Влияние поверхностной неоднородности на магнитное поведение мелких частиц // Физика магнитных материалов. - Калинин: Изд-во Калинин. ун-та, 1988. – С. 4-18.

6. А.М.Еремин, Н.А.Манаков, Ю.В.Толстобров. Численное моделирование зародышеобразования обратных доменов на дефектах в высокоанизотропных магнетиках // *Материалы Всероссийской школы-семинара "Магнитная анизотропия и гистерезисные свойства редкоземельных сплавов"*. - Тверь, 2003. – С. 3-10.
7. Манаков Н.А., Лебедева И.В., Толстобров Ю.В. Численное моделирование процесса перемагничивания неоднородных цилиндрических квазиоднодоменных частиц // *Вестник Оренбургского государственного университета*. – 2004. - № 10. – С.119-122.
8. Krjukow I.I., Manakow N.A. To the question about the quasi – single domain state of two – phase particles // *Abstracts The 10 th International colloquium on magnetic films and surfaces*. – Yokohama, Japan, September 13-16, 1982, 15p9.
9. Крюков И.И., Манаков Н.А. Микромагнетизм двухфазных квазиоднодоменных частиц // *Физика магнитных материалов*. – Калинин: Изд-во Калинин. ун-та, 1982. – С. 38-43.
10. Кондорский Е.И. Микромагнетизм и перемагничивание квазиоднодоменных частиц // *Изв. АН СССР, сер. физ.* - 1978. - Т. 42. – С.1638-1645.
11. Шилинг Г. С. Математическое и компьютерное моделирование при решении задач о распределении намагниченности в кристаллах // *Естественные и технические науки*. – 2007. - №2(28). С. 252-253.
12. Манаков Н.А., Толстобров Ю. В., Шилинг Г.С. Микромагнитное моделирование влияния поверхностной анизотропии на доменные структуры в нанопластинке // *Вестник Оренбургского государственного университета*. – 2009. - № 10. – С. 130-133.
13. Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2012613793 «Расчет трехмерного поля намагниченности в пластинке с поверхностной анизотропией (Ks_3D)» от 23.04.2012. Авторы: Толстобров Ю. В., Шилинг Г.С., Коротких Д.Ю.
14. Шилинг Г.С. Влияние поверхностной анизотропии на формирование доменных структур в одноосных магнетиках. Автореферат канд. дисс. Санкт-Петербургский государственный университет: Санкт Петербург, 2013. – 18 с.
15. Tolstobrov Yu. V., Manakov N. A., Zaigraev A. S. Magnetic Recording on Domain Walls in a Single Crystal Film // *Technical Physics Letters*, 2009, Vol. 35, No. 10, pp. 879-881.
16. Толстобров Ю.В., Манаков Н.А., Шилинг Г.С. Влияние поверхностной анизотропии типа "легкая плоскость" на магнитную запись на доменных границах // *Письма в ЖТФ*, 2011, Т. 37, вып. 5. – С. 38-42.
17. Tolstobrov Yu.V., Manakov N.A., Shiling G.S., Korotkih D.Yu. Stability of Magnetic Recording on Domain Walls // *Technical Physics Letters*, 2012, Vol. 38, No. 12, pp. 1070-1072.