

Спонтанные превращения магнитной структуры пленочного наноконтакта

А. А. Звездин, К. А. Звездин

Институт общей физики РАН, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 15 апреля 2002 г.

На основе численного решения уравнений Ландау–Лифшица и магнитостатики проанализированы распределения намагниченности пленочного симметричного магнитного наноконтакта для противоположных ферромагнитных берегов в зависимости от магнитных и геометрических факторов. Обнаружена неустойчивость симметричной магнитной конфигурации, когда доменная граница типа “head-to-head”, разделяющая области с противоположными ориентациями намагниченности, находится в центре наноконтакта. Неустойчивость возникает тогда, когда константа одноосной магнитной анизотропии достигает некоторого критического значения K_c , ниже которого доменная граница спонтанно выходит из центра наноконтакта. Переход из симметричного состояния (граница в центре) в асимметричное может быть непрерывным (2-го рода) или дискретным (1-го рода) в зависимости от геометрических и физических параметров наноконтакта (отношение длины к ширине, константа анизотропии, намагниченность насыщения). Построена фазовая диаграмма в переменных: длина наноконтакта – константа анизотропии, разделяющая симметричную и асимметричную магнитные конфигурации системы. Характерной чертой фазовой диаграммы является наличие на ней трикритической точки.

PACS: 73.40.–c

1. Транспортные свойства нано-масштабных металлических проволок и контактов были предметом многих исследований [1–3]. Квантовые скачки электропроводности $2e^2/h$, где e – заряд электрона, h – постоянная Планка, наблюдались при изменении толщины наноконтакта [2, 4, 5]. В последнее время ферромагнитные нано-контакты и проволоки привлекают к себе большое внимание в контексте эффекта гигантского магнитосопротивления [6–8]. Спин-зависимый транспорт электронов через нанопроволоки и контакты с доменными стенками также представляет интерес с точки зрения явления макроскопического квантового туннелирования доменной стенки [9] и эффектов, связанных с фазой Бэрри [7]. Следует отметить в этой связи также эффект аккумуляции спина [10, 11] и новые эффекты перемагничивания и смещения доменной границы, индуцированные спин-поляризованным током [12–14].

Значительный импульс исследованиям наноконтактов был дан экспериментальной работой [15], в которой исследовалась система, состоящая из двух макроскопических ферромагнитных стержней, соединяемых или разъединяемых таким образом, что между ними в момент образования или потери непрерывности структуры образовывался точечный наноконтакт. Было продемонстрировано, что такая система обладает эффектом гигантского магнитосопротивления,

достигающего нескольких сот процентов при комнатной температуре (см. также [16–20]).

Несмотря на активное экспериментальное и теоретическое исследование транспортных свойств магнитного наноконтакта [15–26], его магнитная структура до настоящего времени практически не изучалась. При анализе экспериментальных данных обычно предполагалось, что намагниченности в ферромагнитных стержнях однородны и направлены строго антипараллельно друг другу. Также не исследовались форма и положение доменной границы в зависимости от магнитных и геометрических параметров системы. Очевидно, что все эти факторы могут оказать большое влияние на магнитосопротивление наноконтакта. Для исследования этих свойств наноконтакта весьма эффективным методом является микромагнитное моделирование. В работе [28] было проведено микромагнитное исследование магнитных конфигураций, возникающих в наноконтактах, соединяющих объемные стержни. Было показано, что вблизи наноконтакта образуется сложная магнитная структура, основными элементами которой является “вихрь-антивихрь” в противоположных областях стержней, прилегающих к контакту. Кроме того, было обнаружено, что доменная стенка типа “голова к голове” (“head-to-head”) в ряде случаев выталкивается из контакта, то есть она локализуется вблизи от него в одном из берегов. Рассчитанные распреде-

ления являются важными для понимания механизма возникновения гигантского магнитоспротивления и нестабильностей в наблюдении эффекта.

Нужно заметить, что до недавнего времени для экспериментов использовались наноконтакты с плохо контролируемой геометрией. Так, в работе [15] фактически речь идет о статистическом исследовании случайных наноконтактов, образованных отрывом или стыковкой двух противонамагниченных стержней. Очевидно, что для постановки более убедительных экспериментов и для практического использования необходимо создание наноконтактов со строго заданными геометрическими параметрами, для чего предполагается использовать пленочные наноструктуры. В настоящей работе проводится микромагнитное исследование таких наноструктур.

Как отмечено выше, нас интересует наноконтакт встречно-намагниченных электродов. Такая магнитная конфигурация в численном эксперименте реализуется следующим способом: предполагается, что над ферромагнитными электродами (берегами) расположены токовые шины, по которым подаются встречные импульсы тока, индуцирующие магнитные поля, необходимые для встречного намагничивания берегов по типу head-to-head. Следует отметить, что такая процедура создания head-to-head магнитных конфигураций весьма близко моделирует ту, которая была реализована в экспериментах [15].

2. Мы представляем численный анализ проблемы, полученный с помощью компьютерного микромагнитного моделирования. Используется широко применяемый подход, в рамках которого ферромагнетик моделируется с помощью двумерной вычислительной сетки, в центрах ячеек которой заданы векторы намагниченности. Для моделирования квазистатики и динамики процессов перемагничивания используется численное интегрирование уравнений магнитодинамики Ландау–Лифшица, которое решается в каждой ячейке вычислительной сетки [27]:

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = \gamma [\mathbf{M} \times \mathbf{H}^{\text{eff}}] - \frac{\alpha \gamma}{M} [\mathbf{M} \times [\mathbf{M} \times \mathbf{H}^{\text{eff}}]], \quad (1)$$

где $\mathbf{M} = \mathbf{M}(x, y)$ – вектор намагниченности; M , γ и α – намагниченность насыщения, гиромангнитное отношение и константа диссипации, соответственно; \mathbf{H}^{eff} – эффективное поле, представляющее собой сумму полей различных магнитных взаимодействий:

$$\mathbf{H}^{\text{eff}} = \mathbf{H}^{\text{ext}} + \mathbf{H}^m + \mathbf{H}^{\text{anis}} + \mathbf{H}^{\text{exch-in-layer}}, \quad (2)$$

где \mathbf{H}^{ext} – внешнее магнитное поле. Наибольшую вычислительную сложность представляет собой магнитостатическое поле \mathbf{H}^m , определяемое формулой

$$\mathbf{H}^m(\mathbf{r}) = \int_{G_l} \text{div} \mathbf{M}(\mathbf{r}_1) \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}_1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_1|^3} d\mathbf{r}_1, \quad (3)$$

где \mathbf{r}_1 – радиус-вектор, G_l – рассматриваемая область (поверхностные магнитные заряды также учтены стандартным образом). Основная проблема заключается в дальнедействующем характере магнитостатического взаимодействия, то есть на каждой временной итерации решения уравнения (1) для каждой вычислительной ячейки необходим перерасчет магнитостатического взаимодействия со всеми остальными вычислительными ячейками. Для ускорения этой процедуры нами был использован метод быстрого преобразования Фурье.

Остальные компоненты \mathbf{H}^{eff} локальны и вычисляются следующим образом.

После одноосной анизотропии \mathbf{H}^{anis} имеет вид

$$\mathbf{H}^{\text{anis}} = \frac{2K}{M^2} (\mathbf{M}, \mathbf{n}) \mathbf{n}, \quad (4)$$

где K и \mathbf{n} – соответственно константа анизотропии и единичный вектор, направленный вдоль оси легкого намагничивания; $\mathbf{H}^{\text{exch-in-layer}}$ – поле внутрислойного обмена:

$$\mathbf{H}^{\text{exch-in-layer}} = \frac{2A}{M^2} \Delta \mathbf{M}, \quad (5)$$

где A – внутрислойная обменная константа, Δ – двумерный оператор Лапласа. Используются следующие граничные условия:

$$\left. \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial \mathbf{N}} \right|_{\partial G} = 0, \quad (6)$$

где \mathbf{N} – вектор, нормальный к границе ∂G области G .

3. Рассмотрим однослойную ферромагнитную пленочную структуру толщиной t , состоящую из двух широких площадок, соединенных узким каналом размером $d \times w$ (рис.1а). Примем намагниченность и обменную энергию близкими к их значениям в пермаллое, а именно, $M_s = 800$ Гс, $A = 1.25 \cdot 10^{-6}$ эрг/см. Предполагается, что ось легкого намагничивания в пленке совпадает с осью X . Константа одноосной анизотропии и длина наноконтакта варьировались.

Исследуемая наноструктура (рис.1а) обладает симметрией относительно центра наноконтакта, поэтому можно ожидать, что граница между встречно

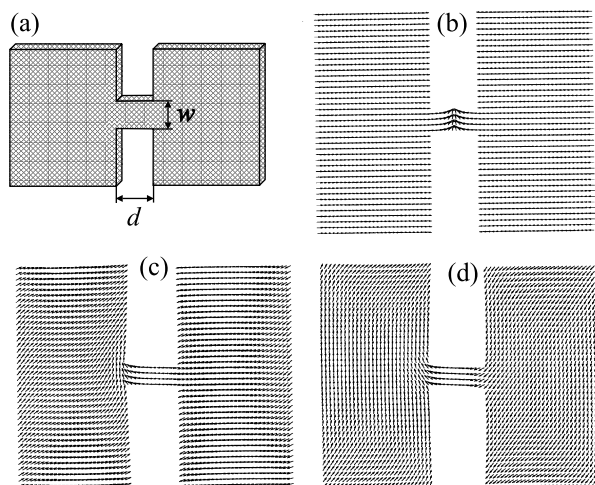


Рис.1. (а) Геометрия наноконтакта; (б) распределение намагниченности при большой величине константы анизотропии. Доменная граница в центре наноконтакта; (с) доменная граница вышла из центра наноконтакта; (д) распределение намагниченности при нулевом значении константы анизотропии

намагниченными берегами локализуется в центре, и это действительно достигается в результате действия начальных импульсов тока. Мы исследовали стабильность такой магнитной конфигурации после прекращения действия импульсов тока, создающих магнитные поля на краях элемента. Результаты вычисления сводятся к следующему. При достаточно больших значениях константы магнитной одноосной анизотропии в системе сохраняется симметричная магнитная конфигурация, то есть равновесному состоянию соответствует доменная граница типа head-to-head в центре наноконтакта. При уменьшении константы магнитной одноосной анизотропии достигается такое ее критическое значение K_c , ниже которого теряется устойчивость доменной границы в центре наноконтакта. Например, для перемычки с размерами $140 \times 40 \times 1 \text{ нм}^3$ и константой анизотропии $K_c = 5.5 \cdot 10^4 \text{ эрг/см}^3$, а для перемычки $80 \times 40 \times 1 \text{ нм}^3$, $K_c = 7 \cdot 10^4 \text{ эрг/см}^3$. На рис.1b и 1c показаны типичные распределения намагниченности в наноструктуре при $K > K_c$ и $K < K_c$. При дальнейшем уменьшении константы анизотропии намагниченность на прилегающих торцах площадок отворачивается перпендикулярно перемычке (рис.1d).

Описанное явление спонтанного нарушения симметрии положения доменной границы внутри шейки канала наноконтакта имеет очевидную аналогию с

фазовыми переходами, при которых происходит изменение симметрии системы. Тип перехода зависит от длины канала и величины константы анизотропии, что хорошо видно из графиков отклонения центра локализации границы от середины канала в зависимости от величины энергии анизотропии, показанной на рис.2.

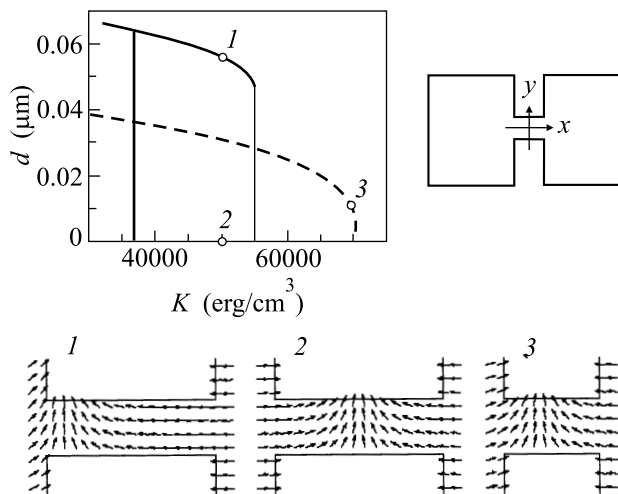


Рис.2. Зависимость смещения положения доменной границы относительно центра длиной $wl = 140 \times 40 \text{ нм}$ (сплошная линия) и короткой $wl = 140 \times 40 \text{ нм}$ (пунктирная линия) перемычки в структуре толщиной $t = 1 \text{ нм}$. Ниже показаны распределения спинов в наноконтакте, соответствующие отмеченным точкам 1, 2 и 3 зависимостей, приведенных на верхнем рисунке

В случае короткой перемычки смещение доменной границы непрерывно меняется с понижением константы анизотропии ниже критической величины (штриховая кривая), как при фазовом переходе 2-го рода, а в длинной перемычке возникает гистерезисная зависимость, как при переходе 1-го рода (сплошные кривые на рис.2).

На рис.3 представлена фазовая диаграмма, определяющая области существования этих типов выхода доменной границы из центра наноконтакта в зависимости от соотношения величины анизотропии и длины наноконтакта (рис.3). На фазовой диаграмме показана характерная трикритическая точка, отделяющая область параметров, при которых доменная граница непрерывно выходит из центра наноконтакта, от области параметров с гистерезисным выходом доменной границы. Линия $A_1 A_{tkr}$ соответствует непрерывному переходу, линии $A_{tkr} K'$ и $A_{tkr} K''$ – линии потери устойчивости симметричной и асимметричной метастабильных фаз (линии лабильности). По

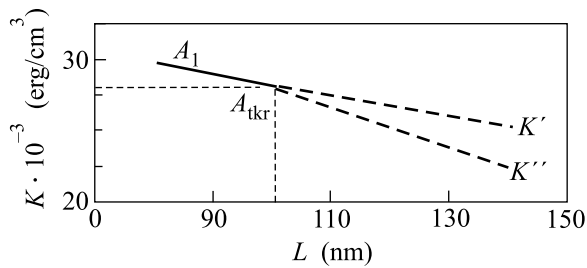


Рис.3. Фазовая диаграмма, где по осям отложены значения длины наноконтакта L в нм, и константы анизотропии в эрг/см³, диаграмма демонстрирует эффект потери устойчивости центрального положения доменной границы; A_{tkr} – трикритическая точка, отделяющая область параметров, при которых доменная граница непрерывно выходит из центра наноконтакта, от области параметров с гистерезисным выходом доменной границы

следние определялись по вычисленной ширине гистерезиса.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проект # 02-02-17389), INTAS (# 99-01839) и ФЦП “Физика магнитных наноструктур”.

1. R. Landauer, Z. Phys. **B217** (1987).
2. J. I. Pascual, J. Méndez, J. Gómez-Herrero et al., Phys. Rev. Lett. **71**, 1852 (1993).
3. R. Landauer, J. Phys. Cond. Matter. **1**, 8099 (1989).
4. N. Garcia et al., Europhys News. **27**, 89 (1996).
5. N. Garcia and J. L. Costa-Kramer, Phys. Rev. **B55**, 5416 (1997).
6. R. C. Giordano, Physica **B194**, 1009 (1994); Phys. Rev. **B51**, 9855 (1995).
7. Yu. Lyanda-Geller, I. L. Aleiner, and P. M. Goltbart, Phys. Rev. Lett. **81**, 3215 (1998).
8. U. Ebels, A. Radulescu, Y. Henry et al., Phys. Rev. Lett. **84**, 983 (2000).

9. C. P. Tatara and Y. Fukuyama, Phys. Rev. Lett. **78**, 3773 (1997).
10. M. Johnson and R. H. Silsbee, Phys. Rev. **B35**, 4959 (1987); M. Johnson, Science **260**, 320 (1993).
11. P. C. van Son, H. van Kempen, and P. Wyder, Phys. Rev. Lett. **2271**, 4 (1987).
12. J. C. Slonczewski, JMMM **159**, L1 (1996).
13. L. Berger, Phys. Rev. **B54**(13), 9353 (1996).
14. M. V. Tsoi, A. G. M. Jansen, J. Bass et al., Phys. Rev. Lett. **80**, 4281 (1998).
15. N. Garcia, M. Munoz, and Y.-W. Zhao, Phys. Rev. Lett. **82**, 2923 (1999).
16. G. Tatara, Y.-W. Zhao, M. Munoz, and N. García, Phys. Rev. Lett. **83**, 2030 (1999).
17. M. Muñoz et al., App. Phys. Lett. **79**, 2946 (2001).
18. N. García, M. Muñoz, G. G. Qian et al., App. Phys. Lett. **79**, 4550 (2001).
19. N. García, App. Phys. Lett. **77**, 1351 (2000).
20. N. García, M. Muñoz, and Y.-W. Zhao, App. Phys. Lett. **76**, 2586 (2000).
21. J. J. Varshuijs, M. A. Bari, and J. M. D. Coey, Phys. Rev. Lett. **87**, 026601 (2001).
22. H. Imamura, N. Kobayashi, S. Takahashi, and S. Maekawa, Phys. Rev. Lett. **84**, 1003 (2000).
23. J. M. Coey, L. Berger, and Y. Labaye, Phys. Rev. **B64**, 020407 (2001).
24. А. К. Звездин, А. Ф. Попков, Письма в ЖЭТФ **71**, 304 (2000).
25. L. R. Tagirov, B. P. Vodopyanov, and K. B. Efetov, Phys. Rev. **B63**, 104428 (2001).
26. V. V. Osipov, E. V. Ponizovskaya, and N. García, App. Phys. Lett. **79**, 2222 (2001).
27. Л. Д. Ландау, Е. И. Лифшиц, *Электродинамика сплошных сред*, М.: ГИФМЛ, 1969.
28. Л. Л. Савченко, А. К. Звездин, А. Ф. Попков, К. А. Звездин, ФТТ **43**, 1449 (2000).
29. W. F. Brown, *Micromagnetics*, Interscience Publishers, New York, 1963.