

# Фазовые превращения магнитной структуры в пленочных наномостиках

© К.А. Звездин, А.В. Хвальковский

Институт общей физики Российской академии наук,  
119991 Москва, Россия

E-mail: khvalkov@ran.gpi.ru

(Поступила в Редакцию 18 марта 2004 г.  
В окончательной редакции 26 июля 2004 г.)

Представлены результаты исследования магнитной структуры плоского наномостика, состоящего из двух пленочных ферромагнитных электродов, соединенных наноразмерной перемычкой из того же материала. Благодаря своим магниторезистивным свойствам такие структуры представляют значительный интерес для микроэлектроники. С помощью методов численного микромагнетизма промоделировано явление выхода доменной стенки из центра перемычки наномостика при изменении константы анизотропии системы. Получена фазовая диаграмма, позволяющая определять возможные магнитные состояния реальных наномостиков. Построена аналитическая модель, в рамках которой описан механизм фазовых превращений. С ее помощью объяснен вид фазовой диаграммы наномостика. В некоторой области параметров фазовые превращения магнитной структуры наноконтакта могут формально описываться с помощью теории фазовых переходов Ландау.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (гранты №№ 04-02-17600, 05-02-16997), INTAS (грант 03-51-4943).

## 1. Введение

В последние годы в ферромагнитных наноконтактах и нанопроволоках был обнаружен ряд новых нетривиальных эффектов, которые открывают широкие возможности для их использования в микроэлектронике. Здесь в первую очередь следует отметить эффект гигантского магнитосопротивления, значение которого может достигать нескольких сот процентов при комнатной температуре [1]. Механизмы возникновения таких гигантских значений магнитосопротивления исследовались в ряде работ. Было обнаружено, что поведение и свойства доменных границ, геометрически „запертых“ в ограниченном нанобъеме (nanosconfinement), оказывают определяющее влияние на резистивные свойства магнитного наноконтакта [2].

Поведение доменных стенок в нанобъеме является в настоящее время предметом активного изучения. Так, в работах [3–5] теоретически исследовались структура и свойства доменной границы, геометрически запертой в наноконтакте, разделяющем две объемные ферромагнитные области. Было обнаружено, что структура и свойства такой доменной границы существенно отличаются от характерных для доменных стенок типа неелевской или блоховской. Одно из основных отличительных свойств такой запертой доменной стенки состоит в том, что ее размер становится чрезвычайно малым, если характерные размеры запирающей области малы (например, в случае точечного наноконтакта). Экспериментальное исследование возможности влияния на распределение намагниченности в нанобласти путем задания в ней модулированной структуры анизотропии проведено в [6]. В работах [4,7] представлена теорети-

ческая модель выхода доменной стенки из запирающей ее области под действием внешнего магнитного поля. Авторы показали, что в этом случае увеличение поверхностной энергии доменной стенки компенсируется уменьшением магнитостатической энергии.

До недавнего времени для экспериментов использовались наноконтакты с плохо контролируемой геометрией. В работе [1] фактически речь идет о статическом исследовании случайных наноконтактов, образованных при отрыве или стыковке двух стержней, намагниченных в противоположных направлениях. В [8] было показано, что магнитная структура наноконтактов, подобных исследованным в [1], чрезвычайно чувствительна даже к незначительным изменениям геометрии. Очевидно, что для постановки более убедительных экспериментов и для практического использования необходимо создание наноконтактов со строго заданными геометрическими параметрами.

В качестве таких контактов в некоторых работах [9–11] предлагается использовать пленочные наномостики, представляющие собой два плоских электрода (берега), соединенных наноразмерной перемычкой (рис. 1). В [10] методом компьютерного моделирования

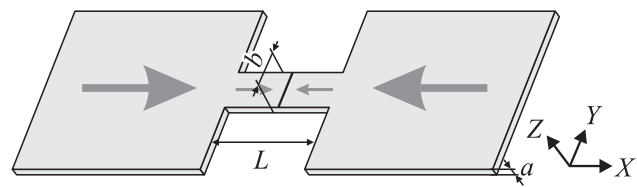


Рис. 1. Плоский магнитный наномостик с противоположно намагниченными берегами.

исследовалась магнитная структура наномостика с противоположно намагниченными берегами. Было обнаружено, что доменная граница при численном изменении параметров системы может спонтанно выходить из центра перемычки наномостика (эффект спонтанной потери устойчивости). При этом выход доменной стенки может быть гистерезисным или обратимым, подобно фазовым переходам первого или второго рода. Однако физический механизм, лежащий в основе таких переходов, оставался невыясненным. Основная проблема, возникающая при анализе подобных магнитных превращений, заключается в корректном учете дальнедействующего магнитостатического взаимодействия, которое вследствие своей нелокальности приводит к необходимости численного исследования сложных интегродифференциальных уравнений.

В настоящей работе проведено детальное микромагнитное исследование поведения магнитной структуры наномостика. На основе результатов этого исследования были построены фазовая диаграмма, определяющая возможные магнитные состояния наномостика, и полуфеноменологическая модель, которая описывает физический механизм фазовых превращений в системе и их зависимость от геометрии и параметров материала. В рамках разработанной модели показано, что в некоторой области параметров превращения магнитной структуры наноконтакта могут формально описываться с помощью теории фазовых переходов Ландау.

## 2. Микромагнитное моделирование нанообъектов

Экспериментальное изучение магнитной структуры нанообъектов представляется исключительно сложной задачей, которая может не иметь однозначного решения (см., например, [12]). Поэтому большое значение приобретают методы численного расчета распределения намагниченности в малых структурах. Эти методы основаны на микромагнитной теории, которую впервые сформулировал Браун [13]. Современный микромагнетизм объединяет феноменологическую теорию, предназначенную для расчета структуры намагниченности в ферромагнитных структурах при заданных граничных условиях, и численные методы компьютерного расчета. С его помощью были рассчитаны структуры многих магнитных наносистем: магнитных частиц [14], наноконтактов [15], трехслойных спиновых переключателей [16] и др.

Для решения нашей задачи использовался широко распространенный метод численного микромагнетизма, в рамках которого плоский пленочный ферромагнетик моделировался с помощью двумерной вычислительной сетки, в центрах ячеек которой заданы векторы намагниченности. Стационарные состояния и динамика магнитной системы определяются с помощью решения трехмерных уравнений магнитодинамики Ландау–

Лифшица [13,17]. Для теоретического анализа полученных результатов мы пользовались условием минимума полной энергии системы, которое соответствует решению уравнения Ландау–Лифшица.

Пренебрегая явлениями магнитострикции и поверхностной анизотропии, при отсутствии внешних магнитных полей можно записать полную энергию системы  $E$  в виде [13]

$$E = E_m + E_a + E_{ex}, \quad (1)$$

где  $E_m$  — магнитостатическая энергия,  $E_a$  — энергия анизотропии,  $E_{ex}$  — энергия обменного взаимодействия. Рассмотрим более детально каждый вклад [13].

2.1. Магнитостатическое взаимодействие. Магнитостатическую энергию можно представить в виде интеграла

$$E_m = -\frac{1}{2} \int_G (\mathbf{M}(\mathbf{r}) \mathbf{H}_m(\mathbf{r})) d\mathbf{r}, \quad (2)$$

где  $G$  — рассматриваемая область. Поле магнитостатического взаимодействия  $\mathbf{H}_m$  имеет вид

$$\mathbf{H}_m(\mathbf{r}) = \int_G \operatorname{div} \mathbf{M}(\mathbf{r}_1) \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}_1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_1|^3} d\mathbf{r}_1. \quad (3)$$

Магнитостатическая энергия является наиболее простой с физической точки зрения и наиболее сложной с точки зрения расчета. Принципиальное ее отличие от остальных энергетических вкладов заключается в нелокальности: поле магнитостатического взаимодействия в некоторой точке зависит от состояния намагниченности во всех точках тела. Вследствие этого моделирование магнитной структуры различных объектов представляется довольно сложной задачей.

Видно, что выражение (3) представляет собой аналог закона Кулона для магнитных зарядов, объемная плотность которых  $\rho_m$  определяется величиной  $\operatorname{div} \mathbf{M}$ :

$$\rho_m = -\operatorname{div} \mathbf{M}. \quad (4)$$

Таким образом, определив  $\operatorname{div} \mathbf{M}$  с помощью микромагнитного моделирования наномостика или модельного описания, можно найти интеграл (3) по аналогии с электростатическими задачами. Если на некоторой границе образуются магнитные заряды, то близкие к границе магнитные диполи в поле этих зарядов стремятся перевернуться (см. (2), (3)), поэтому  $\mathbf{H}_m$  является также полем размагничивания.

2.2. Обменное взаимодействие. Энергия обменного взаимодействия  $E_{ex}$  имеет вид

$$E_{ex} = \int_G A (\nabla \mathbf{m})^2 d\mathbf{r}. \quad (5)$$

Обменное взаимодействие стремится выстроить соседние магнитные моменты параллельно друг другу, сглаживая таким образом распределение.

2.3. Анизотропия. Энергия анизотропии  $E_a$  в случае легкой оси намагничивания имеет вид

$$E_a = - \int_G K(\mathbf{m}, \mathbf{n})^2 d\mathbf{r}, \quad (6)$$

где  $K$  — константа анизотропии,  $\mathbf{m}$  — единичный вектор вдоль  $\mathbf{M}$ ,  $\mathbf{n}$  — единичный вектор вдоль магнитной оси. Наиболее выгодным с точки зрения энергии анизотропии является распределение намагниченности в каждой точке вдоль оси намагничивания.

2.4. Полная энергия. Полную энергию системы можно представить в виде интеграла от плотности энергии  $\varepsilon$

$$E = \int_G \varepsilon(\mathbf{r}) d\mathbf{r}, \quad (7)$$

$$\varepsilon = -\frac{1}{2}(\mathbf{H}_m \mathbf{M}) - K \cos^2 \varphi + A(\nabla \mathbf{m})^2. \quad (8)$$

Здесь  $\varphi$  — угол между намагниченностью  $M$  в данной точке и направлением легкой оси.

### 3. Магнитная структура наномостика

Был проведен численный эксперимент, в ходе которого исследовался наномостик — пленочная ферромагнитная структура, состоящая из двух широких площадок, соединенных узким каналом (рис. 1). Намагниченность и обменная энергия при моделировании были взяты близкими к их значениям в пермаллое:  $M_s = 800 \text{ emu/cm}^3$ ,  $A = 1.25 \cdot 10^{-6} \text{ erg/cm}$ . Предполагалось, что ось легкой намагничивания в пленке совпадает с осью  $X$ . Ширина перемычки  $b$  считалась равной  $40 \text{ nm}$ , размеры берегов  $500 \times 500 \text{ nm}$ , толщина структуры  $a = 1 \text{ nm}$  (обозначения использованы на рис. 1). Константа одноосной анизотропии  $K$  и длина перемычки наномостика  $L$  варьировались.

Моделирование проводилось следующим образом (рис. 2). Для структуры с заданными длиной мостика и константой анизотропии по двум токовым шинам, расположенным вдоль оси  $Y$  (см. рис. 1), пропускались встречные токовые импульсы. Эти токовые импульсы

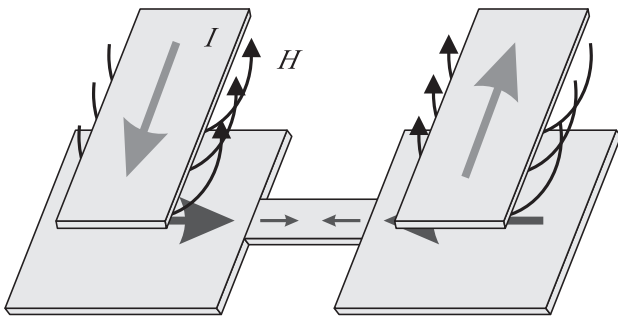


Рис. 2. Схема перемагничивания наномостика с помощью двух токовых шин, численно воспроизводимая при моделировании.

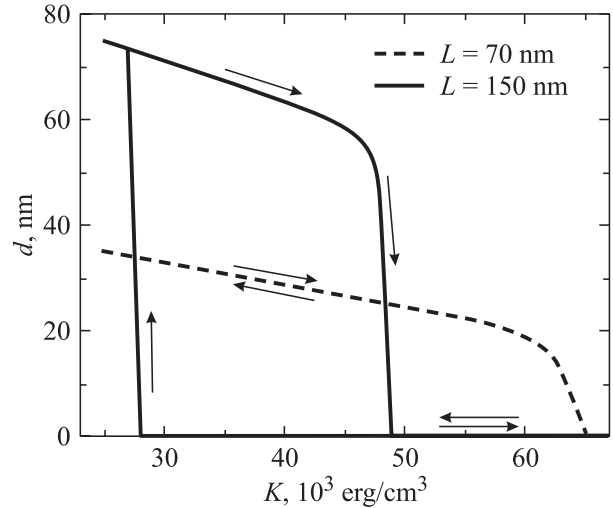


Рис. 3. Зависимость величины смещения доменной границы из центра перемычки от константы анизотропии для двух значений длины перемычки.

индуцировали магнитное поле, которое намагничивало берега во встречном направлении с образованием доменной стенки в центре перемычки мостика. После прекращения действия токовых импульсов распределение намагниченности релаксировало к равновесному, т.е. доменная стенка либо оставалась в центре перемычки, либо приближалась к одному из берегов. Далее исследовался обратный процесс, т.е. релаксация намагниченности при начальном распределении с доменной стенкой, смещенной в сторону одного из берегов.

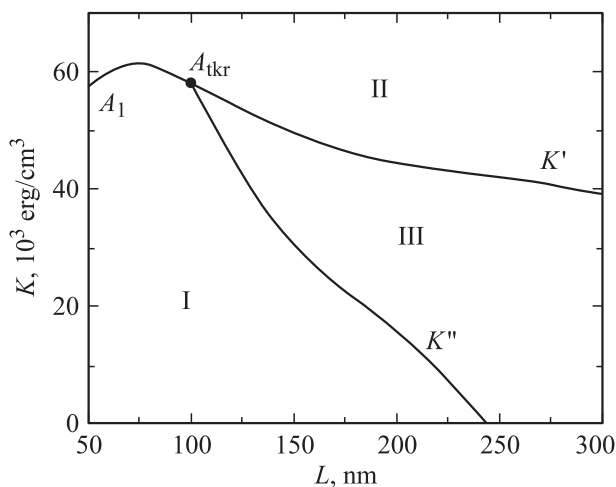
Как показало моделирование, при достаточно больших значениях константы магнитной одноосной анизотропии в системе устойчивой является симметричная магнитная конфигурация, т.е. равновесному состоянию соответствует доменная граница типа „head-to-head“ в центре перемычки наномостика. При уменьшении константы магнитной одноосной анизотропии достигается такое ее критическое значение  $K_c$ , ниже которого устойчивость доменной границы в центре наномостика теряется и граница приближается в одном из берегов.

Явление выхода доменной границы из центра перемычки наноконтакта имеет очевидную аналогию с фазовыми переходами, при которых изменяется симметрия системы, поэтому далее оно называется фазовым превращением. Тип превращения зависит от длины перемычки, что хорошо видно из графиков, иллюстрирующих отклонение положения доменной стенки от середины канала  $d$  в зависимости от величины константы анизотропии  $K$  (рис. 3). В случае короткой перемычки смещение доменной границы непрерывно меняется с понижением константы анизотропии ниже критической величины (штриховая кривая), как при фазовом переходе второго рода. В случае более длинной перемычки наблюдается гистерезисная зависимость, как при переходе первого рода (сплошные кривые на рис. 3). При дальнейшем

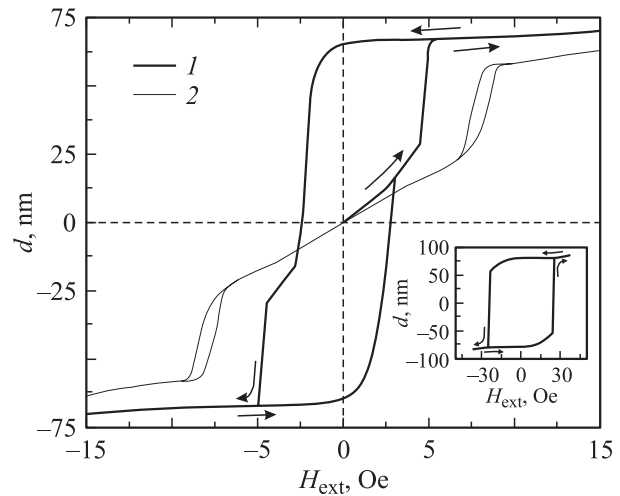
увеличении длины перемычки остается лишь одна ветвь гистерезиса. При таких длинах доменная стенка, попав в центр перемычки, останется там при любых положительных значениях константы анизотропии  $K$ .

На рис. 4 представлена фазовая диаграмма, определяющая области магнитных состояний, в которых может находиться наномостик. В области I доменная стенка находится у одного из берегов; в области II — в центре перемычки; в области III она имеет два устойчивых положения равновесия (в центре перемычки и вблизи берега). Границы между областями I, II и III соответствуют фазовым превращениям, вызванным численным изменением константы анизотропии  $K$ . Линия  $A_1 A_{\text{tkr}}$  отвечает непрерывному переходу,  $A_{\text{tkr}} K'$  и  $A_{\text{tkr}} K''$  — линии потери устойчивости симметричной и асимметричной метастабильных фаз (линии лабильности). На фазовой диаграмме имеется характерная трикритическая точка  $A_{\text{tkr}}$ , отделяющая область параметров, при которых доменная граница непрерывно выходит из центра наноконтакта, от области параметров с гистерезисным выходом доменной границы. В окрестности трикритической точки встречаются все три типа наномостиков.

Хотя существуют вещества, у которых константа одноосной анизотропии может изменяться при внешних воздействиях (см., например, [18]), непрерывное изменение  $K$  является элементом компьютерного моделирования, не реализуемым на практике. Тем не менее полученная с помощью такого численного эксперимента фазовая диаграмма имеет большое практическое значение, поскольку позволяет определять возможные магнитные состояния и параметры перемагничивания реальных наномостиков.



**Рис. 4.** Фазовая диаграмма магнитного наномостика. Области I–III отвечают различным наборам магнитных состояний, в которых могут находиться реальные наномостики. Границы между областями соответствуют точкам фазовых превращений, вызванных численным изменением константы анизотропии (линия  $A_1 A_{\text{tkr}}$  отвечает непрерывному переходу, а  $A_{\text{tkr}} K'$  и  $A_{\text{tkr}} K''$  — двум ветвям гистерезиса). Параметры наномостика и пояснения приведены в тексте.



**Рис. 5.** Петли перемагничивания для различных видов наномостиков.  $L = 150 \text{ nm}$ .  $K = 45$  (1),  $60$  (2) и  $20 \text{ kerg/cm}^3$  (вставка) для наномостиков видов III, II и I соответственно.

Так, на рис. 5 представлены кривые перемагничивания для наномостиков видов I–III. Наномостик вида I переводится магнитным полем из одного асимметричного состояния в другое. Наномостики видов II и III переводятся магнитным полем из симметричного состояния в асимметричное. При этом асимметричное состояние при нулевых полях для наномостика вида II не является устойчивым и доменная стенка возвращается в центр перемычки, а для наномостика вида III оно является устойчивым; попав в него, доменная стенка в нем и остается. Таким образом, если выход доменной стенки сопровождается изменением сопротивления системы (см., например, [9]), наномостик вида II может использоваться как элемент памяти, а наномостик вида III — как сенсор магнитного поля.

Впервые исследование магнитной структуры плоского наномостика методом микромагнитного моделирования было проведено в работе [10].

#### 4. Энергия наномостика как функция магнитной структуры

В результате численного моделирования для каждой ячейки, на которые разбита исследуемая система, находятся три компонента вектора намагниченности. Чтобы выяснить механизм фазовых превращений в наномостике, полученные распределения намагниченности анализировались качественно и количественно. В результате этого анализа была выявлена зависимость энергии наномостика от физических параметров системы и ее магнитной структуры.

Рассмотрим отдельно вклады магнитостатического взаимодействия, анизотропии и обменного взаимодействия.

4.1 Энергия магнитостатического взаимодействия. Чтобы оценить энергию магнитостатического взаимодействия, нужно найти распределение магнитных зарядов в системе. Для этого определим сначала плотность зарядов, которая образуется вблизи внешних вертикальных сторон наномостика, где намагниченность практически однородна и перпендикулярна границе пленки (рис. 6, *a*). На расстояниях, значительно превышающих толщину пленки  $a$ , поле границы будет неотличимо от поля равномерно заряженной линии с плотностью магнитных зарядов  $\lambda$ . Последняя, как следует из формулы (4), будет определяться выражением

$$\lambda = Ma. \quad (9)$$

Распределение магнитных зарядов в наномостике для простейшего случая схематично показано на рис. 6, *a*. В берегах вблизи внешних вертикальных сторон, как уже указывалось, намагниченность практически однородна, стороны заряжены с равномерной положительной линейной плотностью  $\lambda$  и их поле равно полю заряженной линии. Как показывает расчет, из-за большого расстояния (500 nm) влиянием последнего на магнитную структуру в области перемычки можно пренебречь.

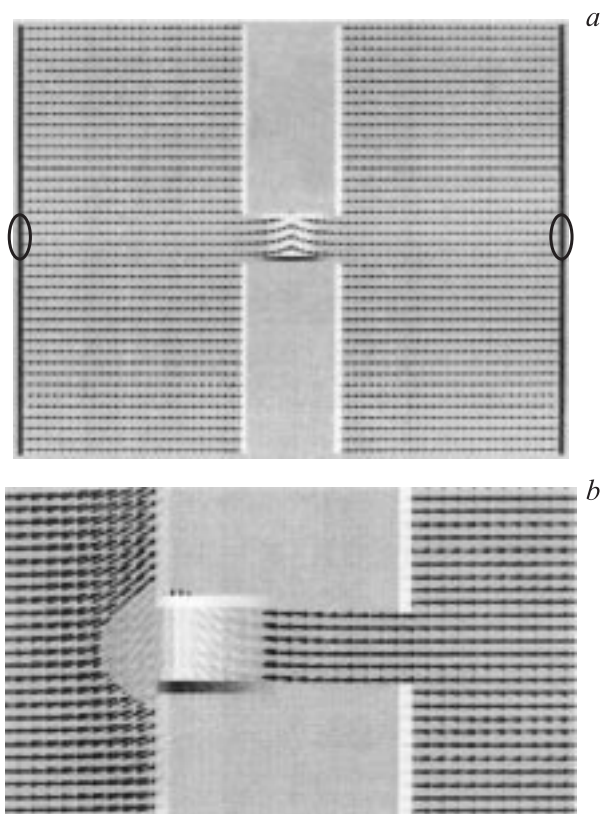


Рис. 6. Распределение намагниченности и магнитных зарядов. *a* — в наномостике в простейшем случае; *b* — вблизи перемычки, когда доменная стенка приближается к одному из берегов. Положительные и отрицательные магнитные заряды обозначены соответственно черным и белым. Овалами обведены участки границы, на которых заряды не скомпенсированы зарядами берега противоположного знака.

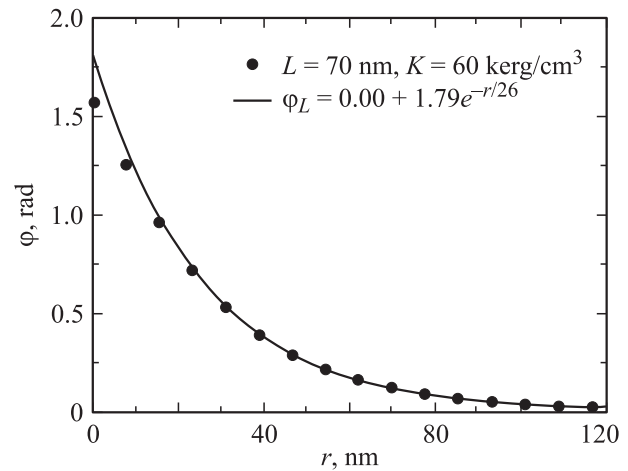


Рис. 7. Зависимость угла  $\varphi$  от расстояния до доменной стенки  $r$ . Точки — данные микромагнитного моделирования, кривая — модельное описание функцией вида  $\varphi(r) = A + B \exp(-r/c)$ .

Вблизи внутренних вертикальных сторон берега на достаточном удалении по оси  $Y$  от перемычки намагниченность однородна, а сами стороны заряжены с равномерной отрицательной линейной плотностью  $-\lambda$ . Вблизи доменной стенки магнитные моменты отклоняются от оси  $X$  системы. Если доменная стенка приближается к берегу (рис. 6, *b*), магнитные моменты берега отклоняются от горизонтали и вместе с этим уменьшается по модулю плотность магнитных зарядов на вертикальных ребрах. Согласно (2), (3), энергия магнитостатического взаимодействия моментов берега при этом уменьшается; следовательно, доменная стенка притягивается к берегам.

Сила притяжения между доменной стенкой и берегом зависит от расстояния между ними. Анализ распределенной намагниченности (рис. 7) показал, что угол отклонения намагниченности  $\varphi$  от оси  $X$  с хорошей точностью описывается экспоненциальной зависимостью от расстояния до доменной стенки  $r$

$$\varphi(r) = \varphi_0 e^{-r/c}, \quad (10)$$

где  $c$  — толщина доменной стенки. Для значений константы анизотропии, больших  $\sim 20 \text{ kerg/cm}^3$ , значение параметра  $c$  в перемычке того же порядка, что и в берегах. Однако они различаются по величине, поскольку на размер доменной стенки в перемычке влияют через магнитостатическое взаимодействие близко расположенные границы. Наблюдается эффект уменьшения размера доменной стенки в нанобъеме, подобный обнаруженному в работах [2–5]. При этом в нашей задаче  $c$  имеет порядок толщины перемычки  $b$  ( $c = (0.5–0.8)b$  для различных значений  $K$ ). Итак, сила притяжения также убывает по экспоненциальному закону; характерная длина действия этой силы в наномостиках с такими параметрами порядка  $b$ .

В перемычке необходимо отдельно рассмотреть заряды на ее сторонах и в объеме. Моделирование показывает, что распределения намагниченности вблизи верхней и нижней сторон перемычки различаются слабо, соответственно заряды на них будут одинаковыми по величине и противоположными по знаку. Они образуют магнитный диполь, поле которого стремится повернуть магнитные моменты берега вдоль оси  $Y$  в направлении  $-\infty$ . Поскольку магнитные моменты берега и доменной стенки имеют положительную компоненту  $y$ , поле магнитного диполя приводит к отталкиванию берегом доменной стенки. Как в аналогичном случае в электростатике, оно убывает с расстоянием до доменной стенки не быстрее третьей степени расстояния. Следовательно, в отличие от притяжения, вызванного уменьшением магнитостатической энергии берегов, отталкивание доменной стенки магнитными зарядами берегом является дальнедействующим. Величина заряда магнитного диполя может быть оценена как

$$q = \lambda \int_{hS} \sin \varphi dl, \quad (11)$$

где интегрирование ведется по верхней или нижней стороне перемычки ( $hS$ ). Численное интегрирование распределений намагниченности дает величину  $q$ , лежащую в пределах  $(0.7-1.2)\lambda b$  для разных наномостиков.

Поскольку магнитные заряды на границах перемычки равны по величине и противоположны по знаку, полный заряд перемычки равен заряду в ее объеме. Величину этого заряда можно оценить из условия равенства нулю полного магнитного заряда системы. Так, поскольку на горизонтальных сторонах берегов заряды практически отсутствуют, заряды на их внешних вертикальных сторонах должны быть скомпенсированы суммарным зарядом внутренних сторон и перемычки. Участки на внешних сторонах, на которых не происходит компенсации зарядами на внутренних вертикальных сторонах, на рис. 6, *a* обведены. Линии намагниченности, выходящие из обведенных участков, оканчиваются во внешних и внутренних точках перемычки. Следовательно, полный заряд перемычки в первом приближении будет равен  $2\lambda b$ . Как показывает моделирование, плотность объемного заряда перемычки спадает экспоненциально при удалении от доменной стенки.

Поле магнитных зарядов на вертикальных сторонах берегов направлено вдоль оси  $x$ . Поскольку в доменной стенке магнитные моменты отклоняются от оси, она отталкивается от берегов. Это отталкивание является дальнедействующим, так как поле зарядов берегов убывает с расстоянием не быстрее второй степени расстояния. Точно так же магнитные моменты берегов отталкиваются в размагничивающем поле зарядов перемычки.

4.2. Энергия обменного взаимодействия. Моделирование показывает, что если доменная стенка находится в одном из берегов, профиль ее по оси  $X$  изменяется слабо.<sup>1</sup> Однако, поскольку в берегу она занимает существенно больший объем, энергия системы при

приближении доменной стенки к берегу увеличивается. Так, доменная стенка отталкивается от берега, сила этого отталкивания будет определяться расстоянием, на котором доменная стенка возмущает распределение намагниченности. Она будет носить короткодействующий характер, поскольку угол отклонения  $\varphi$  намагниченности от оси  $X$  убывает экспоненциально с расстоянием от доменной стенки (см. (10)).

4.3. Энергия анизотропии. Энергия анизотропии также достигает минимума, когда доменная стенка находится внутри перемычки, поскольку в этом случае она занимает наименьший объем. Следовательно, наличие одноосной анизотропии приводит к отталкиванию доменной стенки от берегов. Это отталкивание также определяется расстоянием, на котором доменная стенка возмущает распределение намагниченности, и носит короткодействующий характер.

## 5. Модельное описание фазовой диаграммы

5.1. Модельная функция полной энергии. С помощью данных, полученных при микромагнитном моделировании, описанная картина была формализована. Было сконструировано выражение для плотности энергии наномостика, которое позволило оценить полную энергию системы. Полная энергия является функцией магнитной структуры наномостика, и положение доменной стенки для каждого набора параметров системы определяется энергетическими минимумами.

Интегрирование модельной плотности энергии проводилось по двум областям  $S_1$  и  $S_2$  (рис. 8), в каждой из которых распределение считалось одномерным. По суммарной энергии этих областей, рассчитанной специальным образом, была оценена энергия всего наномостика. Для этого при расчете плотности энергии в области  $S_2$  вводились нормировочные коэффициенты  $n_i$ , с помощью которых энергия этой области позволяла оценить полную энергию берегов, за исключением полосы  $S_1$ ,

$$\varepsilon = -\frac{1}{2} \left( \sum n_k \mathbf{H}_m^k \cdot \mathbf{M} \right) - n_{\text{anis}} K \cos^2 \varphi + n_{\text{exch}} A (\nabla \mathbf{m})^2. \quad (12)$$

Нормировочные коэффициенты были введены отдельно для анизотропии, обменного взаимодействия и поля раз-

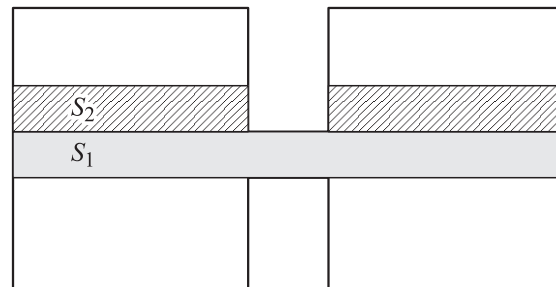


Рис. 8. Области  $S_1$  и  $S_2$ , по энергии которых, рассчитанной специальным образом, оценивалась полная энергия наномостика.

<sup>1</sup> При значениях  $K$  в интервале  $30-70 \text{ kerg/cm}^3$ .

магничивания  $H_m^k$  каждого магнитного объекта, поскольку при оценке энергии берегов с помощью одномерной системы — области  $S_2$  — вклады различных взаимодействий будут неравноценными. Например, вклады в энергию от поля магнитного диполя, образовавшегося в перемычке, и от поля объемного заряда перемычки будут различаться как из-за того, что эти поля по-разному убывают с расстоянием, так и из-за их различного направления (см. (2)).

Поля размагничивания магнитного диполя, объемного заряда перемычки, вертикальных сторон берегов рассчитывались по соответствующим формулам для поля модельных объектов (точечного магнитного диполя, точечного заряда и заряженной линии). От расходимости на нижнем пределе вида  $H_m \propto r^{-n}$  избавлялись с помощью замены

$$H_m \propto \frac{1}{(r^2 + \delta^2)^{n/2}}. \quad (13)$$

Здесь  $\delta$  — параметр, значение которого исходя из физического смысла выбиралось равным толщине структуры  $a$  при расчете полей магнитного диполя и вертикальных сторон берегов и равным  $b/2$  для поля объемного заряда перемычки. При варьировании величины  $\delta$  в пределах  $(0.5-1.5)\delta$  результаты моделирования практически не меняются.

Считалось, что распределение намагниченности в перемычке и в берегах определяется выражением (10). Внутри перемычки параметр  $c$  принимался равным  $0.65b$  (точное значение  $c$  при  $K = 40-60 \text{ kerg/cm}^3$ ); в берегах величина  $c$  подбиралась так, чтобы наилучшим образом описать картину фазовых превращений. Непрерывность распределения обеспечивалась соответствующим подбором параметра  $\varphi_0$ .

Поскольку при приближении доменной стенки к берегам линейная плотность заряда на внутренних вертикальных сторонах берега уменьшается, в расчетах она бралась равной  $\lambda \cos \tilde{\varphi}$ , где  $\tilde{\varphi}$  — угол отклонения намагниченности от оси системы в месте стыка перемычки с берегом. Отметим также, что в более точном приближении не все линии намагниченности, вышедшие из обведенных участков на внешних вертикальных сторонах берегов, закончатся в перемычке; часть из них оканчивается на внутренних вертикальных сторонах берега. Поэтому в расчетах объемный заряд перемычки считался равным  $(1 + \cos \tilde{\varphi})\lambda b$ .

5.2. Энергетические профили. На рис. 9 представлены профили энергии как функции смещения  $d$  доменной стенки из центра перемычки, рассчитанные для различных значений длины перемычки  $L$  и константы анизотропии  $K$ . Положение доменной стенки показано на рисунке кружками, которые будут занимать состояние с наименьшей энергией. Кривые могут быть трех видов.

Для первого вида кривых (рис. 9, *a*) наблюдаются два симметричных минимума, которые при увеличении  $K$  сливаются в один (центральный). Таким образом, для любых значений  $K$  положение доменной стенки относительно центра определено однозначно (с точностью

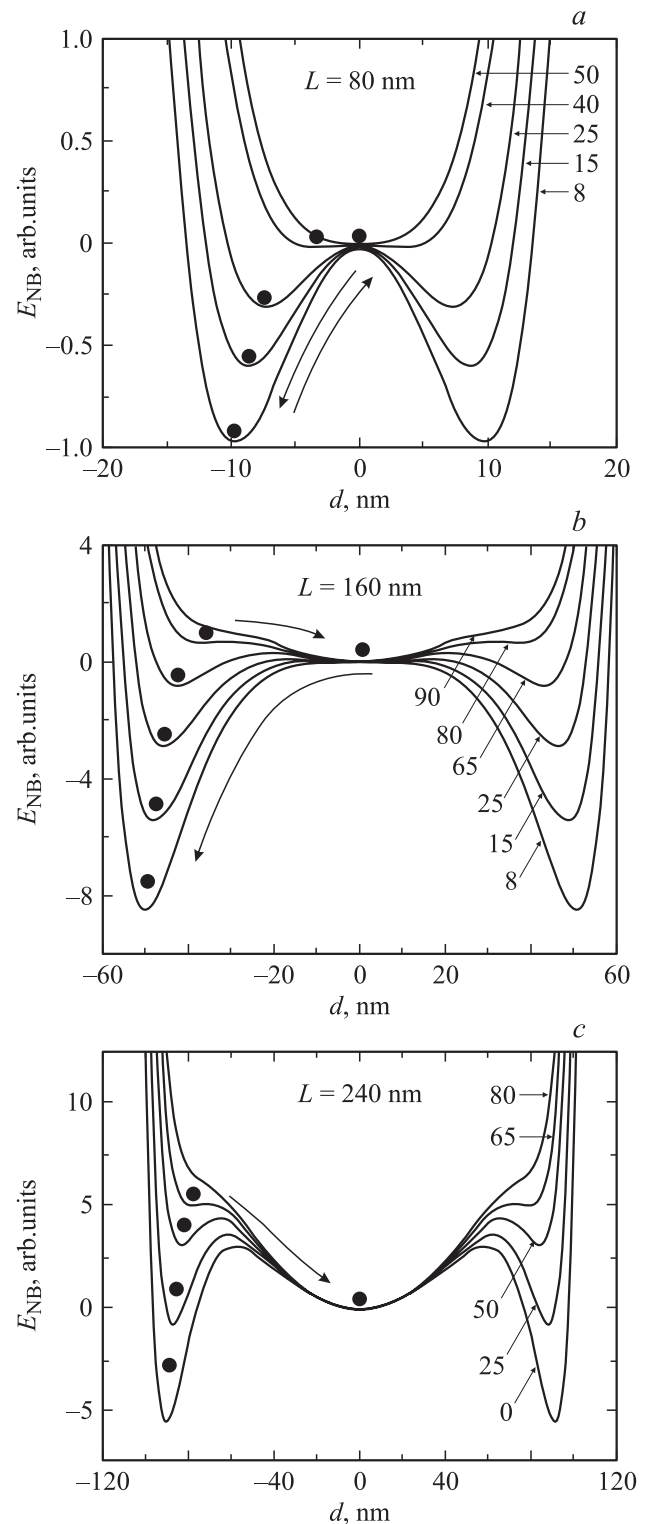
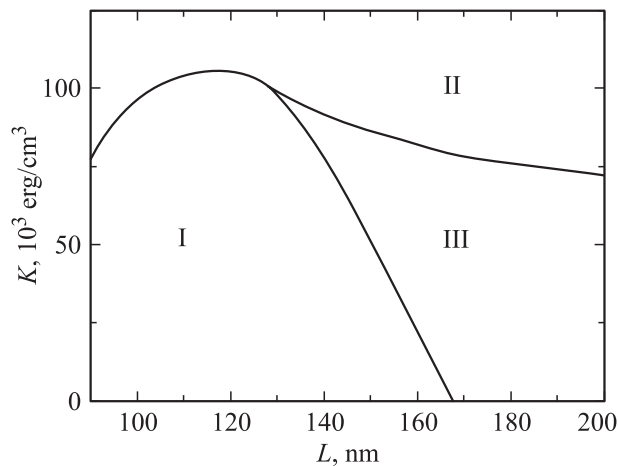


Рис. 9. Профили энергии доменной стенки, рассчитанные с помощью построенной модели для наномостиков с длиной перемычки  $L = 80$  (a), 160 (b) и 240 nm (c) при различных значениях константы анизотропии  $K$  (указаны около кривых в  $\text{kerg/cm}^3$ ).  $d$  — величина смещения доменной стенки из центра перемычки.



**Рис. 10.** Фазовая диаграмма, полученная с помощью построенной модели. Области I–III — те же, что и на рис. 4.

до симметрии), что соответствует фазовым переходам второго рода.

Для кривых на рис. 9, *b* при больших значениях  $K$  также наблюдается один потенциальный минимум — центральный, а при  $K$ , близких к нулю, — два симметричных боковых минимума. В промежуточной области значений  $K$  проявляются одновременно все три положения равновесия. В этом случае положение доменной стенки зависит от предыстории (как наглядно показано на рисунке) и фазовые превращения будут переходами первого рода.

Для кривых на рис. 9, *c* даже при нулевых значениях константы анизотропии наблюдаются три положения равновесия. Таким образом, если доменная стенка попала в центральное положение равновесия, она останется там при любых положительных значениях константы анизотропии.

Заметим, что в том случае, когда потенциальные профили имеют вид, представленный на рис. 9, *a*, превращения магнитной структуры могут формально описываться с помощью теории фазовых переходов второго рода Ландау. Параметром порядка в этом случае является смещение доменной стенки  $d$ , а коэффициенты в разложении свободной энергии по степеням  $d$  определяются геометрическими и физическими параметрами материала, в том числе константой анизотропии, которую мы меняем при численном моделировании. Вблизи трикритической точки с помощью теории фазовых переходов Ландау можно описывать и фазовые превращения первого рода, подобно тому как это было сделано в [19]. Однако при большой разнице между критическими значениями константы анизотропии на ветвях лабильности такой подход неприменим.

**5.3. Фазовая диаграмма.** Потенциальные профили являются функциями длины перемычки  $L$ , константы анизотропии  $K$  и значения нормировочных коэффициентов  $n_i$ . При определенном наборе коэффициентов  $n_i$

можно установить состояние наномостика для всех значений длины перемычки  $L$  и константы анизотропии  $K$  и построить таким образом фазовую диаграмму системы. Несмотря на очевидную грубость модели (коэффициенты  $n_i$  считались фиксированными для всей области изменения  $L$  и  $K$ ), нетрудно добиться, чтобы модель качественно описывала картину фазовых превращений. На рис. 10 приведена фазовая диаграмма, полученная в результате расчета в рамках построенной модели при определенном выборе нормировочных коэффициентов.

## 6. Механизм фазовых превращений в магнитном наномостике

Можно выделить следующие основные конкурирующие взаимодействия, определяющие положение доменной стенки.

1) Притяжение доменной стенки к берегу, определяемое уменьшением магнитостатической энергии берега при приближении к нему доменной стенки.

2) Отталкивание доменной стенки от берегов, обусловленное: а) магнитостатическим взаимодействием между магнитными моментами берегов и доменной стенки; б) увеличением обменной энергии системы при приближении к берегу доменной стенки; в) увеличением энергии магнитной анизотропии системы при приближении к берегу доменной стенки.

Взаимодействия 1 и 2 *b, c* являются короткодействующими: радиус их действия определяется размером доменной стенки. Силы, действующие на доменную стенку, определяемые этими взаимодействиями, убывают при удалении от берега с экспоненциальной скоростью и на некотором расстоянии от него равны нулю. В отличие от них магнитостатическое отталкивание (взаимодействие 2 *a*) является дальнедействующим, так как суммарное поле размагничивания убывает с расстоянием не быстрее квадратичного закона.

При достаточно длинной перемычке, если доменная стенка находится в центре, на нее действует только сила магнитостатического отталкивания со стороны берегов. Поэтому при любых значениях константы анизотропии в центре существует потенциальный минимум: доменная стенка имеет устойчивое положение равновесия (рис. 9, *c*).

Если при той же длине перемычки доменная стенка находится у одного из берегов, то при малых константах анизотропии сила магнитостатического притяжения (взаимодействие 1) будет достаточной, для того чтобы преодолеть отталкивание (взаимодействие 2 *a–c*). В результате вблизи берегов образуется второе устойчивое положение равновесия. Если увеличивать константу анизотропии, то боковой потенциальный минимум постепенно исчезнет и доменная стенка скачком попадает в центр (рис. 9, *c*). Таким образом, становится понятной область фазовой диаграммы, в которой существует только одна ветвь гистерезиса.



При меньших длинах перемычки и достаточно малых значениях константы анизотропии доменная стенка под действием притяжения 1 выходит из центра. При увеличении константы анизотропии в центре перемычки появляется минимум и также наблюдаются три положения равновесия: центральное и два боковых (рис. 9, *b*). Промежуточная область значений константы анизотропии, в которой существуют три минимума, соответствует фазовым переходам первого рода. В этом случае имеет место гистерезисная зависимость положения доменной стенки от  $K$ .

При дальнейшем уменьшении длины перемычки относительный вклад сил взаимодействий 2 *a, b* в энергетический профиль в центре растет. Вследствие этого с уменьшением длины значения констант анизотропии на двух ветвях лабильности сближаются. Если условия позволяют,<sup>2</sup> при некоторой длине (соответствующей трикритической точке) оба значения совпадают и в системе присутствуют два симметричных минимума (рис. 9, *a*). При таких длинах перемычки в системе происходят превращения второго рода.

## 7. Прогнозирование поведения фазовой диаграммы наномостика

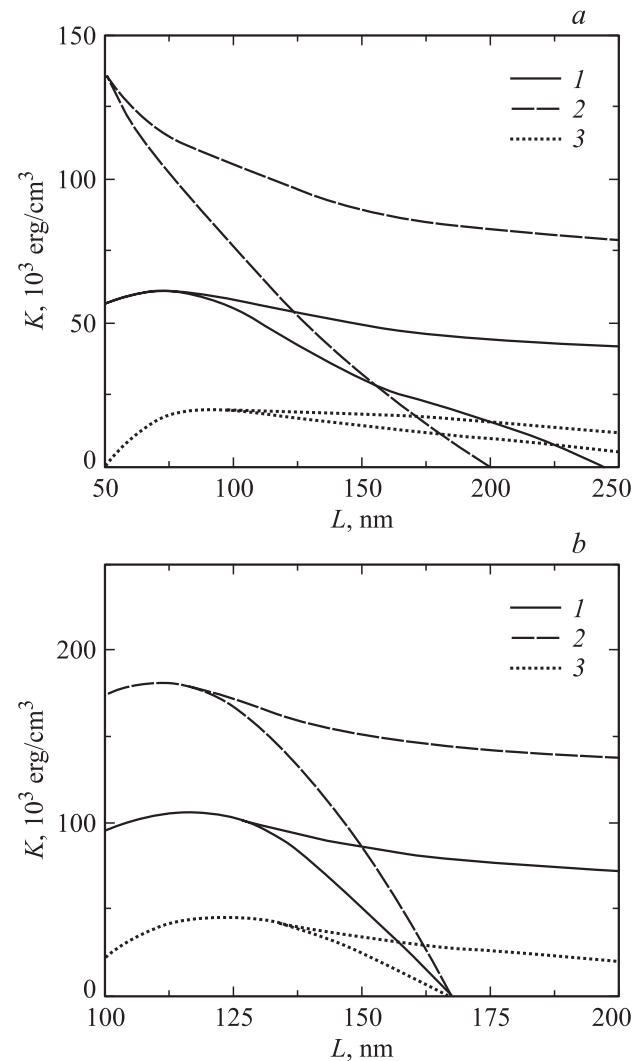
Описанный механизм фазовых превращений в магнитном наномостике позволяет прогнозировать поведение системы при варьировании ее параметров. Рассмотрим, например, случай небольшого увеличения толщины системы  $a$ . При этом, согласно (4), возрастут все магнитные заряды. Как следствие изменится распределение намагниченности в наномостике, однако следует ожидать, что это приведет к эффектам второго порядка малости. Учитывая эффекты только первого порядка малости при варьировании заряда, получим следующую картину: 1) взаимодействия 2 *b, c* изменятся слабо, так как они зависят только от распределения намагниченности; 2) взаимодействия 1 и 2 *a* при увеличении зарядов усилятся.

Таким образом, относительный вклад сил притяжения возрастет по сравнению со случаем исходной конфигурации системы. Следовательно, можно ожидать, что фазовая диаграмма сместится вверх по оси  $K$ , поскольку для компенсации недостающих сил отталкивания будут необходимы большие значения константы анизотропии.

Точно так же в случае небольшого уменьшения намагниченности насыщения  $M_S$  системы магнитные заряды уменьшатся и фазовая диаграмма сместится вниз по оси  $K$ .

Рассчитанные с помощью метода микромагнитного моделирования диаграммы для случаев наномостиков с толщиной  $a = 1.5$  nm и с намагниченностью насыщения  $M_S = 600$  emu/cm<sup>3</sup> приведены на рис. 11, *a*. Для сравнения на этом же рисунке показана диаграмма исходной

<sup>2</sup> В некоторых случаях при любых длинах перемычки будут наблюдаться фазовые превращения только первого рода.



**Рис. 11.** Фазовые диаграммы исходного наномостика (1), наномостика с  $a = 1.5$  nm (2) и наномостика с  $M_S = 600$  emu/cm<sup>3</sup> (3). Диаграммы получены с помощью микромагнитного моделирования (а) и построенной модели (б).

системы ( $a = 1$  nm,  $M_S = 800$  emu/cm<sup>3</sup>). На рис. 11, *b* приведены соответствующие фазовые диаграммы, полученные с помощью модельного описания с исходными коэффициентами  $n_i$ . Видно, что построенная модель дает адекватный прогноз поведения фазовой диаграммы наномостика.

## 8. Заключение

Таким образом, в настоящей работе проведено комплексное теоретическое исследование магнитной структуры плоского магнитного наномостика.

Методом компьютерного моделирования исследована зависимость положения доменной стенки от константы анизотропии  $K$ . Так, при численном изменении константы анизотропии доменная стенка выходит из центра перемычки наномостика и приближается к одному из бе-

регов. Этот процесс может носить необратимый (гистерезисный) или обратимый характер, подобно фазовым переходам первого и второго родов. С помощью данного численного эксперимента построена фазовая диаграмма наномостика в осях длина перемычки — константа анизотропии. Множество точек, на которых происходят фазовые превращения (т.е. изменение симметрии системы) при численном изменении  $K$ , ограничивает замкнутые области фазовой диаграммы. Каждой из этих областей соответствует определенный набор устойчивых магнитных состояний, в которых могут находиться реальные наномостики.

С помощью аналитического подхода и данных микромагнитного моделирования построена полуфеноменологическая модель, описывающая формирование магнитной структуры наномостика. В рамках этой модели описан механизм фазовых превращений первого и второго рода и получена фазовая диаграмма наномостика. В случае фазовых превращений второго рода, а также в случае фазовых превращений первого рода вблизи трикритической точки зависимость магнитной структуры от параметров может быть формально описана с помощью теории фазовых переходов Ландау.

Построенная модель позволила предсказать поведение системы при некотором изменении ее параметров. Так, были рассмотрены случаи, когда толщина системы или намагниченность насыщения материала изменялась. Сравнение результатов микромагнитного моделирования с прогнозом модели показало адекватность последней.

## Список литературы

- [1] N. Garcia, M. Munoz, Y.-W. Zhao. *Phys. Rev. Lett.* **82**, 2923 (1999); G. Tatara, Y.-W. Zhao, M. Munoz, N. Garcia. *Phys. Rev. Lett.* **83**, 2030 (1999); S.H. Chung, M. Munoz, N. Garcia, W.F. Egelhoff, R.D. Gomez. *Phys. Rev. Lett.* **89**, 28, 287 203 (2002).
- [2] K. Miyake, K. Shigeto, K. Mibu, T. Shinjo, T. Ono. *J. Appl. Phys.* **91**, 5, 348 (2000).
- [3] P. Bruno. *Phys. Rev. Lett.* **83**, 2425 (1999).
- [4] V.A. Molyneux, V.V. Osipov, E.V. Ponizovskaya. *Phys. Rev. B* **65**, 184 425 (2002).
- [5] J.M.D. Coey, L. Berger, Y. Labaye. *Phys. Rev. B* **64**, 020 407 (2001).
- [6] S.P. Li, W.S. Lew, J.A.C. Bland, L. Lopez-Diaz, C.A.F. Vaz, M. Natali, Y. Chen. *Phys. Rev. Lett.* **88**, 087 202 (2002).
- [7] N. Garsia, V.V. Osipov, E.V. Ponizovskaya. *Phys. Rev. B* **64**, 184 412 (2001).
- [8] А.К. Звездин, А.Ф. Попков, К.А. Звездин, Л.Л. Савченко. *ФММ* **9**, 165 (2001).
- [9] К.А. Звездин, А.В. Хвальковский. *ЖТФ* **74**, 3, 37 (2004).
- [10] А.А. Звездин, К.А. Звездин. *Письма в ЖЭТФ* **75**, 10, 613 (2002).
- [11] К.А. Звездин. Автореф. канд. дис. ИОФ РАН, М. (2001).
- [12] L. Belliard, J. Miltat, A. Thiaville, S. Dubois, J.L. Duvail, L. Piraux. *J. Magn. Magn. Mater.* **190**, 1 (1998).

- [13] W.F. Brown, Jr. *Micromagnetics*. Wiley-Interscience, N.Y.—London (1963).
- [14] M.E. Schabes. *J. Magn. Magn. Mater.* **95**, 249 (1991).
- [15] R.P. van Garkom, S.J.C.H. Theeuwen, K.P. Wellock, N.N. Gribov, J. Caro, S. Radelaar. *J. Appl. Phys.* **74**, 3, 422 (1999).
- [16] К.А. Звездин. *ФТТ* **42**, 1, 116 (2000).
- [17] Y. Nakatani, Y. Uesaka, N. Haiashi. *Jpn. J. Appl. Phys.* **28**, 2485 (1989).
- [18] А.К. Звездин, В.М. Матвеев, А.А. Мухин, А.И. Попов. *Редкоземельные ионы в магнитооптических кристаллах*. Наука, М. (1985).
- [19] К.П. Белов, А.К. Звездин, А.М. Кадомцева. *Спин-переориентационные переходы в редкоземельных магнетиках*. Наука, М. (1979).