

# ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ МОДЕЛИ МАГНИТОТВЕРДОГО/МАГНИТОМЯГКОГО БИСЛОЯ МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО

Т. А. Тааев<sup>a\*</sup>, К. Ш. Хизриев<sup>a,b</sup>, А. К. Муртазаев<sup>a,b</sup>

<sup>a</sup> Институт физики им. Х. И. Амирханова Дагестанского научного центра Российской академии наук  
367003, Махачкала, Россия

<sup>b</sup> Дагестанский государственный университет  
367000, Махачкала, Россия

Поступила в редакцию 23 ноября 2016 г.

Исследованы процессы перемагничивания модели магнитотвердого/магнитомягкого бислоя под действием внешнего магнитного поля методом Монте-Карло. Проведены расчеты для трех систем: были рассмотрены модели при отсутствии магнитомягкого слоя (магнитотвердый слой), при толщине магнитомягкого слоя равной 25 (преимущественно обменно-связанная система) и 50 (система со слабой обменной связью) атомных слоев. Показано влияние магнитомягкой фазы на процессы перемагничивания магнитного бислоя и образование в магнитном бислое одномерной спиновой пружины. Обнаружен перегиб на спинке петли гистерезиса только для системы со слабой обменной связью, который целиком и полностью связан с поведением магнитомягкого слоя во внешнем магнитном поле. Критические поля перемагничивания уменьшаются с ростом толщины магнитомягкой фазы.

DOI: 10.7868/S0044451017060104

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Магнитотвердые материалы применяют для производства постоянных магнитов. Они являются источниками постоянных магнитных полей, используемых в различной аппаратуре в электро- и радиотехнике, автоматике, приборостроении, электронике, в устройствах электромагнитной записи, фокусирующих устройствах для телевизоров, микрофонах, электроизмерительных приборах, микроэлектронике, СВЧ-приборах и т. д. Также они используются в электрических машинах малой мощности, для записи и хранения цифровой, звуковой и видеoinформации и др. Преимуществами постоянных магнитов по сравнению с электромагнитами постоянного тока являются повышенная работоспособность, экономия материалов и потребления энергии, экономическая и техническая выгода применения.

Показателем качества магнитотвердых материалов является максимальная величина энергетического произведения  $(BH)_{max}$ . Показатель  $(BH)_{max}$  определяется намагниченностью насыщения при до-

статочной величине коэрцитивной силы и прямоугольности петли гистерезиса. Максимум соответствует идеальной прямоугольной петле гистерезиса. Для получения качественных, с высоким значением показателя  $(BH)_{max}$ , магнитотвердых веществ необходимо изготовление материалов с высокими значениями анизотропии  $K$ , намагниченности насыщения  $M_s$  и температуры Кюри  $T_C$ . Обычно такие материалы представляют собой бинарные или тройные интерметаллические соединения, бориды или нитриды редкоземельных и переходных металлов, такие как  $\text{SmCo}_5$ ,  $\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$ ,  $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ ,  $\text{Sm}_2\text{Fe}_{17}\text{N}_3$  и другие [1–3].

В 1991 г. был предложен альтернативный способ увеличения намагниченности насыщения путем создания композитного материала с обменно-связанными твердыми и мягкими магнитными фазами [4]. Такие магниты называют обменно-связанными (обменно-упругими). Они открывают возможности для увеличения максимального энергетического произведения  $(BH)_{max}$  [3, 5] и приводят к возникновению ряда необычных явлений, таких как формирование во внешнем магнитном поле одномерной гетерофазной спиновой пружины (обменно-связанное поведение).

\* E-mail: taaev89@mail.ru

Выращивание малых магнитных структур является серьезным ограничением для исследования наноразмерных систем, поскольку это очень трудоемкий процесс, который требует контролируемого роста нанометровых жестких и мягких магнитных слоев, получения идеальных структур и интерфейсов и т. д. Изготовление наносистем, получение подходящих магнитотвердых/магнитомягких гетероструктур и понимание их магнитного поведения — это целая область, которой посвящены многочисленные исследования [6–24].

Все эти трудности получения и исследования магнитотвердых/магнитомягких бислоев можно преодолеть, если проводить численный эксперимент с использованием методов Монте-Карло, эффективность которых была неоднократно продемонстрирована в работах [25–30], посвященных исследованиям моделей магнитных наноструктур.

В работах [31, 32] были исследованы методом Монте-Карло температурные зависимости термодинамических параметров и критическое поведение магнитотвердого/магнитомягкого бислоя. В температурных зависимостях теплоемкости и восприимчивости обнаружены двойные максимумы, которые являются результатом двух фазовых переходов, происходящих в системе [31]. Первый переход связан с поведением магнитотвердого слоя, а второй — магнитомягкого. С помощью соотношения конечно-размерного скейлинга были рассчитаны статические критические индексы теплоемкости  $\alpha$ , намагниченности  $\beta$ , восприимчивости  $\gamma$  и радиуса корреляции  $\nu$  [32]. Значения критических индексов хорошо согласуются с теоретическими предсказаниями для XY-модели.

Настоящая работа посвящена изучению процессов перемагничивания магнитотвердого/магнитомягкого бислоя во внешнем магнитном поле.

## 2. МОДЕЛЬ И МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЯ МАГНИТОТВЕРДОГО/МАГНИТОМЯГКОГО БИСЛОЯ

В большинстве магнитотвердых/магнитомягких бислоев существует сильная анизотропия и магнитные моменты лежат в плоскости бислоя [7]. Кроме того, например, для (Sm-Co)/Fe послойно исследовалось направление магнитных моментов методами мессбауэровской спектроскопии и обнаружено обменно-упругое упорядочение магнитных моментов в плоскости системы [33], поэтому для исследования магнитных свойств магнитотвердого/маг-

нитомягкого бислоя под действием внешнего магнитного поля была использована модель [31, 32], обобщающая стандартную XY-модель. Гамильтониан модели был представлен в виде

$$H = -\frac{1}{2} \sum_{i,j} J (S_i^x S_j^x + S_i^y S_j^y) - \sum_i K (S_i^x)^2 - g\mu \sum_i \mathbf{H}_0 \cdot \mathbf{S}_i, \quad (1)$$

где первая сумма учитывает обменное взаимодействие каждого магнитного атома с ближайшими соседями внутри слоев с обменами  $J = J_h$  и  $J = J_s$  соответственно в магнитотвердом и магнитомягком слоях и межслойное взаимодействие с параметром  $J = J_i$ ; вторая сумма учитывает вклад анизотропии в энергию системы,  $K = K_h$  и  $K = K_s$  — соответственно константы анизотропии магнитотвердого и магнитомягкого слоев; третья сумма — вклад внешнего магнитного поля в энергию системы,  $g \approx 2$  — фактор Ланде,  $\mu$  — магнетон Бора,  $\mathbf{H}_0$  — внешнее магнитное поле,  $S_i^{x,y}$  — проекции спина  $\mathbf{S}_i$ , локализованного на узле  $i$ .

В ходе численного эксперимента мы использовали следующие значения параметров:  $J_s = 2.8 \times 10^{-6}$  эрг/см,  $J_h = 1.2 \cdot 10^{-6}$  эрг/см,  $J_i = 1.8 \times 10^{-6}$  эрг/см,  $K_h d^2/J_s = 7.14 \cdot 10^{-3}$ ,  $K_s = 0$ ,  $d = 2 \text{ \AA}$  — расстояние между атомными слоями,  $|\mathbf{S}_i| = 1$  [7, 31, 32]. В гамильтониане (1) значения обменных констант и констант анизотропии были нормированы к  $J_s$ . Угол между вектором внешнего магнитного поля и осью анизотропии магнитотвердого слоя равен  $177^\circ$ . Такое направление выбрано потому, что при строго антипараллельной ориентации направления поля не происходит образование спиновой пружины [7].

Расчеты проводились для модели магнитного бислоя (1) стандартным алгоритмом Метрополиса метода Монте-Карло [34] для систем с линейными размерами  $L_x \times L_y \times L_z$  при температуре  $T$  намного ниже  $T_c$ . Вдоль направлений  $x$  и  $y$  линейные размеры системы были фиксированы ( $L_x = L_y = 100$ ), а вдоль оси  $z$  принимались значения равные 50, 75, 100, т. е. рассматривались модели при отсутствии магнитомягкого слоя ( $L_z = 50$ ), при толщине магнитомягкого слоя равной соответственно 25 ( $L_z = 75$ ) и 50 ( $L_z = 100$ ) атомных слоев. В процессе эксперимента совершалось до  $2.5 \cdot 10^5$  шагов Монте-Карло на спин и проводилось усреднение термодинамических параметров. На систему накладывались периодические граничные условия в двух направлениях (вдоль направлений  $x$  и  $y$ ), т. е. рассматрива-

лись тонкие магнитотвердые и магнитомягкие слои, обменно-связанные на границе раздела слоев, с открытыми поверхностями с противоположной стороны [31].

В процессе численного эксперимента велось наблюдение за следующими параметрами: намагниченностью всей системы  $M$ , намагниченностями магнитомягкого  $M_{soft}$  и магнитотвердого  $M_{hard}$  слоев, их продольными и поперечными компонентами, а также намагниченностями каждого магнитного монослоя  $M_j$ :

$$M = \left\langle \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \mathbf{S}_i \right\rangle, \quad (2)$$

$$M_{hard} = \left\langle \frac{1}{N} \sum_{i \in L_1} \mathbf{S}_i \right\rangle, \quad (3)$$

$$M_{soft} = \left\langle \frac{1}{N} \sum_{i \in L_2} \mathbf{S}_i \right\rangle, \quad (4)$$

$$M_j = \left\langle \frac{1}{L_x \times L_y} \sum_{i=1}^{L_x \times L_y} \mathbf{S}_i \right\rangle_j, \quad (5)$$

где  $N$  — число атомов,  $L_1$  и  $L_2$  — спины из магнитотвердого и магнитомягкого слоев. Индексы «hard» и «soft» относятся к намагниченностям соответственно для магнитотвердого и магнитомягкого слоев. Угловые скобки означают усреднение по ансамблю.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

В рамках данной работы мы получили полевые зависимости общей намагниченности, поперечной и продольной составляющих общей намагниченности для систем  $L_z = 50, 75, 100$ . Также были исследованы процессы перемагничивания во внешнем магнитном поле для магнитотвердого и магнитомягкого слоев данных систем по отдельности. На рис. 1 и 2 показаны петли гистерезиса для системы  $L_z = 50$ .

Такие кривые характерны для систем, обладающих большой анизотропией — петля гистерезиса имеет прямоугольную форму близкую к идеальной. В магнитотвердом слое существует анизотропия типа легкая ось и магнитные моменты легче всего ориентируются вдоль легкой оси, поэтому во внешнем магнитном поле практически не вращаются, и когда внешнее магнитное поле достигает значения  $H_0 > H_c$ , все магнитные моменты, как единое целое, переворачиваются и ориентируются вдоль приложенного внешнего поля. На рис. 2 даны продольная  $M_{long}$  и поперечная  $M_{tran}$  составляющие общей

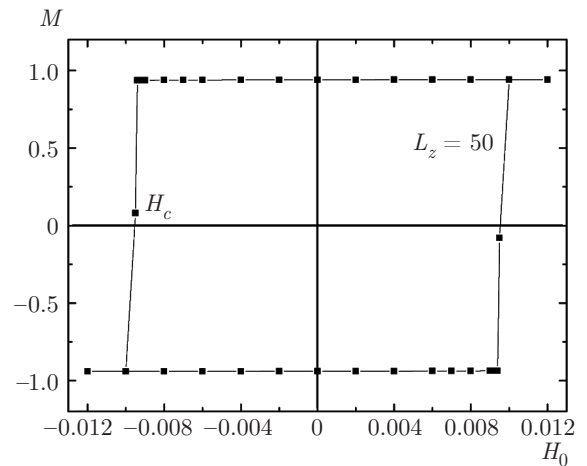


Рис. 1. Петля гистерезиса общей намагниченности  $M$  магнитотвердого слоя ( $L_z = 50$ )

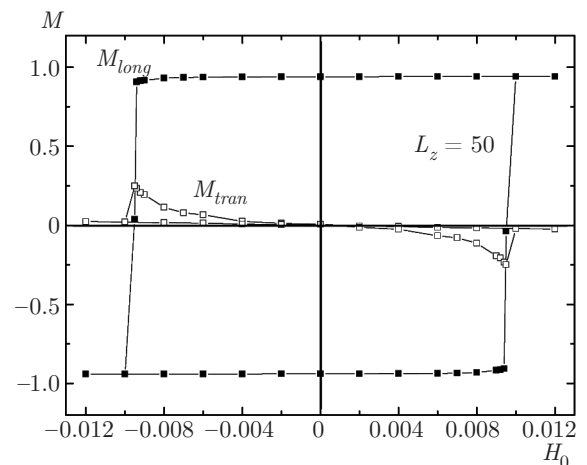


Рис. 2. Полевая зависимость продольной  $M_{long}$  (темные квадраты) и поперечной  $M_{tran}$  (светлые квадраты) составляющих общей намагниченности  $M$  магнитотвердого слоя ( $L_z = 50$ )

намагниченности  $M$  для системы  $L_z = 50$ . Как видно на рисунке, поперечная составляющая медленно возрастает до определенного максимума, затем при значении внешнего поля  $H_0 > H_c$  резко падает и стремится к нулю, в то время как продольная компонента практически не изменяется и повторяет кривую общей намагниченности  $M$ .

Реальные образцы имеют конечные размеры, и их равновесное состояние является многодоменным. Процесс перемагничивания в таких структурах происходит путем образования и роста зародышей обратной магнитной фазы и путем смещения доменных границ. В результате этого величина коэрцитивной силы, измеряемая на опыте, в большинстве

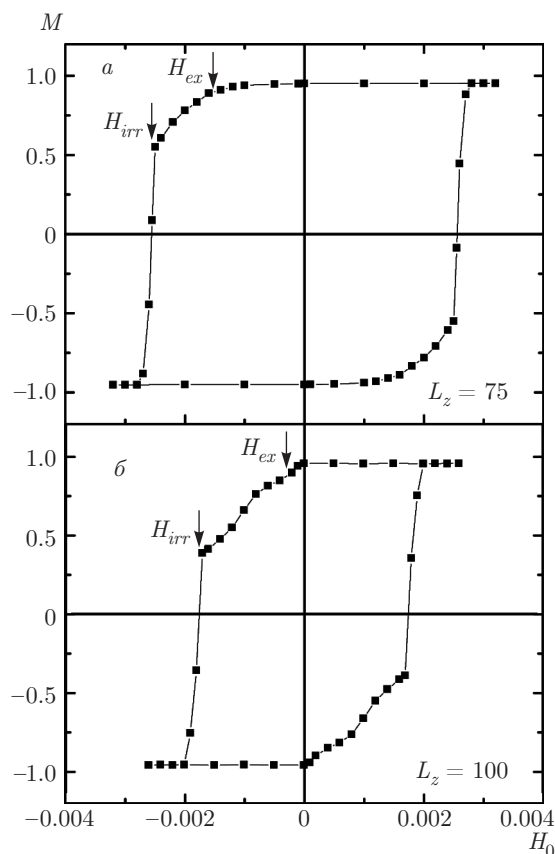


Рис. 3. Петли гистерезиса общей намагниченности  $M$  для систем  $L_z = 75$  и  $L_z = 100$

случаев намного меньше значений  $H_c$ , предсказываемых моделью когерентного вращения. Такое несоответствие получило название парадокса Брауна. В отличие от реальных систем, наша модель представляет собой однодоменную структуру, поэтому процесс перемагничивания происходит только за счет вращения намагниченности и величина коэрцитивной силы порядка поля анизотропии.

На рис. 3 показаны петли гистерезиса общей намагниченности для систем  $L_z = 75, 100$ . Наличие магнитомягкого слоя значительно меняет форму петель гистерезиса [7]. При значении внешнего магнитного поля  $H_0 = H_{ex}$  происходит уменьшение намагниченности. Это связано с тем, что магнитомягкий слой изотропный и магнитные моменты под действием поля начинают вращаться, как в стенке Блоха [19]. Происходит формирование в магнитотвердом/магнитомягком бислое одномерной гетерофазной спиновой пружины. Отношение значений  $H_{ex}$  для систем  $L_z = 75$  и  $L_z = 100$  примерно равно 4 (т. е. при увеличении толщины магнитомягкого слоя в два раза значение  $H_{ex}$  уменьшилось в четыре ра-

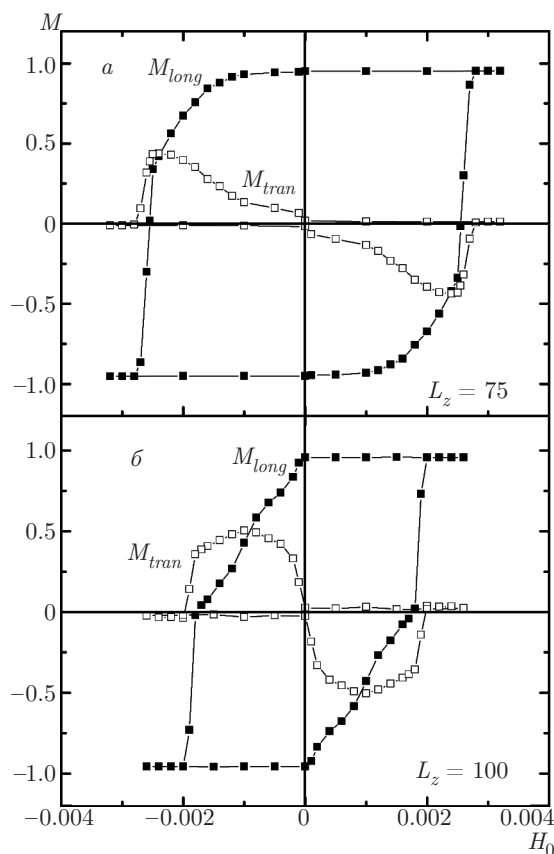


Рис. 4. Полевая зависимость продольной  $M_{long}$  (темные квадраты) и поперечной  $M_{tran}$  (светлые квадраты) составляющих общей намагниченности  $M$  для систем  $L_z = 75$  и  $L_z = 100$

за), что свидетельствует о хорошем согласии наших данных с формулой [19]:

$$H_{ex} = \pi^2 J_s / 2M_s t^2, \tag{6}$$

где  $J_s$  — обменная константа взаимодействия между спинами внутри магнитомягкого слоя,  $t$  — толщина магнитомягкого слоя,  $M_s$  — намагниченность насыщения магнитомягкого слоя.

Характерные значения магнитного поля  $H_{irr}$ , при которых происходит необратимое переключение намагниченностей модели бислоя, также показаны на рис. 3. Значения  $H_{irr}$  для систем  $L_z = 75$  ( $H_{irr} = -0.0025$ ) и  $L_z = 100$  ( $H_{irr} = -0.0017$ ) уменьшаются с увеличением толщины магнитомягкого слоя и составляют примерно 20–25% от значения  $H_c$  для изолированного магнитотвердого слоя ( $H_c = -0.0094$ ). Как только внешнее магнитное поле становится больше  $H_{irr}$ , магнитные моменты всех атомов бислоя ориентируются вдоль поля. На рис. 4 изображены продольные и поперечные составляющие

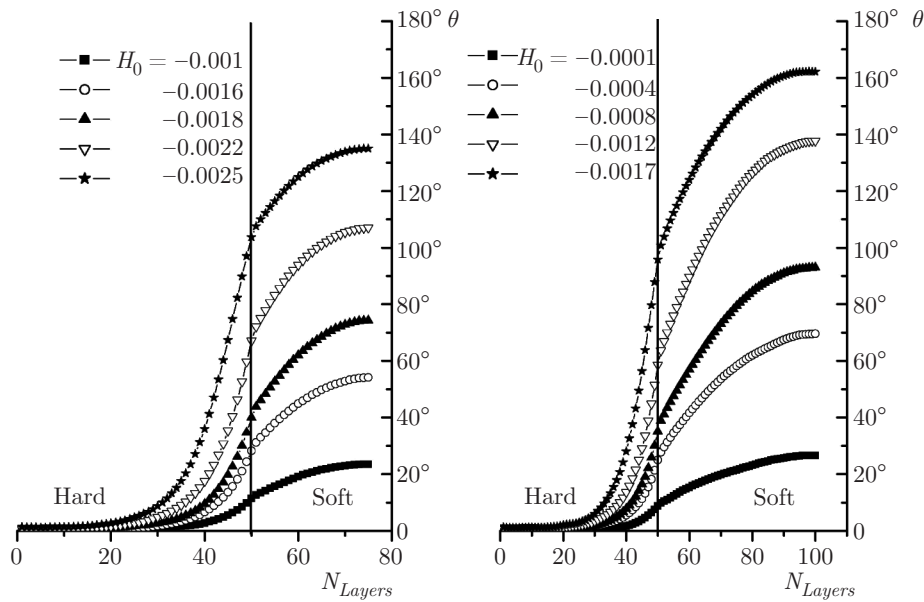


Рис. 5. Углы поворота  $\theta$  вектора намагниченности монослоя  $M_j$  магнитотвердого/магнитомягкого бислоя во внешнем магнитном поле. По оси абсцисс указано количество слоев по направлению  $z$ , по оси ординат — угол поворота в градусах. Вертикальной линией  $N_{layers} = 50$  отмечена граница магнитотвердого (Hard) и магнитомягкого (Soft) слоев

щие общей намагниченности  $M$  для систем  $L_z = 75$  и  $L_z = 100$ . С увеличением толщины магнитомягкого слоя максимальное значение поперечной компоненты  $M_{tran}$  общей намагниченности  $M$  растет. Наблюдаемый рост значения  $M_{tran}$  указывает на то, что магнитные моменты магнитомягкого слоя вращаются с предпочтительным направлением вращения. Дело в том, что приложенное внешнее магнитное поле слегка смещено относительно легкой оси, и вращение происходит преимущественно против часовой стрелки. Если бы поле было направлено параллельно легкой оси, то магнитные моменты вращались бы произвольно и средняя поперечная намагниченность была бы равна нулю [7].

На рис. 5 изображены углы поворота вектора намагниченности  $M_j$  каждого монослоя модели магнитного бислоя во внешнем магнитном поле. Видно, что для  $N_{layers} > 50$  (магнитомягкий слой) чем дальше находится  $j$ -й монослой от границы раздела магнитотвердого и магнитомягкого слоев, тем больше угол поворота относительно оси анизотропии. С увеличением толщины магнитомягкого слоя углы поворота увеличиваются. Для системы  $L_z = 100$  направления векторов намагниченностей лежащих выше монослоев практически повернулись по направлению внешнего магнитного поля, т. е. углы  $\theta$  близки к  $180^\circ$ . Для системы  $L_z = 75$  углы поворота намагниченностей монослоев  $\theta < 140^\circ$ .

В системе  $L_z = 100$  происходит необычное поведение намагниченности, которое не наблюдалось в работе [7]. Сначала происходит быстрое уменьшение намагниченности, затем спад замедляется, на кривой появляется перегиб на спинке петли гистерезиса (рис. 3б), после которого намагниченность продолжает опять резко убывать. Появление аналогичного перегиба обнаруживается и на продольной составляющей  $M_{long}$  общей намагниченности  $M$  (рис. 4б). Примерно в этот же интервал значений внешнего магнитного поля попадает и максимум поперечной компоненты  $M_{tran}$  (рис. 4б). Мы предполагаем, что появление перегиба связано с поведением исключительно магнитомягкого слоя во внешнем магнитном поле.

Для выяснения природы происхождения такой особенности на петле гистерезиса рассмотрим поведение намагниченностей магнитотвердого  $M_{hard}$  и магнитомягкого  $M_{soft}$  слоев для систем  $L_z = 75$  и  $L_z = 100$  по отдельности. На рис. 6–9 приведены продольные и поперечные составляющие намагниченностей  $M_{hard}$  и  $M_{soft}$  для модели магнитного бислоя.

На рис. 6 видно, что составляющая  $M_{tran}$  намагниченности магнитотвердого слоя для системы  $L_z = 100$  медленно растет, а  $M_{long}$  медленно убывает, что связано с вращением векторов намагниченностей монослоев магнитотвердого слоя только вблизи

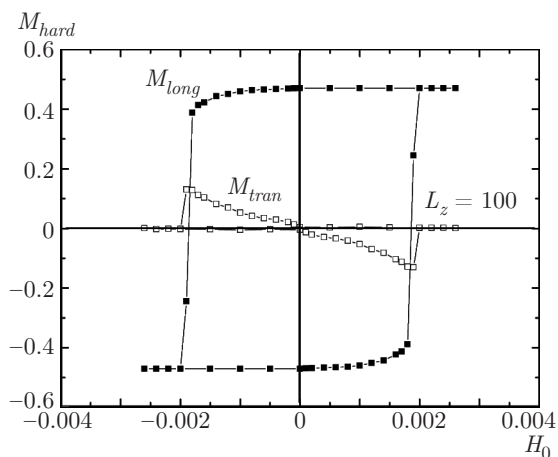


Рис. 6. Полевая зависимость продольной  $M_{long}$  (темные квадраты) и поперечной  $M_{tran}$  (светлые квадраты) составляющих намагниченности магнитотвердого слоя для системы  $L_z = 100$

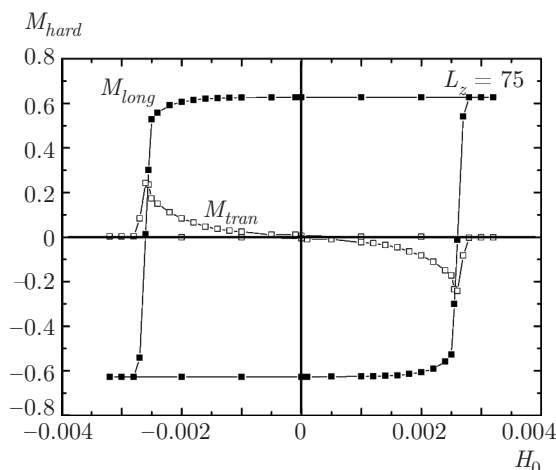


Рис. 8. Полевая зависимость продольной  $M_{long}$  (темные квадраты) и поперечной  $M_{tran}$  (светлые квадраты) составляющих намагниченности магнитотвердого слоя для системы  $L_z = 75$

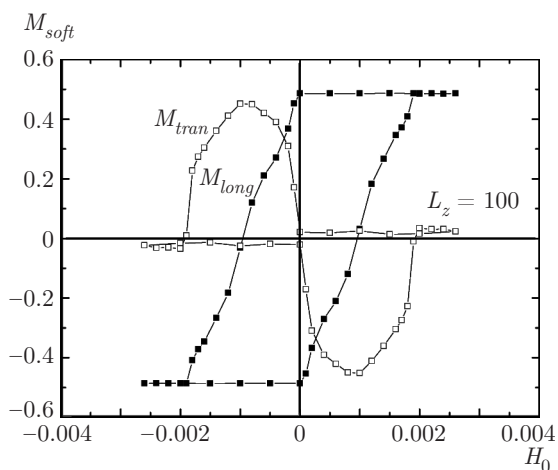


Рис. 7. Полевая зависимость продольной  $M_{long}$  (темные квадраты) и поперечной  $M_{tran}$  (светлые квадраты) составляющих намагниченности магнитомягкого слоя для системы  $L_z = 100$

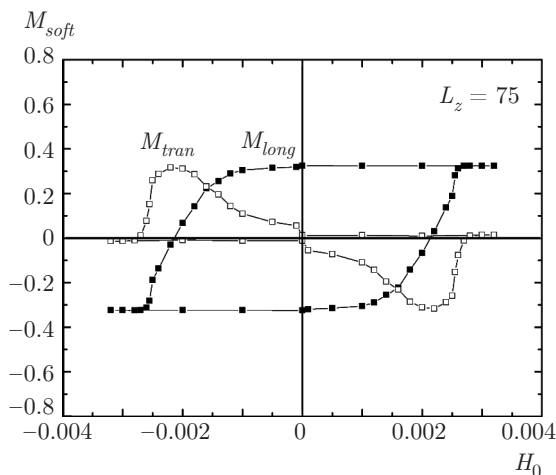
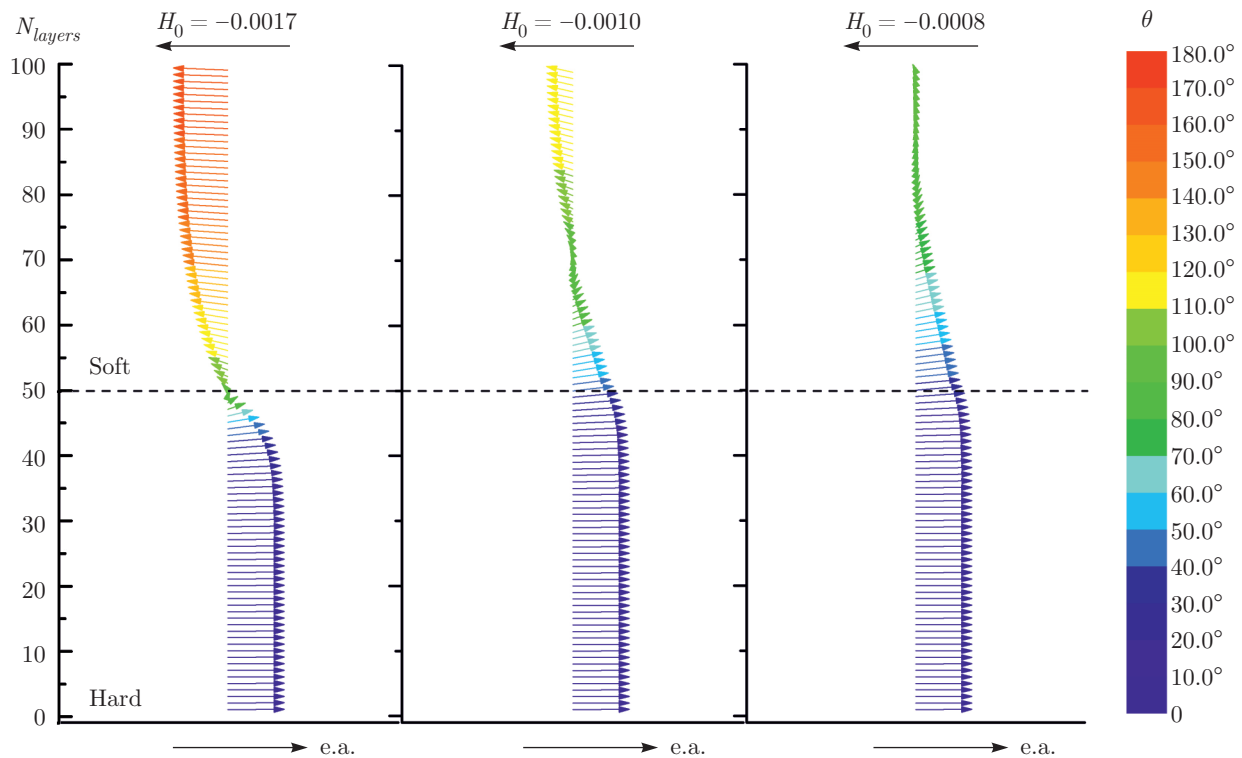


Рис. 9. Полевая зависимость продольной  $M_{long}$  (темные квадраты) и поперечной  $M_{tran}$  (светлые квадраты) составляющих намагниченности магнитомягкого слоя для системы  $L_z = 75$

границы раздела слоев. Как только значение внешнего магнитного поля становится больше  $H_{irr}$ , поперечная компонента намагниченности  $M_{hard}$  уменьшается до нуля, а продольная принимает отрицательное значение, что свидетельствует о необратимом перевороте спинов магнитотвердого слоя. На рис. 7 даны продольная и поперечная составляющие намагниченности магнитомягкого слоя для системы  $L_z = 100$ . Поперечная компонента  $M_{tran}$  намагниченности  $M_{soft}$  резко возрастает до некоторого максимума и затем уменьшается до нуля, в то время как продольная составляющая  $M_{long}$  непрерывно убывает, принимая отрицательные значения. На полевой

зависимости  $M_{long}$  намагниченности магнитомягкого слоя, как и на общей картине поведения зависимости общей намагниченности  $M$  от внешнего магнитного поля для системы  $L_z = 100$ , наблюдается появление перегиба. Примерно при этих же значениях внешнего магнитного поля наблюдается максимум поперечной составляющей намагниченности магнитомягкого слоя. Следовательно, медленное изменение общей намагниченности с образованием перегиба полностью связано с поведением магнитомягкого слоя.



**Рис. 10.** (В цвете онлайн) Углы поворота  $\theta$  вектора намагниченности монослоев  $M_j$  модели магнитотвердого/магнитомягкого бислоя во внешнем магнитном поле. По оси ординат отложены номер атомного слоя по направлению  $z$ , справа на цветовой диаграмме указаны углы поворота в градусах, е.а. — это направление оси легкого намагничивания магнитотвердого слоя. Стрелка показывает направление вектора намагниченности  $j$ -го монослоя  $M_j$ . Штриховая линия — граница раздела магнитотвердого (Hard) и магнитомягкого (Soft) слоев

На рис. 8 показаны продольная и поперечная составляющие намагниченности магнитотвердого слоя для системы  $L_z = 75$ . Как и для системы  $L_z = 100$ , поперечная компонента намагниченности  $M_{hard}$  медленно возрастает, а продольная убывает, что связано с вращением магнитных моментов атомов, граничащих с магнитомягким слоем. Продольная и поперечная составляющие намагниченности магнитомягкого слоя для системы  $L_z = 75$  даны на рис. 9.

В ходе численного эксперимента мы вели наблюдение за углами поворотов векторов намагниченности монослоев  $M_j$ . С помощью этих углов можно наблюдать детальную картину образования одномерной гетерофазной спиновой пружины. На рис. 10 показаны углы поворота векторов намагниченности монослоев  $M_j$  при различных значениях внешнего магнитного поля для системы  $L_z = 100$ . Видно, что при значении  $H_0 = -0.0008$  происходит поворот векторов намагниченностей  $M_j$  лежащих выше монослоев через  $90^\circ$ . На это же значение внешнего магнитного поля приходится появление перегиба

на петле гистерезиса и максимум на поперечной составляющей общей намагниченности  $M$  для системы  $L_z = 100$  (рис. 3б и 4б). Как только векторы  $M_j$  монослоев переходят через  $90^\circ$ , намагниченность начинает быстро убывать (рис. 3б). Таким образом, причиной возникновения перегиба на кривой общей намагниченности  $M$  послужило закручивание образующейся спиновой пружины, а именно переход векторов намагниченностей  $M_j$  лежащих выше монослоев магнитомягкого слоя через  $90^\circ$ .

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследовано влияние магнитомягкой фазы на процессы перемагничивания модели магнитного бислоя. Построены петли гистерезиса для трех систем — изолированного магнитотвердого слоя ( $L_z = 50$ ) и для двух магнитотвердых/магнитомягких бислоев — при толщине магнитомягкого слоя 25 ( $L_z = 75$ ) и 50 ( $L_z = 100$ ) атомных слоев. Обнаруженный перегиб на спинке петли гистерезиса

для магнитотвердого/магнитомягкого бислоя ( $L_z = 100$ ) целиком и полностью связан с поведением магнитомягкого слоя во внешнем магнитном поле, а именно, с образованием гетерофазной одномерной спиновой пружины.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ (гранты №№ 16-02-00214, 16-32-00105).

## ЛИТЕРАТУРА

1. J. F. Herbst, Rev. Mod. Phys. **63**, 819 (1991).
2. K. H. J. Buschow, Rep. Prog. Phys. **54**, 1123 (1991).
3. J. M. D. Coey and R. Skomski, Phys. Scripta **49**, 315 (1993).
4. E. F. Kneller and R. Hawig, IEEE Trans. Magn. **27**, 3588 (1991).
5. R. Skomski and J. M. D. Coey, Phys. Rev. B **48**, 15812 (1993).
6. R. Coehoorn, D. B. de Mooij, and C. De Waard, J. Magn. Magn. Mat. **80**, 101 (1989).
7. E. E. Fullerton, J. S. Jiang, M. Grimsditch et al., Phys. Rev. B **58**, 12193 (1998).
8. M. Amato, M. G. Pini, and A. Rettori, Phys. Rev. B **60**, 3414 (1999).
9. S. Djedai and P. E. Berche, J. Phys: Conf. Ser. **286**, 012036 (2011).
10. S. Djedai, E. Talbot, and P. E. Berche, J. Magn. Magn. Mat. **368**, 29 (2014).
11. R. Andreescu and M. J. O'Shea, J. Appl. Phys. **91**, 8183 (2002).
12. P. Chowdhury, M. Krishnan et al., J. Magn. Magn. Mat. **342**, 74 (2013).
13. R. Andreescu and M. J. O'Shea, Int. J. Mod. Phys. B **15**, 3243 (2001).
14. Shi-Shen Yan, M. Elkawni, D. S. Li et al., J. Appl. Phys. **94**, 4535 (2003).
15. Guang-hua Guo, Guang-fu Zhang et al., Appl. Phys. Lett. **93**, 102505 (2008).
16. V. M. Uzdin and A. Vega, Nanotechnology **19**, 315401 (2008).
17. F. Montaigne, S. Mangin, and Y. Henry, Phys. Rev. B **67**, 144412 (2003).
18. J. McCord, Y. Henry, T. Hauet et al., Phys. Rev. B **78**, 094417 (2008).
19. E. Goto, N. Hayashi, T. Miyashita et al., J. Appl. Phys. **36**, 2951 (1965).
20. K. Mibu, T. Nagahama, and T. Shinjo, J. Magn. Magn. Mat. **163**, 75 (1996).
21. D. Givord, J. Betz, K. Mackay et al., J. Magn. Magn. Mat. **159**, 71 (1996).
22. S. Wüchner, J. C. Toussaint, and J. Voiron, Phys. Rev. B **55**, 11576 (1997).
23. Y. Suzuki, R. B. van Dover, E. M. Gyorgy et al., Phys. Rev. B **53**, 14016 (1996).
24. V. M. Uzdin and A. Vega, J. Phys.: Cond. Matter **24**, 176002 (2012).
25. И. К. Камиров, А. К. Муртазаев, Х. К. Алиев, УФН **169**, 773 (1999).
26. K. Sh. Khizriev, A. K. Murtazaev, and V. M. Uzdin, J. Magn. Magn. Mat. **300**, e546 (2006).
27. K. Sh. Khizriev, Sol. St. Comm. **149**, 464 (2009).
28. К. Ш. Хизриев, А. К. Муртазаев, В. М. Уздин, Изв. РАН. Сер. физ. **72**, 169 (2008).
29. К. Ш. Хизриев, А. К. Муртазаев, В. М. Уздин и др., Изв. РАН. Сер. физ. **74**, 1507 (2010).
30. K. Sh. Khizriev, I. S. Djamalutdinova, and T. A. Taev, Comp. Mater. Science **71**, 72 (2013).
31. Т. А. Таев, К. Ш. Хизриев, А. К. Муртазаев, ЖЭТФ **149**, 1022 (2016).
32. Т. А. Таев, К. Ш. Хизриев, А. К. Муртазаев et al., J. Alloys Comp. **678**, 167 (2016).
33. V. M. Uzdin, A. Vega, A. Khrenov et al., Phys. Rev. B **85**, 024409 (2012).
34. N. Metropolis, W. Rosenbluth, N. Rosenbluth et al., J. Chem. Phys. **21**, 1087 (1953).