

Магнитная фазовая диаграмма спин-вентильной структуры ферромагнетик–антиферромагнетик–ферромагнетик с шероховатыми границами раздела

© А.И. Морозов, И.А. Морозов

Московский государственный институт радиотехники, электроники и автоматики (технический университет),
119454 Москва, Россия

Joint European Laboratory LEMAC

E-mail: mor-alexandr@yandex.ru

(Поступила в Редакцию 13 февраля 2008 г.)

Исследована фазовая диаграмма толщина–шероховатость спин-вентильной системы ферромагнетик–антиферромагнетик–ферромагнетик в условиях, когда шероховатость границ раздела слоев ведет к фрустрациям обменного взаимодействия между слоями. Показано, что учет одноионной анизотропии типа „легкая ось“ ведет к существенному усложнению фазовой диаграммы по сравнению с таковой, полученной в рамках обменного приближения.

Предсказаны новый тип доменных стенок, порождаемых фрустрациями, — „трехслойные“ доменные стенки, а также явление „переключения“ доменных стенок в антиферромагнитной прослойке при изменении параллельной ориентации намагниченностей ферромагнитных слоев на антипараллельную.

Работа частично поддержана грантами РФФИ № 05-02-19643-НЦНИЛ_а и 06-01-00548-а.

PACS: 75.70.-i, 75.70.Rf, 75.50.Ee, 75.30.Kz, 75.60.Ch

1. Введение

Спин-вентильные структуры ферромагнетик–антиферромагнетик–ферромагнетик, обладающие эффектом гигантского магнитосопротивления, находят широкое применение в качестве сенсоров магнитного поля, считывающих головок жестких дисков и элементов магниторезистивной памяти. Поэтому исследование их свойств наряду с фундаментальным представляет и значительный прикладной интерес.

Характерные толщины слоев в этих структурах составляют 0.1–1 nm. В случае столь тонких слоев влияние границ оказывается очень существенным, а их качество зачастую служит фактором, определяющим физические и, в частности, магнитные свойства структуры.

Если атомные плоскости коллинеарного двухподрешеточного антиферромагнетика, параллельные границе раздела, являются нескомпенсированными, то наличие атомных ступеней на границе раздела ведет к фрустрации обменного взаимодействия между ферромагнитными слоями (см., например, обзор [1]). Действительно, по одну сторону края атомной ступени число атомных плоскостей в слое антиферромагнетика четно, а по другую — нечетно. В случае нечетного числа нескомпенсированных плоскостей антиферромагнетика спины ферромагнитных слоев взаимодействуют с ближайшими к ним спинами антиферромагнетика, принадлежащими одной и той же подрешетке (рис. 1, *a*). При любом знаке обменного интеграла $J_{f,af}$ между соседними спинами, расположенными в разных слоях, энергетически выгодной является параллельная ориентация намагниченностей ферромагнитных слоев. Если же число атомных плоскостей в антиферромагнитном слое четно, то спины

ферромагнитных слоев взаимодействуют с ближайшими к ним спинами антиферромагнетика, принадлежащими к разным подрешеткам, и энергетически выгодной является антипараллельная ориентация намагниченностей ферромагнитных слоев (рис. 1, *b*). Налицо фрустрация, порожденная атомной ступенью.

Таким образом, атомные ступени на обеих границах раздела разбивают плоскость, параллельную слоям, на области двух типов: в областях первого типа энергетически выгодной является параллельная ориентация намагниченностей ферромагнитных слоев, а в областях второго типа — антипараллельная.

В обменном приближении трехслойная фрустрированная система ферромагнетик–антиферромагнетик–ферромагнетик рассмотрена нами в работах [2,3] и была предсказана ее фазовая диаграмма в переменных тол-

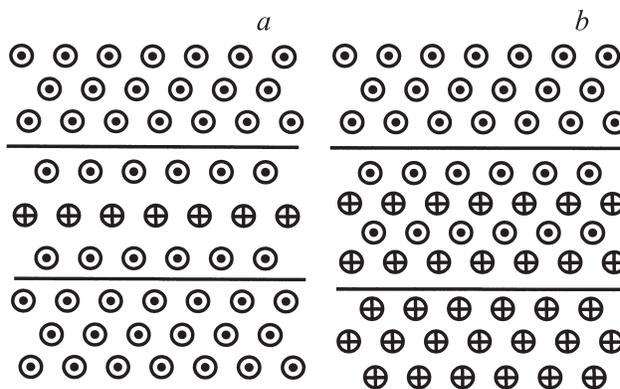


Рис. 1. Ориентация спинов, отвечающая минимуму энергии, в случае нечетного (*a*) и четного (*b*) числа атомных плоскостей в антиферромагнитной прослойке.

щина слоя–шероховатость. Обменное приближение соответствует случаю, когда ширина атомных ступеней R и толщины слоев намного меньше толщин традиционных доменных стенок в ферро- и антиферромагнетике, определяемых соотношением обменной энергии и энергии анизотропии. Достижения современной технологии позволяют получать пленки и многослойные структуры с большой шириной атомных ступеней на границах раздела, что делает актуальным выход за рамки обменного приближения, т.е. учет энергии одноионной анизотропии. Этому исследованию и посвящена настоящая работа.

2. Описание модели

Рассмотрим трехслойную систему ферромагнетик–антиферромагнетик–ферромагнетик при температурах $T \ll T_C, T_N$ (T_C — температура Кюри ферромагнетика, а T_N — температура Нееля антиферромагнетика), когда модули магнитных моментов атомов можно считать неизменными. Ограничимся рассмотрением локализованных квазиклассических спинов в приближении гейзенберговского обменного взаимодействия между ближайшими соседями. Направление локализованного спина будем задавать единичным вектором \mathbf{s}_i , а его величину включим в соответствующую константу взаимодействия. Тогда энергия обменного взаимодействия ближайших соседей приобретает вид

$$W_{ij}^{\text{ex}} = -J_{ij}(\mathbf{s}_i, \mathbf{s}_j), \quad (1)$$

где обменный интеграл J_{ij} принимает в ферромагнетике значение $J_f > 0$, в антиферромагнетике — значение $J_{af} < 0$ и значение $J_{f,af}$ на границе раздела (для определенности мы выбрали его положительным). В дальнейшем ограничимся рассмотрением случая $|J_{af}| \ll J_f$. В противном случае искажения параметра порядка в антиферромагнитной прослойке практически отсутствуют, и задача сводится к задаче об искажениях параметра порядка в ферромагнитной пленке на жесткой антиферромагнитной подложке, рассмотренной в работе [4]. Будем также предполагать, что $J_{f,af}$ и J_{af} — величины одного порядка. В этом случае ширина области вблизи края атомной ступени на границе раздела ферромагнетик–антиферромагнетик, в которой относительная ориентация спинов ферро- и антиферромагнетика существенно отличается от параллельной, — порядка межатома расстояния [1–3]. При этом область слабых искажений магнитных параметров порядка на фазовой диаграмме отсутствует.

Будем считать, пренебрегая различием постоянных кристаллических решеток ферро- и антиферромагнетика, что кристаллические решетки слоев являются продолжением друг друга и поверхность слоев соответствует срезу (100) тетрагональной объемно центрированной решетки с осью легкого намагничивания c , лежащей в плоскости слоя.

Введем декартову ортогональную систему координат с осями, параллельными кристаллографическим, причем ось x параллельна „легким“ осям слоев, а ось z направлена перпендикулярно слоям. Для уменьшения числа параметров будем предполагать толщины слоев, а также константы одноионной анизотропии слоев одинаковыми. С учетом этого энергия анизотропии имеет вид

$$W_{\text{an}} = K_{\perp} \sum_{i \in f} (s_i^{(z)})^2 - K_{\parallel} \sum_i (s_i^{(x)})^2, \quad (2)$$

где $K_{\parallel} > 0$ — константа одноосной анизотропии, $K_{\perp} > 0$ — константа поверхностной анизотропии ферромагнетика, введенная для того, чтобы учесть энергетическую невыгодность состояний, в которых намагниченность имеет z -составляющую, перпендикулярную поверхности. Прямой учет диполь-дипольного взаимодействия спинов и возникающих размагничивающих полей кардинально усложняет задачу и резко увеличивает время расчета.

Для нахождения равновесного распределения спинов проводилось моделирование их поведения на основе системы уравнений Ландау–Лифшица–Гильберта

$$\hbar \frac{d}{dt} \mathbf{s}_i = [\mathbf{s}_i, \mathbf{H}_{\text{eff}}] + \mu \mathbf{H}_{\text{eff}}, \quad (3)$$

где μ — затухание, а

$$\mathbf{H}_{\text{eff}}^p = -\frac{\partial W}{\partial \mathbf{s}_i^p}, \quad (4)$$

где $p = x, y, z$, а W — суммарная энергия обмена и анизотропии.

Решение системы уравнений (3) находилось „классическим“ методом Рунге–Кутты четвертого порядка. Приход к равновесию контролировался по поведению суммарной энергии системы. Моделирование проводилось для случая, когда края атомных ступеней на границах слоев параллельны оси y ортогональной системы координат, т.е. решалась двумерная задача с периодическими по x граничными условиями. Последнее предположение на влияет качественно на полученную фазовую диаграмму толщина слоев–шероховатость.

3. Результаты моделирования

Важнейшими геометрическими параметрами системы являются толщина слоя a и характерное расстояние между краями ступеней на границах раздела слоев R . Другой определяющий параметр — безразмерный параметр $\gamma = J_f/|J_{af}| \gg 1$. Если величина R превосходит некоторое критическое значение, величину которого уточним позднее, то происходит разбиение всех слоев на домены с параллельной и антипараллельной ориентациями намагниченностей ферромагнитных слоев. Доменная стенка нового типа, порожденная фрустрацией, пронизывает все три слоя, ее координаты в плоскости

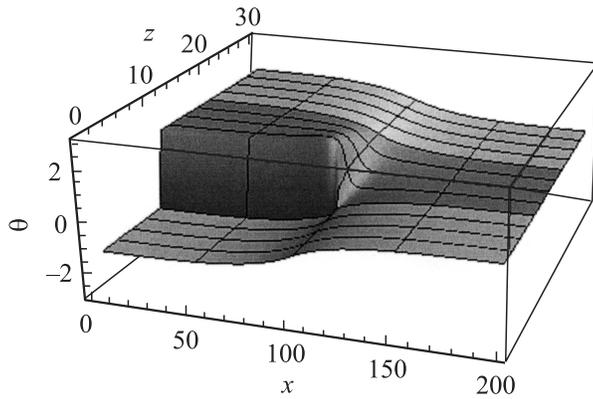


Рис. 2. Распределение параметров порядка в доменной стенке, порожденной фрустрацией, найденное в обменном приближении для $\gamma = 10$, $a = 10$. Здесь и на других рисунках расстояния даны в единицах соответствующих постоянных кристаллической решетки. Атомная ступень расположена в точке $x = 100$, $z = 10$.

слоя совпадают с краем атомной ступени на любой из двух поверхностей раздела. В обменном приближении разворот намагниченностей ферромагнитных слоев в доменной стенке происходит в противоположные стороны на угол 90° . Антиферромагнитный параметр порядка разворачивается вместе с намагниченностью того ферромагнитного слоя, граница с которым в данном месте не содержит ступени [1–3].

Структура доменной стенки, порожденная фрустрацией, была предсказана нами в работе [3]. Ее толщина в ферромагнитных слоях остается практически неизменной и равной

$$\delta_f \approx a\gamma^{1/2} \gg a. \quad (5)$$

Толщина доменной стенки в антиферромагнитной прослойке существенно возрастает по мере удаления от той границы раздела, которая содержит атомную ступень. Вид распределения параметров порядка в доменной стенке изображен на рис. 2. В области $|x| \leq a$ величина $|\nabla\theta_{af}|$ (где θ_{af} — угол разворота спинов антиферромагнетика в плоскости слоев, отсчитанный от „легкой“ оси) обратно пропорциональна расстоянию от ступени, а при $a \ll |x| \ll \delta_f$ линии постоянного значения θ_{af} практически параллельны границам раздела слоев. В этой области $|\nabla\theta_{af}| \approx a^{-1}$.

Легко видеть, что средняя ширина доменной стенки составляет десятки ангстрем, т.е. доменная стенка, обусловленная фрустрацией, намного уже традиционной доменной стенки в ферромагнетике, толщина которой $\Delta_f \sim b(J_f/K_{\parallel})^{1/2}$ (b — постоянная решетки). Поскольку характерные поверхностные энергии $\varepsilon_f \sim (J_f K_{\parallel})^{1/2}/b^2$, а также толщины блоховской, неелевской или гибридной доменных стенок имеют один порядок величины (см., например, [5]), в дальнейшем употребляется термин „традиционная доменная стенка“.

В обменном приближении полидоменная фаза реализуется при $R > \delta_f$. Это условие выполняется для

$a \sim 1$ nm и $\gamma \sim 3$ уже при размере домена порядка 10 nm. Таким образом, можно говорить о нанодоменном состоянии, исследование которого требует тонких методик. Этим можно объяснить отсутствие на данный момент экспериментальных картин разбиения ферромагнитных слоев для трехслойных систем с антиферромагнитной прослойкой. Разбиение многослойной структуры Fe/Cr на домены наблюдалось в работе [6] с помощью поляризованных нейтронов, однако авторы интерпретировали полученные результаты не как разбиение на области с параллельным и антипараллельным упорядочением намагниченностей соседних ферромагнитных слоев, а как разбиение структуры с антипараллельным упорядочением намагниченностей соседних слоев на 180° домены, пронизывающие всю структуру. Причины возникновения такого энергетически невыгодного состояния (энергия образования доменных границ ничем не компенсируется) не обсуждались.

В работе [7] исследовалась многослойная структура Fe/Cr, в которой средняя толщина антиферромагнитных слоев соответствовала антипараллельной ориентации намагниченностей соседних ферромагнитных слоев. Было обнаружено, что с ростом шероховатости межслойных границ доля областей с параллельной ориентацией намагниченностей соседних ферромагнитных слоев растет и достигает 50%.

Как же видоизменится полидоменное состояние с учетом энергии одноионной анизотропии? Условие применимости обменного приближения для полидоменной фазы $R \ll \Delta_f$ можно нарушить двумя способами: увеличивая ширину ступеней для случая тонких слоев ($a \ll \Delta_f$) и увеличивая одновременно a и R .

Если в случае тонких слоев $R \gg \Delta_f$, то разбиение слоев на 90° домены перестает быть энергетически выгодным. Действительно, пусть в доменах одного типа намагниченности направлены параллельно „легкой“ оси, тогда в доменах второго типа они будут перпендикулярны ей. Налицо возрастание энергии анизотропии. В результате минимум суммарной энергии реализуется, когда и в доменах с параллельной ориентацией намагниченностей ферромагнитных слоев, и в доменах с их антипараллельной ориентацией намагниченности в доменах коллинеарны „легкой“ оси. Но структура доменных стенок, перпендикулярных слоям и разделяющих эти домены, изменяется кардинальным образом: они становятся трехслойными.

Рассмотрим плоскую доменную стенку, перпендикулярную слоям и отделяющую домен с параллельной ориентацией намагниченностей ферромагнитных слоев ($\xi < 0$) от домена с антипараллельной ориентацией намагниченностей ($\xi > 0$). В первой области происходит разворот обеих намагниченностей в плоскости слоя на угол 45° от „легкой“ оси. Толщина этой области порядка толщины традиционной доменной стенки Δ_f , и при развороте намагниченности ферромагнитных слоев остаются параллельными друг другу. Вторая область представляет собой описанную выше доменную стенку, порож-

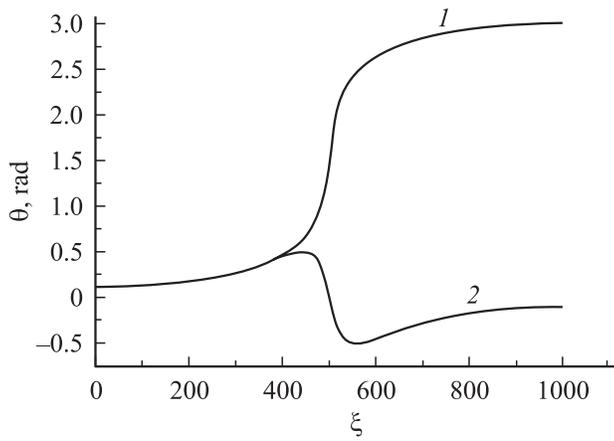


Рис. 3. Углы разворота намагниченностей ферромагнитных слоев в „трехслойной“ доменной стенке. 1 — слой, содержащий атомную ступень на границе раздела, 2 — слой с гладкой границей раздела. Атомная ступень расположена в точке $\xi = 500$.

денную фрустрацией. Ее толщина дается формулой (5), в ней намагниченность одного ферромагнитного слоя разворачивается на 90° , сохраняя направления вращения в первой области, а намагниченность второго слоя разворачивается на 90° в противоположном направлении. В результате намагниченности развернутся от первоначального направления на углы 135 и 45° соответственно (рис. 3), а их ориентация станет антипараллельной. В последней, третьей, области намагниченности, оставаясь антипараллельными, разворачиваются на угол 45° в том же направлении, что и в первой области. На выходе из стенки они образуют соответственно углы 180 и 0° с „легкой“ осью. Антиферромагнитный параметр порядка разворачивается вместе с намагниченностью второго ферромагнитного слоя, граница с которым в данном месте не содержит атомной ступени.

При увеличении толщин слоев оценка (5) остается справедливой вплоть до момента, когда толщина δ_f стенки, порожденной фрустрацией обменного взаимодействия, сравнивается по порядку величины с толщиной традиционной доменной стенки. После этого вследствие вклада энергии анизотропии толщина стенки выходит на постоянное значение, равное Δ_f . Условие применимости обменного приближения $a\gamma^{1/2} \ll \Delta_f$ эквивалентно при наших предположениях условию $a \ll \Delta_{af}$, где $\Delta_{af} \sim b(J_{af}/K_{||})^{1/2}$ — толщина традиционной доменной стенки в антиферромагнетике.

По мере роста толщин слоев при $a \sim \Delta_{af}$ происходит трансформация „трехслойных“ доменных стенок, перпендикулярных слоям. Толщина центральной области стенки сравнивается с толщинами остальных областей, и доменная стенка во втором ферромагнитном слое исчезает. Доменная граница в первом ферромагнитном слое, на границе с которым в данном месте присутствует атомная ступень, трансформируется в традиционную

180° доменную стенку. Искажения антиферромагнитного параметра порядка захватывают область вокруг края атомной ступени, размер которой в направлении, параллельном слоям (но перпендикулярном краю ступени), порядка Δ_f , а в направлении, перпендикулярном слоям, — порядка Δ_{af} . Следовательно, центральная часть антиферромагнитной прослойки находится в монодоменном состоянии. Вид уединенной доменной стенки, порожденной фрустрацией обменного взаимодействия, при $a \gg \Delta_{af}$ изображен на рис. 4.

Что же происходит с доменами по мере уменьшения параметра R ? В области применимости обменного приближения доменные стенки начинают перекрываться, и при критическом значении $R_c \sim \delta_f$ непрерывным образом происходит переход в состояние, в котором ферромагнитные слои практически однородны. В этом состоянии дополнительная (по отношению к состоянию без фрустраций) энергия связана с энергией возникающих в антиферромагнитной прослойке обменных спиралей двух типов (рис. 5). Каждый тип спирали реализуется

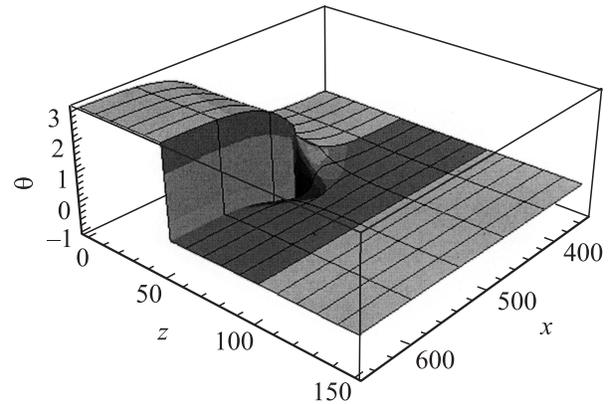


Рис. 4. Доменная стенка, пронизывающая один слой, для $\gamma = 10, a = 50, \Delta_f = 14$. Атомная ступень расположена в точке $x = 500, z = 50$.

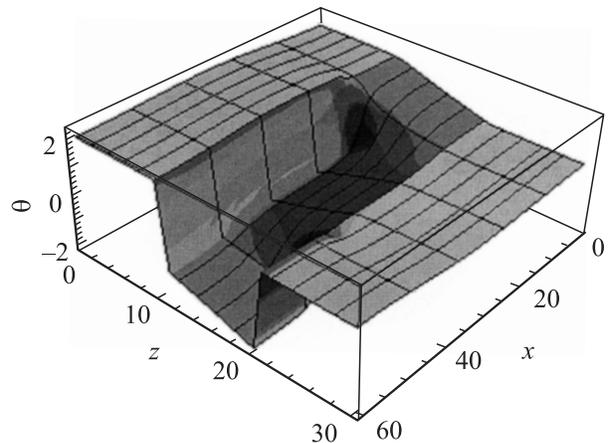


Рис. 5. Обменные спирали в антиферромагнитной прослойке для $\gamma = 10, a = 10$. Атомные ступени расположены в точках $x = 15, z = 10$ и $x = 45, z = 20$.

в области соответствующего типа. Данное состояние описывается моделью „магнитной близости“ Слончевского [8], а именно: зависимость энергии системы от угла ψ между намагниченностями ферромагнитных слоев можно представить в виде

$$W = C_1\psi^2 + C_2(\pi - \psi)^2, \quad (6)$$

где ψ и $\pi - \psi$ — углы разворота антиферромагнитного параметра порядка в обменных спиралях первого и второго типа соответственно, а оценка для констант C_1 и C_2 была получена в работах [2,3]:

$$C_{1,2} \approx \frac{J_{af}}{a} \frac{\sigma_{1,2}}{b}, \quad (7)$$

где $\sigma_{1,2}$ — площадь областей первого (второго) типа на плоскости, параллельной слоям.

Для $\sigma_1 = \sigma_2$ минимум энергии достигается при $\psi = \pi/2$, т.е. в отсутствие внешнего магнитного поля имеет место взаимно перпендикулярная ориентация намагниченностей ферромагнитных слоев. Условие, при котором энергия обменных спиралей намного превосходит энергию анизотропии, дает известное неравенство $a \ll \Delta_{af}$. Для уменьшения энергии анизотропии намагниченности ферромагнитных слоев будут располагаться относительно „легкой“ оси так, чтобы она являлась биссектрисой прямого угла между ними.

Неколлинеарная ориентация намагниченностей ферромагнитных слоев в многослойных структурах с антиферромагнитной прослойкой обсуждалась неоднократно (см., например, работу [9] или недавнюю публикацию [10]). Следует, однако, заметить, что в отсутствие надлежащего пространственного разрешения, только на основе усредненных по поверхности слоя данных трудно различить полидоменное состояние ферромагнитных слоев с доменами нанометрового масштаба и неколлинеарное состояние однородных ферромагнитных слоев. В большинстве случаев авторы экспериментальных работ вообще не рассматривают возможность существования полидоменного состояния.

В области толщин $a > \Delta_{af}$ обменные спирали в антиферромагнитной прослойке превращаются в 180° доменные стенки следующего вида: на расстоянии порядка Δ_{af} от краев атомных ступеней, ограничивающих доменную стенку, толщина доменной стенки возрастает от межатомного расстояния до величины порядка Δ_{af} , а на остальной площади стенка представляет собой традиционную доменную стенку (рис. 6). Таким образом, теперь в полидоменном состоянии находится только антиферромагнитная прослойка. Намагниченности ферромагнитных слоев коллинеарны, а переход от параллельной их ориентации к антипараллельной должен сопровождаться коллективным „переключением“ доменных стенок в антиферромагнитной прослойке (рис. 7). В силу случайного расположения краев атомных ступеней энергии исходного и „переключенного“ состояний одинаковы.

Переход от монодоменного состояния ферромагнитных слоев к полидоменному в этом диапазоне толщин

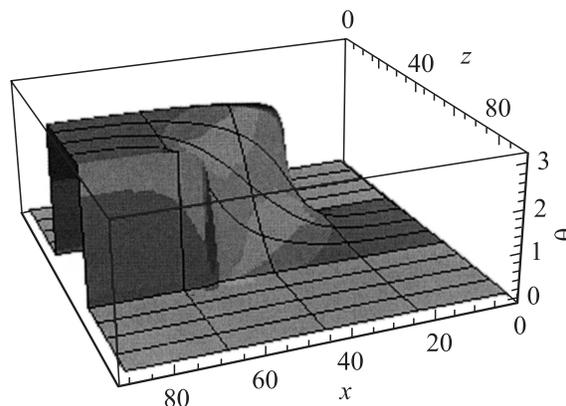


Рис. 6. Доменная стенка в антиферромагнитной прослойке для $\gamma = 40$, $a = 30$, $\Delta_f = 14$. Атомные ступени расположены в точках $x = z = 30$ и $x = z = 60$.

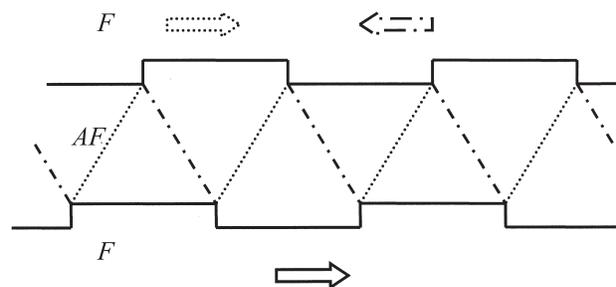


Рис. 7. Переключение доменных стенок в прослойке. Штрихпунктирными и пунктирными линиями показаны положения доменных стенок в антиферромагнитной прослойке до и после переключения. Направление намагниченности верхнего слоя до и после переключения показано штрихпунктирной и пунктирной стрелками соответственно, направление намагниченности нижнего слоя — сплошной стрелкой.

является фазовым переходом первого рода. Поскольку в области малых толщин переход происходил непрерывным образом, на фазовой диаграмме при $a \sim \Delta_{af}$ имеет место критическая точка.

Вдали от критической точки ($a \gg \Delta_{af}$), когда переходная область вблизи края ступени дает малый вклад в энергию доменной стенки, значение R_c , соответствующее точке фазового перехода при заданной толщине слоев, легко найти из следующих соображений. Энергия поперечных доменных стенок в полидоменной фазе в расчете на единицу площади слоев равна

$$w_p \sim 2v\epsilon_{af}a/R, \quad (8)$$

где $v \sim 1$ ($v = 1$ для параллельных краев атомных ступеней и $v = 2$ для квадратной сетки краев ступеней).

Энергия доменных стенок в антиферромагнитной прослойке в монодоменной фазе в расчете на единицу площади слоя равна

$$w_m \sim \epsilon_{af}L/R, \quad (9)$$

где ϵ_{af} — поверхностная плотность энергии традиционной доменной стенки в антиферромагнетике, определяе-

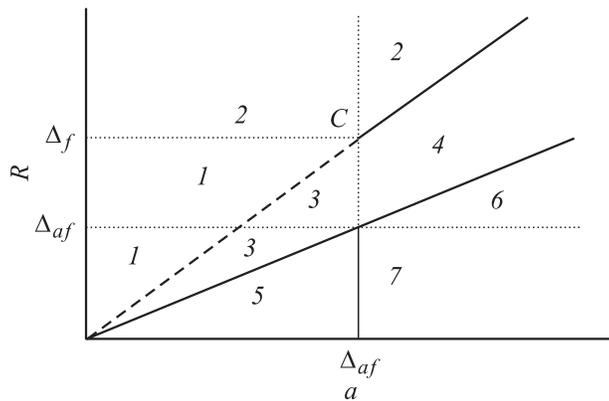


Рис. 8. Фазовая диаграмма толщина–шероховатость спин-вентильной системы. 1 — фаза с 90° доменами в ферромагнитных слоях, 2 — фаза со 180° доменами в ферромагнитных слоях, 3 — фаза с монодоменными ферромагнитными слоями и обменными спиралями в антиферромагнитной прослойке (фаза Слоичевского), 4 — фаза со 180° доменами в антиферромагнитном слое, 5 — фаза со спиновыми вихрями и антиферромагнитным параметром порядка, перпендикулярным намагниченностям ферромагнитных слоев, 6 — фаза со 180° доменными стенками, параллельными границам раздела, в антиферромагнитном слое, 7 — фаза со спиновыми вихрями и двумя 90° доменными стенками, параллельными границам раздела, в антиферромагнитном слое. Сплошные линии соответствуют линиям фазовых переходов первого рода. C — критическая точка.

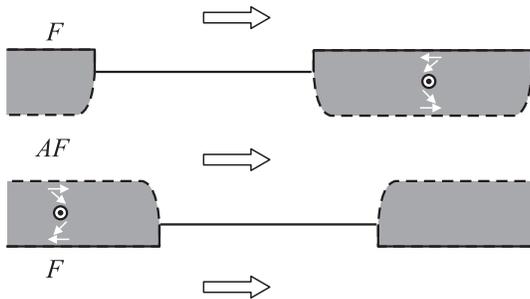


Рис. 9. Доменные стенки, параллельные границам раздела, в антиферромагнитной прослойке. Стрелки показывают направление соответствующего параметра порядка.

мая аналогично ε_f , а L — характерное расстояние между ближайшими ступенями на противоположных границах раздела (рис. 7). Приравнивая эти энергии и оценивая L как $(L^2 + R^2/4)^{1/2}$, находим

$$R_c \approx 4va\gamma^{1/2}. \quad (10)$$

При $R > R_c$ ферромагнитные слои находятся в полидоменном, а при $R < R_c$ — в монодоменном состоянии. В реальной спин-вентильной системе фазовый переход размывается за счет разброса по ширинам атомных ступеней на границах раздела.

Исходя из данных рис. 7 легко понять, что доменной границе в антиферромагнетике энергетически выгодно

соединять ступени на противоположных границах слоя, только если параметр R превосходит некоторое критическое значение R^* . Для упорядоченного расположения ступеней, изображенного на рис. 7, его можно оценить как $R^* = (4/3)^{1/2}a$. При $R < R^*$ искажения антиферромагнитного параметра порядка сосредоточены вблизи границ раздела слоев, а объем антиферромагнетика находится в монодоменном состоянии. Взаимодействие между ферромагнитными слоями становится слабым, и главную роль играет энергия взаимодействия между соседними слоями. Двухслойная система за рамками обменного приближения была рассмотрена в работе [4]. Переход антиферромагнетика от полидоменного к монодоменному состоянию также является фазовым переходом первого рода, размытым вследствие разброса по ширинам атомных ступеней на границах раздела. Фазовая диаграмма толщина–шероховатость спин-вентильной системы приведена на рис. 8.

При $\Delta_{af} \ll R < R^*$ искажения антиферромагнитного параметра порядка имеют вид параллельных границе раздела 180° доменных стенок, которые существуют в тех областях границы раздела, где спины ферромагнетика соседствуют со спинами одной из подрешеток антиферромагнетика (для определенности второй). В областях, где спины ферромагнетика соседствуют со спинами первой подрешетки антиферромагнетика, антиферромагнитный параметр порядка остается однородным (рис. 9).

По мере уменьшения параметра R в области значений $R \ll \Delta_{af} \ll a$ в прослойке в областях обоих типов возникают статические спиновые вихри, края которых на границе раздела совпадают с краями ступеней, а размер в направлении, перпендикулярном границе, такой же, как минимальный размер вихря в плоскости раздела

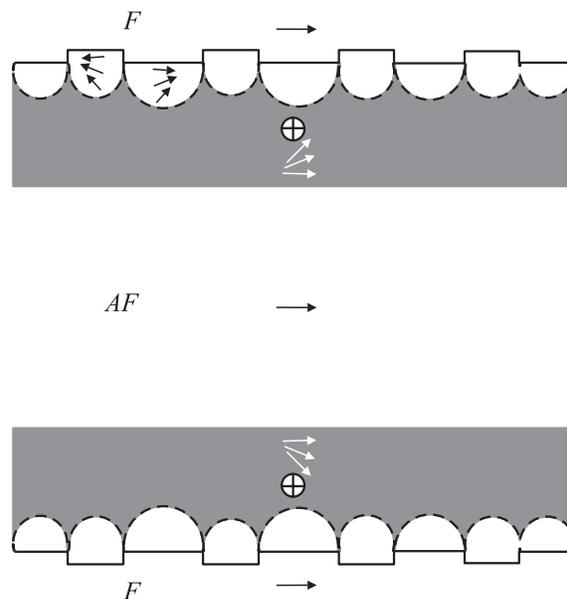


Рис. 10. Спиновые вихри и две 90° доменные стенки в антиферромагнитной прослойке. Стрелки показывают направление соответствующего параметра порядка.

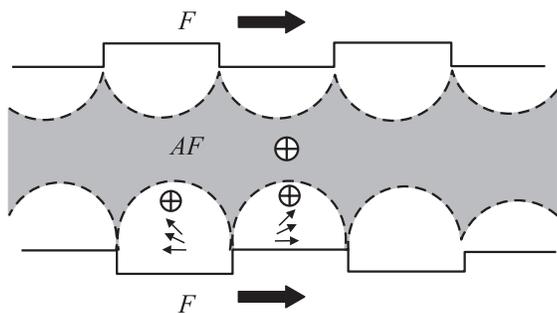


Рис. 11. Фаза со спиновыми вихрями и антиферромагнитным параметром порядка, перпендикулярным намагниченностям ферромагнитных слоев. Стрелки показывают направление соответствующего параметра порядка.

слоев. Для уменьшения энергии вихрей антиферромагнитный параметр порядка вблизи границы раздела слоев ориентируется перпендикулярно „легкой“ оси. При этом вращение вектора антиферромагнетизма в каждом вихре происходит на угол 90° , различаясь направлением вращения в областях разного типа. Наряду со статическими 90° вихрями в прослойке вблизи обеих границ раздела формируются 90° блоховские доменные стенки, с тем чтобы в центре антиферромагнитного слоя параметр порядка был параллелен „легкой“ оси [4] (рис. 10).

С уменьшением параметра a при $a \sim \Delta_{af}$ эти доменные стенки исчезают скачком и спин-вентильная система переходит в состояние со статическими 90° спиновыми вихрями и антиферромагнитным параметром порядка, ориентированным перпендикулярно намагниченностям ферромагнитных слоев и „легкой“ оси (рис. 11).

4. Заключение

Сформулируем основные результаты работы.

1) Получена фазовая диаграмма толщина слоев–шероховатость фрустрированной спин-вентильной системы ферромагнетик–антиферромагнетик–ферромагнетик с учетом энергии одноионной анизотропии. Предсказано наличие на ней линии фазовых переходов первого рода, заканчивающейся в критической точке.

2) Предсказан новый тип доменных стенок, порождаемых фрустрациями обменного взаимодействия, — „трехслойные“ доменные стенки, которые возникают в слоях нанометровой толщины вследствие существенного вклада энергии одноионной анизотропии в условиях, когда ширина атомных ступеней на границах раздела слоев превосходит толщину традиционных доменных стенок в этих веществах.

Поиск таких стенок на поверхности спин-вентильных структур возможен методами спин-поляризованной сканирующей туннельной и магнитосиловой микроскопии.

3) В фазе с коллинеарными намагниченностями однородных ферромагнитных слоев и 180° доменами в антиферромагнитной прослойке изменение параллельной

ориентации намагниченностей ферромагнитных слоев на антипараллельную приводит к „переключению“ доменных стенок в антиферромагнитной прослойке. При этом энергии начального и конечного состояний системы не различаются.

Список литературы

- [1] А.И. Морозов, А.С. Сигов. ФТТ **46**, 385 (2004).
- [2] А.И. Морозов, А.С. Сигов. ФТТ **41**, 1240 (1999).
- [3] В.Д. Левченко, А.И. Морозов, А.С. Сигов. ЖЭТФ **121**, 1149 (2002).
- [4] А.И. Морозов. ФТТ **50**, 675 (2008).
- [5] А. Хуберт. Теория доменных стенок в упорядоченных средах. Мир, М. (1977). 308 с.
- [6] D.L. Nagy, L. Bottyan, B. Croonenborghs, L. Deak, B. Degroote, J. Dekoster, H.J. Lauter, V. Lauter-Pasyuk, O. Leupold, M. Major, J. Meersschat, O. Nikonov, A. Petrenko, R. Ruffer, H. Spiering, E. Szilagy. Phys. Rev. Lett. **88**, 157 202 (2002).
- [7] A. Paul. J. Magn. Magn. Mater. **240**, 497 (2002).
- [8] J.C. Slonczewski. J. Magn. Magn. Mater. **150**, 13 (1995).
- [9] А.Б. Дровосеков, О.В. Жотикова, Н.М. Крейнс, В.Ф. Мещеряков, М.А. Миляев, Л.Н. Ромашев, В.В. Устинов, Д.И. Холин. ЖЭТФ **116**, 1817 (1999).
- [10] T. Diederich, S. Couet, R. Rohlsberger. Phys. Rev. B **76**, 054 401 (2007).