

05

Фрустрированные многослойные структуры ферромагнетик–антиферромагнетик: выход за рамки обменного приближения (Обзор)

© А.И. Морозов, А.С. Сигов

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

E-mail: mor-alexandr@yandex.ru

(Поступил в Редакцию 5 июля 2011 г.)

Описаны фрустрации обменного взаимодействия между ферро- и антиферромагнитными слоями, возникающие на нескомпенсированной границе раздела слоев вследствие её шероховатости. Исследовано распределение магнитных параметров порядка вблизи границы раздела слоев, и получена магнитная фазовая диаграмма „толщина слоя–шероховатость“ в случае двухслойной системы ферромагнетик–антиферромагнетик и спин-вентильной системы ферромагнетик–антиферромагнетик–ферромагнетик. Рассмотрение проводилось с учетом энергии одноионной анизотропии, т.е. с выходом за рамки обменного приближения. Показано, что количество легких осей в плоскости слоя во многом определяет существование обменного сдвига петли гистерезиса ферромагнетика вследствие его взаимодействия с антиферромагнитной подложкой.

Содержание

1. Введение
2. Фрустрации в системе ферромагнетик–антиферромагнетик
 - 2.1. Нескомпенсированный срез поверхности антиферромагнетика
 - 2.2. Скомпенсированный срез поверхности антиферромагнетика
3. Тонкая пленка ферромагнетика на антиферромагнитной подложке
 - 3.1. Нескомпенсированный срез
 - 3.1.1. Описание модели
 - 3.1.2. Доменная стенка
 - 3.1.3. Спиновые вихри
 - 3.1.4. Обменный сдвиг
 - 3.2. Скомпенсированный срез
 - 3.2.1. Спин-флоп-ориентация
 - 3.2.2. Обменный сдвиг
4. Спин-вентильная структура ферромагнетик–антиферромагнетик–ферромагнетик
 - 4.1. Доменные стенки в трехслойной системе
 - 4.1.1. $\gamma_{f,af}a/\gamma_{af} \ll 1$
 - 4.1.2. $\gamma_{f,af}a/\gamma_{af} \gg 1$
 - 4.2. Фазовая диаграмма
5. Заключение

1. Введение

Многослойные магнитные структуры, состоящие из чередующихся ферромагнитных и немагнитных (или антиферромагнитных) металлических слоев толщиной от нескольких десятых до нескольких нанометров, привлекли пристальное внимание исследователей после открытия в них в 1988 г. явления гигантского магнетосопротивления [1,2]. Руководители научных групп,

сделавших это открытие, А. Ферт и П. Грюнберг были удостоены в 2007 г. Нобелевской премии [3].

Обнаруженное явление очень быстро нашло свое практическое применение, в первую очередь, в считывающих головках жестких дисков. Использование в этих головках спин-вентильных структур, состоящих из двух ферромагнитных слоев, разделенных немагнитной прослойкой, позволило в 90-е годы прошлого века увеличить плотность записи информации на жестких дисках и повысить их емкость с сотен мегабайт до сотен гигабайт.

На основе явления гигантского магнетосопротивления разработана энергонезависимая магниторезистивная память (MRAM), которая, в случае решения ряда проблем, может заменить существующие устройства хранения информации — как энергозависимые, так и энергонезависимые (оперативную память на основе полупроводников, флэш-память и т.д.).

Несмотря на столь широкое практическое применение, в физике многослойных магнитных наноструктур остается много нерешенных вопросов. Это связано, по нашему мнению, в первую очередь, с тем, что в подобных структурах очень велика роль границ раздела слоев, что отличает эти структуры от соответствующих объемных материалов. Изменение морфологии поверхности может кардинальным образом сказаться на физических свойствах многослойных структур. К сожалению, информация о структуре границ раздела зачастую очень ограничена, и это ведет к большой свободе выбора при интерпретации экспериментальных данных о свойствах многослойных структур.

Еще одно явление, широко используемое в магнетоэлектронике для „закрепления“ намагниченности одного из двух ферромагнитных слоев в спин-вентильной структуре — это явление обменного сдвига петли гистерезиса

ферромагнитной пленки, лежащей на антиферромагнитной подложке. Открытое более полувека назад [4], оно до сих пор не нашло своего полного объяснения (см. обзоры [5,6]). Поскольку обменный сдвиг обусловлен взаимодействием ферро- и антиферромагнитного параметров порядка на границе раздела слоев, причины возникших трудностей совпадают с указанными выше.

В данном обзоре мы ограничимся рассмотрением магнитной фазовой диаграммы многослойных структур ферромагнетик–антиферромагнетик в переменных „толщина слоя — характерное расстояние между атомными ступенями на границе раздела слоев“. Как показано во втором разделе обзора, эти атомные ступени, изменяющие толщину слоя на одну атомную плоскость, приводят в определенных случаях к фрустрации обменного взаимодействия между спинами на границе раздела слоев.

Наряду с энергией обменного взаимодействия будет учитываться энергия одноионной анизотропии. Ее необходимо принимать во внимание, если характерные толщины слоев и (или) характерное расстояние R между атомными ступенями на границе раздела „ферромагнетик–антиферромагнетик“ станут больше или порядка толщин традиционных (блоховской, неелевской или гибридной) доменных стенок в этих материалах. Совершенствование технологии нанесения слоев сопровождается ростом параметра R , что делает выход за рамки обменного приближения вполне актуальным.

Поскольку мы не рассматриваем транспортные свойства, изложенная в данном обзоре теория применима и к туннельным магнитным структурам, в которых два проводящих ферромагнитных слоя разделены диэлектрической антиферромагнитной прослойкой (например, из оксидов переходных металлов [7]).

Дальнейшая структура обзора такова: во втором разделе рассмотрено понятие фрустрации обменного взаимодействия между слоями, в третьем — исследована магнитная фазовая диаграмма и явление обменного сдвига в двухслойной структуре ферромагнетик–антиферромагнетик, а в четвертом — изучена спин-вентильная структура ферромагнетик–антиферромагнетик. В Заключение даны основные выводы работы.

2. Фрустрации в системе ферромагнетик–антиферромагнетик

Поскольку в дальнейшем нам потребуются решить достаточно сложную двумерную задачу о неоднородном неколлинеарном распределении спинов, будем использовать простую модель гейзенберговского обменного взаимодействия квазиклассических локализованных спинов в приближении взаимодействия между ближайшими соседями. Будем предполагать, что кристаллическая решетка ферромагнетика является продолжением объемно-центрированной тетрагональной или кубической решетки двухподрешеточного коллинеарного антиферромагнетика. Различие в постоянных решетки пренебрежимо мало.

Кроме того, ограничимся рассмотрением области температур $T \ll T_C, T_N$, где T_C — температура Кюри ферромагнетика, а T_N — температура Нееля антиферромагнетика. В этой области можно предполагать, что величины локализованных спинов остаются неизменными, а меняется только их ориентация, и характеризовать i -й локализованный спин единичным вектором \mathbf{s}_i , считая, что модуль спина включен в соответствующие константы взаимодействия: обменный интеграл и константу анизотропии.

С учетом этих замечаний энергия обменного взаимодействия спинов запишется в виде

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

где $J_{ij} = J_f > 0$, если соседние спины принадлежат ферромагнетику, $J_{ij} = J_{af} < 0$, если они принадлежат антиферромагнетику, $J_{ij} = J_{f,af}$, если соседние спины принадлежат разным слоям. Для определенности мы будем предполагать, что $J_{f,af} > 0$.

Рассмотрим теперь понятие фрустрации обменного взаимодействия на границе раздела слоев ферромагнетик–антиферромагнетик. Под фрустрацией будем понимать невозможность найти такую ориентацию спинов, которая соответствовала бы минимуму энергии всех парных обменных взаимодействий спинов.

Рассмотрим последовательно два случая.

1. Атомные плоскости двухподрешеточного антиферромагнетика, параллельные границе раздела, содержат спины только одной подрешетки, причем спины соседних атомных плоскостей принадлежат разным подрешеткам. Такой срез поверхности антиферромагнетика мы будем называть нескомпенсированным.

2. Атомные плоскости антиферромагнетика, параллельные границе раздела, содержат равное число спинов, принадлежащих к разным подрешеткам, и в отсутствие внешнего воздействия обладают нулевым магнитным моментом. Такой срез поверхности антиферромагнетика мы будем называть скомпенсированным.

2.1. Нескомпенсированный срез поверхности антиферромагнетика

Рассмотрим срез (100) тетрагональной или кубической объемно-центрированной кристаллической решетки антиферромагнетика.

В случае гладкой поверхности раздела „ферромагнетик–антиферромагнетик“ фрустрации обменного взаимодействия не возникает. При $J_{f,af} > 0$ спины ферромагнетика в состоянии с минимальной энергией направлены параллельно спинам верхней нескомпенсированной атомной плоскости антиферромагнетика (рис. 1, а). При $J_{f,af} < 0$ ориентация была бы антипараллельной.

Однако реальная граница раздела содержит ступени, изменяющие толщину слоя на одну атомную плоскость. В принципе возможны ступени высотой в несколько атомных плоскостей. Если число этих плоскостей четно,

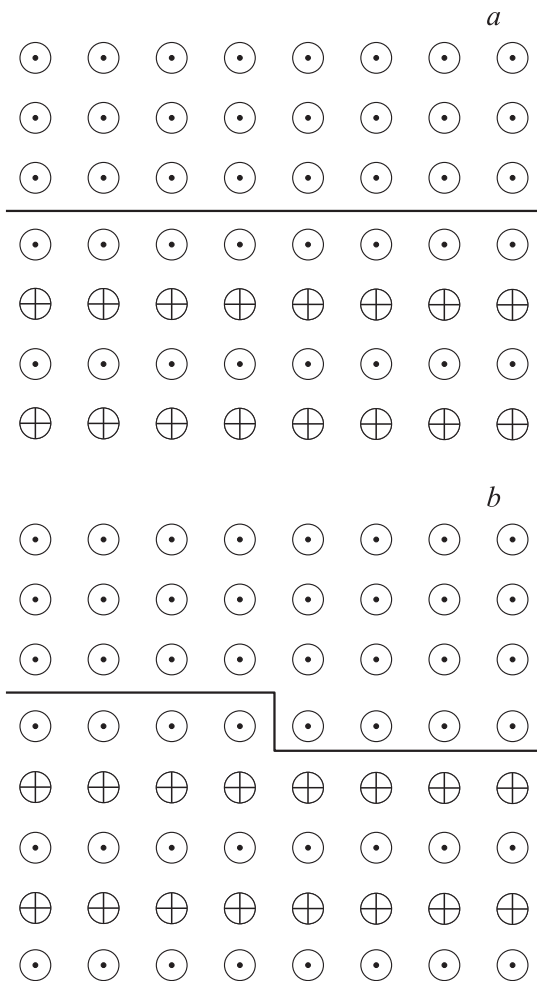


Рис. 1. Граница раздела ферромагнетик–нескомпенсированный антиферромагнетик: *a* — идеально гладкая плоская граница и *b* — граница раздела, содержащая атомную ступень.

то такие ступени не ведут к появлению фрустрации. Если число атомных плоскостей нечетно, то фрустрация, вызванная такой ступенью, эквивалентна фрустрации, созданной атомной ступенью высотой в одну атомную плоскость, рассмотрением которой мы и ограничимся.

По разные стороны атомной ступени спины ферромагнетика соседствуют со спинами разных подрешеток антиферромагнетика. Если предположить, что ферромагнитный параметр порядка — намагниченность ферромагнетика и антиферромагнитный параметр порядка — разность намагниченностей подрешеток антиферромагнетика распределены каждый в своем слое однородно, то по одну сторону ступени взаимная ориентация ферро- и антиферромагнитных параметров порядка будет соответствовать минимуму энергии обменного взаимодействия между слоями, а по другую сторону ступени — максимуму этой энергии (рис. 1, *b*). Таким образом, выбрав однородное распределение параметров порядка, отвечающее минимуму обменного взаимодействия в слоях, мы не можем минимизировать энергию межслойно-

го обменного взаимодействия. Следовательно, наличие атомной ступени на границе раздела приводит к фрустрации.

Поиск той ориентации спинов в системе ферромагнетик–антиферромагнетик, которая реализует минимум энергии при наличии фрустраций, вызванных шероховатостью границ раздела слоев, и составляет основное содержание данного обзора.

2.2. Скомпенсированный срез поверхности антиферромагнетика

Рассмотрим теперь скомпенсированный срез (110) тетрагональной или кубической объемно-центрированной решетки антиферромагнетика. Фрустрация возникает на скомпенсированном срезе даже в случае атомно-гладкой границы раздела. Действительно, обменное взаимодействие между спинами ферромагнетика стремится сориентировать их параллельно друг другу. Обменное взаимодействие между спинами нижней плоскости ферромагнетика и спинами верхней плоскости антиферромагнетика стремится сориентировать спины антиферромагнетика параллельно спином ферромагнетика, т.е. параллельно друг другу. Вместе с тем, обменное взаимодействие между соседними спинами антиферромагнетика стремится сориентировать их антипараллельно друг другу. Налицо фрустрация обменного взаимодействия на границе раздела слоев.

Поскольку в случае скомпенсированного среза антиферромагнетика фрустрация имеет место уже для гладкой границы раздела, наличие на ней атомных ступеней не изменяет существенно ситуацию, за исключением особого случая, изученного в работе [8], когда на краю атомной ступени присутствуют нескомпенсированные спины антиферромагнетика. Поэтому в дальнейшем ограничимся рассмотрением атомно-гладкой скомпенсированной поверхности антиферромагнетика.

3. Тонкая пленка ферромагнетика на антиферромагнитной подложке

Следует отметить, что в отсутствие магнитного поля эта задача полностью эквивалентна задаче о тонкой пленке антиферромагнетика на ферромагнитной подложке. Как указано выше, случаи скомпенсированного и нескомпенсированного срезов поверхности антиферромагнетика различаются кардинальным образом. Поэтому рассмотрим их последовательно.

3.1. Нескомпенсированный срез

3.1.1. Описание модели. Рассмотрим срез (100) тетрагональной объемно-центрированной решетки с таким отношением a/c , что ближайшими к атому, расположенному в центре ячейки, являются атомы, расположенные в ее вершинах. Ось четвертого порядка c лежит в плоскости среза и является легкой осью.

Введем декартову ортогональную систему координат с осью x , направленной вдоль легкой оси, и осью z , перпендикулярной плоскости среза.

Энергия одноионной анизотропии принимает вид

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

где суммирование происходит по локализованным спином, $K_{\parallel} > 0$ — константа одноосной анизотропии, а $K_{\perp} > 0$ — константа поверхностной анизотропии ферромагнетика, введенная для учета энергетической невыгодности состояний, в которых намагниченность имеет z -составляющую, перпендикулярную плоскости слоев. Прямой учет диполь-дипольного взаимодействия спинов приводит к кардинальному усложнению задачи и резко увеличивает время численного счета.

Для уменьшения числа параметров предположим, что константа K_{\parallel} одинакова в ферро- и антиферромагнитном слоях.

В случае среза (100) объемно-центрированной кубической решетки в плоскости среза существуют две взаимно перпендикулярные легкие оси, и второе слагаемое в правой части (2) следует заменить на следующее выражение:

$$-K_{\parallel} \sum_i [(s_i^{(x)})^4 + (s_i^{(y)})^4]. \quad (3)$$

Равновесное распределение спинов с учетом энергии их обменного взаимодействия и энергии одноионной анизотропии находилось путем математического моделирования их динамики на основе системы уравнений Ландау–Лифшица–Гильберта

$$\hbar \frac{d}{dt} \mathbf{s}_i = [\mathbf{s}_i, \mathbf{H}_{eff}] + \mu \mathbf{H}_{eff}, \quad (4)$$

где μ — затухание, а эффективное поле H_{eff} равно

$$\mathbf{H}_{eff}^p = -\frac{\partial W}{\partial \mathbf{s}_i^p}, \quad (5)$$

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

Решение системы уравнений (4) находилось методом Рунге–Кутты четвертого порядка. Достижение равновесия определялось по временному поведению суммарной энергии системы, а именно, по ее выходу на постоянное значение.

В случае нескомпенсированного среза поверхности антиферромагнетика края атомных ступеней на границе раздела слоев предполагались параллельными друг другу и оси y системы координат. Решалась двумерная задача о распределении спинов в плоскости xz с периодическими по x граничными условиями.

Поскольку магнитная фазовая диаграмма определяется характерным кратчайшим расстоянием R между краями атомных ступеней, замена совокупности параллельных ступеней их квадратной сеткой с тем же размером ячейки R не приводит к качественному изменению полученной фазовой диаграммы.

3.1.2. Доменная стенка. Начнем рассмотрение магнитной фазовой диаграммы двухслойной системы со случая, когда параметр R намного превосходит толщину ферромагнитной пленки a . В этом предельном случае для того, чтобы минимизировать энергию межслойного взаимодействия на всей границе раздела, ферромагнитной пленке выгодно разбиться на домены доменными стенками, перпендикулярными границе раздела слоев. Доменные стенки проходят через края атомных ступеней на границе раздела (рис. 2). Действительно, ступени делят границы раздела на области двух типов: в областях первого типа энергетически выгодной является параллельная ориентация ферро- и антиферромагнитных параметров порядка, а в областях второго типа — антипараллельная ориентация этих параметров порядка. После разбиения ферромагнитного слоя на 180° домены в каждой области реализуется оптимальная ориентация параметров порядка.

Конечно, при этом энергия системы возрастает на величину энергии возникших доменных стенок, но в силу неравенства $R \gg a$ полидоменная фаза является более выгодной. Идея разбиения фрустрированной системы на домены была высказана в работах [9,10], однако структура возникающих доменных стенок, порождаемых фрустрациями, в этих работах не обсуждалась.

Она была изучена в работах [11,12] (см. обзор [13]). Оказалось, что структура доменной стенки существенно зависит от соотношений энергий обменного взаимодействия спинов в слоях и между слоями, которые задаются двумя безразмерными параметрами

$$\gamma_{af} = |J_{af}|/J_f, \quad (6)$$

и

$$\gamma_{f,af} = |J_{f,af}|/J_f. \quad (7)$$

Первое слагаемое в правой части уравнения (2) делает невыгодными состояния, в которых параметры порядка имеют z -компоненту. Поэтому векторы спинов лежат в плоскости слоев, и направление параметров порядка можно задать углом $\theta_{f(af)}$, который соответствующий параметр порядка образует с легкой осью в плоскости

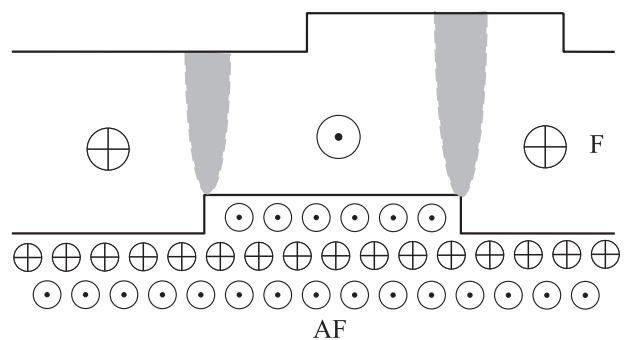


Рис. 2. Нанодоменная фаза в двухслойной системе в случае $\gamma_{af} \gg 1$.

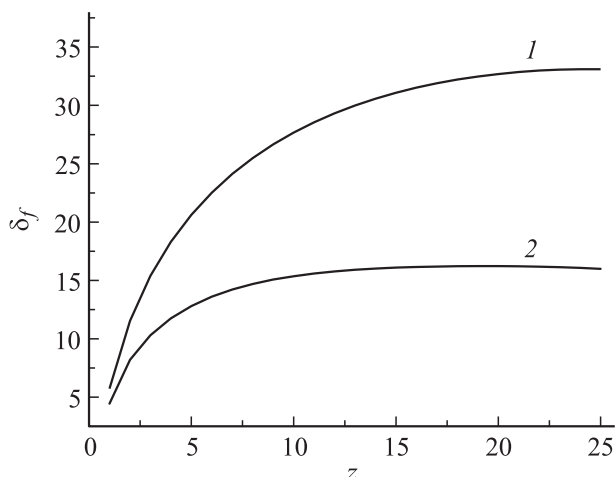


Рис. 3. Зависимость толщины доменной стенки от расстояния до границы раздела, рассчитанная для: 1 — $\Delta_f > a$ и 2 — $\Delta_f < a$. Все расстояния даны в единицах соответствующего межатомного расстояния.

слоя. Модуль параметра порядка, как уже говорилось, остается неизменным.

3.1.2.1. $\gamma_{af} \gg 1$

В случае $\gamma_{af} \gg 1$ искажения антиферромагнитного параметра порядка в подложке оказываются пренебрежимо малыми, и доменная стенка, порожденная фрустрацией, пересекает только пленку. В ней происходит изменение угла θ_f от нуля до π .

По сравнению с традиционными доменными стенками она обладает следующими особенностями:

- толщина доменной стенки $\delta(z)$ определяется не конкуренцией обменной энергии и энергии анизотропии, как в случае традиционных доменных стенок, а конкуренцией внутрислойного и межслойного обменных взаимодействий;

- толщина доменной стенки δ растет по мере удаления от края атомной ступени на границе раздела.

В обменном приближении оценка по порядку величины для толщины доменной стенки δ_0 на границе раздела слоев ($z = 0$) и усредненного по толщине пленки значения $\delta'(z)$, обозначаемого в дальнейшем ξ , может быть найдена из простых энергетических соображений [11].

Если $\gamma_{f,afa} \ll 1$, то $\xi \sim \sqrt{\gamma_{f,afa}} \ll 1$ и уширением доменной стенки можно пренебречь: $\delta(z) \approx \delta_0 \sim \sqrt{a/\gamma_{f,af}}$. Здесь и в дальнейшем расстояния (в данном случае толщина ферромагнитного слоя a) обезразмерены на соответствующую постоянную кристаллической решетки.

В более актуальном случае $\gamma_{f,afa} \gg 1$ получаем $\xi \sim 1$ и $\delta_0 \sim \max(1, \gamma_{f,af}^{-1})$. Рассчитанная зависимость $\delta(z)$ в обменном приближении изображена на рис. 3 (кривая 1). Видно, что $\delta(z)$ линейно растет вблизи границы раздела слоев и имеет нулевую производную на свободной поверхности пленки. Характерная толщина

доменной стенки, порожденной фрустрацией, порядка толщины пленки a .

В случае пленок нанометрового масштаба толщин доменные стенки, порожденные фрустрациями, существенно уже, чем традиционные доменные стенки.

Уширение доменной стенки в случае $\gamma_{f,afa} \gg 1$ приводит к тому, что ее энергия w на единицу длины атомной ступени

$$w \sim \begin{cases} \frac{J_f}{b} \sqrt{\gamma_{f,afa}}, & \gamma_{f,afa} \ll 1 \\ \frac{J_f}{b} \ln(\gamma_{f,afa}), & \gamma_{f,afa} \gg 1 \end{cases} \quad (8)$$

растет с ростом толщины пленки только логарифмически (b — межатомное расстояние).

Поскольку $J_{f,af}$ порядка $|J_{af}|$, а толщина пленки составляет десятки межатомных расстояний, выполнение условия $\gamma_{f,afa} \ll 1$ представляется нам маловероятным. Поэтому мы ограничимся рассмотрением случая $\gamma_{f,afa} \gg 1$

Предсказанные в 1998 г. в работе [11] доменные стенки нового типа, порождаемые фрустрациями, были обнаружены экспериментально в 2004 г. при исследовании методом спин-поляризованной сканирующей туннельной микроскопии тонких антиферромагнитных пленок марганца на железной подложке [14,15].

Как уже отмечалось, задача о тонкой пленке антиферромагнетика на ферромагнитной подложке полностью эквивалентна рассматриваемой. Обнаруженные доменные стенки возникали точно в месте расположения атомных ступеней, а их толщина росла пропорционально толщине пленки с коэффициентом пропорциональности порядка единицы.

Проведенные *ab initio* расчеты [16] на основе приближения сильной связи для пленки хрома толщиной 4–7 монослоев на железной подложке подтвердили предсказанный в работе [11] вид доменной стенки, порожденной атомной ступенью на границе раздела. В случае расчета для аналогичной пленки марганца явно выраженная доменная граница не формировалась, что, по мнению авторов, связано со слабостью антиферромагнитного взаимодействия спинов в марганце.

Ab initio расчеты в приближении сильной связи для одного–двух монослоев хрома на подложке железа [17,18] не дают достаточного материала для сравнения с вышеизложенной теорией.

Обменное приближение справедливо для диапазона толщин $a \ll \Delta_f$, где

$$\Delta_f \sim \sqrt{J_f/K_{||}} \quad (9)$$

— толщина традиционной доменной стенки в ферромагнитной пленке. При дальнейшем росте толщины пленки следует принять во внимание энергию одноионной анизотропии. Это приведет к тому, что при $a \sim \Delta_f$ дальнейший рост толщины доменной стенки, порожденной фрустрацией, с увеличением толщины пленки

прекратится и $\delta_f(z)$ при $z > \Delta_f$ выйдет на постоянное значение $\delta_f \approx \Delta_f$ (рис. 3, кривая 2).

3.1.2.2. $\gamma_{af} \ll 1$

В случае подложки с меньшей обменной жесткостью структура доменной стенки оказывается существенно более сложной [12]. В подложке возникают сильные искажения антиферромагнитного параметра порядка. В реальном случае $\gamma_{f,af}a/\gamma_{af}^2 \gg 1$ доменная стенка характеризуется двумя длинами: толщиной доменной стенки в ферромагнитной пленке δ_f и размером области на границе раздела слоев вблизи края атомной ступени, в которой взаимная ориентация магнитных параметров порядка отличается от оптимальной (параллельной по одну сторону ступени и антипараллельной по другую).

Простая оценка этих параметров из энергетических соображений дает

$$\delta_f \sim a/\gamma_{af} \tag{10}$$

и

$$\delta_0 \sim \min(1, \gamma_{af}/\gamma_{f,af}). \tag{11}$$

Поскольку $\delta_f \gg a$, уширением доменной стенки в ферромагнитном слое можно пренебречь. Искажения в антиферромагнитной подложке занимают область радиусом порядка δ_f вокруг края атомной ступени (рис. 4).

Именно искажения в подложке дают основной вклад в энергию доменной стенки, которая в обменном приближении составляет на единицу длины атомной ступени величину

$$w \sim \frac{J_{af}}{b} \ln \frac{\delta_f}{\delta_0}. \tag{12}$$

Обменное приближение справедливо, если $\delta_f \ll \Delta_f, \Delta_{af}$, где Δ_{af} определяется формулой (9), в которой J_f заменили на $|J_{af}|$. Поскольку мы предположили, что параметр $K_{||}$ одинаков в обоих слоях, имеем $\Delta_{af} \sim \gamma_{af}^{1/2} \Delta_f \ll \Delta_f$. Поэтому с ростом a величина δ_f вначале превзойдет Δ_{af} .

Рассмотрим структуру доменной стенки в области значений $\Delta_{af} \ll \delta_f \ll \Delta_f$. В этом случае искажения антиферромагнитного параметра порядка в подложке

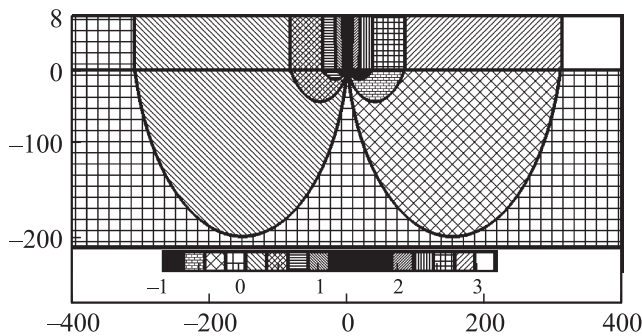


Рис. 4. Распределение параметров порядка в доменной стенке. Границе раздела соответствует ордината, равная нулю. Все расстояния даны в единицах соответствующего межатомного расстояния. Внизу показано соответствие штриховки и величины $\theta_{f(af)}$, измеренной в радианах.

имеют не полукруглую, а сплюснутую форму [19]. На расстоянии порядка Δ_{af} от края атомной ступени они приобретают вид обменной спирали, параллельной границе раздела. Ее структура полностью аналогична структуре блоховской доменной стенки в данном материале. Мы используем термин „обменная спираль“, а не „доменная стенка“, так как доменная стенка разделяет два домена в одном и том же слое, а обменная спираль возникает на границе раздела разных материалов.

Оценим теперь величину δ_f — толщину доменной стенки в ферромагнетике. Энергия искажений ферромагнитного параметра порядка на единицу длины атомной ступени составляет величину w_f

$$w_f \sim \frac{J_f a}{b \delta_f}. \tag{13}$$

Энергия искажений антиферромагнитного параметра порядка w_{af} имеет вид

$$w_{af} \sim \frac{|J_{af}|}{b} \ln \frac{\Delta_{af}}{\delta_0} + \epsilon_{af} (\delta_f - \Delta_{af}) b, \tag{14}$$

где

$$\epsilon_{af} \sim \sqrt{|J_{af}| K_{||}} / b^2 \tag{15}$$

есть поверхностная энергия традиционной доменной стенки (и, следовательно, обменной спирали) в антиферромагнетике.

Минимизируя суммарную энергию $w_f + w_{af}$ по параметру δ_f , находим

$$\delta_f \sim \left(\frac{J_f a}{\epsilon_{af} b^2} \right)^{1/2} \sim \left(\frac{a \Delta_{af}}{\gamma_{af}} \right) \propto a^{1/2}. \tag{16}$$

Величина δ_f сравнивается с толщиной традиционной доменной стенки Δ_f при $a = \Delta_{af}$. Дальнейший рост δ_f с ростом толщины ферромагнитного слоя прекращается, и $\delta_f \approx \Delta_f$ при $a > \Delta_{af}$.

3.1.3. Спиновые вихри. Рассмотренная в предшествующем разделе картина полидоменного состояния ферромагнетика справедлива, если расстояние R между атомными ступенями на границе раздела слоев превосходит критическое значение.

В области применимости обменного приближения, когда $\delta_f \ll \Delta_f$, этим критическим значением R_c является толщина доменной стенки δ_f . Поскольку в случае $a \sim 1$ nm значение δ_f также составляет несколько нанометров, при $R \sim 10$ nm в пленке реализуется нанодоменное состояние, идентифицировать которое экспериментально возможно только при соответствующем пространственном разрешении.

В противоположном предельном случае $R \ll \delta_f$ происходит перекрытие доменных стенок. В результате в основном объеме ферромагнетика параметр порядка останется практически однородным, а вблизи границы раздела слоев образуется система статических спиновых вихрей. Они располагаются в слое с меньшей обменной жесткостью (в ферромагнетике при $\gamma_{af} \gg 1$ и в антиферромагнитной подложке при $\gamma_{af} \ll 1$) (рис. 5, a). В случае

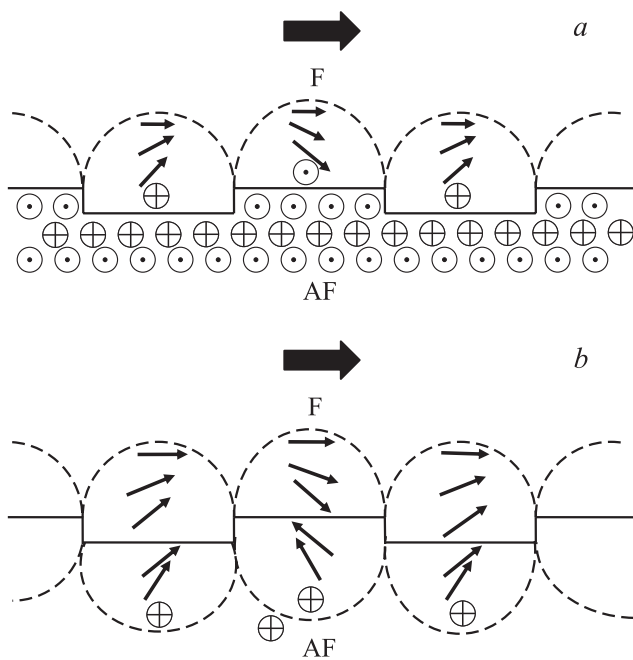


Рис. 5. Ориентация спинов ферромагнитного и антиферромагнитного слоев вблизи границы раздела в монокристаллической фазе в случае $|J_{af}| \gg J_f$ (a); ориентация ферромагнитного и антиферромагнитного параметров порядка вблизи границы раздела в монокристаллической фазе в случае $|J_{af}| \approx J_f$ (b). Стрелки показывают направление соответствующего параметра порядка. Вращение параметров порядка происходит в плоскости слоев.

равенства обменных энергий ($\gamma_{af} = 1$) вихрь располагается симметрично относительно границы раздела слоев (рис. 5, b).

Границы спиновых вихрей совпадают с краями атомных ступеней на поверхности раздела слоев. В области применимости обменного приближения размер вихря в направлении, перпендикулярном границе, равен минимальному размеру области, ограниченной ступенями на плоскости раздела слоев.

Спиновые вихри, так же как и области на границе раздела, принадлежат двум типам. Тип вихря соответствует типу области, в которой он возникает. Вращение параметра порядка в вихре происходит в плоскости, параллельной границе раздела и отличается направлением в вихрях разного типа.

Вдали от области вихрей параметры порядка в слоях практически однородны. Пусть они образуют между собой угол ψ . Тогда в вихрях первого типа происходит вращение параметров порядка на суммарный угол ψ , а в вихрях второго типа — на суммарный угол $\pi - \psi$. По аналогии с моделью „магнитной близости“ Слончевского [20] суммарную энергию вихрей можно записать в виде

$$W = C_1\psi^2 + C_2(\pi - \psi)^2, \quad (17)$$

где константа C_i пропорциональна площади σ_i , занимаемой на границе раздела областями соответствующего

типа [12]

$$C_i = \frac{\min(J_f, |J_{af}|)\sigma_i}{Rb} \ln \frac{R}{b}, \quad (18)$$

Если оба типа областей представлены с одинаковой вероятностью, то минимуму энергии соответствует взаимно перпендикулярная ориентация параметров порядка вдали от границы раздела ($\psi = \pi/2$).

В области применимости обменного приближения переход от полидоменного к монокристаллическому состоянию ферромагнитной пленки с ростом толщины ферромагнетика или ростом шероховатости (уменьшением параметра R) происходит непрерывным образом и не является, строго говоря, фазовым переходом. Его можно осуществить в процессе послойного напыления ферромагнетика на антиферромагнитную подложку. По мере напыления будет наблюдаться переход пленки из полидоменного в монокристаллическое состояние.

Из области применимости обменного приближения для описания монокристаллической фазы можно выйти, увеличивая толщину пленки при неизменном параметре R . Когда толщина пленки станет порядка или превзойдет толщину доменной стенки в слое с меньшей обменной жесткостью, будет необходим учет энергии одноионной анизотропии. При этом принципиальную роль играет конфигурация легких осей в плоскости слоя.

При наличии двух взаимно перпендикулярных легких осей в плоскости слоя ситуация практически не изменится по сравнению с полученной в рамках обменного приближения. Вдали от границы раздела и ферромагнитный, и антиферромагнитный параметры порядка будут направлены каждый вдоль своей легкой оси, оставаясь взаимно перпендикулярными. В случае $\gamma_{af} \gg 1$ увеличение параметра R в области значений $R \sim \Delta_f \ll a$ приводит к изменению формы вихрей с полукруглой на сплюснутую. При $\Delta_f \ll R \ll a$ они приобретают форму 90° обменных спиралей, параллельных границе раздела (рис. 6, a).

Если же в плоскости слоя существует только одна легкая ось (тетрагональный срез (100)), то взаимно перпендикулярная ориентация параметров порядка не удовлетворяет минимуму энергии анизотропии. Конкуренция между энергией межслойного взаимодействия и энергией анизотропии приводит к возникновению вблизи границы раздела слоев 90° обменной спирали. Она располагается, в основном, в слое с меньшей энергией традиционной доменной стенки [19]. Характерный размер области, занимаемой обменной спиралью, порядка толщины блоховской доменной стенки в том же материале и намного превосходит размер вихрей. Вблизи границы раздела (но вне области статических спиновых вихрей) параметры порядка ориентированы взаимно перпендикулярно, поэтому оба этих вектора не могут быть коллинеарны легкой оси. В обменной спирали происходит разворот параметра (параметров) порядка, вследствие чего они оказываются коллинеарными легкой оси (рис. 6, b).

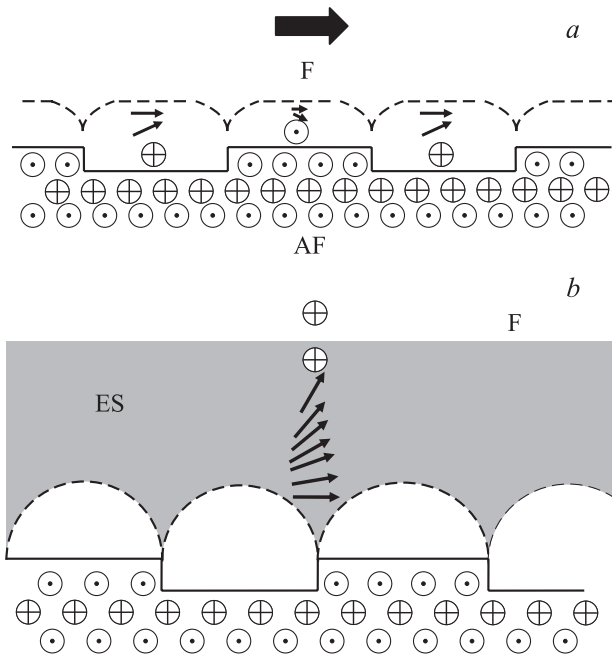


Рис. 6. Обменные спирали в случае двух взаимно перпендикулярных легких осей (а), обменная спираль в ферромагнетике (b). Стрелки показывают направление соответствующего параметра порядка. Вращение параметров порядка происходит в плоскости слоев.

Если толщина пленки $a \ll \min(\Delta_f, \Delta_{af})$, то намагниченность пленки ориентирована вдоль трудного направления. С ростом a в слое с меньшей обменной жесткостью постепенно формируется обменная спираль, т.е. переход к коллинеарной ориентации параметров порядка происходит непрерывно.

Фазовые диаграммы для случаев $\gamma_{af} \gg 1$ и $\gamma_{af} \ll 1$ и одной легкой оси в плоскости слоя изображены на рис. 7.

Если в случае $\gamma_{af} \gg 1$ и одной легкой оси в плоскости слоя, находясь в фазе с вихрями и обменной спиралью в ферромагнетике (фаза 3 на рис. 7,а), увеличивать расстояние между краями атомных ступеней R , то при $R \sim \Delta_f$ в областях первого типа произойдет „аннигиляция“ растущих с R статических спиновых вихрей и обменной спирали: искажения параметра порядка в вихре компенсируют таковые в обменной спирали. В областях второго типа происходит „сложение“ этих искажений. В результате в этих областях при значениях R , больших Δ_f , но все еще меньших толщины пленки a , образуется 180° обменная спираль, в то время как в областях первого типа искажения параметра порядка исчезают (рис. 8).

Перейдем теперь к случаю $\gamma_{af} \ll 1$. В области значений параметра R , определяемой неравенством $a \ll \Delta_{af} \ll R \ll \delta_f \ll \Delta_f$, форма вихрей изменяется с полукруглой (при $R \ll \Delta_{af}$) на сплюснутую, они приобретают вид 90° обменной спирали (фаза 5 на рис. 7,б). Этот переход с ростом R происходит непрерывным образом при $R \sim \Delta_{af}$.

Если в плоскости слоев существуют две взаимно перпендикулярные легкие оси, то с ростом толщины ферромагнетика a ситуация не изменяется. При наличии одной легкой оси в плоскости слоя при увеличении параметра a при $a \sim \Delta_{af}$ формируется обменная спираль и происходят ее „аннигиляция“ с вихрями в областях одного типа и „сложение“ в областях второго типа.

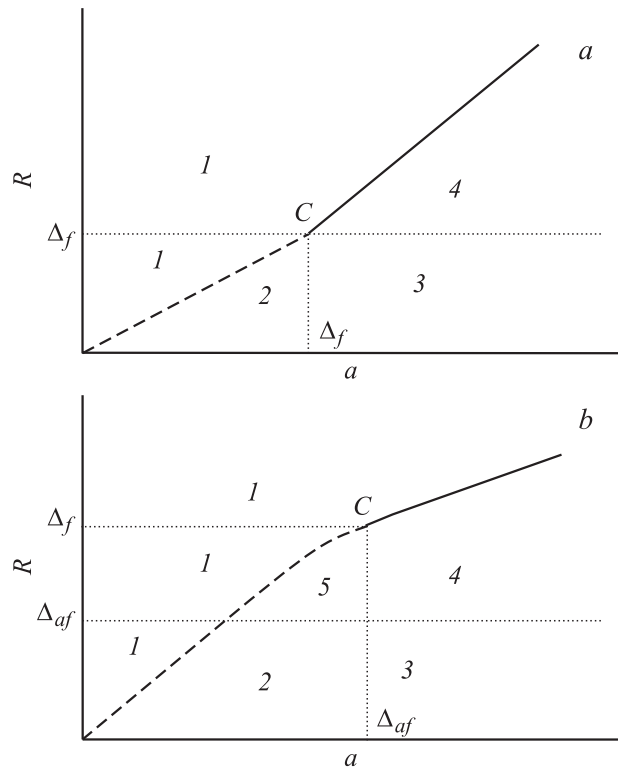


Рис. 7. Фазовая диаграмма в случаях $\gamma_{af} \gg 1$ (а) и $\gamma_{af} \ll 1$ (b): 1 — полидоменная фаза, 2 — фаза с полукруглыми вихрями и намагниченностью пленки, ориентированной перпендикулярно легкой оси, 3 — фаза с полукруглыми вихрями и 90° обменной спиралью, 4 — фаза со 180° обменными спиралями, параллельными границе раздела, в областях одного типа, 5 — фаза со сплюснутыми вихрями и намагниченностью пленки, ориентированной перпендикулярно легкой оси. Сплошная линия соответствует линии фазовых переходов первого рода, C — критическая точка.

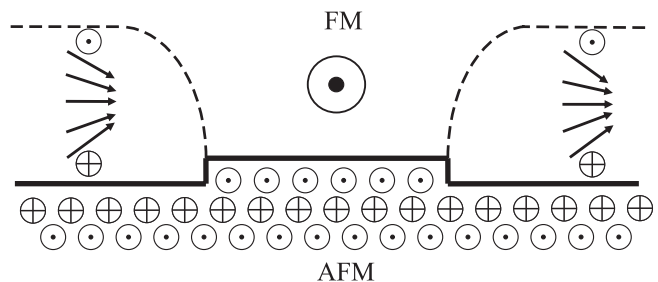


Рис. 8. Обменные спирали в случае одной легкой оси. Стрелки показывают направление соответствующего параметра порядка. Вращение параметров порядка происходит в плоскости слоев.

В результате, как и для $\gamma_{af} \gg 1$, в областях одного типа параметр порядка при $a \gg \Delta_{af}$ остается однородным, а в областях второго типа возникает 180° обменная спираль (фаза 4 на рис. 7, b). Единственное отличие от случая $\gamma_{af} \gg 1$ в том, что обменная спираль располагается в более мягкой подложке, а не в пленке.

Следует отметить, что первые попытки изобразить качественно распределение спинов в фрустрированной системе [21, 22] относятся именно к области параметров, соответствующей фазе 4. Авторы указанных работ предполагали наличие в слое с меньшей обменной жесткостью доменной стенки, замыкающей края ступеней. При этом доменная стенка предполагалась атомно-резкой. Компьютерное моделирование, проведенное в рамках модели сильной связи и предположения о коллинеарной ориентации спинов, подтвердило этот прогноз [23]. Однако предположение о коллинеарной ориентации спинов справедливо, если энергия одноионной анизотропии намного превосходит энергию обменного взаимодействия. Мы исследуем противоположный предельный случай, в котором спиновая конфигурация оказывается существенно неколлинеарной.

Рассмотрим, что произойдет, если, находясь при $a \gg \min(\Delta_f, \Delta_{af})$ в фазе с обменными спиралями, мы будем увеличивать параметр R . Произойдет фазовый переход монодоменной фазы с обменными спиралями вблизи границы раздела в полидоменную фазу с доменными стенками, перпендикулярными границе раздела. Поскольку при критическом значении $R = R_c$, отвечающем фазовому переходу, доменные стенки не перекрываются, этот переход происходит скачкообразно, то есть является фазовым переходом первого рода, размытым вследствие разброса по расстояниям между краями атомных ступеней.

Для нахождения значения R_c приравняем энергии полидоменной и монодоменной фаз. Перпендикулярная пленке доменная стенка обладает на единицу длины края атомной ступени энергией $\varepsilon_f ab$, где ε_f дается формулой (15) с заменой $|J_{af}|$ на J_f . Поскольку расстояние между стенками равно R , энергия полидоменной фазы в расчете на единицу площади границы раздела составит $\varepsilon_f a/R$.

В то же время энергия монодоменной фазы в расчете на единицу площади составляет по порядку величины ε_f при $\gamma_{af} \gg 1$ и ε_{af} при $\gamma_{af} \ll 1$. Приравнявая эти энергии, находим

$$R_c \sim \begin{cases} a, & \gamma_{af} \gg 1 \\ a/\gamma_{af}^{1/2}, & \gamma_{af} \ll 1. \end{cases} \quad (19)$$

Поскольку в области $a < \min(\Delta_f, \Delta_{af})$ фазовый переход из полидоменной в монодоменную фазу происходит непрерывным образом, на фазовых диаграммах, изображенных на рис. 7, при $R \sim \Delta_f$ существует критическая точка, в которой заканчивается линия фазовых переходов первого рода.

В случае $\gamma_{af} \ll 1$, когда температура Кюри ферромагнетика превосходит температуру Нееля антиферромагнетика, вблизи температуры Нееля $\delta_f \propto \gamma_{af}^{-1} \propto (T_N - T)^{-1}$ и возрастает с ростом температуры. Поэтому переход из полидоменного в монодоменное состояние возможен в процессе нагревания.

В работе [24] была исследована фазовая диаграмма „толщина–вицинальный угол“ пленки железа на подложке хрома с ориентацией поверхности, близкой к (001). Такой выбор материалов соответствует случаю $\gamma_{af} \ll 1$. При вицинальном угле, равном нулю, полидоменная фаза наблюдалась при толщинах пленки $a < a_c = 3.5$ nm. С ростом вицинального угла возрастала концентрация атомных ступеней на границе раздела, что сопровождалось падением критического значения a_c .

3.1.4. Обменный сдвиг. Первая модель обменного сдвига для нескомпенсированного среза антиферромагнетика, предложенная в работе [4], предполагала разрыв обменных связей на границе раздела ферромагнетик–антиферромагнетик и давала величину обменного сдвига, на два порядка превосходящую наблюдаемые значения.

Более реалистичная модель Маури и др. [25] исходит из предположения, что при перемагничивании ферромагнитной пленки в антиферромагнитной подложке вблизи атомно-гладкой границы раздела возникает 180° доменная стенка (обменная спираль). Согласно этой модели магнитная индукция B_{ex}^{af} , характеризующая обменный сдвиг, может быть получена из равенства разности зеемановских энергий до и после образования обменной спирали и энергии доменной стенки:

$$B_{ex}^{af} = \frac{\varepsilon_{af}}{2M_f ab} \sim \frac{(J_{af} K_{\parallel})^{1/2}}{b^3 M_f a}, \quad (20)$$

где M_f — намагниченность ферромагнетика.

Следует отметить, что состояние с обменной спиралью не отвечает глобальному минимуму энергии: доменной стенке выгодно пройти насквозь через антиферромагнетик. При этом антиферромагнетик перейдет в однородное состояние. Этому препятствует пиннинг доменной стенки дефектами кристаллической структуры антиферромагнетика, который и является причиной обменного сдвига.

В нашей работе [26] было обращено внимание на тот факт, что обменная спираль возникает в слое с меньшей поверхностной энергией блоховской доменной стенки и, в определенных условиях, может возникнуть и в ферромагнитном слое, а затем, с ростом внешнего магнитного поля, перейти в антиферромагнетик. При этом надо учесть зависимость толщины и поверхностной энергии доменной стенки от магнитного поля [27]

$$\Delta_f(B_0) \sim \left(\frac{J_f}{K_{\parallel} + 2M_f B_0 b^3} \right)^{1/2}, \quad (21)$$

$$\varepsilon_f(B_0) \sim [J_f (K_{\parallel} + 2M_f B_0 b^3)]^{1/2} / b^2, \quad (22)$$

где B_0 — индукция магнитного поля.

В случае $\varepsilon_f(0) < \varepsilon_{af}$ доменная стенка в ферромагнитной пленке может возникнуть только при условии, что $\Delta(B_0) < a$. Приравнивая энергию доменной стенки и выигрыш в зеемановской энергии, получаем обменный сдвиг

$$B_{ex}^f \approx \begin{cases} (J_f K_{\parallel})^{1/2} / M_f a b^3, & a \gg \Delta_f(0), \\ \frac{J_f}{M_f a^2 b^3}, & a \ll \Delta_f(0), \end{cases} \approx \frac{J_f}{M_f a b^3 \min(a, \Delta_f(0))}. \quad (23)$$

С ростом магнитного поля доменная стенка становится все тоньше и в поле $B_0 \sim B^*$ переходит из ферромагнетика в антиферромагнитную подложку, где и остается при $B_0 > B^*$. Значение B^* находится из равенства поверхностных энергий блоховских доменных стенок в слоях

$$B^* \sim \frac{|J_{af}| K_{\parallel}}{J_f M_f b^3}. \quad (24)$$

Если $B_{ex}^f > B_{ex}^{af}$, то доменная стенка возникает сразу в подложке. Зависимость обменного сдвига от толщины пленки изображена на рис. 9. Математическое моделирование показало, что в области полей $B_{ex}^f < B < B^*$ имеет место связанное состояние доменной стенки на границе раздела слоев [28]. В полях с индукцией $B_0 > B^*$ оно отсутствует, и обменный сдвиг обусловлен пиннингом доменной стенки.

Рассмотрим теперь явление обменного сдвига в случае шероховатой поверхности в различных областях фазовой диаграммы „толщина пленки–шероховатость“. Очевидно, что в полидоменной фазе обменный сдвиг отсутствует, поскольку при одном направлении поля в насыщении обменные спирали образуются в областях одного типа, а при противоположном направлении поля — в областях другого типа. При этом энергии

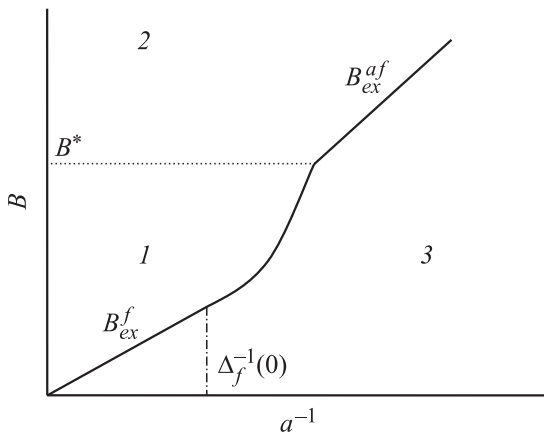


Рис. 9. Фазовая диаграмма „магнитная индукция–толщина пленки“ в случае гладкой границы раздела: 1 — фаза с доменной стенкой в ферромагнетике, 2 — фаза с доменной стенкой в антиферромагнетике, 3 — фаза без доменной стенки. Сплошной линией изображена зависимость обменного сдвига от обратной толщины пленки.

состояний с противоположными направлениями намагниченности не отличаются.

Аналогично отсутствует обменный сдвиг и в фазе со 180° обменными спиралями, параллельными границам раздела, которая реализуется в случае одной легкой оси в плоскости слоя (фаза 4 на рис. 7, а и 7, б). Действительно, при перемагничивании ферромагнитного слоя эти спирали исчезают в областях одного типа, где они присутствовали до перемагничивания, и возникают в областях другого типа.

В случае одной легкой оси в плоскости слоя обменный сдвиг не должен возникать и в фазе с вихрями и 90° обменной спиралью (фаза 3 на рис. 7, а и 7, б). Перемагничивание ферромагнетика приведет только к изменению направления вращения в обменной спирали.

Таким образом, в случае одной легкой оси в плоскости слоя обменный сдвиг имеет место только в фазе с вихрями и намагниченностью ферромагнетика, перпендикулярной легкой оси (фаза 2 на рис. 7, а и фазы 2 и 5 на рис. 7, б).

В случае двух взаимно перпендикулярных легких осей в плоскости слоя обменный сдвиг присутствует во всей области существования монодоменной фазы ферромагнитной пленки. Следовательно, можно сделать вывод, что наличие двух взаимно перпендикулярных легких осей в плоскости слоя способствует появлению обменного сдвига.

3.2. Скомпенсированный срез

3.2.1. С п и н-ф л о п-о р и е н т а ц и я. Оптимальную ориентацию спинов на гладкой границе раздела в случае скомпенсированного среза антиферромагнетика предложил Коон [29]. В рамках обменного приближения параметр порядка ферромагнетика ориентируется перпендикулярно вектору антиферромагнетизма. Намагниченности подрешеток верхней атомной плоскости антиферромагнетика вследствие обменного взаимодействия с ферромагнетиком скашиваются так, чтобы результирующая намагниченность плоскости была параллельна (в случае $J_{f,af} > 0$) намагниченности ферромагнетика — спин-флоп-ориентация, аналогичная скосу подрешеток антиферромагнетика в магнитном поле (рис. 10). Поскольку обменное поле ферромагнетика действует только на верхнюю атомную плоскость антиферромагнетика, значение угла скоса подрешеток θ спадает в глубь антиферромагнетика на атомных расстояниях, причем направление скоса намагниченности противоположно в соседних атомных плоскостях антиферромагнетика, параллельных границе раздела.

Одновременно в ферромагнетике, вследствие его обменного взаимодействия с антиферромагнетиком, происходит разворот спинов на угол φ , и возникает наведенный вектор антиферромагнетизма. Его величина спадает в глубь ферромагнетика на атомных расстояниях, причем характерная длина этого экспоненциального убывания определяется числом ближайших соседних спинов,

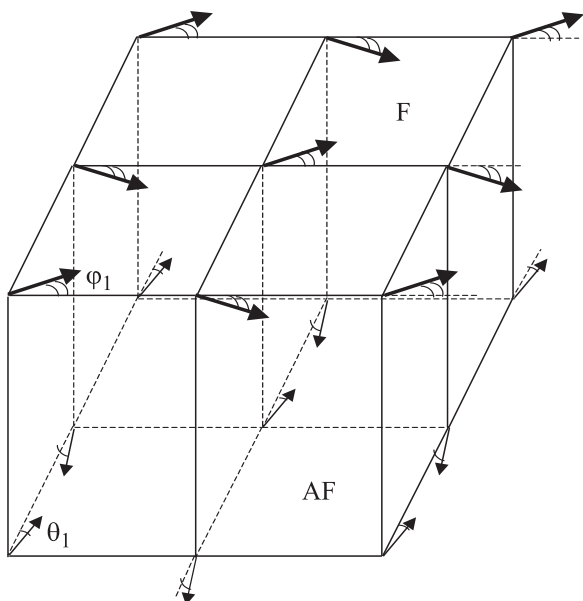


Рис. 10. Ориентация спинов нижней атомной плоскости ферромагнетика и верхней атомной плоскости антиферромагнетика для среза (100) простой кубической решетки.

лежащих в той же плоскости, что и выбранный спин, z_1 , и числом ближайших соседних спинов в следующей атомной плоскости z_2 ($z = z_1 + 2z_2$ — полное число ближайших соседей) [30]. Значения z_1 и z_2 в свою очередь зависят от типа кристаллической решетки и среза поверхности (см. таблицу).

В области малых значений φ_j ($|\varphi_j| \ll 1$), где j — номер атомной плоскости ферромагнетика, отсчитанный от границы раздела, имеет место соотношение

$$\varphi_j = \kappa \varphi_{j-1}, \tag{25}$$

где

$$\kappa = \frac{z_1}{z_2} + 1 - \sqrt{\frac{z_1}{z_2} \left(\frac{z_1}{z_2} + 2 \right)}. \tag{26}$$

Аналогично для углов скоса антиферромагнетика θ_j имеем

$$\theta_j = -\kappa \theta_{j-1} \tag{27}$$

с тем же значением κ .

Следует отметить, что именно наличие наведенных „несобственных“ параметров порядка в слоях приводит к взаимодействию слоев в случае скомпенсированного среза поверхности антиферромагнетика.

Параметры, характеризующие различные срезы кристаллов

Вид решетки	Срез	z_1	z_2	κ
ПК	(100)	4	1	$5 - \sqrt{24} = 0.101021$
ПК	(110)	2	2	$2 - \sqrt{3} = 0.267949$
ОЦК или ОЦТ	(110)	4	2	$3 - \sqrt{8} = 0.171573$

Как изменится данная картина при выходе за рамки обменного приближения? При наличии двух взаимно перпендикулярных легких осей в плоскости слоя она останется практически неизменной.

В случае одной легкой оси в плоскости слоя взаимно перпендикулярная ориентация параметров порядка вдали от границы раздела не отвечает минимуму энергии одноионной анизотропии. В результате в случае достаточно толстой ферромагнитной пленки $a \gg \min(\Delta_f, \Delta_{af})$ вблизи границы раздела возникает обменная спираль, аналогичная рассмотренной в разделе 3.1.3. Если же $a \ll \min(\Delta_f, \Delta_{af})$, то обменное приближение остается в силе.

Структура обменной спирали в случае $a \gg \min(\Delta_f, \Delta_{af})$ была рассмотрена в работе [31]. Вблизи границы раздела вектор намагниченности ферромагнетика и вектор антиферромагнетизма подложки отклоняются от легкой оси в разные стороны так, чтобы угол между ними составлял 90° . По мере удаления от границы раздела они разворачиваются так, чтобы стать параллельными легкой оси (рис. 11). Характерный масштаб длины, на которой происходит разворот, совпадает с толщиной традиционной доменной стенки в данном слое. Отметим, что обменная спираль возникает в отсутствие внешнего поля и соответствует равновесному состоянию системы ферромагнетик–антиферромагнетик.

Энергия спирали может быть найдена как разность между энергиями слоев и энергиями их однородного основного состояния и в континуальном приближении, когда $\min(\Delta_{af}, \Delta_f) \gg 1$, имеет вид

$$\begin{aligned} \tilde{W} = NJ_f z_2 \left\{ \gamma_{af} \int_{-\infty}^0 [(\theta'_{af}(x))^2 + \alpha_{af}(1 - \cos 2\theta_{af}(x))] dx \right. \\ \left. + \int_0^{\infty} [(\theta'_f(x))^2 + \alpha_f(1 - \cos 2\theta_f(x)) \right. \\ \left. + 2\beta(1 - \cos \theta_f(x))] dx \right\}, \tag{28} \end{aligned}$$

где ферромагнетик занимает полупространство $x > 0$, антиферромагнетик — полупространство $x < 0$, N — число спинов в атомной плоскости, параллельной атомно-гладкой границе раздела, расстояние измеряется в единицах расстояния между двумя ближайшими такими плоскостями, а безразмерные константы $\alpha_{f/af}$ и β равны соответственно

$$\alpha_{f(af)} = 2K_{\parallel}/z_2 |J_{f(af)}| \ll 1, \tag{29}$$

$$\beta = \mu_{at} B_0 / z_2 J_f, \tag{30}$$

где μ_{at} — магнитный момент атома ферромагнетика, а B_0 — индукция внешнего магнитного поля.

В случае слабой анизотропии ($K_{\parallel} \ll \min(J_f, |J_{af}|)$) можно считать, что на границе раздела

$$\theta_f(0) - \theta_{af}(0) = \frac{\pi}{2}. \tag{31}$$

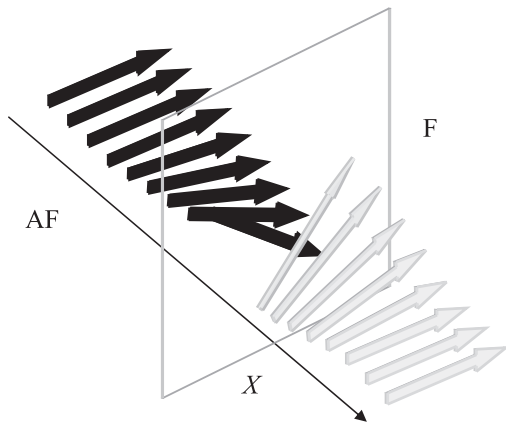


Рис. 11. Распределение параметров порядка вблизи границы раздела ферромагнетик–антиферромагнетик.

Не ограничивая общности рассмотрения, выберем нумерацию двух подрешеток коллинеарного антиферромагнетика так, чтобы вдали от границы раздела слоев вектор намагниченности ферромагнетика был бы параллелен, а не антипараллелен вектору антиферромагнетизма. Тогда их отворот от оси легкого намагничивания происходит в разные стороны. Пусть, для определенности, $\theta_f > 0$, а $\theta_{af} < 0$.

Варьируя энергию (28), получаем следующие уравнения Эйлера:

$$\theta''_{af} = \alpha_{af} \sin 2\theta_{af}, \quad (32)$$

и

$$\theta''_f = \alpha_f \sin 2\theta_f + \beta \sin \theta_f. \quad (33)$$

Решение первого имеет вид [32]

$$\cos \theta_{af}(x) = \text{th}[-(2\alpha_{af})^{1/2}(x + x_1)], \quad (34)$$

а второго

$$\sin \theta_f(x) = \frac{2[\beta(2\alpha_f + \beta)]^{1/2} \text{sh}[(2\alpha_f + \beta)^{1/2}(x + x_2)]}{2\alpha_f + \beta \text{ch}^2[(2\alpha_f + \beta)^{1/2}(x + x_2)]}. \quad (35)$$

Постоянные x_1 и x_2 выражаются через $\theta_f(0)$ и $\theta_{af}(0)$. Используя соотношения (31) и минимизируя суммарную энергию спирали по оставшемуся параметру, находим

$$\cos \theta_f(0) = \frac{\varepsilon_f \{ [\varepsilon_f^2 \beta^2 + 4\alpha_f(\alpha_f + \beta)(\varepsilon_f^2 + \varepsilon_{af}^2)]^{1/2} - \varepsilon_f \beta \}}{2\alpha_f(\varepsilon_f^2 + \varepsilon_{af}^2)}, \quad (36)$$

где $\varepsilon_f \propto \alpha_f^{1/2}$ и $\varepsilon_{af} \propto \gamma_{af} \alpha_{af}^{1/2}$ — поверхностные энергии доменных стенок в соответствующих слоях в отсутствие внешнего поля.

При $B_0 = 0$

$$\text{tg} \theta_f(0) = \frac{\varepsilon_{af}}{\varepsilon_f}, \quad (37)$$

т.е. спираль, в основном, находится в том слое, в котором поверхностная энергия доменной стенки ниже.

С ростом внешнего поля спираль выталкивается в антиферромагнитный слой. При $\beta \gg \alpha_f$

$$\theta_f(0) = \frac{\varepsilon_{af}}{\varepsilon_f} \sqrt{\frac{2\alpha_f}{\beta}} \propto \beta^{-1/2}. \quad (38)$$

При выводе этой формулы мы пренебрегали скосом подрешеток антиферромагнетика, считая, что внешнее поле намного меньше поля спин-флоп-перехода в антиферромагнетике.

При перемагничивании ферромагнетика направление закручивания обменной спирали изменяется на противоположное. При этом энергия границы раздела не изменяется, следовательно, обменный сдвиг в данном состоянии отсутствует.

3.2.2. Обменный сдвиг. Первый механизм возникновения обменного сдвига в случае, когда спины атомной плоскости антиферромагнетика, параллельной границе раздела, скомпенсированы, рассмотрен в работе [33]. В модели, предложенной Малоземовым, предполагается, что шероховатость границы раздела ведет к появлению на ней нескомпенсированных спинов антиферромагнетика. Обменное взаимодействие нескомпенсированных спинов антиферромагнетика со спинами ферромагнетика приводит к появлению локальных случайных полей, сопряженных антиферромагнитному параметру порядка, причем случайное поле $\pm h_0$ ($h_0 \approx J_{f,af}$) возникает в каждой элементарной ячейке на границе раздела. Характерная флуктуация поверхностной обменной энергии, усредненная по площади L^2 , равна $h \approx \pm h_0 / \sqrt{N}$, где N — число элементарных ячеек на указанной площади.

В этом случайном обменном поле при условии, что ферромагнетик находится в мономоментном состоянии, поверхностный слой антиферромагнетика будет разбиваться на пузырьобразные доменоподобные области с характерным размером порядка ширины традиционной доменной стенки (рис. 12), чтобы уменьшить суммарную энергию системы. Возникающий обменный сдвиг по порядку величины дается формулой (20).

В работе [34] было показано, что предположение о возникновении случайного поля в каждой элементарной ячейке необосновано. Действительно, пусть атомные ступени на границе раздела идут в двух взаимно перпендикулярных направлениях x и y . Тогда вся граница раздела разбивается ими на многоугольники с прямыми углами. Продолжая одну из сторон (например, параллельную оси x) каждого внутреннего угла, равного $3\pi/2$,

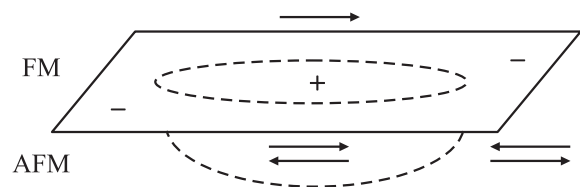


Рис. 12. Схематическое изображение пузырьобразного домена.

можно разбить многоугольник на прямоугольники. Если длины обеих сторон такого прямоугольника l_x и l_y составляют нечетное число постоянных решетки, т.е. число элементарных ячеек в нем нечетно, то в таком прямоугольнике не происходит компенсации полей, создаваемых спинами приповерхностного атомного слоя пленки. Таким образом, случайное поле возникает не в каждой ячейке, а только на характерной площади $S_0 = 4(l_x^{-1}l_y^{-1})^{-1} \sim R^2$, где скобки обозначают усреднение по поверхности раздела, а множитель 4 возникает в предположении, что при $R \gg 1$ длина ступени с одинаковой вероятностью равна четному или нечетному числу постоянных решетки.

Характерная флуктуация поля в области с линейным размером L составит в расчете на элементарную ячейку величину порядка

$$\langle h \rangle \sim h_0 \left(\frac{L}{R} \right) / L^2 \sim \frac{h_0}{RL}, \quad (39)$$

которая в R раз меньше, чем введенная в работе [33].

Однако даже в случае переоценки в R раз выигрыша в энергии границы пленка–подложка за счет возникновения в подложке доменов суммарная энергия системы при $J_{af} \approx J_{f,af}$ оказывается выше, чем в случае однородного распределения ферромагнитного и антиферромагнитного параметров порядка, т.е. фаза с доменами в подложке является метастабильной. Это тем более верно в случае реальной оценки выигрыша поверхностной энергии.

Таким образом, в случае компенсированной поверхности антиферромагнетика механизм возникновения обменного сдвига, предложенный в работе [33], не реализуется.

Как показано в работе [35], введение достаточно большой концентрации немагнитных атомов приводит к образованию слабо связанных с матрицей антиферромагнетика магнитных кластеров с некомпенсированными спинами, замораживание которых при охлаждении в магнитном поле создает обменный сдвиг. Однако рассмотрение сильно неупорядоченных систем выходит за рамки данного обзора.

В модели, предложенной в работе Коона [29], степень шероховатости границы раздела не играет существенной роли, а обменный сдвиг обусловлен спин-флор-ориентацией параметров порядка на границе раздела. Как и в случае некомпенсированной поверхности, при перемагничивании ферромагнетика в антиферромагнетике возникает 180° доменная стенка. Как было показано выше, в случае одной легкой оси в плоскости слоя наличие обменной спирали в отсутствие поля устраняет обменный сдвиг. Он будет иметь место либо в области применимости обменного приближения ($a \ll \min(\Delta_f, \Delta_{af})$), либо при наличии двух взаимно перпендикулярных легких осей в плоскости слоя. В этих случаях обменная спираль отсутствует в исходном состоянии и возникает в процессе перемагничивания. По-

этому, как и в случае некомпенсированной поверхности, такая конфигурация легких осей способствует появлению в системе ферромагнетик–антиферромагнетик обменного сдвига.

В более поздней работе [36] авторы пришли к противоположному, чем Коон результату. Они рассматривали ту же модель и проводили математическое моделирование, используя уравнения движения магнитных моментов Ландау–Лифшица. Они обнаружили наличие спин-флор-ориентации, но не обнаружили обменного смещения. Их вычисления показывают, что присутствие антиферромагнитного слоя приводит только к увеличению коэрцитивной силы. Они объяснили это различие тем, что добавили дополнительную степень свободы, а именно — возможность спином антиферромагнетика выходить из плоскости, параллельной границе раздела. Это приводит к снижению энергетического барьера, который необходимо преодолеть спинам антиферромагнетика, чтобы перейти из метастабильного состояния с доменной стенкой к основному состоянию.

Это объяснение представляется нам неверным. Дело в том, что потенциальный барьер между метастабильным и основным состоянием существует и при наличии двух степеней свободы спинов. Для его преодоления при моделировании процесса перемагничивания в квазистатически изменяющемся магнитном поле в уравнения движения должно быть введено слагаемое, описывающее тепловое возбуждение, например, ланжевеновский шум. Однако о таком слагаемом в работе [36] упоминаний нет. Без него преодоление барьера системой не представляется возможным. Отсутствие же обменного смещения можно объяснить прохождением доменной стенки через весь слой антиферромагнетика, о чем говорилось выше. Действительно, при используемых в работах [29,36] значениях обменных параметров связанное состояние доменной стенки на границе раздела слоев отсутствует, а какие-либо дефекты, способные закрепить доменную стенку, в модель не вводились.

4. Спин-вентильная структура ферромагнетик–антиферромагнетик–ферромагнетик

Рассмотрим спин-вентильную структуру, состоящую из двух ферромагнитных слоев, разделенных антиферромагнитной прослойкой.

Если атомные плоскости, параллельные границе раздела, являются некомпенсированными, то наличие атомных ступеней на границах раздела ведет к фрустрации обменного взаимодействия между ферромагнитными слоями [13]. Действительно, по одну сторону края атомной ступени число атомных плоскостей в слое антиферромагнетика четно, а по другую — нечетно. В случае нечетного числа некомпенсированных плоскостей антиферромагнетика спины ферромагнитных слоев взаимодействуют с ближайшими к ним спинами

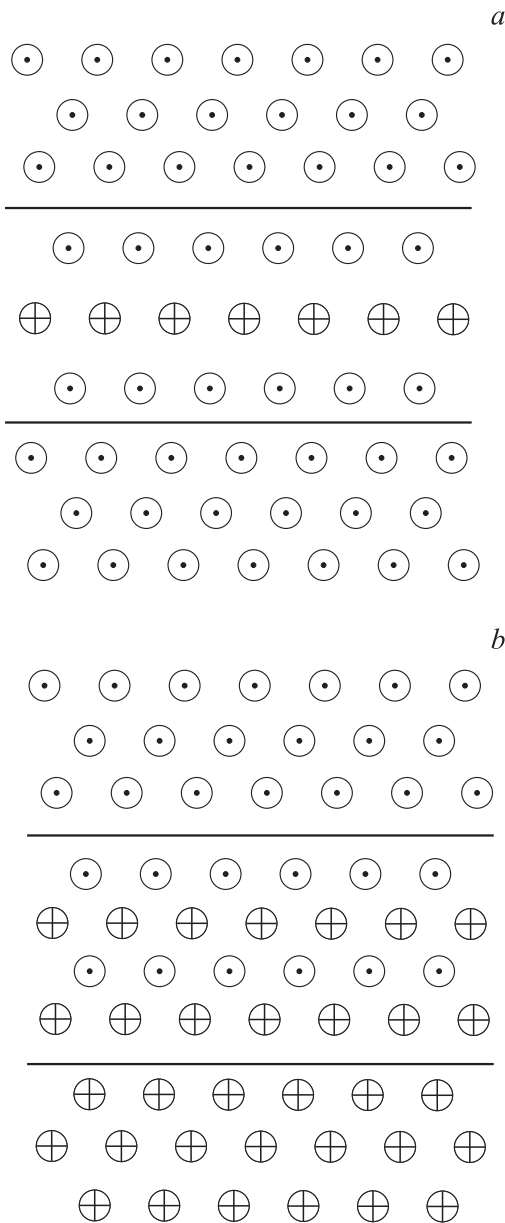


Рис. 13. Ориентация спинов, отвечающая минимальной энергии, *a* — для нечетного, *b* — для четного числа атомных плоскостей в антиферромагнитной прослойке.

антиферромагнетика, принадлежащими одной и той же подрешетке (рис. 13, *a*). При любом знаке обменного интеграла $J_{f,af}$ между соседними спинами, расположенными в различных 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 различным подрешеткам, и энергетически выгодной является антипараллельная ориентация намагниченностей ферромагнитных слоев (рис. 13, *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 была рассмотрена нами в работах [37,38], и была предсказана ее фазовая диаграмма в переменных толщина 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. Это делает актуальным выход за рамки обменного приближения, что и было сделано в работе [39].

В данном разделе мы ограничимся рассмотрением случая $\gamma_{af} \ll 1$. В противном случае искажения параметра порядка в антиферромагнитной прослойке практически отсутствуют, и задача сводится к вопросу об искажении параметра порядка в ферромагнитной пленке на жесткой антиферромагнитной подложке, рассмотренной в предшествующем разделе.

Кроме того, для уменьшения числа параметров будем предполагать толщины слоев и константы одноионной анизотропии в них одинаковыми.

4.1. Доменные стенки в трехслойной системе

Важнейшими геометрическими параметрами системы являются толщина слоя a и характерное расстояние между краями ступеней на границах раздела слоев R . Если величина R превосходит некоторое критическое значение, величину которого мы уточним ниже, то в обменном приближении происходит разбиение всех слоев на домены с параллельной и антипараллельной ориентацией намагниченностей ферромагнитных слоев. Доменная стенка нового типа, порожденная фрустрацией, пронизывает все три слоя, ее координаты в

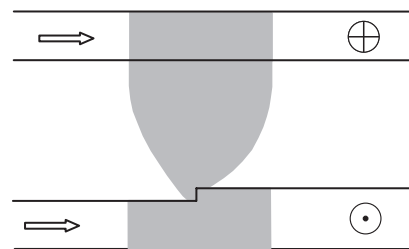


Рис. 14. Индуцированное фрустрацией распределение параметров порядка вблизи доменной стенки, рассчитанное в обменном приближении.

плоскости слоя совпадают с краем атомной ступени на любой из двух поверхностей раздела. 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 [13,37,38] (рис. 14).

Структура и энергия доменной стенки зависят от параметра $\gamma_{f,af}a/\gamma_{af}$.

4.1.1. $\gamma_{f,af}a/\gamma_{af} \ll 1$.

В этом случае зависимостью $\theta_{f,af}(z)$, т.е. уширением доменной стенки, можно пренебречь, и задача становится одномерной. Доменная стенка приобретает вид, изображенный на рис. 15, а, и характеризуется двумя толщинами δ_f и δ_{af} , соответствующими ферромагнитному и антиферромагнитному слоям. Энергия неоднородности ферромагнитного параметра порядка в одном слое, приходящаяся на единицу длины доменной стенки, дается формулой (13). Аналогично, энергия неоднородности антиферромагнитного параметра порядка составляет

$$w_{af} = \frac{|J_{af}|a}{b\delta_{af}}. \quad (40)$$

Пусть атомная ступень расположена на первой границе раздела слоев, и ей соответствует координата $x = 0$.

Энергия взаимодействия слоев на этой границе в расчете на единицу длины доменной стенки дается формулой

$$w_{f1,af} = \frac{J_{f,af}}{b} \left\{ \int_{-\infty}^0 [1 - \cos(\theta_{f,1}(x) - \theta_{af}(x))] dx + \int_0^{+\infty} [1 + \cos(\theta_{f,1}(x) - \theta_{af}(x))] dx \right\}. \quad (41)$$

На второй границе раздела, где ступень в данном месте отсутствует, аналогичная энергия равна

$$w_{f2,af} = \frac{J_{f,af}}{b} \int_{-\infty}^{\infty} [1 - \cos(\theta_{f,2}(x) - \theta_{af}(x))] dx. \quad (42)$$

Для оценки параметров δ_f и δ_{af} воспользуемся симметрией стенки, т.е. тем, что в первом слое $\theta_{f,1}(0) = -\pi/4$, а $\theta_{af}(0) = \theta_{f,2}(0) = \pi/4$ с точностью до поправок порядка γ_{af} . Кроме того, воспользуемся и тем, что, как показано ниже, $\delta_{af} \ll \delta_f$. Тогда область интегрирования по x можно разбить на область $|x| \leq \delta_{af}$, в которой $\theta_{f,i}(x)$ можно считать равной $\theta_{f,i}(0)$ ($i = 1, 2$), и область $\delta_{af} \leq x \leq \delta_f$, в которой величину θ_{af} можно считать равной 0 или $\pi/2$ соответственно слева и справа от края ступени. Тогда

$$w_{f2,af} + w_{f1,af} \sim \frac{J_{f,af}}{b} (c_1\delta_f + c_2\delta_{af}), \quad (43)$$

где коэффициенты c_1 и c_2 положительны, а их величина порядка единицы.

Минимизация суммарной энергии $w = w_{f,1} + w_{af} + w_{f,2} + w_{f1,af} + w_{f2,af}$ дает по порядку величины

$$\delta_f \approx (a/\gamma_{f,af})^{1/2}, \quad (44)$$

$$\delta_{af} \approx \left(\frac{a\gamma_{af}}{\gamma_{f,af}} \right)^{1/2} = \delta_f \gamma_{af}^{1/2} \ll \delta_f, \quad (45)$$

что оправдывает сделанное предположение.

Полная энергия доменной стенки на единицу длины в плоскости слоев по порядку величины равна

$$w \sim \frac{J_f}{b} (a\gamma_{f,af})^{1/2}. \quad (46)$$

Численный расчет в широком диапазоне параметров подтверждает сделанные оценки.

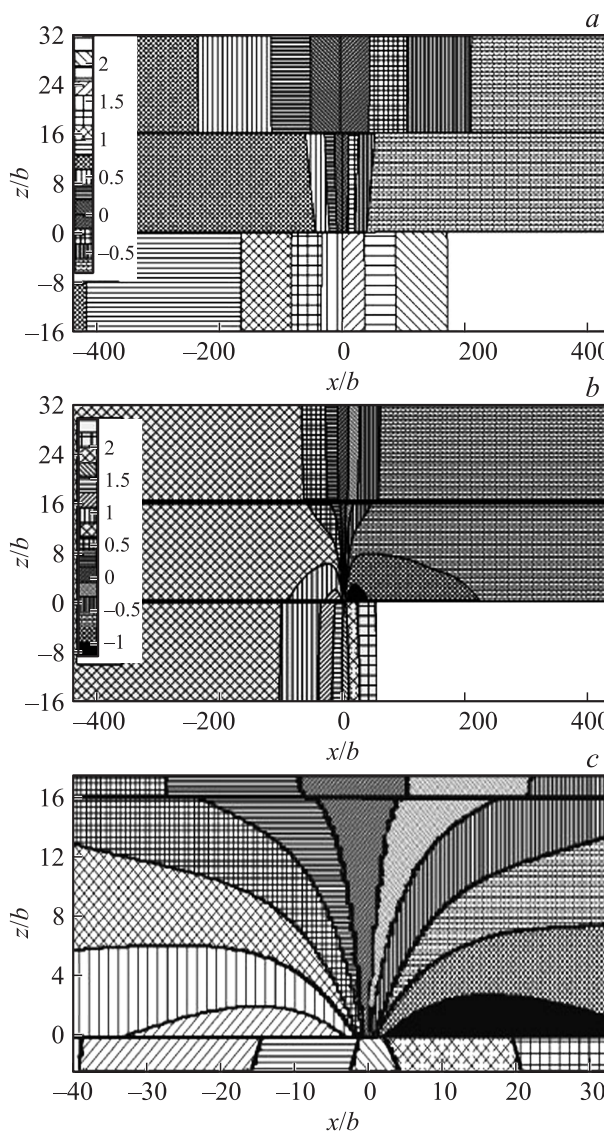


Рис. 15. Доменная стенка в спин-вентильной системе в случаях $\gamma_{f,af}a/\gamma_{af} \ll 1$ (а) и $\gamma_{f,af}a/\gamma_{af} \gg 1$ (б). На вставках показано соответствие штриховки и величины $\theta_{f(af)}$, измеренной в радианах. На части (с) изображена центральная часть рисунка (б). Координаты $z = 0$ и $z = 16$ соответствуют границам раздела. Край атомной ступени расположен в точке $x = z = 0$.

4.1.2. $\gamma_{f,af}a/\gamma_{af} \gg 1$.

В этом более актуальном случае толщина доменной стенки в антиферромагнитной прослойке существенно возрастает по мере удаления от границы раздела, содержащей атомную ступень, как и в случае $\gamma_{af} \ll 1$ для двухслойной системы (рис. 15, *b*). Ее минимальная толщина δ_0 находится аналогично и дается формулой (11).

Толщину доменной стенки в ферромагнитных слоях δ_f можно найти из простых энергетических соображений, как и в предшествующем разделе.

Предположим, что $\delta_f \gg a$, а ступень расположена в точке $x = 0$. Тогда в области $a \ll |x| \ll \delta_f$ линии постоянного значения θ_{af} практически параллельны границам раздела слоев (рис. 15, *c*). В этой области $|\nabla\theta_{af}| \approx a^{-1}$. Тогда энергия искажений антиферромагнитного параметра порядка в расчете на единицу длины доменной стенки составляет

$$w_{af} = \frac{|J_{af}|}{b} \left(\frac{\delta_f}{a} + \ln \frac{a}{\delta_0} \right), \quad (47)$$

а w_f дается формулой (13).

Минимизируя суммарную энергию стенки, получаем

$$\delta_f \approx a/\gamma_{af}^{1/2} \gg a, \quad (48)$$

как и было предположено, поэтому ее уширением в ферромагнитном слое можно пренебречь.

Рассмотрим, как изменится структура доменной стенки с учетом энергии одноионной анизотропии. Условие применимости обменного приближения $a, R \ll \min(\Delta_f, \Delta_{af})$ можно нарушить двумя способами: увеличивая ширину ступеней для случая тонких слоев ($a \ll \Delta_{af}$) и увеличивая одновременно и a , и R .

При наличии двух взаимно перпендикулярных легких осей, лежащих в плоскости слоя, картина разбиения тонких слоев не претерпит изменений. Однако при наличии только одной легкой оси в плоскости слоя в случае $R \gg \Delta_f$ разбиение тонких 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. С ее учетом минимум суммарной энергии реализуется, когда и в доменах с параллельной ориентацией намагниченностей ферромагнитных слоев, и в доменах с антипараллельной ориентацией намагниченностей намагниченности в доменах коллинеарны „легкой“ оси. 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 от домена с антипараллельной ориентацией намагниченностей. В первой области происходит разворот обеих намагниченностей в плоскости слоя на угол 45° от „легкой“ оси. Толщина этой области порядка толщины

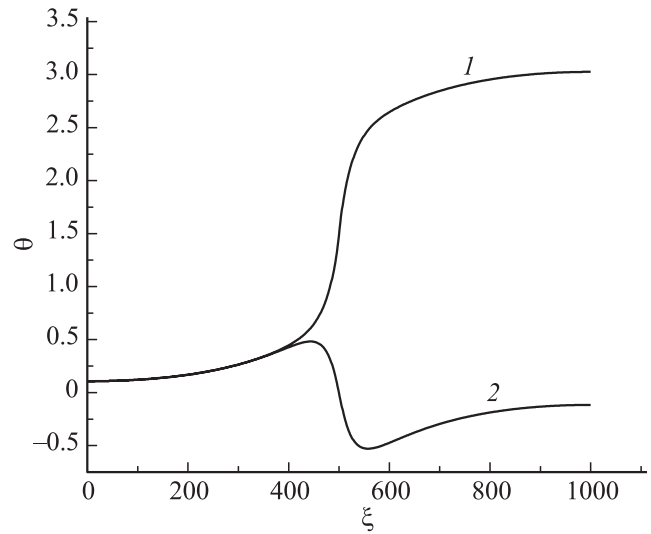


Рис. 16. Углы разворота намагниченностей ферромагнитных слоев в „трехслойной“ доменной стенке: 1 — слой, содержащий атомную ступень на границе раздела, 2 — слой с гладкой границей раздела. Край атомной ступени расположен в точке с координатой $\xi = 500$.

традиционной доменной стенки Δ_f , и при развороте намагниченности ферромагнитных слоев остаются параллельными друг другу.

Вторая область представляет собой описанную выше доменную стенку, порожденную фрустрацией. Ее толщина дается формулой (48) (или (44)), в ней намагниченность одного ферромагнитного слоя разворачивается на 90° , сохраняя направление 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. 16), 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 (48) 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 $a \ll \Delta_{af}$.

По мере роста толщин слоев при $a \sim \Delta_{af}$ происходит трансформация „трехслойных“ доменных стенок, перпендикулярных слоям. Толщина центральной области

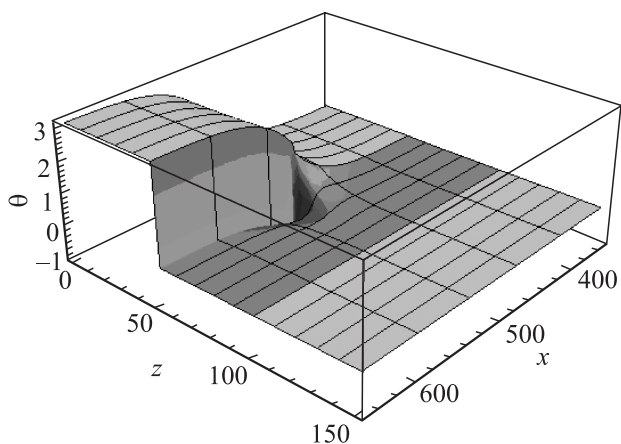


Рис. 17. Доменная стенка, пронизывающая один слой, для $\gamma_{af} = 0.1$, $a = 50$ и $\Delta_f = 14$. Край атомной ступени расположен в точке $x = 500$, $z = 50$.

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. 17.

4.2. Фазовая диаграмма

В обменном приближении полидоменная фаза реализуется при $R > \delta_f$. Это условие выполняется для $a \sim 1 \text{ nm}$ и $\gamma_{af} \sim 0.1$ уже при размере домена порядка 10 nm . Таким образом, можно говорить о нанодоменном состоянии, исследование которого требует тонких методов.

В работе [40] 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%.

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 ферро-

магнитные слои практически однородны, в них имеют место только слабые искажения намагниченности.

При $\gamma_{f,af}a/\gamma_{af} \ll 1$ в области значений $\delta_{af} \ll R \ll \delta_f$ антиферромагнитная прослойка разбита доменными стенками на 90° домены. Вектор антиферромагнетизма в доменах первого типа смотрит по биссектрисе угла, образованного намагниченностями (рис. 18, *a*), а в доменах второго типа ортогонален этой биссектрисе (рис. 18, *b*). Тип домена определяется типом области, т. е. числом (четным или нечетным) атомных плоскостей в антиферромагнитной прослойке.

Как показано в работе [37], дополнительная (по отношению к состоянию без фрустраций) энергия связана с энергией взаимодействия слоев и имеет вид

$$W = -\frac{2J_{f,af}}{b^2} \left(\sigma_1 \cos \frac{\psi}{2} + \sigma_2 \cos \frac{\pi - \psi}{2} \right), \quad (49)$$

где $\sigma_1(\sigma_2)$ — площадь областей первого (второго) типа на поверхности антиферромагнитного слоя, а ψ — угол между намагниченностями ферромагнитных слоев. 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.

Если же $a \ll R \ll \delta_{af}$, то система находится в области слабых искажений магнитных параметров порядка, а их ориентация соответствует изображенной на рис. 18, *a*.

При $\gamma_{f,af}a/\gamma_{af} \gg 1$ в области значений $a \ll R \ll \delta_f$ дополнительная (по отношению к состоянию без фрустраций) энергия связана с энергией возникающих в прослойке обменных спиралей двух типов. Каждый тип спирали реализуется в области соответствующего типа. Данное состояние описывается моделью „магнитной близости“ Слончевского [20], а именно, зависимость энергии системы от угла ψ между намагниченностями ферромагнитных слоев описывается формулой (17), где ψ и $\pi - \psi$ — углы разворота антиферромагнитного параметра порядка в обменных спиральных первого и второго типа соответственно. Оценка для констант C_1 и C_2 была получена в работах [37,38]

$$C_{1,2} \approx \frac{J_{af}}{a} \frac{\sigma_{1,2}}{b^2}. \quad (50)$$

Для $\sigma_1 = \sigma_2$ минимум энергии достигается при $\psi = \pi/2$, т. е. в отсутствие внешнего магнитного поля

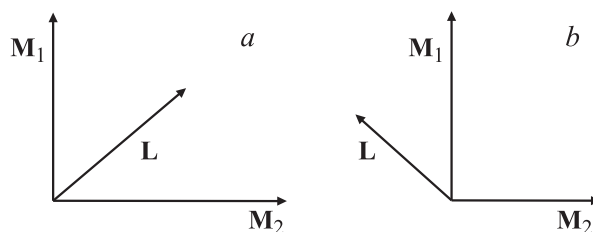


Рис. 18. Ориентация параметров порядка в доменах.

имеет место взаимно перпендикулярная ориентация намагниченностей ферромагнитных слоев. Условие того, что энергия обменных спиралей намного превосходит энергию анизотропии, дает известное нам 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, [41,42]). 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.

Рассмотрим теперь область значений $R \ll a$. В этом случае все искажения сосредоточены вблизи границ раздела слоев, взаимодействие между ферромагнитными слоями становится слабым, и главную роль играет энергия взаимодействия между соседними слоями, рассмотренная в разделе 3.

В результате при $\sigma_1 = \sigma_2$ антиферромагнитный параметр порядка ориентируется перпендикулярно намагниченностям ферромагнитных слоев, которые, таким образом, оказываются коллинеарными.

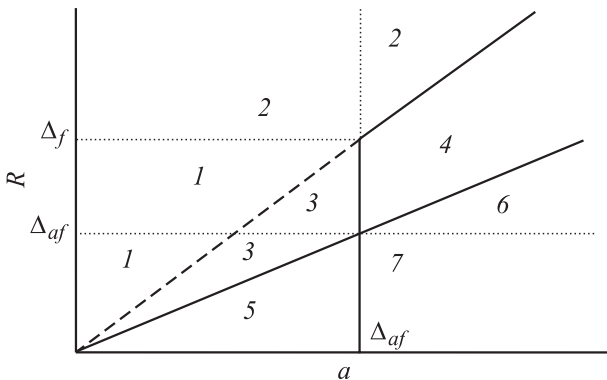


Рис. 19. Фазовая диаграмма спин-вентильной системы: 1 — фаза с 90° доменами в ферромагнитных слоях, 2 — фаза с 180° доменами в ферромагнитных слоях, 3 — фаза с монодоменными ферромагнитными слоями и обменными спиралью в антиферромагнитной прослойке (фаза Слоновчевского), 4 — фаза с 180° доменами в антиферромагнитном слое, 5 — фаза со статическими 90° спиновыми вихрями и антиферромагнитным параметром порядка, перпендикулярным намагниченностям ферромагнитных слоев, 6 — фаза с 180° обменными спиралью, параллельными границам раздела, в антиферромагнитном слое, 7 — фаза со спиновыми вихрями и двумя 90° обменными спиралью, параллельными границам раздела, в антиферромагнитном слое. Сплошные линии соответствуют линиям фазовых переходов первого рода.

Переход из фазы с взаимно перпендикулярными намагниченностями ферромагнитных слоев в фазу с их коллинеарной ориентацией, как показало проведенное в [38] моделирование, является фазовым переходом первого рода. Два состояния сосуществуют в целой области значений R , а их энергии сравниваются при некотором значении $R^* \sim a$. Значение R^* не зависит от температуры, поэтому данный фазовый переход нельзя наблюдать, изменяя температуру системы.

Фазовая диаграмма „толщина слоев — характерное расстояние между краями атомных ступеней“ спин-вентильной системы для случая $J_{f,af} \sim J_{af}$, когда отсутствует область слабых искажений, приведена на рис. 19.

Рассмотрим, как изменится фаза 3 в области толщин $a > \Delta_{af}$, когда становится существенной энергия одноионной анизотропии, для случая одной легкой оси в плоскости слоев. 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 меж-атомного расстояния до величины порядка Δ_{af} , а на остальной площади стенка представляет собой традиционную доменную стенку. Таким образом, теперь в полидоменном состоянии находится только антиферромагнитная прослойка (фаза 4 на рис. 19). Намагниченности ферромагнитных слоев коллинеарны, а переход от параллельной их ориентации к антипараллельной должен сопровождаться коллективным „переключением“ доменных стенок в антиферромагнитной прослойке (рис. 20, а). В силу случайного расположения краев атомных ступеней энергии исходного и „переключенного“ состояний одинаковы.

Переход от монодоменного состояния ферромагнитных слоев к полидоменному (фаза 2 на рис. 19) в этом диапазоне толщин является фазовым переходом первого рода.

В случае ($a \gg \Delta_{af}$), 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

$$w_p \sim \varepsilon_f a / R. \quad (51)$$

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

$$w_m \sim \varepsilon_{af} L / R, \quad (52)$$

где L — характерное расстояние между ближайшими ступенями на противоположных границах раздела (рис. 20, а). Приравняв эти энергии и оценивая L как $(a^2 + R^2/4)^{1/2}$, находим

$$R_c \sim a / \gamma_{af}^{1/2}. \quad (53)$$

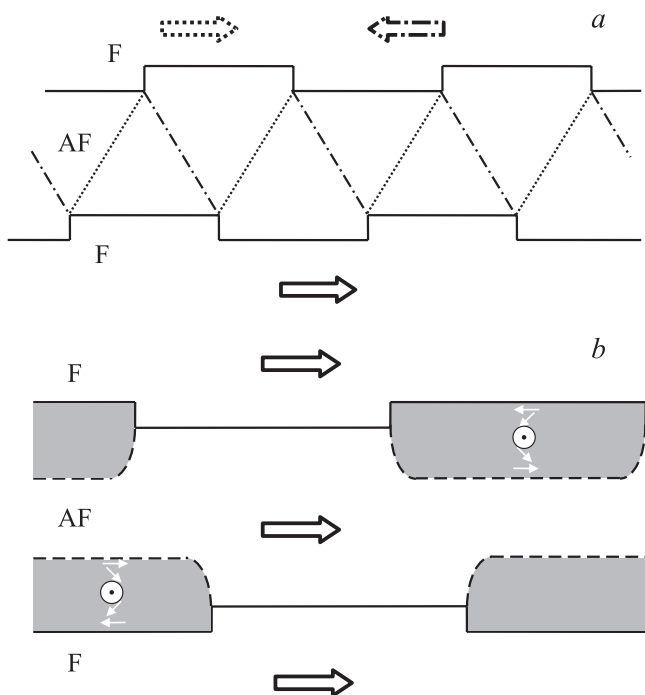


Рис. 20. Переключение доменных стенок в прослойке (а). Штрихпунктирными и пунктирными линиями показаны положения доменных стенок в антиферромагнитной прослойке до и после переключения. Направление намагниченности верхнего слоя до и после переключения показано штрихпунктирной и пунктирной стрелками соответственно, направление намагниченности нижнего слоя показано сплошной стрелкой. Обменные спирали, параллельные границам раздела, в антиферромагнитной прослойке (b). Стрелки показывают направление соответствующих параметров порядка. Вращение антиферромагнитного параметра порядка происходит в плоскости слоев.

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.

Из рис. 20,а понятно, 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. 20,а, его можно оценить как

$$R^* = (4/3)^{1/2} a. \quad (54)$$

При $R < R^*$ искажения антиферромагнитного параметра порядка сосредоточены вблизи границ раздела слоев, а объем антиферромагнетика находится в монодоменном состоянии (фаза б на рис. 19). Взаимодействие между ферромагнитными слоями становится слабым, и главную роль играет энергия взаимодействия между соседними слоями. Переход антиферромагнетика от полидоменного к монодоменному состоянию также является

фазовым переходом первого рода, размытым вследствие разброса по ширинам атомных ступеней на границах раздела.

При $\Delta_{af} \ll R < R^*$ искажения антиферромагнитного параметра порядка имеют вид параллельных границ раздела 180° обменных спиралей, 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. 20, b).

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 слоев. Для уменьшения энергии вихрей антиферромагнитный параметр порядка вблизи границы раздела сло-

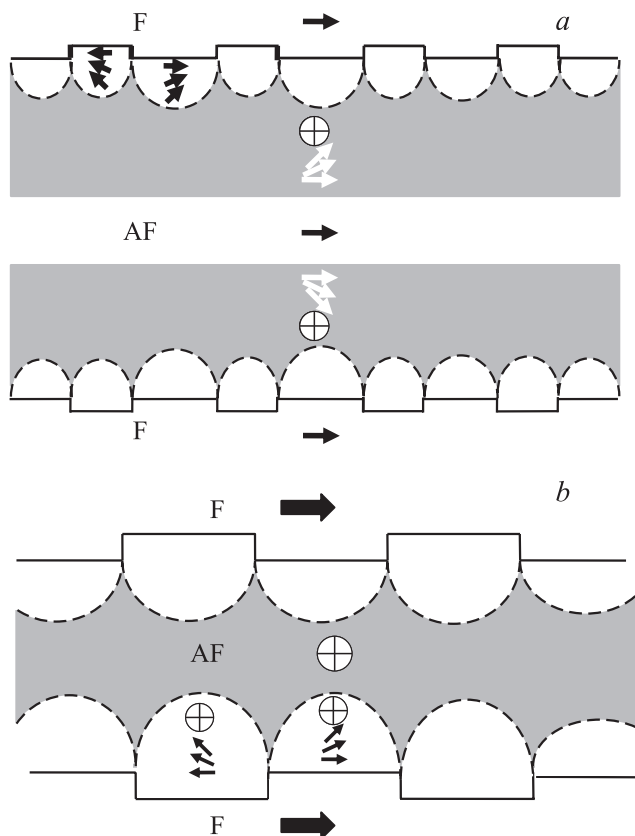


Рис. 21. Спиновые вихри и две 90° обменные спирали в антиферромагнитной прослойке (а), фаза со спиновыми вихрями и антиферромагнитным параметром порядка, перпендикулярным намагниченностям ферромагнитных слоев (b). Стрелки показывают направление соответствующих параметров порядка. Вращение антиферромагнитного параметра порядка происходит в плоскости слоев.

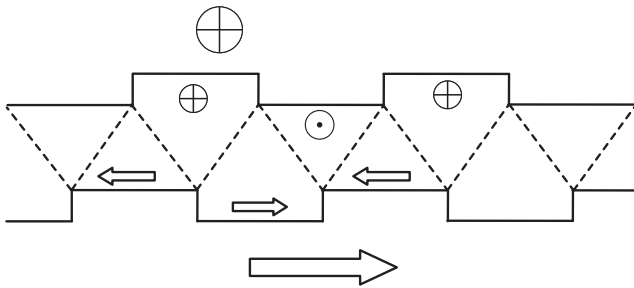


Рис. 22. 90° доменные стенки в антиферромагнитной прослойке. Стрелки показывают направление соответствующих параметров порядка.

ев ориентируется перпендикулярно „легкой“ оси. При этом вращение вектора антиферромагнетизма в каждом вихре происходит на угол 90° , отличаясь направлением вращения в областях разного типа. Наряду со статическими 90° вихрями в прослойке вблизи обеих границ раздела формируются 90° обменные спирали с тем, чтобы в центре антиферромагнитного слоя параметр порядка был параллелен „легкой“ оси (рис. 21, *a*) — фаза 7 на рис. 19.

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. 21, *b*) — фаза 5 на рис. 19.

При наличии двух взаимно перпендикулярных „легких“ осей, лежащих в плоскости слоя, фазовая диаграмма (рис. 19) видоизменяется. „Трехслойные“ доменные стенки не образуются, и вся область существования полидоменной фазы соответствует фазе 1 с 90° доменами. Фаза 7 отсутствует, а область ее существования занята фазой 5.

В фазе 6 вместо 180° обменных спиралей в областях одного типа, как уже говорилось в разделе 3, образуются 90° обменные спирали в областях обоих типов, параллельные границе раздела и отличающиеся направлением вращения в областях разного типа. Вдали от границы антиферромагнитный параметр порядка ортогонален намагниченностям ферромагнитных слоев.

В случае, когда поверхностная энергия двух 90° доменных стенок в антиферромагнетике ниже, чем одной 180° , вместо фазы 4 реализуется фаза 4', в которой намагниченности ферромагнитных слоев взаимно ортогональны, а антиферромагнитная прослойка разбита на домены 90° доменными стенками. Их число вдвое больше, чем в случае, изображенном на рис. 20, *a* (рис. 22). Соотношения (53), (54), определяющие границы между фазами, практически не изменяются. Переход из фазы 3 в фазу 4' происходит плавно по мере увеличения толщины слоя. Линия фазовых переходов между фазами 1 и 4' заканчивается в критической точке при $a \sim \Delta_{af}$.

5. Заключение

Таким образом, мы показали, что фрустрации, возникающие на границах раздела в многослойной системе ферромагнетик–антиферромагнетик, во многом определяют поведение магнитных параметров порядка в слоях нанометровой толщины.

Получены фазовые диаграммы „толщина слоя (слоев)—шероховатость“ тонкой пленки ферромагнетика на антиферромагнитной подложке и спин-вентильной системы ферромагнетик–антиферромагнетик–ферромагнетик с учетом энергии одноионной анизотропии. Предсказано наличие на них линии фазовых переходов первого рода, заканчивающейся в критической точке.

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.

Показано, что благоприятным для появления обменного сдвига в системе ферромагнетик–антиферромагнетик является наличие взаимно перпендикулярных легких осей, лежащих в плоскости слоев. Кроме этого, должно либо существовать связанное состояние доменной стенки на границе раздела, либо иметь место пиннинг доменной стенки дефектами кристаллической решетки в антиферромагнетике вблизи границы с ферромагнетиком.

Мы призываем физиков-экспериментаторов и технологов как можно более полно и тщательно определять параметры границ раздела, и, в частности, очень важный для случая нескомпенсированных атомных плоскостей антиферромагнетика, параллельных границе раздела, параметр — характерное расстояние R между краями атомных ступеней. К сожалению, этот параметр, как правило, остается в тени, а исследуется только среднеквадратичное отклонение границы раздела от ее среднего положения.

Только зная зависимость R от технологических параметров, можно подобрать такой технологический маршрут, который приведет к созданию многослойной магнитной структуры, отвечающей определенной области одной из рассмотренных выше фазовых диаграмм, что позволит достичь оптимальных параметров магнитоэлектронных компонент и устройств. Для этого, безусловно, необходим *in-situ* контроль указанного параметра в процессе роста многослойной структуры.

Список литературы

- [1] M.N. Baibich, J.M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich, J. Chazelas. *Phys. Rev. Lett.* **61**, 2472 (1988).

- [2] G. Binasch, P. Grunberg, F. Saurenbach, W. Zinn. *Phys. Rev. B* **39**, 4828 (1989).
- [3] S.M. Thompson. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **41**, 093001 (2008).
- [4] W.H. Meiklejohn, C.P. Bean. *Phys. Rev.* **102**, 1413 (1956).
- [5] A.E. Berkowitz, K. Takano. *J. Magn. Magn. Mater.* **200**, 552 (1999).
- [6] J. Nogués, J. Sort, V. Langlois, V. Skumryev, S. Surinach, J.S. Muñoz, M.D. Baro. *Phys. Reports* **422**, 65 (2005).
- [7] M. Finazzi, L. Duo, F. Ciccacci. *Surf. Sci. Rep.* **64**, 139 (2009).
- [8] А.И. Морозов, И.А. Морозов, А.С. Сигов. *ФТТ* **52**, 302 (2010).
- [9] A. Berger, H. Hopster. *Phys. Rev. Lett.* **73**, 193 (1994).
- [10] E.J. Escorcia-Aparicio, H.J. Choi, W.L. Ling, R.K. Kawakami, Z.Q. Qiu. *Phys. Rev. Lett.* **81**, 2144 (1998).
- [11] В.Д. Левченко, А.И. Морозов, А.С. Сигов, Ю.С. Сигов. *ЖЭТФ* **114**, 1817 (1998).
- [12] В.Д. Левченко, А.И. Морозов, А.С. Сигов. *Письма в ЖЭТФ* **71**, 544 (2000).
- [13] А.И. Морозов, А.С. Сигов. *ФТТ* **46**, 385 (2004).
- [14] U. Schlickum, N. Janke-Gilman, W. Wulfhchel, J. Kirschner. *Phys. Rev. Lett.* **92**, 107203 (2004).
- [15] W. Wulfhchel, U. Schlickum, and J. Kirschner. *Microscopy Research Technique* **66**, 105 (2005).
- [16] T.K. Yamada, E. Martinez, A. Vega, R. Robles, D. Stoeffler, A.L. Vazquez de Parga, T. Mizoguchi, H. van Kempen. *Nanotechnology* **18**, 235702 (2007).
- [17] R. Robles, E. Martinez, D. Stoeffler, A. Vega. *Phys. Rev. B* **68**, 094413 (2003).
- [18] H. Tan, E. Martínez, G. Borstel, A. Vega. *Phys. Rev. B* **81**, 174426 (2010).
- [19] А.И. Морозов. *ФТТ* **50**, 675 (2008).
- [20] J.C. Slonczewski. *J. Magn. Magn. Mater.* **150**, 13 (1995).
- [21] D. Stoeffler, F. Gautier. *J. Magn. Magn. Mater.* **147**, 260 (1995).
- [22] E.E. Fullerton, C.H. Sowers, S.D. Bader. *Phys. Rev. B* **56**, 5468 (1997).
- [23] A. Berger, E.E. Fullerton. *J. Magn. Magn. Mater.* **165**, 471 (1997).
- [24] E.J. Escorcia-Aparicio, J.H. Wolfe, H.J. Choi, W.L. Ling, R.K. Kawakami, Z.Q. Qiu. *Phys. Rev. B* **59**, 11892 (1999).
- [25] D. Mauri, H.C. Siegmann, P.S. Bagus, E. Kay. *J. Appl. Phys.* **62**, 3047 (1987).
- [26] А.И. Морозов, А.С. Сигов. *ФТТ* **44**, 2004 (2002).
- [27] S. Mangin, G. Marchal, B. Barbara. *Phys. Rev. Lett.* **82**, 4336 (1999).
- [28] А.И. Морозов, Д.О. Рынков. *Науч. вестн. МИРЭА* **1**, 50 (2007).
- [29] N.C. Koop. *Phys. Rev. Lett.* **78**, 4865 (1997).
- [30] А.И. Морозов. *ФТТ* **45**, 1847 (2003).
- [31] А.И. Морозов, Д.О. Рынков. *ФТТ* **49**, 1849 (2007).
- [32] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *Электродинамика сплошных сред*. Наука, М. (1982).
- [33] A.P. Malozemoff. *Phys. Rev. B* **35**, 3679 (1987).
- [34] В.Д. Левченко, А.И. Морозов, А.С. Сигов. *ФТТ* **44**, 128 (2002).
- [35] U. Nowak, K.D. Usadel, J. Keller, P. Miltenyi, B. Beschoten, G. Guntherodt. *Phys. Rev. B* **66**, 014430 (2002).
- [36] T.C. Schulthess, W.H. Butler. *Phys. Rev. Lett.* **81**, 4516 (1998).
- [37] А.И. Морозов, А.С. Сигов. *ФТТ* **41**, 1240 (1999).
- [38] В.Д. Левченко, А.И. Морозов, А.С. Сигов. *ЖЭТФ* **121**, 1149 (2002).
- [39] А.И. Морозов, И.А. Морозов. *ФТТ* **50**, 1846 (2008).
- [40] A. Paul. *J. Magn. Magn. Mater.* **240**, 497 (2002).
- [41] A. Shreyer, J.F. Ankner, Th. Zeidler, H. Zabel, M. Schafer, J.A. Wolf, P. Grunberg, C.F. Majkrzak. *Phys. Rev. B* **52**, 16066 (1995).
- [42] В.В. Устинов, М.М. Кириллова, И.Д. Лобов, В.М. Маевский, А.А. Махнев, В.И. Минин, Л.Н. Ромашев, А.Р. Дель, А.В. Семериков, Е.И. Шредер. *ЖЭТФ* **109**, 477 (1996).