

Новый тип доменных стенок — доменные стенки, порождаемые фрустрациями в многослойных магнитных наноструктурах (Обзор)

© А.И. Морозов, А.С. Сигов

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

E-mail: mor-alexandr@yandex.ru

(Поступил в Редакцию 26 мая 2003 г.)

Шероховатость границ раздела слоев в многослойных магнитных структурах приводит к фрустрациям обменного взаимодействия между спинами. В некоторых условиях такая фрустрация вызывает появление доменных стенок нового типа, характеристики которых определяются в результате конкуренции обменных взаимодействий, а не обменной энергии и энергии анизотропии, как в случае традиционных доменных границ. Такие доменные стенки оказываются намного более резкими, чем обычные доменные стенки. Рассмотрены условия возникновения микро- (нано-) доменного состояния и магнитные фазовые диаграммы для наноструктур ферромагнетик–немагнитный металл–ферромагнетик и ферромагнетик–антиферромагнетик.

Работа поддержана грантом CRDF–Минобразования РФ VZ-010-0 и грантом PICS/RFBR N 1573/02-02-22002.

Введение

Многослойные магнитные структуры с толщиной слоев в несколько нанометров привлекли к себе пристальное внимание исследователей после открытия в них явления гигантского магнетосопротивления (ГМС) [1], которое сразу же нашло широкое практическое применение. В основе принципа действия считывающих головок гигабитных жестких дисков, которыми укомплектованы персональные компьютеры, лежит именно этот эффект. Внедрение таких головок позволило перейти к более плотной записи и увеличить емкость жестких дисков. Многослойные магнитные структуры широко используются в качестве датчиков магнитного поля и находят все новые применения. На их основе создается энергонезависимая магнитная память с произвольной выборкой (MRAM), которая при благоприятном развитии событий будет способна заменить как жесткие диски, так и оперативную память на основе полупроводников.

Наряду с этим оказалось, что многослойные магнитные структуры являются чрезвычайно интересным объектом для фундаментальных исследований. В случае столь тонких слоев (характерные толщины слоев составляют единицы–десятки ангстрем) влияние границ оказывается очень существенным, поэтому физические свойства тонких слоев могут сильно отличаться от свойств соответствующих объемных материалов. Более того, оказалось, что качество границ раздела слоев зачастую служит фактором, определяющим физические и, в частности, магнитные свойства слоев. Рассмотрению этой взаимосвязи и посвящен данный обзор.

Его структура такова: в разделе 1 обсуждаются фрустрации в многослойных магнитных структурах, в разделе 2 — порождаемые ими доменные стенки и фазовая диаграмма для случая трехслойной структуры ферромагнетик–немагнитный металл–ферромагнетик.

В разделе 3 рассмотрена двухслойная система ферромагнетик–антиферромагнетик, а в разделе 4 — трехслойная система ферромагнетик–антиферромагнетик–ферромагнетик. В Заключении мы сформулируем основные выводы и предложения по дальнейшим направлениям исследований.

1. Фрустрации в многослойных магнитных структурах

1.1. Явление гигантского магнетосопротивления

Познакомимся вкратце с явлением ГМС на примере модельной трехслойной металлической системы ферромагнетик–немагнитный металл–ферромагнетик с идеально гладкими границами слоев (рис. 1). Обменное взаимодействие ферромагнитных слоев друг с другом через парамагнитную прослойку толщиной d осуществляется за счет взаимодействия Рудермана–Киттеля–Касуя–Иосиды (РККИ). Обменный интеграл этого взаимодействия $J_{\perp}(d)$ для случая свободных электронов имеет вид [2]

$$J_{\perp}(d) = J_0 \frac{\sin(2k_F d)}{(2k_F d)^2}, \quad (1)$$

где $J_0 = \text{const}$, а k_F — фермиевский волновой вектор электронов проводимости.

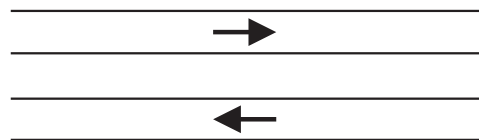


Рис. 1. Трехслойная система ферромагнетик–немагнитный металл–ферромагнетик.

Конечно, выражение (1) не учитывает конкретного вида поверхности Ферми немагнитной прослойки и эффекта ограниченности поперечного размера слоев. Рассмотрению этих факторов посвящено большое число работ (см., например, [3–7]). Вид $J_{\perp}(d)$ может сильно модифицироваться из-за наличия нескольких экстремальных размеров сложной поверхности Ферми и вследствие этого наложения пространственных осцилляций с различными периодами. Однако учет приведенных факторов не изменяет осциллирующего характера обменного взаимодействия между ферромагнитными слоями.

Следует также учесть, что d принимает дискретные значения, изменяясь на толщину одного атомного слоя. Возникающая в результате зависимость J_{\perp} от числа таких слоев n приведена на рис. 2.

Видно, что при некоторых значениях n величина J_{\perp} отрицательна, т.е. минимуму энергии взаимодействия ферромагнитных слоев E_{int}

$$E_{\text{int}} = -J_{\perp}(\mathbf{M}_1, \mathbf{M}_2) \quad (2)$$

(\mathbf{M}_1 и \mathbf{M}_2 — намагниченности слоев) соответствует их антипараллельная ориентация. Именно она и реализуется в отсутствие внешнего магнитного поля. Включение внешнего поля приводит к тому, что намагниченность каждого слоя стремится сориентироваться параллельно полю. В результате с ростом величины поля ориентация намагниченностей изменится от антипараллельной к

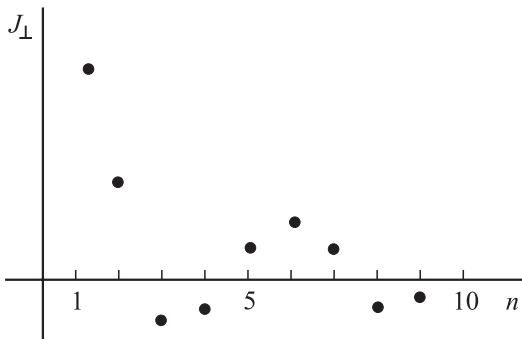


Рис. 2. Зависимость обменного интеграла межслойного взаимодействия от числа атомных плоскостей в немагнитной прослойке.

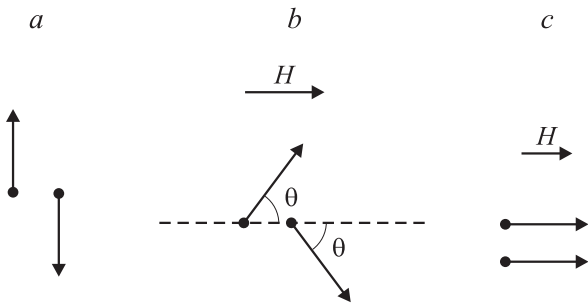


Рис. 3. Ориентация намагниченностей ферромагнитных слоев в различных диапазонах величины внешнего магнитного поля в обменном приближении. $H = 0$ (a), $H < H_{\text{sat}}$ (b), $H > H_{\text{sat}}$ (c).

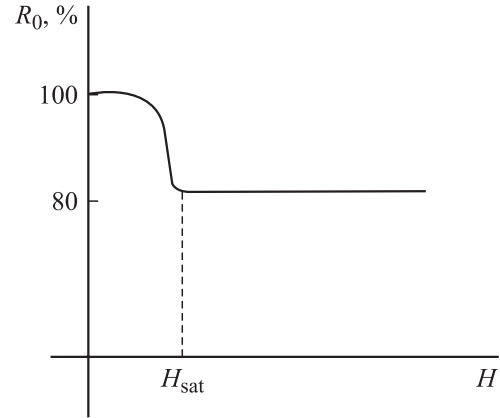


Рис. 4. Зависимость сопротивления многослойной магнитной структуры от внешнего магнитного поля.

скошенной (рис. 3), а в поле насыщения H_{sat} произойдет переход к состоянию, в котором намагниченности параллельны. Для одинаковых ферромагнитных слоев процесс аналогичен поведению намагниченностей двух подрешеток зеркального антиферромагнетика во внешнем магнитном поле.

Явление ГМС состоит в том, что сопротивление трехслойной структуры (или многослойной структуры, получающейся путем последовательного чередования ферромагнитного и немагнитного слоев) при изменении ориентации намагниченностей соседних ферромагнитных слоев с антипараллельной на параллельную падает на величину, составляющую единицы–десятки процентов. Характерная зависимость величины $R_0(H)$ приведена на рис. 4.

Естественно, что для тех значений n , которым отвечает $J_{\perp} > 0$, ориентация намагниченностей слоев является параллельной уже в отсутствие поля и явление ГМС отсутствует.

Здесь мы не будем рассматривать механизмы явления ГМС и рекомендуем читателю последний обзор по данной теме [8]. Вместе с тем отметим, что большинство простых объяснений явления ГМС использует (явно или неявно) предположение о том, что длина свободного пробега носителей заряда меньше толщин слоев, что в рассматриваемом нами диапазоне толщин несправедливо даже при комнатной температуре.

1.2. Фрустрации в трехслойной системе с немагнитной прослойкой

Приведенная простая картина магнитного упорядочения справедлива в рамках модельного предположения об идеальной гладкости границ раздела слоев. Но в реальности границы раздела слоев являются шероховатыми, т.е. толщина прослойки различна в разных областях. В случае кристаллических слоев, которым мы ограничимся, шероховатость обусловлена наличием атомных ступеней на границе раздела (рис. 5), изменяющих толщину слоя на один моноатомный слой.

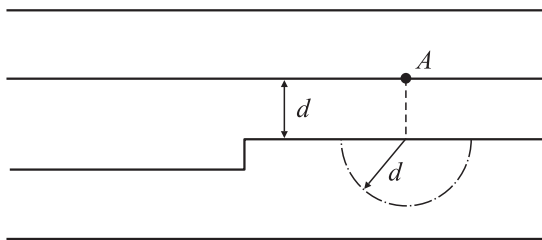


Рис. 5. Атомная ступень на границе раздела слоев. Штрихпунктиром показана область, вносящая основной вклад в молекулярное поле в точке А.

Чтобы понять, что при этом происходит с взаимодействием между ферромагнитными слоями, которое представляет собой сумму парных РККИ-взаимодействий спинов, принадлежащих разным слоям, необходимо решить вопрос о том, какая область вносит вклад в молекулярное поле, действующее со стороны второго слоя на спин атома, принадлежащего первому слою.

Простой анализ показывает, что эта область расположена прямо напротив атома и имеет характерный размер порядка толщины немагнитной прослойки d (рис. 5). Другими словами, параметр d характеризует нелокальность взаимодействия слоев: обменное взаимодействие между слоями в данном месте плоскости слоя определяется не локальным значением толщины прослойки, а ее значением в некоторой области, имеющей продольный (параллельный плоскости слоев) размер порядка d .

Будем предполагать, что d меньше других масштабов, возникающих в задаче о магнитном упорядочении в рассматриваемой структуре, т. е. пренебрегать нелокальностью, считая, что $J_{\perp}(x, y) \equiv J_{\perp}(d(x, y))$, где оси x и y декартовой прямоугольной системы координат лежат в плоскости слоев, а ось z ей перпендикулярна, причем граница ступени параллельна оси y .

Если по одну сторону ступени $J_{\perp} = J_{\perp}(n)$, то по другую $J_{\perp} = J_{\perp}(n - 1)$. В том случае, когда $J_{\perp}(n)J_{\perp}(n - 1) < 0$, в системе возникает фрустрация. Этот термин широко используется при изучении спиновых стекол. Наличие фрустраций свидетельствует о невозможности выбора такой ориентации спинов, которая минимизировала бы все энергии их парного обменного взаимодействия. Простейшим примером фрустрированной системы является система из трех спинов, расположенных в вершинах треугольника, в случае антиферромагнитного взаимодействия между каждой парой спинов.

Здесь мы столкнулись именно с такой ситуацией. Однородное распределение параметров порядка (в данном случае намагниченностей) в слоях, отвечающее минимуму обменной энергии в каждом слое, не соответствует минимуму энергии взаимодействия между слоями.

Вопрос о том, какое же состояние реализуется в данной фрустрированной системе, рассмотрим в разделе 2.

1.3. Фрустрации в системе ферромагнетик—антиферромагнетик

В данной системе основным является короткодействующее гейзенберговское обменное взаимодействие спинов. В трехслойной структуре ферромагнетик—антиферромагнетик—ферромагнетик взаимодействие ферромагнитных слоев осуществляется через спины антиферромагнетика и намного превосходит взаимодействие РККИ. Поэтому при рассмотрении данных систем можно ограничиться взаимодействием ближайших соседей, а для введения понятия фрустрации изучить границу раздела ферромагнитного и антиферромагнитного слоев.

Атомная плоскость антиферромагнетика, параллельная плоскости слоев, может как обладать, так и не обладать магнитным моментом. В первом случае поверхность антиферромагнетика называют нескомпенсированной, а во втором — скомпенсированной. Например, для кубического зеркального антиферромагнетика поверх-

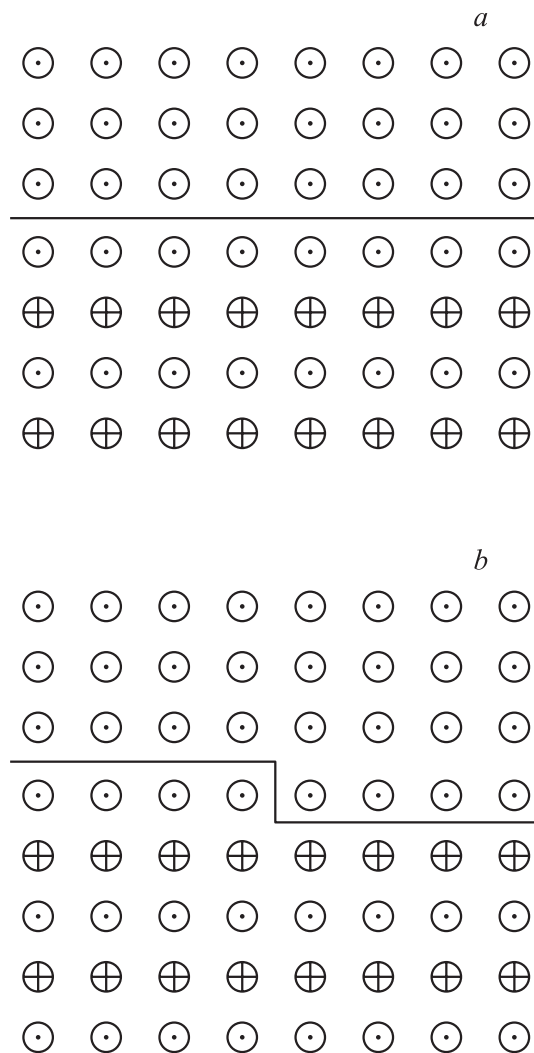


Рис. 6. Идеально плоская (а) и содержащая атомную ступень (б) границы раздела между ферромагнетиком и нескомпенсированным антиферромагнетиком.

ность (111) нескомпенсированная, а поверхности (100) и (110) — скомпенсированные. В данном обзоре мы рассмотрим только случай нескомпенсированной поверхности антиферромагнетика, шероховатость которой, как показано далее, ведет к возникновению фрустраций. Система антиферромагнетик с компенсированной поверхностью—ферромагнетик фрустрирована даже в случае идеально гладкой границы раздела, поэтому ее шероховатость не имеет столь существенного значения.

Рассмотрим идеально плоскую границу раздела между ферромагнетиком и нескомпенсированным антиферромагнетиком (рис. 6, *a*). Очевидно, что в основном состоянии в отсутствие внешнего магнитного поля спины в ферромагнетике будут параллельны или антипараллельны спином верхней атомной плоскости антиферромагнетика в зависимости от знака обменного интеграла $J_{f,af}$ между соседними спинами, принадлежащими различным слоям (значение $J_{f,af} > 0$ соответствует параллельной ориентации).

Рассмотрим теперь атомную ступень на границе раздела ферромагнетик—нескомпенсированный антиферромагнетик (рис. 6, *b*). По разные стороны ступени спины ферромагнетика находятся в контакте со спинами антиферромагнитных атомов, принадлежащих разным атомным плоскостям. И если по одну сторону ступени коллинеарная ориентация ферромагнитного и антиферромагнитного параметров порядка отвечает минимуму энергии границы раздела, то по другую сторону ступени граничная энергия максимальна. Возникает фрустрация, порожденная атомной ступенью.

2. Доменные стенки и фазовая диаграмма трехслойной системы ферромагнетик—немагнитный металл—ферромагнетик

2.1. Доменная стенка, порождаемая фрустрацией

Рассмотрим прямолинейную уединенную ступень на одной из границ раздела трехслойной системы (рис. 5). Пусть для определенности

$$J_{\perp}(x) = \begin{cases} J_1 > 0, & x < 0, \\ J_2 < 0, & x > 0. \end{cases} \quad (3)$$

Совершенно очевидно, что вдали от ступени относительная ориентация намагниченностей слоев должна удовлетворять условию минимума энергии взаимодействия, т.е. намагниченности должны быть параллельны при $x \rightarrow -\infty$ и антипараллельны при $x \rightarrow +\infty$.

Другими словами, вблизи края ступени возникает доменная граница, пронизывающая все слои и отделяющая полупространство с параллельной ориентацией намагниченностей слоев ($x < 0$) от полупространства с антипараллельной ориентацией намагниченностей ($x > 0$).

В рамках данного обзора будем предполагать, что спины атомов лежат в плоскости слоев, и поэтому в случае идеально гладких границ раздела какие-либо поля рассеяния отсутствуют. Положение i -го спина при этом задается углом θ_i , который спин образует с осью x . Модуль параметра порядка будем считать неизменным.

Кроме того, ограничимся обменным приближением, т.е. пренебрежем энергией анизотропии в плоскости слоев. Это справедливо, если энергия обменного взаимодействия слоев, вызывающего возникновение доменной стенки, намного превосходит эту энергию, а толщина возникающей доменной стенки намного меньше, чем у традиционной доменной стенки, толщина которой определяется конкуренцией энергий обменного взаимодействия и анизотропии.

Оценка для толщины доменной стенки нового типа приведена в работе [9], а аналитический расчет ее характеристик, к изложению которого мы приступаем, был проделан в [10].

Расчет проводится в рамках континуального приближения. Как показано далее, характерная толщина доменной стенки намного превосходит толщины слоев в наноструктуре, поэтому можно считать, что она не зависит от координаты z (ось z перпендикулярна слоям). Тогда в случае прямолинейного края ступени задача становится одномерной.

Согласно [11], добавка к энергии обменного взаимодействия спинов в слоях за счет неоднородности параметра порядка (намагниченности) может быть представлена в виде

$$W_1 = \int \left[\frac{\alpha_1}{2} (\theta_1')^2 + \frac{\alpha_2}{2} (\theta_2')^2 \right] d^2\rho, \quad (4)$$

где θ_i — угол поворота параметра порядка в i -м ферромагнитном слое ($i = 1, 2$), штрих означает дифференцирование по x ; интегрирование ведется по поверхности многослойной структуры. По порядку величины обменные жесткости слоев α_i равны

$$\alpha_i \sim J_i S_i^2 l_i / b, \quad (5)$$

где J_i — обменный интеграл между соседними спинами в слое, S_i — среднее значение спина атома, l_i — толщина i -го слоя, b — межатомное расстояние, которое будем полагать одинаковым для всех слоев.

Энергия взаимодействия слоев в приближении среднего поля имеет вид

$$W_2 = - \int \beta(x) \cos(\theta_1 - \theta_2) d^2\rho, \quad (6)$$

где

$$\beta(x) = \begin{cases} \beta_1 > 0, & x < 0, \\ -\beta_2 < 0, & x > 0, \end{cases} \sim J_{\perp}(x) S_1 S_2 b^{-2}. \quad (7)$$

Варьируя сумму $W_1 + W_2$ по θ_1 и θ_2 , получаем систему уравнений

$$\alpha_1 \theta_1'' - \beta \sin(\theta_1 - \theta_2) = 0, \quad \alpha_2 \theta_2'' + \beta \sin(\theta_1 - \theta_2) = 0 \quad (8)$$

с граничными условиями $\theta_i' \rightarrow 0$ при $x \rightarrow \pm\infty$; $\theta_i \rightarrow 0$ при $x \rightarrow -\infty$; $|\theta_1 - \theta_2| \rightarrow \pi$ при $x \rightarrow +\infty$. Решение этой системы имеет вид $\theta_2 = -\alpha_1 \theta / (\alpha_1 + \alpha_2)$; $\theta_1 = \alpha_2 \theta / (\alpha_1 + \alpha_2)$, а зависимость $\theta(x)$ задается уравнениями

$$\begin{aligned} \cos \frac{\theta}{2} &= -\text{th} \left[\left(\frac{\beta_1}{\alpha^*} \right)^{1/2} (x + x_1) \right], \quad x < 0, \\ \sin \frac{\theta}{2} &= \text{th} \left[\left(\frac{\beta_2}{\alpha^*} \right)^{1/2} (x + x_2) \right], \quad x > 0, \end{aligned} \quad (9)$$

где $\alpha^* = \alpha_1 \alpha_2 / (\alpha_1 + \alpha_2)$, а постоянные x_1 и x_2 находятся из условия непрерывности $\theta(x)$ и ее производной $\theta'(x)$ при $x = 0$, которое приводит к уравнению

$$\text{tg} \frac{\theta}{2} \Big|_{x=0} = \left(\frac{\beta_2}{\beta_1} \right)^{1/2}. \quad (10)$$

Легко видеть, что при $\beta_1 \gg \beta_2$ практически вся стенка расположена в области $x > 0$, а при $\beta_1 \ll \beta_2$ — в области $x < 0$. В случае $\alpha_1 = \alpha_2$ спины слоев разворачиваются в разные стороны на угол 90° . Если же одно из значений α намного превосходит другое, что соответствует значительно большей толщине одного из слоев, то практически весь поворот спина происходит в более тонком слое, а в толстом слое спины отклоняются на небольшой угол.

Характерная толщина доменной стенки δ равна

$$\begin{aligned} \delta &= \pi \left(\frac{\alpha^*}{\min(\beta_1, \beta_2)} \right)^{1/2} \\ &\sim \pi b \left(\frac{J_i l_{\min}}{J_\perp b} \right)^{1/2} \sim \pi d \left(\frac{J_i l_{\min}}{J_0 b} \right)^{1/2} \gg d, \end{aligned} \quad (11)$$

где l_{\min} — меньшая из толщин двух магнитных слоев. Для значений $l/b \sim 3-5$, $J_i/J_0 \sim 1-10$ и $d \sim 10 \text{ \AA}$ получаем $\delta \sim 100 \text{ \AA}$, что намного меньше толщины доменной стенки в железе (800 \AA).

Если толщина необычной доменной стенки становится сравнимой с толщиной традиционной доменной стенки или превосходит ее, то необходимо учесть энергию анизотропии $E_a^i = -l_i K_i \cos 2\theta_i$ для легкой оси, лежащей в плоскости слоя, или $E_a^i = -l_i K_i \cos 4\theta_i$ при наличии оси четвертого порядка, перпендикулярной слоям. При этом можно получить оценку для толщины стенки по порядку величины

$$\delta \sim \pi b^{-1/2} \left(\frac{J_i}{K + J_0/d^2 l_{\min}} \right)^{1/2}. \quad (12)$$

Подставляя решение (8) в функционал $W_1 + W_2$, получаем энергию доменной стенки, проинтегрированную

по толщине слоев, т.е. энергию на единицу длины доменной линии на поверхности двух слоев, как разность между данной энергией и суммой энергий однородных состояний с $\theta = 0$ при $x < 0$ и $\theta = \pi$ при $x > 0$,

$$\begin{aligned} \sigma &= 4(\alpha^*)^{1/2} \left[\beta_1^{1/2} + \beta_2^{1/2} - (\beta_1 + \beta_2)^{1/2} \right] \\ &\sim d^{-1} S^2 [J_i J_0 l_{\min}/b]^{1/2} \sim b^{-1} S^2 [J_i J_\perp l_{\min}/b]^{1/2}. \end{aligned} \quad (13)$$

Таким образом, нами изучены характеристики уединенной доменной стенки в структуре ферромагнетик–немагнитный металл–ферромагнетик.

2.2. Фазовая диаграмма

Исследуем теперь фазовую диаграмму данной структуры в зависимости от степени шероховатости границ раздела [12]. Если характерное расстояние R между ведущими к фрустрации атомными ступенями на границах раздела слоев намного превосходит толщину доменной стенки δ ($R \gg \delta$), то магнитным слоям энергетически выгодно разбиться на домены. Доменные стенки разделяют области с параллельной и антипараллельной ориентацией намагниченностей ферромагнитных слоев. Картина разбиения на домены приведена на рис. 7.

Если же характерный масштаб шероховатости $R \ll \delta$, то домены не могут сформироваться. Ограничимся случаем $R \gg d$, чтобы по-прежнему использовать локальное приближение для $J_\perp(\rho)$. В случае $R \ll d$ происходит эффективное усреднение величины $J_\perp(\rho)$ по области нелокальности и $J_\perp(\rho) \approx \text{const}$.

Переход от состояния $R \ll \delta$ к $R \gg \delta$ может происходить по мере роста толщины прослойки, поскольку $\delta \propto d$. В области $R \ll \delta$ возможны лишь малые откло-

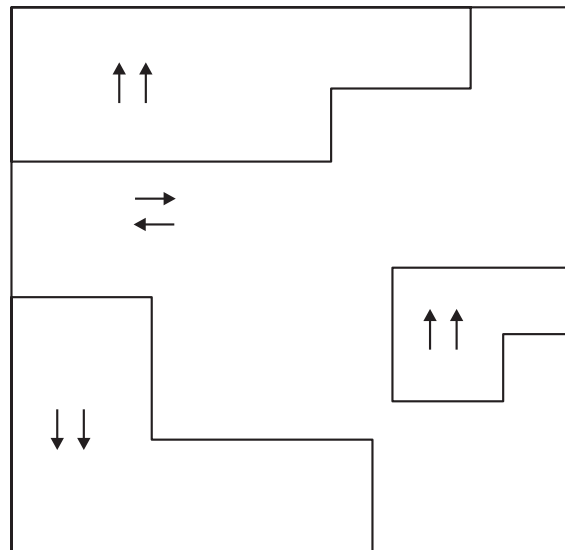


Рис. 7. Картина разбиения трехслойной структуры на домены с параллельной и антипараллельной ориентациями намагниченностей ферромагнитных слоев.

нения $\psi_i(\rho) = \theta_i(\rho) - \langle \theta_i \rangle$ углов θ_i от своих средних значений $\langle \theta_i \rangle$ ($|\psi_i| \ll 1$, $i = 1, 2$).

Продемонстрируем энергетическую невыгодность таких отклонений при $\langle \theta_1 \rangle = \langle \theta_2 \rangle$.

Варьируя суммарную энергию $W_1 + W_2$ по ψ_i , легко показать аналогично [10], что ψ_1 и ψ_2 выражаются через переменную $\psi = \psi_1 - \psi_2$ следующим образом:

$$\psi_1 = \frac{\alpha^*}{\alpha_1} \psi, \quad \psi_2 = -\frac{\alpha^*}{\alpha_2} \psi, \quad (14)$$

$$W_1 = \frac{\alpha^*}{2} \int (\nabla \psi)^2 d^2 \rho. \quad (15)$$

Вследствие возникновения неоднородности с характерным максимальным отклонением намагниченности на угол ψ_0 удельная энергия $w_1 = W_1/\sigma$ (σ — площадь слоев) возрастает на величину

$$\Delta w_1 \approx \alpha^* \left(\frac{\psi_0}{R} \right)^2, \quad (16)$$

поскольку $|\nabla \psi| \approx \psi_0/R$.

Удельная энергия обменного взаимодействия слоев $w_2 = W_2/\sigma$ изменяется на величину

$$\begin{aligned} \Delta w_2 &\approx -|J_{\perp}| S_1 S_2 b^{-2} (1 - \cos \psi_0) \\ &\approx -|J_{\perp}| S_1 S_2 b^{-2} \psi_0^2 \approx -\alpha^* \frac{\psi_0^2}{\delta^2}. \end{aligned} \quad (17)$$

Поскольку при $R \ll \delta$ этот выигрыш в энергии W_2 не компенсирует проигрыш в энергии W_1 , в случае $\langle \theta_i \rangle = \langle \theta_2 \rangle$ имеем $\psi_1(\rho) = \psi_2(\rho) = 0$.

Если же $\langle \theta_i \rangle \neq \langle \theta_2 \rangle$, то уменьшение W_2 линейно по ψ_0 и равно

$$\begin{aligned} \delta w_2 &\approx -J_{\perp} S_1 S_2 b^{-2} [\cos(\langle \theta_i \rangle - \langle \theta_2 \rangle) \\ &\quad - \cos(\langle \theta_i \rangle - \langle \theta_2 \rangle + \psi_0)] \\ &\approx -J_{\perp} S_1 S_2 b^{-2} \sin \theta \sin \psi_0 \approx -\alpha^* \frac{\sin \theta}{\delta^2} \psi_0, \end{aligned} \quad (18)$$

где $\theta = \langle \theta_i \rangle - \langle \theta_2 \rangle$.

Минимизируя суммарную энергию, можем оценить характерное значение ψ_0

$$\psi_0 \approx \frac{R^2}{\delta^2} \sin \theta, \quad (19)$$

а также уменьшение полной энергии

$$\Delta w_1 + \Delta w_2 \approx -\frac{\langle J_{\perp}^2 \rangle S_1^2 S_2^2 R^2 \sin^2 \theta}{\alpha^* b^4} \approx -\frac{\langle J_{\perp}^2 \rangle R^2 \sin^2 \theta}{J_0 l_{\min} b^3}, \quad (20)$$

где l_{\min} — минимальная из толщин l_1 и l_2 магнитных слоев.

Таким образом, чтобы получить выигрыш в энергии за счет возникновения слабых неоднородностей намагниченностей внутри магнитных слоев, необходимо наличие

неколлинеарного состояния с $\theta \neq 0$. Но возникновение такого состояния сопровождается проигрышем в энергии однородного состояния за счет слагаемого

$$w_2^{(0)} = -\langle J_{\perp} \rangle S_1 S_2 b^{-2} \cos \theta. \quad (21)$$

При феноменологическом описании его трактуют как билинейный обмен. Заменяя $\sin^2 \theta$ в выражении (20) на $1 - \cos^2 \theta$, слагаемое, пропорциональное $\cos^2 \theta$, интерпретируют как удельную энергию биквадратичного обмена

$$w_{BQ} = -J_{BQ} S_1^2 S_2^2 b^{-2} \cos^2 \theta. \quad (22)$$

Вид обменного интеграла J_{BQ} для случая периодически расположенных ступеней впервые определен в работе [13]. Отметим, что величина обменного интеграла J_{BQ} всегда отрицательна, т.е. биквадратичный обмен способствует возникновению неколлинеарного состояния. По порядку величины

$$J_{BQ} \approx -\frac{\langle J_{\perp}^2 \rangle R^2}{J_i S^2 l_{\min} b}. \quad (23)$$

Для того чтобы возникло неколлинеарное упорядочение с $\theta \neq 0$, необходимо выполнение условия

$$|\langle J_{\perp} \rangle| < 2|J_{BQ}| S_1 S_2. \quad (24)$$

Поскольку $|J_1| \approx |J_2| \approx \langle J_{\perp}^2 \rangle^{1/2}$, получаем с точностью до численных множителей порядка единицы, что неравенство (24) эквивалентно условию

$$\frac{\langle J_{\perp} \rangle}{\langle J_{\perp}^2 \rangle^{1/2}} < \frac{R^2}{\delta^2}. \quad (25)$$

Представляется маловероятным, что значения J_1 и J_2 и суммарные площади, занимаемые участками с толщиной прослойки d_1 и d_2 соответственно, удовлетворяют неравенству

$$\frac{\langle J_{\perp} \rangle}{\langle J_{\perp}^2 \rangle^{1/2}} < 10^{-2}.$$

Поэтому в многослойных структурах с $R \ll \delta$ должно возникать только коллинеарное упорядочение.

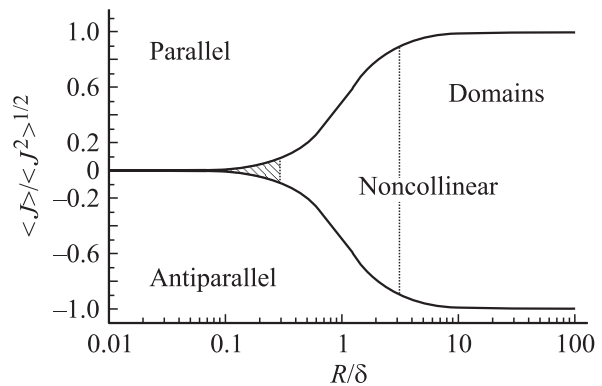


Рис. 8. Фазовая диаграмма „обмен—шероховатость“ для трехслойной системы с немагнитной прослойкой. Заштрихована область существования неколлинеарного состояния. Пунктирная линия ограничивает область существования доменов.

Результирующая фазовая диаграмма „обмен–шероховатость“ приведена на рис. 8. Заштрихована область неколлинеарной фазы, в которой намагниченности слоев можно считать практически однородными. Легко видеть, что область значений параметров, при которых это часто встречающееся в литературе приближение является адекватным, необычайно узка. По мере роста размера R (уменьшения шероховатости) величина угла ψ_0 отклонения вектора намагниченности от своего среднего направления нарастает и происходит непрерывный переход к микродоменному состоянию.

2.3. Поведение в магнитном поле

Рассмотрим поведение различных фаз в магнитном поле, приложенном параллельно плоскости слоев, считая анизотропию в плоскости слоев пренебрежимо малой.

В области с параллельной ориентацией намагниченностей ферромагнитных слоев будет наблюдаться узкая прямоугольная петля гистерезиса (рис. 9, *a*).

В области с антипараллельной ориентацией намагниченностей двух одинаковых ферромагнитных слоев будет иметь место плавное нарастание суммарной намагниченности (рис. 9, *b*), что полностью совпадает с поведением двухподрешеточного зеркального антиферромагнетика с межподрешеточным обменом, равным β . Угол между векторами намагниченностей слоев находится из минимума энергии

$$\tilde{W} = -2M_0 l B \cos \theta - \beta \cos 2\theta, \quad (26)$$

где M_0 — намагниченность ферромагнитных слоев, l — их толщина, $\beta < 0$, а θ — угол между магнитной индукцией и магнитным моментом ферромагнитного слоя (рис. 3, *b*).

Легко видеть, что насыщение имеет место в поле с

$$B_{\text{sat}} = \frac{2|\beta|}{M_0 l}. \quad (27)$$

В области же существования микродоменного состояния кривая намагничения будет представлять собой в первом приближении суперпозицию двух описанных выше кривых с весами, отражающими долю областей с

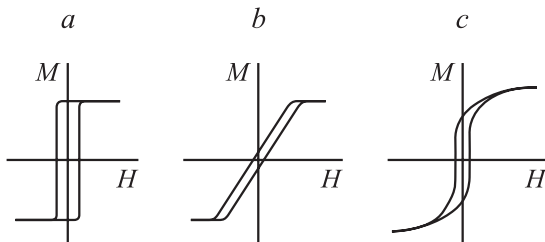


Рис. 9. Вид петель гистерезиса в различных областях фазовой диаграммы: в областях с параллельной (*a*) и антипараллельной (*b*) ориентациями намагниченностей ферромагнитных слоев и в области существования микродоменного состояния (*c*).

параллельной и антипараллельной ориентациями намагниченностей (рис. 9, *c*).

Наблюдение такой кривой намагничения для рассматриваемой структуры свидетельствует с большой долей вероятности о наличии микродоменного состояния. Исключение составляет лишь небольшая заштрихованная область на рис. 8.

2.4. Экспериментальные наблюдения

Петли гистерезиса, аналогичные показанной на рис. 9, *c*, наблюдались в большом числе работ (см., например, [14,15]). Однако они интерпретировались в терминах биквадратичного обмена, а магнитная микроструктура ферромагнитных слоев, как правило, не изучалась. Микродомены с параллельной и антипараллельной ориентацией намагниченностей слоев наблюдались методом спин-поляризационной низкоэнергетической электронной микроскопии (SPLEEM) [16]. При этом обнаружено, что границы микродоменов совпадают с границами атомных террас на границе раздела. Наблюдение микродоменов возможно также методами просвечивающей электронной микроскопии [17], спин-поляризационной сканирующей туннельной микроскопии [18] и магнитно-силовой микроскопии.

Большой интерес представляет проведение *in situ* измерений рельефа поверхности слоев перед напылением очередного слоя с последующим исследованием магнитной микроструктуры и изучением кривых намагничения и магнетосопротивления.

3. Двухслойная система ферромагнетик — антиферромагнетик

В этом случае в отличие от приведенного выше рассмотрения спины в антиферромагнитном слое упорядочены и он характеризуется собственной обменной жесткостью. Вид доменных границ, порождаемых фрустрациями, существенно зависит от соотношения между обменными жесткостями ферромагнетика и антиферромагнетика (см. далее).

3.1. Описание модели

Будем предполагать, что антиферромагнитный параметр порядка \mathbf{L} , равный разности намагниченностей подрешеток, лежит в плоскости слоев и может быть, как и ранее, описан углом, который вектор \mathbf{L} образует с осью x ($|\mathbf{L}| = \text{const}$).

В этом случае добавка к обменной энергии каждого слоя, вызванная неоднородностью параметра порядка в нем, может быть представлена в виде [11]

$$W_i = \frac{J_i S_i^2}{2b} \int (\nabla \theta_i)^2 dV, \quad (28)$$

где интегрирование ведется по объему слоя.

Здесь (в отличие от предыдущего раздела) мы не можем ограничиться одномерной задачей, так как толщины доменных стенок в рассматриваемой системе, как показано далее, сравнимы с атомным масштабом и существенно изменяются с расстоянием от границы раздела слоев. Поэтому даже в случае прямолинейного и безграничного края атомной ступени необходимо решать двумерную задачу.

Варьированием выражения (28) по параметру θ_i получаем уравнение для параметра порядка внутри i -го слоя [19]

$$\Delta\theta_i = 0. \quad (29)$$

Для получения граничных условий следует записать энергию взаимодействия спинов, расположенных вблизи межслойной границы, в дискретном представлении, продифференцировать по углу поворота конкретного спина, а затем перейти к непрерывному представлению

$$\tilde{\Delta}\theta_i - \frac{\partial\theta_i}{\partial n} = \pm \frac{J_{f,af}S_{i+1}}{J_iS_i} \sin(\theta_i - \theta_{i+1}), \quad (30)$$

где $\tilde{\Delta}$ — двумерный лапласиан в плоскости слоя; $\frac{\partial}{\partial n}$ — производная в направлении внешней нормали к слою; обменная константа $J_{f,af}$ описывает взаимодействие спинов, принадлежащих разным слоям; все расстояния выражены в единицах межатомного расстояния b . Знаки в правой части (30) противоположны для разных сторон атомной ступени на границе раздела. В случае свободной поверхности выражение в правой части (30) обращается в нуль.

Варьирование по θ_i энергии взаимодействия слоев, записанной в непрерывном представлении, приводит к уравнению, которое отличается от (30) отсутствием первого слагаемого в левой части. Это делает невозможным переход от (30) к (29) в том случае, когда граничащие слои идентичны.

Энергия обменного взаимодействия между соседними слоями имеет вид

$$W_{i,i+1} = \pm \frac{J_{f,af}S_iS_{i+1}}{b^2} \int \cos(\theta_i - \theta_{i+1}) d^2\rho, \quad (31)$$

где интегрирование производится по поверхности раздела слоев, а знак в правой части (31) соответствует знаку в (30).

3.2. Доменная граница в ферромагнитной пленке на антиферромагнитной подложке

Рассмотрим задачу о тонкой ферромагнитной пленке, расположенной на существенно более толстой антиферромагнитной подложке (или о тонкой антиферромагнитной пленке на толстой ферромагнитной подложке). В обменном приближении вторая задача сводится к первой заменой индексов $f \leftrightarrow af$. Вид возникающей

доменной стенки определяется тремя безразмерными параметрами: толщиной пленки $a = l_f/b$, величиной

$$\alpha_f = \frac{J_{f,af}S_{af}}{J_fS_f}, \quad (32)$$

характеризующей отношение энергий обменного взаимодействия ближайших спинов, принадлежащих соответственно разным слоям и ферромагнитному слою, и величиной

$$\gamma = \frac{J_fS_f^2}{J_{af}S_{af}^2}, \quad (33)$$

равной отношению обменных энергий в пленке и подложке.

Система уравнений (29), (30) представляет собой систему уравнений Лапласа с нелинейными граничными условиями. Для ее численного решения использовался метод, аналогичный методу интегральных преобразований [20,21].

Ориентация осей координатной системы аналогична описанной в подразделе 1.2, т.е. край ступени совпадает с осью y , а ось z перпендикулярна пленке. Плоскость $z = 0$ соответствует границе раздела пленка–подложка, а плоскость $z = a$ — свободной границе пленки. При $x \ll -\delta_f$ (δ_f — толщина доменной стенки) выполнены условия $\theta_{af} = \theta_f = 0$, а при $x \gg \delta_f$ — условия $\theta_{af} = 0$, $\theta_f = \pi$. Из симметрии задачи следует, что при $x = 0$ $\theta_{af} = 0$, $\theta_f = \pi/2$.

Рассмотрим сначала случай $\gamma \ll 1$, когда обменная жесткость подложки намного превосходит таковую для пленки [20]. В этом случае параметр порядка в подложке можно считать практически однородным. Типичная зависимость $\theta(x)$ при произвольном $0 < z < a$ приведена на рис. 10. Отметим, что при $x = z = 0$ имеет место разрыв производной θ''_{xx} , в то время как θ'_z остается непрерывной. За толщину доменной стенки $\delta_f(z)$ принималось расстояние между точками с координатами (x_1, z)

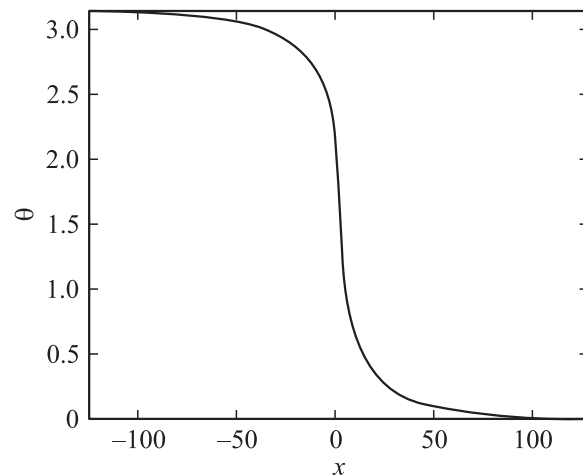


Рис. 10. Типичная зависимость угла разворота параметра порядка в доменной стенке.

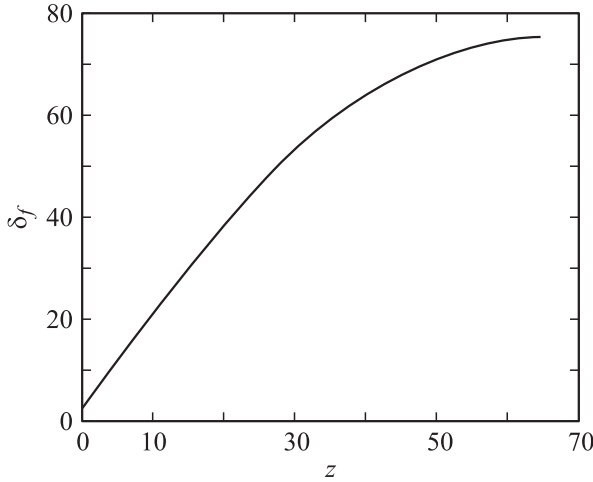


Рис. 11. Типичная зависимость толщины доменной стенки от расстояния до границы раздела при $\alpha_f a \gg 1$ ($\alpha_f = 1, a = 64$).

и (x_2, z) , отвечающими значениям $\theta_1 = \pi/4$ и $\theta_2 = 3\pi/4$ соответственно.

Главной особенностью рассматриваемых доменных стенок является возрастание их толщины по мере удаления от границы раздела. График зависимости $\delta_f(z)$ в случае $\alpha_f a \gg 1$ приведен на рис. 11. Видно, что зависимость линейна вблизи подложки и δ_f практически не изменяется вблизи свободной поверхности. При $\alpha_f a \ll 1$ эффект изменения толщины доменной стенки несуществен.

Оценку для безразмерной толщины доменной стенки $\delta_0^f = \delta_f(z = 0)$ и некоторого усредненного по толщине значения $(\delta_f)_z'$, обозначаемого в дальнейшем $\tilde{\beta}$, можно получить из простых энергетических соображений. Аппроксимируем значение $\theta(x, z)$ следующим образом:

$$\theta(x, z) = \begin{cases} \pi, & x \geq \delta_f(z), \\ \frac{\pi}{2}(1 + x/\delta_f(z)), & -\delta_f(z) < x < \delta_f(z), \\ 0, & x \leq -\delta_f(z), \end{cases} \quad (34)$$

где

$$\delta_f(z) = \delta_0^f + \tilde{\beta}z, \quad 0 \leq z \leq a. \quad (35)$$

Вклад в энергию за счет неоднородности параметра порядка в доменной стенке, рассчитанный на 1 m ее длины вдоль оси y , составляет

$$w_1 = \frac{J_f S_f^2}{2b} \int_0^a dz \int_{-\infty}^{\infty} dx [(\theta'_x)^2 + (\theta'_z)^2] \sim \frac{\pi^2 J_f S_f^2}{4b} \left(\frac{1}{\tilde{\beta}} + \frac{\tilde{\beta}}{3} \right) \ln \frac{\tilde{\beta}a + \delta_0^f}{\delta_0^f}. \quad (36)$$

Наличие ступени приводит к возрастанию энергии взаимодействия пленки с подложкой на величину

$$w_2 = \frac{2J_{f,af} S_f S_{af}}{b} \int_0^{\infty} dx [1 - \cos \theta(x, 0)] \sim \frac{2J_{f,af} S_f S_{af}}{b} \delta_0^f. \quad (37)$$

Минимизируя энергию w_1 по параметру $\tilde{\beta}$, а затем суммарную энергию доменной стенки $\tilde{w} = w_1 + w_2$ по параметру δ_0^f , находим эти величины.

В случае $\alpha_f a \ll 1$

$$\tilde{\beta} \sim \sqrt{\alpha_f a}, \quad (38)$$

$$\delta_0^f \sim \sqrt{a/\alpha_f}. \quad (39)$$

При $\alpha_f a \gg 1$ имеем

$$\tilde{\beta} \sim 1, \quad (40)$$

$$\delta_0^f \sim 1/\min(1, \alpha_f). \quad (41)$$

Континуальное приближение справедливо, если $\delta_0^f \gg 1$.

Для характерной толщины доменной стенки $\delta_f(a/2)$ получаем

$$\delta_f\left(\frac{a}{2}\right) \sim \begin{cases} \delta_0^f \sim \sqrt{a/\alpha_f}, & \alpha_f a \ll 1, \\ a, & a\alpha_f \gg 1. \end{cases} \quad (42)$$

Важно отметить, что толщина доменной стенки δ_f в случае $a \sim 10-100 \text{ \AA}$ существенно меньше толщины обычной доменной стенки, поскольку величина δ_f определяется конкуренцией обменных взаимодействий, а не энергий обмена и анизотропии.

Для энергии доменной стенки на единицу длины получаем следующую оценку:

$$\tilde{w} \sim \begin{cases} \frac{J_f S_f^2}{b} \sqrt{a_f a}, & \alpha_f a \ll 1, \\ \frac{J_f S_f^2}{b} \ln(\alpha_f a), & \alpha_f a \gg 1. \end{cases} \quad (43)$$

Уширение доменной стенки приводит к тому, что при $\alpha_f a \gg 1$ ее энергия возрастает с толщиной пленки только логарифмически.

Рассмотрим теперь случай $\gamma \gg 1$, когда обменная жесткость пленки существенно выше, чем у подложки. Если $\gamma^2 a \alpha_f \ll 1$, то искажения параметра порядка в подложке малы и параметры доменной стенки аналогичны полученным для случая $\alpha_f a \ll 1$.

При $\gamma^2 a \alpha_f \gg 1$ искажения параметра порядка захватывают подложку и возникают две характерные длины. Первая из них — толщина доменной стенки в ферромагнитном слое

$$\delta_f \approx \gamma a. \quad (44)$$

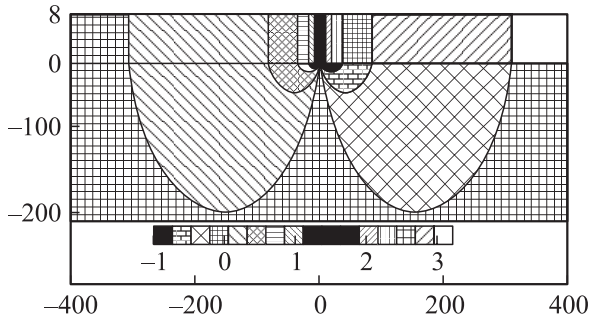


Рис. 12. Распределение параметров порядка в доменной стенке. Границе раздела пленка–подложка соответствует ордината, равная нулю. Все расстояния даны в величинах постоянных решетки. Соотношение между штриховкой и величиной θ_i , выраженной в радианах, показано на вставке.

Поскольку $\delta_f \gg a$, уширением доменной стенки в ферромагнетике можно пренебречь. Вторая характерная длина — толщина δ_0^{af} области на границе пленки и подложки, в которой величина $\theta_f - \theta_{af}$ отличается от своего оптимального значения (0 при $x < 0$ и π при $x > 0$):

$$\delta_0^{af} \approx (1 + \gamma\alpha_f)/\gamma\alpha_f, \quad \delta_f \gg \delta_0^{af}. \quad (45)$$

В области $|x| < \delta_f$ и $|z| < \delta_f$ в подложке возникают вихревые искажения антиферромагнитного параметра порядка (рис. 12). Энергия доменной стенки в расчете на единицу длины равна

$$w \approx \frac{J_{af} S_{af}^2}{b} \ln \frac{\delta_f}{\delta_0^{af}}, \quad (46)$$

причем основной вклад в нее вносят искажения параметра порядка в подложке.

Если толщина подложки $d_{af} < \gamma a$, то доменная стенка пронизывает ее насквозь, т.е. антиферромагнитный слой разбит на домены, а ферромагнитный остается практически однородным. Другими словами, приходим к случаю $\gamma \ll 1$, но слои поменялись местами.

Таким образом, мы нашли критическую толщину, при превышении которой подложку можно считать толстой. Для случая большого расстояния между ступенями $d_{af}^* = \gamma a$.

3.3. Фазовая диаграмма

Атомные ступени разбивают всю поверхность раздела пленка–подложка на области двух типов. В областях первого типа граничная энергия минимальна в случае, если ферромагнитный и антиферромагнитный параметры порядка параллельны, а в областях второго типа — в случае, если они антипараллельны.

Если характерное расстояние между ступенями много больше критического $R \gg \delta_f(a/2)$, то пленка разбивается на микродомены, границы которых совпадают

с краями атомных ступеней [22,23]. Направления намагниченностей в соседних доменах противоположны и соответствуют минимальной граничной энергии.

В случае $R \ll \delta_f(a/2)$ доменные стенки перекрываются, и домены не могут сформироваться, т.е. пленка становится монодомной. При $\gamma \ll 1$ и $a\alpha_f \ll 1$ или $\gamma \gg 1$, $\gamma^2 a\alpha_f \ll 1$ искажения параметров порядка малы как в пленке, так и в подложке.

Если же $\gamma \ll 1$, $a\alpha_f \gg 1$, $\delta_0^f \ll R \ll a$, то вблизи подложки возникают своеобразные статические спиновые вихри (рис. 13), проникающие в глубь пленки на расстояние порядка R . В остальной части пленки однородное распределение параметра порядка остается невозмущенным. В случае $\gamma \gg 1$, $\gamma^2 a\alpha_f \gg 1$, $\delta_0^{af} \ll R \ll \delta_f$ пленка остается однородной, а аналогичные спиновые вихри формируются вблизи границы раздела в подложке (рис. 14). Каждый вихрь ограничен краями ступеней и расширяется по мере удаления от них. Размер вихря в направлении, перпендикулярном границе раздела, по порядку величины равен R .

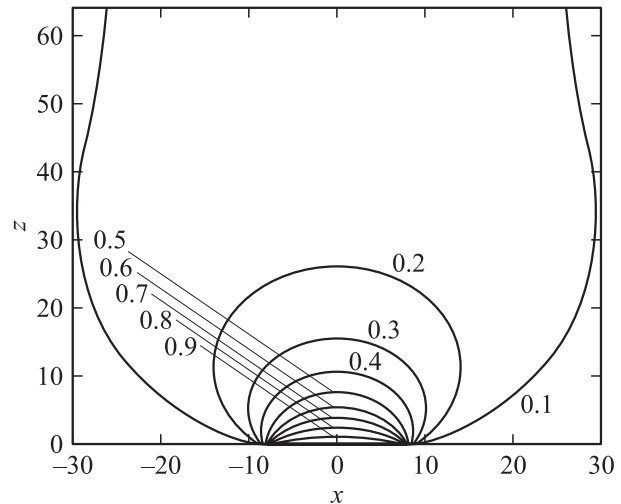


Рис. 13. Статический спиновый вихрь в пленке вблизи границы раздела пленка–подложка в случае $a \gg R$. На линиях постоянного значения θ_f указана величина θ_f в единицах π .

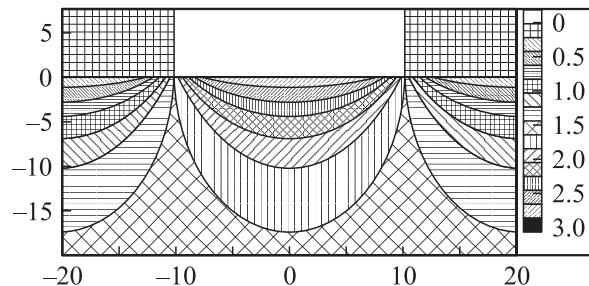


Рис. 14. Распределение параметров порядка в вихревой фазе. Границе раздела пленка–подложка соответствует ордината, равная нулю. Все расстояния даны в величинах постоянных решетки. Соотношение между штриховкой и величиной θ_i , выраженной в радианах, показано на вставке.

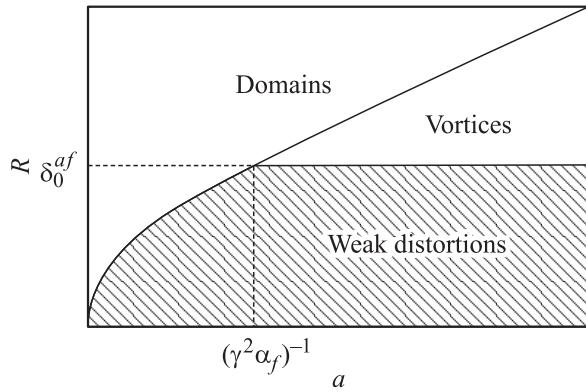


Рис. 15. Фазовая диаграмма „толщина–шероховатость“ системы пленка–подложка.

При меньших значениях R система переходит в область слабых искажений.

Рассмотрим теперь взаимную ориентацию ферромагнитного и антиферромагнитного параметров порядка в вихревой фазе. Как уже отмечалось, ступени разбивают всю поверхность раздела на области двух типов с суммарной площадью σ_1 и σ_2 соответственно. Если средняя намагниченность ферромагнитной пленки составляет угол ψ с антиферромагнитным параметром порядка в глубине подложки, то в вихре, занимающем область первого типа, происходит изменение $\theta_f - \theta_{af}$ от нуля до ψ , в то время как у вихрей в областях второго типа значение $\theta_f - \theta_{af}$ изменяется от ψ до π .

По аналогии с моделью „магнитной близости“ Слончевского [24] энергия системы может быть представлена выражением

$$W = C_1 \psi^2 + C_2 (\pi - \psi)^2, \quad (47)$$

где, согласно [19,25,26],

$$C_j \equiv C \sigma_j \approx \frac{\min(J_f S_f^2, J_{af} S_{af}^2) \sigma_j}{Rb}. \quad (48)$$

Если $\sigma_1 = \sigma_2$, в нулевом магнитном поле и без учета энергии анизотропии, индуцируемой ступенями, как в вихревой фазе, так и в области слабых искажений намагниченность пленки в равновесии должна быть перпендикулярной антиферромагнитному параметру порядка.

Фазовая диаграмма „толщина–шероховатость“ системы пленка–подложка приведена на рис. 15. Следует отметить, что переход от полидоменного к монодоменному состоянию пленки по мере убывания параметра R происходит непрерывным образом и не является, строго говоря, фазовым переходом. В случае $\gamma \gg 1$, когда температура Кюри ферромагнетика превышает температуру Нееля антиферромагнетика, такой переход можно инициировать, нагревая образец. При приближении к температуре Нееля $\delta_f \propto \gamma \propto T_N / (T_N - T)$ неограниченно возрастает, поэтому происходит переход в монодоменное состояние.

3.4. Поведение в магнитном поле

Рассмотрим теперь поведение каждой из фаз во внешнем магнитном поле.

В случае монодоменного состояния ферромагнитной пленки приложение внешнего магнитного поля под углом к спонтанной намагниченности ведет к развороту вектора намагниченности во всей плоскости пленки. Ограничимся областью достаточно малых толщин пленки, в которой разворот ее намагниченности сопровождается возникновением традиционной доменной стенки, расположенной в антиферромагнитной подложке вблизи границы раздела пленка–подложка и параллельной границе раздела. В случае толстой пленки при определенных соотношениях параметров модели традиционная доменная стенка может первоначально возникнуть в самой пленке вблизи границы раздела с подложкой. Полный анализ ситуации приведен в наших работах [25,26].

Поскольку выигрыш в зеэмановской энергии пленки во внешнем магнитном поле должен компенсировать затраты на создание доменной стенки, процесс разворота намагниченности начнется в поле с индукцией, равной по порядку величины [27,28]

$$B_{af}^0 \sim \frac{\sigma_{af}}{Ma}, \quad (49)$$

где σ_{af} — поверхностное натяжение традиционной доменной стенки в антиферромагнетике, M — намагниченность пленки. Таким образом, кривая намагничивания оказывается смещенной в область отрицательных (по отношению к ориентации намагниченности в отсутствие внешнего поля) полей на величину B_{af}^0 . Такое поведение антиферромагнитной подложки получило название однонаправленной анизотропии. Этому явлению посвящено большое число работ (см., например, обзор [29]). Однако его исследование выходит за рамки настоящего обзора. Ширина области, в которой происходит перемагничивание, также составляет величину порядка B_{af}^0 .

В полидоменной фазе однонаправленная анизотропия отсутствует. Во внешнем магнитном поле, направлении которого параллельно (домены первого типа) или антипараллельно (домены второго типа) намагниченностям в доменах, намагниченность в доменах первого типа не изменяется, а в доменах второго типа происходит разворот намагниченности на 180° . Если размер домена R превосходит толщину традиционной доменной стенки в антиферромагнетике Δ_{af} , то этот разворот сопровождается возникновением такой стенки в подложке вблизи границы с пленкой, а характерное поле намагничивания равно по порядку величины B_{af}^0 .

Если же $R \ll \Delta_{af}$, разворот намагниченности в домене сопровождается возникновением в антиферромагнитной подложке статического спинового вихря; характерное поле намагничивания по порядку величины составляет $B_{af}^0 \Delta_{af} / R$. Одновременно в подложке возникает 90° доменная стенка. Причины ее возникновения аналогичны причинам, по которым в отсутствие поля

намагниченность пленки в монокристаллической фазе ортогональна параметру порядка в глубине подложки: ее возникновение уменьшает энергию системы вихрей.

Действительно, в отсутствие доменной стенки в тех доменах, где намагниченность параллельна внешнему полю, никаких вихрей не образуется, а в доменах с изначально антипараллельной ориентацией намагниченности и поля в поле $B_{af}^0 \Delta_{af}/R$ возникает 180° вихрь. В присутствии стенки 90° вихри возникают в обоих доменах, причем вращение антиферромагнитного параметра порядка в доменах разных типов происходит в противоположные стороны. Поскольку энергия вихря пропорциональна квадрату угла разворота, в присутствии стенки энергия вихрей ниже, причем разность энергий состояний без доменной стенки и со стенкой превосходит энергию ее образования [26].

Если магнитное поле приложено в плоскости пленки перпендикулярно намагниченностям доменов, характерное поле намагничивания имеет тот же порядок величины, что и в случае поля, параллельного намагниченностям, однако 90° доменная стенка не возникает, так как 90° статические вихри с противоположным направлением вращения антиферромагнитного параметра порядка возникают в доменах обоих типов.

3.5. Экспериментальные результаты

Представленная в подразделе 3.3 картина согласуется с результатами работы [30], посвященной исследованию фазовой диаграммы „толщина–вращательный угол β' “ в случае пленки железа на $\text{Cr}(001)$. Для значений β' , близких к нулю, полидоменная фаза наблюдалась при толщинах пленки $a < a_c = 3.5 \text{ nm}$. В пленке с критической толщиной a_c характерное расстояние R между краями случайно расположенных ступеней соответствует значению γa . При больших значениях a наблюдалась монокристаллическая фаза с ориентацией намагниченности, перпендикулярной краям ступеней. Согласно приведенной выше теории, вектор антиферромагнетизма должен быть параллелен ступеням. Представляет интерес экспериментальное определение его ориентации.

При $\beta' \neq 0$ к случайно расположенным атомным ступеням добавляются регулярно расположенные параллельные ступени. Когда их концентрация становится преобладающей ($\beta' \geq 1^\circ$), значение a_c начинает уменьшаться. Согласно изложенной теории, $a_c \approx R/\gamma \propto \text{tg}^{-1} \beta' \propto (\beta')^{-1}$.

При больших значениях β' в [30] наблюдался ориентационный фазовый переход в фазу с намагниченностью, параллельной ступеням. Он обусловлен анизотропией, индуцированной ступенями вследствие релятивистских эффектов, например диполь-дипольного взаимодействия [31].

4. Трехслойная система ферромагнетик–антиферромагнетик–ферромагнетик

В настоящем разделе ограничимся рассмотрением ситуации, когда $\gamma \gg 1$, т.е. случая меньшей обменной жесткости антиферромагнитной прослойки. В противном случае (при примерно одинаковой толщине слоев) на каждой границе раздела слоев задача сведется к рассмотрению двухслойной системы. Ввиду наличия большого числа параметров будем считать толщины всех слоев равными.

4.1. Доменные стенки

Доменные стенки пронизывают все три слоя, их координаты в плоскости слоя совпадают с границами атомных ступеней на любой из двух поверхностей раздела. Разворот намагниченностей ферромагнитных слоев в доменной стенке происходит в противоположные стороны. Антиферромагнитный параметр порядка разворачивается вместе с намагниченностью того ферромагнитного слоя, граница с которым в данном месте не содержит ступени.

Структура и энергия доменной стенки зависят от параметра $\gamma \alpha_f a$ [21]. В случае $\gamma \alpha_f a \ll 1$ зависимостью $\theta_{f(af)}(z)$, т.е. уширением доменной стенки, можно пренебречь и задача становится одномерной.

Значение $|\nabla \theta_f|$ в доменной стенке составляет величину порядка δ_f^{-1} . Оценивая энергию w_1 , приходящуюся на единицу длины доменной стенки, по формуле (28), получаем

$$w_1 = \frac{J_f S_f^2 a}{b \delta_f}. \quad (50)$$

В то же время угол между спинами, принадлежащими разным слоям, существенно отличается от значения, которое отвечает минимуму энергии взаимодействия слоев, в области $|x| < \delta_f$. Это приводит к возрастанию энергии взаимодействия слоев на величину

$$w_2 = \frac{J_{f,af} S_f S_{af} \delta_f}{b} \quad (51)$$

(в расчете на единицу длины доменной стенки).

Минимизируя сумму $w_1 + w_2$, находим

$$\delta_f \approx \sqrt{a/\alpha_f}. \quad (52)$$

В антиферромагнитной прослойке толщина доменной стенки $\delta_{af} \approx \sqrt{a/\gamma \alpha_f} = \delta_f/\sqrt{\gamma} \ll \delta_f$. Распределение параметров порядка в стенке показано на рис. 16, а; ее энергия в расчете на единицу длины равна

$$w \approx \frac{J_f S_f^2}{b} \sqrt{a \alpha_f} \sim \frac{S_f}{b} \sqrt{a J_f J_{f,af} S_f S_{af}}. \quad (53)$$

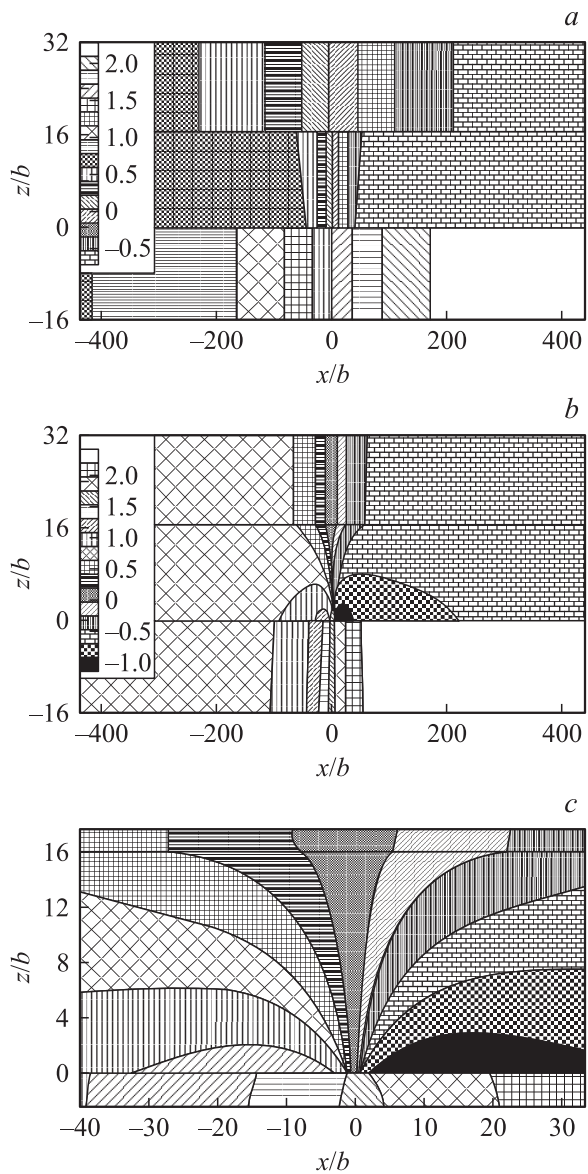


Рис. 16. Доменная стенка в трехслойной системе ферромагнетик–антиферромагнетик–ферромагнетик в случае $\gamma\alpha_f a \ll 1$ (a) и $\gamma\alpha_f a \gg 1$ (b). Соотношение между штриховкой и величиной θ_i , выраженной в радианах, показано на вставке. На части c показан центральный фрагмент распределения, представленного на части b. Значения координаты $z = 0$ и 16 соответствуют межслойным границам. Ступень расположена в точке $x = 0, z = 0$.

Точный численный расчет величин δ_f и w в широком диапазоне параметров α_f и a подтверждает приведенные выше оценки (это относится и к дальнейшему рассмотрению).

Если же $\gamma\alpha_f a \gg 1$, толщина доменной стенки в антиферромагнитной прослойке существенно возрастает по мере удаления от границы раздела, содержащей атомную ступень. Вид распределения параметров порядка в доменной стенке показан на рис. 16, b. Его характеристики находятся путем оценок, аналогичных проводимым

в случае $\gamma\alpha_f a \ll 1$. Основной вклад в энергию стенки вносят искажения параметра порядка в антиферромагнетике. В области $|x| \leq a$ величина $|\nabla\theta_{af}|$ обратно пропорциональна расстоянию от ступени, а при $a \ll |x| \ll \delta'_f$ (где δ'_f — толщина доменной стенки в ферромагнитных слоях) линии постоянного значения θ_{af} практически параллельны границам раздела слоев (рис. 16, c). В этой области $|\nabla\theta_{af}| \approx a^{-1}$.

Минимальное значение толщины доменной стенки в антиферромагнетике составляет $\delta_0^{af} = (1 + \gamma\alpha_f)/\gamma\alpha_f$, производная $d\delta_{af}/dz \approx 1$ вблизи ступени, а значение δ'_f дается формулой

$$\delta'_f \approx a\sqrt{\gamma} \gg a. \quad (54)$$

Энергия доменной стенки в расчете на единицу длины равна

$$w \approx \frac{J_{af} S_{af}^2}{b} \left(\sqrt{\gamma} + \frac{\pi}{2} \ln \frac{a}{\delta_0^{af}} \right). \quad (55)$$

Легко видеть, что значение δ_0^{af} порядка межатомного расстояния, а средняя толщина доменной стенки составляет десятки ангстрем, т.е. доменные стенки, обусловленные фрустрациями, намного уже обычных доменных стенок в ферромагнетике, толщина которых обусловлена конкуренцией обменной энергии и энергии анизотропии.

4.2. Фазовая диаграмма

Трехслойная система может находиться в трех различных фазах (рис. 17).

Фаза А. При больших значениях параметра $R > \delta_f(\delta'_f)$ происходит разбиение всех слоев на домены с параллельной и антипараллельной ориентациями намагниченностей ферромагнитных слоев. Необходимо отметить, что размер доменов в случае антиферромагнитной прослойки может быть существенно меньше, чем в случае немагнитной, где он составляет десятые доли микрона.

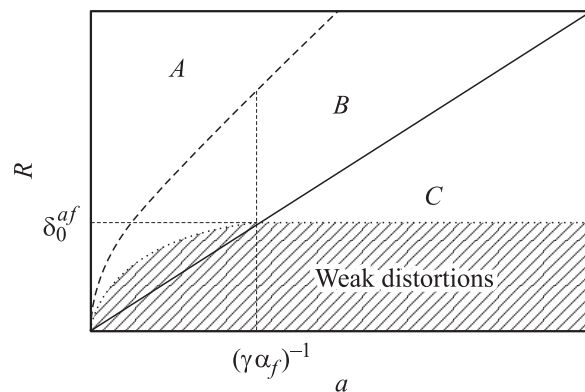


Рис. 17. Фазовая диаграмма трехслойной системы ферромагнетик–антиферромагнетик–ферромагнетик. Для наглядности изображены линии $R = a$ (сплошная) и $R = \delta'_f$ (штриховая). Заштрихована область слабых искажений параметров порядка.

Условие $R > \delta_f(\delta'_f)$ выполняется для $a \sim 10 \text{ \AA}$ и $\gamma \sim 3$ уже при размере домена в сотни ангстрем. Таким образом, следует рассматривать уже не микродоменное, а нанодоменное состояние, исследование которого требует существенно более тонких методик. Это может объяснить отсутствие в настоящее время картин такого разбиения для трехслойных систем с антиферромагнитной прослойкой.

Фаза В. По мере уменьшения параметра R доменные стенки начинают перекрываться, и при критическом значении $R_c = \delta_f(\delta'_f)$ непрерывным образом происходит переход в состояние, в котором ферромагнитные слои практически однородны. В этом состоянии, которое мы будем называть фазой В, дополнительная (по отношению к состоянию без фрустраций) энергия связана либо с искажениями параметра порядка в антиферромагнитной прослойке, либо с энергией взаимодействия слоев. Поскольку вблизи температуры Нееля прослойки T_N (T_N меньше температуры Кюри ферромагнетика) параметр $\gamma \propto T_N/(T_N - T)$, переход $A \rightarrow B$ можно инициировать, нагревая систему от начальной температуры $T_0 < T_N$.

Именно в той области значений R , где существует фаза В, применима модель „магнитной близости“ Слончевского [24].

В области значений $\max(a, \delta_0^{af}) \ll R \ll R_c$ зависимость энергии системы от угла ψ между намагниченностями ферромагнитных слоев при $\gamma\alpha_f a \gg 1$ описывается формулой (47).

Оценка дает для констант C_1 и C_2 следующее значение [32]:

$$C_{1,2} = \frac{J_{af} S_{af}^2}{2a} \frac{\sigma_{1,2}}{b^2}, \quad (56)$$

где $\sigma_1(\sigma_2)$ — площадь областей первого (второго) типа на поверхности слоя.

Если же $\gamma\alpha_f a \ll 1$, энергия взаимодействия слоев имеет вид

$$W = -\frac{2J_{f,af} S_f S_{af}}{b^2} \left(\sigma_1 \cos \frac{\psi}{2} + \sigma_2 \cos \frac{\pi - \psi}{2} \right). \quad (57)$$

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.

В состоянии А энергия системы не зависела от направления вращения параметра порядка в доменной стенке. Иная картина наблюдается в состоянии В: когда доменные стенки перекрываются, вырождение по направлению вращения снимается и возникает большое число метастабильных состояний, отличающихся друг от друга направлением и величиной угла вращения антиферромагнитного параметра порядка в отдельных областях, ограниченных атомными ступенями.

Что же происходит при дальнейшем уменьшении R ? В случае $\gamma\alpha_f a \ll 1$ в области значений $a \ll R \ll \delta_{af}$

система попадает в область слабых искажений, в которой параметры порядка практически однородны, причем намагниченности ферромагнитных слоев остаются перпендикулярными друг другу, а энергия W уменьшается по сравнению с (57) в $(R/\delta_{af})^2$ раз.

Фаза С. 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 на примере двухслойной системы в [15].

В результате при $\sigma_1 = \sigma_2$ антиферромагнитный параметр порядка ориентируется перпендикулярно намагниченностям ферромагнитных слоев, которые оказываются коллинеарными (состояние С).

Для случая $\gamma\alpha_f a \gg 1$ при $\delta_0^{af} \ll R \ll a$ в антиферромагнитной прослойке вблизи границ раздела формируются статические вихри (рис. 14). При меньших значениях R система переходит в область слабых искажений.

В случае $\gamma\alpha_f a \ll 1$ переход из состояния В в состояние С происходит уже в области слабых искажений. Как и фаза В, фаза С характеризуется наличием большого числа метастабильных состояний. Переход из фазы В в фазу С, как показало проведенное в [21] моделирование, является фазовым переходом первого рода. Оба состояния сосуществуют в целой области значений R , а их энергии становятся равными при некотором значении $R^* \sim a$. Значение R^* не зависит от температуры, поэтому фазовый переход $B \rightarrow C$ нельзя наблюдать, изменяя температуру системы.

4.3. Поведение в магнитном поле

Процесс перемагничивания ферромагнитных слоев в фазе С происходит практически независимо, и петля гистерезиса должна совпадать с таковой для двухслойной системы, состоящей из одного ферромагнитного и одного антиферромагнитного слоя. Здесь и далее мы предполагаем, что максимальное магнитное поле намного меньше, чем обменное поле в антиферромагнетике. Поэтому намагниченностью антиферромагнитных слоев можно пренебречь.

В фазе В в слабом магнитном поле, превосходящем поле анизотропии в плоскости ферромагнитных слоев, намагниченности ферромагнитных слоев ориентируются под углом 45° к полю, оставаясь практически перпендикулярными друг другу. При этом намагниченность системы составляет $M_{\max}/\sqrt{2}$, где M_{\max} — максимальная намагниченность ферромагнитных слоев. Дальнейшую ее эволюцию можно исследовать, минимизируя сумму энергий взаимодействия ферромагнитных слоев друг с другом (см. (47) или (57)) и с магнитным полем. Энергия ферромагнитных слоев во внешнем магнитном поле с индукцией B задается формулой

$$W_f = -2MaBb(\sigma_1 + \sigma_2) \cos \frac{\psi}{2}. \quad (58)$$

Для угла ψ между намагниченностями слоев получаем при $\sigma_1 = \sigma_2$, $R \gg \delta_0^{af}$ и $\gamma a \alpha_f \gg 1$ трансцендентное уравнение

$$\frac{J_{af} S_{af}^2}{ab^2} \left(\frac{\pi}{2} - \psi \right) = MaBb \sin \frac{\psi}{2}. \quad (59)$$

Характерное поле B^* , при котором происходит существенное изменение намагниченности, составляет

$$B^* \sim \frac{J_{af} S_{af}^2}{Ma^2 b^3}. \quad (60)$$

Не слишком близко от T_N его величина намного меньше обменного поля антиферромагнетика.

Если же $\gamma a \alpha_f \ll 1$, то

$$\operatorname{tg} \frac{\psi}{2} = \frac{J_{f,af} S_{af} S_f}{J_{f,af} S_f S_{af} + 2Ma^3 b^3 B}, \quad (61)$$

а характерное поле B^* равно

$$B^* \sim \frac{J_{f,af} S_{af} S_f}{Ma^3 b^3}. \quad (62)$$

В фазе A в слабом магнитном поле домены первого типа с параллельной ориентацией намагниченностей слоев ориентируются по полю. При этом намагниченность системы составляет $M_{\max}/2$. Намагниченности ферромагнитных слоев в доменах второго типа с антипараллельной ориентацией намагниченностей в нулевом поле ведут себя аналогично намагниченностям подрешеток в объемном антиферромагнетике. Они ориентируются практически перпендикулярно внешнему полю.

По мере возрастания величины B угол ψ между ними уменьшается. Характерное значение индукции B^* внешнего магнитного поля, в котором угол ψ изменяется существенно, при $R > R_c$ определяется аналогично случаю фазы B и по порядку величины задается формулами (60) и (62). Поэтому вид петель гистерезиса в фазах A и B отличается только величиной намагниченности в слабых полях.

4.4. Экспериментальные данные

Опубликовано много работ, в которых изучалась связь между степенью шероховатости границ раздела и величиной магнетосопротивления, однако их обсуждение выходит за рамки настоящего обзора. Рассмотрим экспериментальные данные, свидетельствующие о взаимной ориентации параметров порядка и наличии доменной структуры. Большинство из них касается многослойных структур Fe/Cr.

Согласно данным экспериментов по дифракции нейтронов [33,34], примером структур ферромагнетик–нескомпенсированный антиферромагнетик являются структуры Fe/Cr. При толщине $a < 45 \text{ \AA}$ слои хрома представляют собой набор ферромагнитных плоскостей

с антипараллельной ориентацией спинов в соседних плоскостях. Спины атомов хрома лежат в данных плоскостях, которые в свою очередь параллельны (в среднем) границам раздела слоев. Аналогичная магнитная структура наблюдалась и в слоях марганца в многослойных структурах Fe/Mn [35,36]. Таким образом, вышеизложенная теория применима к структурам Fe/Cr и Fe/Mn, и именно с использованием этих структур возможно проведение серии экспериментов по ее проверке.

Разбиение многослойной структуры Fe/Cr на домены наблюдалось в работе [37] 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 [38] 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%.

Заключение

Сформулируем основные выводы.

1) В многослойных магнитных структурах фрустрация, порождаемая шероховатостью границ раздела слоев, ведут к возникновению доменных стенок нового типа.

2) Толщина этих стенок определяется конкуренцией обменных взаимодействий внутри и между слоями. Для многослойных структур с немагнитной прослойкой она меньше, а в случае многослойных структур с антиферромагнитной прослойкой — много меньше, чем толщина традиционных доменных стенок.

3) Степень шероховатости границ раздела слоев определяет магнитную фазовую диаграмму многослойной магнитной структуры, а следовательно, и ее магнитные и гальваномагнитные характеристики.

В дальнейшем необходимо провести комплексные исследования, включающие нахождение характеристик поверхности слоев в процессе их напыления в широком диапазоне технологических параметров, а также изучить их микромагнитное состояние, кривые намагничивания и динамику процесса перемагничивания, ферромагнитный резонанс и гальваномагнитные характеристики.

Нахождение связи структура–свойства позволит подобрать технологические параметры для получения многослойных магнитных структур с оптимальными для многочисленных технических применений характеристиками.

Авторы благодарны Ecole Centrale de Lille за создание условий для плодотворной работы.

Список литературы

- [1] M.N. Baibich, J.M. Broto, A. Fert, Nguyen van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich, J. Chazelas. *Phys. Rev. Lett.* **61**, 21, 2472 (1988).
- [2] Y. Yafet. *Phys. Rev. B* **36**, 7, 3948 (1987).
- [3] P. Bruno, C. Chappert. *Phys. Rev. B* **46**, 1, 261 (1992).
- [4] P. Bruno. *Phys. Rev. B* **52**, 1, 411 (1995).
- [5] M.D. Stiles. *Phys. Rev. B* **48**, 10, 7238 (1993).
- [6] L. Nordstrom, P. Lang, R. Zeller, P.H. Dederichs. *Phys. Rev. B* **50**, 17, 13058 (1994).
- [7] P. Bruno. *J. Phys.: Cond. Matter* **11**, 48, 9403 (1999).
- [8] P.M. Levy, S. Zhang. *J. Magn. Magn. Mater.* **151**, 3, 315 (1995).
- [9] R. Ribas, B. Dieny. *Phys. Lett. A* **167**, 1, 103 (1992).
- [10] А.И. Морозов, А.С. Сигов. *Письма в ЖЭТФ* **61**, 11, 893 (1995).
- [11] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *Электродинамика сплошных сред*. Наука, М. (1982).
- [12] А.И. Морозов, А.С. Сигов. *ФТТ* **39**, 7, 1244 (1997).
- [13] J.C. Slonczewski. *Phys. Rev. Lett.* **67**, 22, 3172 (1991).
- [14] A. Dinia, S. Zoll, M. Gester, D. Stoeffler, J.P. Jay, K. Ounadjela. H.A.M. van der Berg, H. Rakoto. *Eur. Phys. J. B* **5**, 1, 203 (1998).
- [15] C.H. Marrows, J. Hickey, M. Herrman, S. McVitie, J.N. Chapman, M. Ormston, A.K. Petford-Lang, T.P.A. Hase, B.K. Tanner. *Phys. Rev. B* **61**, 6, 4131 (2000).
- [16] E. Bauer, T. Duden, H. Pinkvos, H. Poppa, K. Wurm. *J. Magn. Magn. Mater.* **156**, 1, 1 (1996).
- [17] T. Zimmermann, J. Zweck, H. Hoffmann. *J. Magn. Magn. Mater.* **149**, 3, 409 (1995).
- [18] A. Kubetzka, M. Bode, O. Piezsch, R. Wiesendanger. *Phys. Rev. Lett.* **88**, 057 201 (2002).
- [19] В.Д. Левченко, А.И. Морозов, А.С. Сигов. *Письма в ЖЭТФ* **71**, 9, 544 (2000).
- [20] В.Д. Левченко, А.И. Морозов, А.С. Сигов, Ю.С. Сигов. *ЖЭТФ* **114**, 5, 1903 (1998).
- [21] В.Д. Левченко, А.И. Морозов, А.С. Сигов. *ЖЭТФ* **121**, 5, 1149 (2002).
- [22] A. Berger, H. Hopster. *Phys. Rev. Lett.* **73**, 1, 193 (1994).
- [23] E.J. Escorcia-Aparicio, H.J. Choi, W.L. Ling, R.K. Kawakami, Z.Q. Qiu. *Phys. Rev. Lett.* **81**, 10, 2144 (1998).
- [24] J.C. Slonczewski. *J. Magn. Magn. Mater.* **150**, 1, 13 (1995).
- [25] В.Д. Левченко, А.И. Морозов, А.С. Сигов. *ФТТ* **44**, 1, 128 (2002).
- [26] А.И. Морозов, А.С. Сигов. *ФТТ* **44**, 11, 2004 (2002).
- [27] A.P. Malozemoff. *Phys. Rev. B* **35**, 7, 3679 (1987).
- [28] D. Mauri, H.C. Siegmann, P.S. Bagus, E. Kag. *J. Appl. Phys.* **62**, 7, 3047 (1987).
- [29] J. Nogués, I.K. Schuller. *J. Magn. Magn. Mater.* **192**, 2, 203 (1999).
- [30] E.J. Escorcia-Aparicio, J.H. Wolfe, H.J. Choi, W.L. Ling, R.K. Kawakami, Z.Q. Qiu. *Phys. Rev. B* **59**, 18, 11 892 (1999).
- [31] R. Arias, D.L. Mills. *Phys. Rev. B* **59**, 18, 11 871 (1999).
- [32] А.И. Морозов, А.С. Сигов. *ФТТ* **41**, 7, 1240 (1999).
- [33] A. Schreyer, C.F. Majkrzak, Th. Zeidler, T. Schmitte, P. Bodeker, K. Theis-Brohl, A. Abromeit, J.A. Dura, T. Watanabe. *Phys. Rev. Lett.* **79**, 24, 4914 (1997).
- [34] P. Bodeker, A. Schreyer, H. Zabel. *Phys. Rev. B* **59**, 14, 9408 (1999).
- [35] M. Chirita, G. Robins, R.L. Stamp, R. Sooryakumar, M.E. Filipkowski, C.J. Gutierrez, G.A. Prinz. *Phys. Rev. B* **58**, 2, 869 (1998).
- [36] S. Yan, R. Schreiber, F. Voges, C. Osthover, P. Grunberg. *Phys. Rev. B* **59**, 18, R11 641 (1999).
- [37] D.L. Nagy, L. Bottyan, B. Croonenborghs, L. Deak, B. Degroote, J. Dekoster, H.J. Lauter, V. Lauter-Pasyuk, O. Leupold, M. Major, J. Meersschant, O. Nikonov, A. Petrenko, R. Ruffer, H. Spiering, E. Szilagyi. *Phys. Rev. Lett.* **88**, 157 202 (2002).
- [38] A. Paul. *J. Magn. Magn. Mater.* **240**, 1-3, 497 (2002).