

Фазовая диаграмма многослойных структур ферромагнетик–слоистый антиферромагнетик

© А.И. Морозов, А.С. Сигов

Московский государственный институт радиотехники, электроники и автоматики,
117454 Москва, Россия

E-mail: morosov@eot-gw.eot.mirea.ac.ru

(Поступила в Редакцию 5 ноября 1998 г.)

Исследована фазовая диаграмма "толщина–шероховатость" трехслойной системы, состоящей из двух ферромагнитных слоев, разделенных антиферромагнитной прослойкой. Показано, что область существования моноклоновых ферромагнитных слоев определяется соотношением между шириной атомных ступеней, возникающих на границах раздела слоев в процессе их роста, и толщинами слоев, а также величинами межслойного и внутрислойных обменных взаимодействий.

Дано обоснование феноменологической модели "магнитной близости", предложенной Слончевским, и получено выражение для констант этой модели.

Сэндвичи, состоящие из чередующихся тонких ферромагнитных (Fe, Co) и немагнитных (Cr, Cu) металлических слоев, стали объектом пристального внимания исследователей после открытия в них явления гигантского мегнетосопротивления [1]. Им посвящено огромное количество работ, однако только небольшая их часть относится к случаю, когда в роли прослойки между ферромагнитными слоями выступает слоистый антиферромагнетик. В то же время именно этот случай представляет особый интерес, поскольку наличие дальнего антиферромагнитного порядка в прослойке изменяет характер косвенного взаимодействия между ферромагнитными слоями.

В случае немагнитной прослойки обмен между соседними ферромагнитными слоями обусловлен взаимо-

действием РККИ и спадает с толщиной немагнитной прослойки d как d^{-2} [2]. Если же сэндвич состоит из чередующихся ферромагнитных и антиферромагнитных слоев, то вдали от температуры Нееля обмен между ферромагнитными слоями обеспечивается за счет корреляции ферромагнитного и антиферромагнитного параметров порядка и, как будет показано далее, спадает как d^{-1} .

Если антиферромагнитная прослойка состоит из ферромагнитных атомных плоскостей с антипараллельной ориентацией спинов в соседних плоскостях, то при четном числе таких плоскостей в прослойке энергетически выгодной является антипараллельная ориентация соседних ферромагнитных слоев, при нечетном числе плоскостей — параллельная (рис. 1).

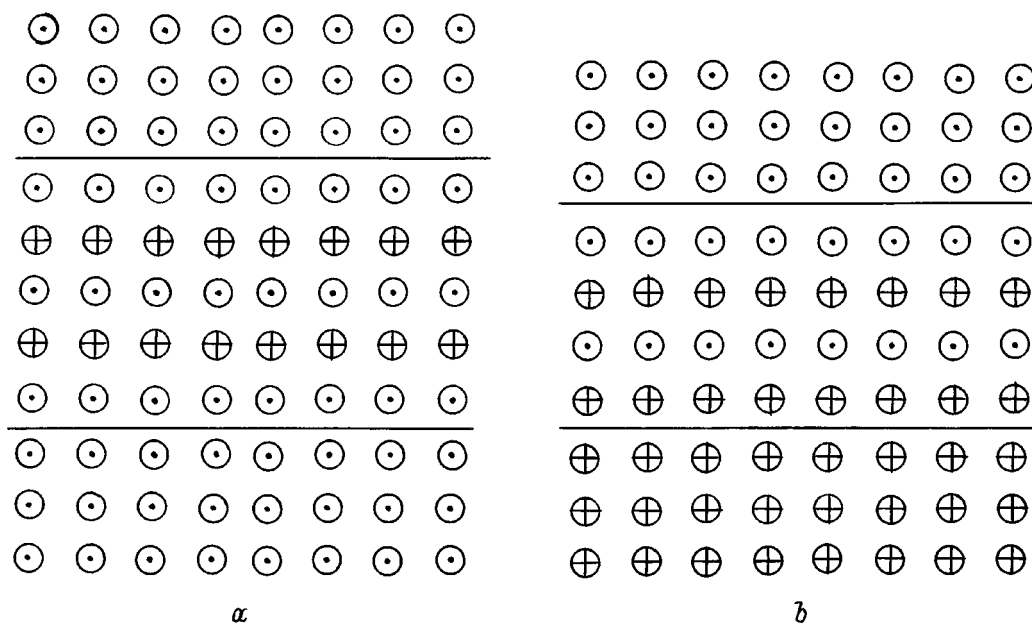


Рис. 1. Ориентация спинов в трехслойной системе, состоящей из двух ферромагнитных слоев и антиферромагнитной прослойки, в случае гладких границ раздела и нечетного (а) или четного (б) числа атомных плоскостей и прослойке.

Примером такого слоистого антиферромагнетика является хром, в котором при толщинах $32 < d < 150 \text{ \AA}$ с понижением температуры возникает соразмерная поперечная волна спиновой плотности [3]. Аналогичная структура получается при введении в хром примесей железа с концентрацией, превышающей 2% [4].

Поскольку граница раздела слоев в многослойной структуре не являются гладкими, а содержат атомные ступени, изменяющие толщину прослойки на один монокристаллический слой, то в случае однородного распределения ферромагнитного и антиферромагнитного параметров порядка в слоях не удается сориентировать намагниченности ферромагнитных слоев оптимальным образом на всей поверхности раздела слоев: возникают фрустрации (рис. 2).

Если характерное расстояние между атомными ступенями R превосходит некоторое критическое значение, то энергетически выгодным является разбиение слоев на домены. Индуцированные шероховатостью доменные стенки отличаются от привычных доменных стенок, ширина которых зависит от соотношения обменной энергии и энергии анизотропии. Ширина этих "необычных" доменных стенок в многослойных структурах определяется соотношением между внутрислойным и межслойным обменными взаимодействиями. Поэтому ширины "необычных" стенок могут быть существенно меньшими, чем в привычных доменных структурах [5].

В предшествующей работе [6] нами были рассмотрены условия возникновения и структура доменных стенок в ферромагнитной пленке на поверхности антиферромагнетика, а также неоднородное распределение параметра порядка в антиферромагнитном слое, расположенном между двумя однородно намагниченными ферромагнитными слоями. Отличительной чертой доменных стенок в

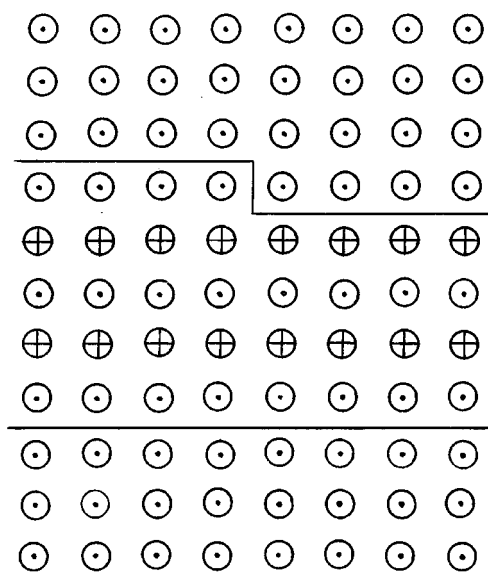


Рис. 2. Фрустрация в трехслойной системе, возникающая из-за наличия атомной ступени на границе раздела.

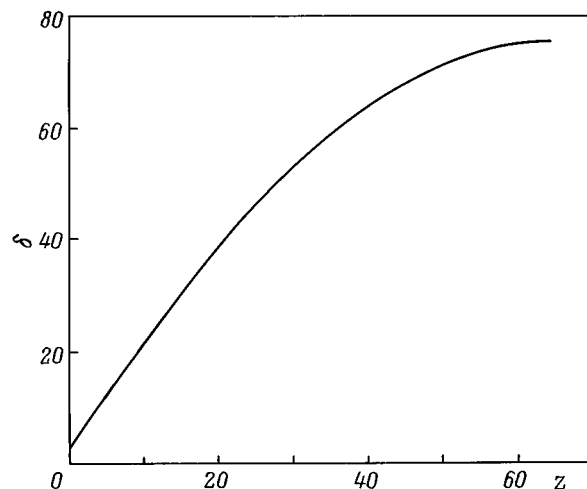


Рис. 3. Зависимость ширины доменной стенки от расстояния до границы раздела слоев в двухслойной системе.

ферромагнитной пленке, порождаемых шероховатостью подложки, является возрастание их ширины по мере удаления от подложки (рис. 3).

В трехслойной структуре искажения антиферромагнитного параметра порядка распространяются на все пространство антиферромагнитного слоя между двумя атомными ступенями (рис. 4). Однако ферромагнитные слои остаются однородными только в случае, когда обменное взаимодействие в них намного превосходит таковое в антиферромагнитных слоях.

Цель данной работы — построение фазовой диаграммы многослойных структур ферромагнетик–слоистый антиферромагнетик при произвольных соотношениях между обменными взаимодействиями, а также между толщинами слоев и характерным расстоянием между ступенями на их границах.

1. Описание модели

Будем исследовать распределение параметров порядка в слоях в приближении среднего поля. Введем параметр порядка для каждого слоя: вектор намагниченности для ферромагнитных слоев и вектор антиферромагнетизма, равный разности намагниченностей подрешеток, для антиферромагнитных слоев.

В случае достаточно тонких слоев спины атомов лежат в плоскости слоя, поэтому ориентация векторного параметра порядка может быть задана углом θ , который он образует с осью x , лежащей в плоскости слоя.

Вдали от температур Кюри и Нееля обменная энергия W_i , обусловленная взаимодействием внутри i -го слоя, может быть задана в виде

$$W_i = \frac{A_i}{2} \int (\nabla\theta_i)^2 dV, \quad (1)$$

где интеграл берется по объему слоя, а A_i — соответствующая обменная константа. По порядку величины

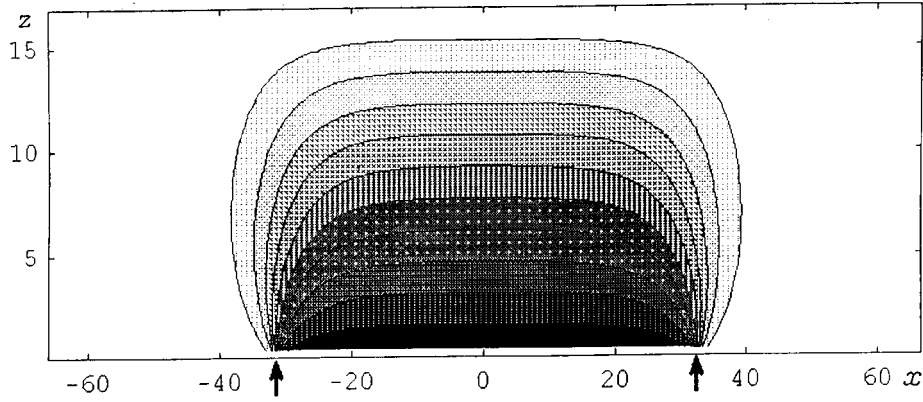


Рис. 4. Искажения антиферромагнитного параметра порядка в трехслойной структуре в случае коллинеарно и однородно намагниченных ферромагнитных слоев и $a\alpha \gg 1$. Стрелками указано положение атомных ступеней на границе раздела слоев. Линии постоянного значения θ_{af} проведены через $\pi/10$.

$A_i \sim J_i S_i^2 / b$, где J_i — обменный интеграл между соседними атомами, S_i — среднее значение спина атома, а b — межатомное расстояние.

Энергия обменного взаимодействия между соседними слоями с номерами i и $i+1$ может быть задана в виде

$$W_{i,i+1} = \pm B \int \cos(\theta_i - \theta_{i+1}) dS, \quad (2)$$

где интегрирование происходит по границе раздела слоев, величина $B \sim J_{f,af} S_i S_{i+1} / b^2$, $J_{f,af}$ — обменный интеграл между соседними атомами, принадлежащими разным слоям, знак в правой части (2) противоположен по разные стороны атомной ступени на границе раздела слоев.

Разделим все расстояния на постоянную решетки b , считая ее практически одинаковой в слоях обоих сортов, а все энергии — на константу A_{af} для антиферромагнитного слоя. Введем следующие безразмерные параметры:

$$\alpha = \frac{J_{f,af} S_f}{J_{af} S_{af}} \quad (3)$$

и

$$\gamma = \frac{J_f S_f^2}{J_{af} S_{af}^2}, \quad (4)$$

где индексы f и af соответствуют ферро- и антиферромагнетику.

Варьируя выражение (1) по параметру θ_i , получаем дифференциальное уравнение, описывающее распределение параметра порядка в слое

$$\Delta \theta_i = 0. \quad (5)$$

Для получения правильных условий на границе раздела слоев необходима более тщательная процедура. Варьирование энергий внутрислойного и межслойного взаимодействий следует проводить в дискретной модели,

а потом переходить к континуальному пределу. В результате получаем

$$\tilde{\Delta} \theta_i - \frac{\partial \theta_i}{\partial n} = \mp \frac{B}{A_i b} \sin(\theta_i - \theta_{i+1}), \quad (6)$$

где $\tilde{\Delta}$ — двумерный лапласиан в плоскости слоя, $\frac{\partial}{\partial n}$ — производная в направлении внешней нормали к границе i -го слоя, а верхний и нижний знаки в выражении (6) соответствуют таковым в формуле (2). Варьирование суммы выражений (1) и (2), отвечающих континуальному приближению, по θ_i приводит к исчезновению первого слагаемого в левой части уравнения (6). Это не позволяет произвести предельный переход от (6) к (5) в случае, когда i -й и $i \pm 1$ слои идентичны по составу.

Таким образом, для нахождения распределения параметров порядка в многослойной структуре необходимо решить систему линейных дифференциальных уравнений (5), связанных нелинейными граничными условиями (6). Распределение будет зависеть от величин α и γ , от толщин слоев, а также от характерного расстояния R между ступенями на границе раздела слоев.

2. Искажения параметра порядка в антиферромагнитном слое

Рассмотрим вначале случай $\gamma l \gg a$, где l и a — безразмерные толщины ферро- и антиферромагнитных слоев соответственно. В этом случае параметр порядка в ферромагнитных слоях остается практически однородным, а искажения параметра порядка в различных антиферромагнитных слоях не связаны друг с другом, и их можно рассматривать независимо.

В том случае, когда характерное расстояние между ступенями превосходит ширину δ_0 доменной стенки вблизи ступени, шероховатость границ раздела слоев индуцирует сильную неоднородность параметра порядка в антиферромагнитной прослойке. Напомним, что ширина

доменной стенки растет по мере удаления от границы раздела слоев. Согласно работе [6], это условие имеет вид

$$R \gg \delta_0 = \begin{cases} \sqrt{a/\alpha}, & \text{при } \alpha a \ll 1, \\ (1 + \alpha)/\alpha, & \text{при } \alpha a \gg 1. \end{cases} \quad (7)$$

Пусть намагниченности соседних ферромагнитных слоев образуют угол ψ . Вся площадь антиферромагнитной прослойки разбивается ступенями на два равновероятно представленных типа областей. В областях первого типа прослойка состоит из нечетного числа атомных плоскостей, а в областях второго типа — из четного их числа.

Характер возникающих искажений кардинально отличается в двух предельных случаях $\alpha a \gg 1$ и $\alpha a \ll 1$.

а) $\alpha a \gg 1$. В этом пределе на границах слоев разность $\theta_i - \theta_{i+1} = 0, \pi$ в зависимости от знака в выражении (2), т. е. энергия взаимодействия слоев минимальна, а все искажения происходят в объеме антиферромагнитной прослойки.

В работе [6] получено численное решение уравнения (5) с граничными условиями (6) для случая двух ступеней (рис. 4). Легко видеть, что в подавляющей части объема прослойки величина θ_i изменяется практически линейно от одной границы слоя к другой. В областях первого типа это изменение равно ψ , а в областях второго типа $\pi - \psi$.

Дополнительная энергия (1) в расчете на одну двумерную элементарную ячейку в плоскости слоя составляет в среднем величину

$$\tilde{W} = \frac{1}{4a} [\psi^2 + (\pi - \psi)^2]. \quad (8)$$

Таким образом, обменное взаимодействие ферромагнитных слоев через антиферромагнитную прослойку при $\alpha a \gg 1$, также как и \tilde{W} , пропорционально a^{-1} .

Энергия границ между областями первого и второго типов в пересчете на такую же ячейку равна

$$W_b \sim R^{-1} \ln \alpha a \quad (9)$$

и при $R \gg a$ не вносит существенного вклада в энергию.

Минимуму энергии \tilde{W} отвечает значение $\psi = \pi/2$, т. е. в этой области значений R реализуется 90-градусная ориентация намагниченностей соседних ферромагнитных слоев.

В работе [7] для объяснения такой ориентации была предложена феноменологическая модель "магнитной близости", в которой предлагалось выражение для энергии \tilde{W} в виде линейной комбинации ψ^2 и $(\pi - \psi)^2$ с независимыми коэффициентами C_+ и C_- . Приведенный выше пример анализа позволяет определить эти параметры из первых принципов

$$C_+ = C_- = 1/4a. \quad (10)$$

б) $\alpha a \ll 1$. В этом случае можно пренебречь зависимостью θ_i от координаты z , перпендикулярной

плоскости слоев, и решать в случае прямолинейного края ступени одномерную задачу. Пусть ось x декартовой системы координат перпендикулярна краю ступени и лежит в плоскости слоя, а намагниченности ферромагнитных слоев образуют угол ψ . Отсчитывая угол θ_i от направления намагниченности нижнего ферромагнитного слоя и интегрируя по z , получаем из (5), (6)

$$a \frac{\partial^2 \theta_i}{\partial x^2} = \alpha [\sin \theta_i + \sin(\theta_i - \psi)], \quad x > 0,$$

$$a \frac{\partial^2 \theta_i}{\partial x^2} = \alpha [\sin(\theta_i - \pi) + \sin(\theta_i - \psi)], \quad x < 0, \quad (11)$$

где предполагается, что край ступени расположен на границе с нижним слоем и совпадает с прямой $x = z = 0$.

Легко видеть, что вдали от ступени $\theta_i = \psi/2$ при $x > 0$ и $\theta_i = (\pi + \psi)/2$ при $x < 0$. Решение уравнения (11) имеет вид

$$\cos \frac{\theta - \frac{\pi}{2}}{2} = \text{th} \frac{x - x_1}{\delta_1}, \quad x > 0, \quad (12)$$

$$\cos \frac{\theta - \frac{\pi + \psi}{2}}{2} = -\text{th} \frac{x - x_2}{\delta_2}, \quad x < 0, \quad (13)$$

где

$$\delta_1 = \sqrt{\frac{a}{2\alpha \cos \frac{\psi}{2}}}, \quad (14)$$

$$\delta_2 = \sqrt{\frac{a}{2\alpha \cos \frac{\pi - \psi}{2}}}. \quad (15)$$

Значения постоянных x_1 и x_2 находятся из условия непрерывности величины θ_i и ее производной при $x = 0$.

Если величина ψ не слишком близка к 0 или π , то искажения антиферромагнитного параметра порядка спадают на расстоянии порядка $\delta_0 \sim \sqrt{a/\alpha}$. Энергия доменной стенки в расчете на 1 м длины составляет величину $\sim \sqrt{a\alpha}$.

Если же $\psi \rightarrow 0$ или $\psi \rightarrow \pi$, то по одну сторону ступени искажения параметра порядка ведут себя как и при произвольном x , а по другую сторону ступени спадают существенно медленнее. Характерная длина, на которой спадают искажения параметра порядка, может быть получена только в следующем порядке по αa , т. е. с учетом зависимости величины θ_i от z . Энергия доменной стенки при этом того же порядка, что и при произвольном ψ .

В случае $R \gg \delta_0$ энергия доменных стенок пренебрежимо мала по сравнению с энергией взаимодействия слоев (2), которая в расчете на одну двумерную элементарную ячейку составляет величину

$$\begin{aligned} \tilde{W} &= \alpha \left[1 - \cos \frac{\psi}{2} \right] + \alpha \left[1 - \cos \frac{\pi\psi}{2} \right] \\ &= 2\alpha - \sqrt{2}\alpha \sin \left(\frac{\psi}{2} + \frac{\pi}{4} \right). \end{aligned} \quad (16)$$

Легко видеть, что энергия системы минимальна при $\psi = \pi/2$, т.е. как и в случае $a\alpha \gg 1$ реализуется 90-градусная ориентация намагниченностей соседних ферромагнитных слоев. В этой области толщин обменное взаимодействие между ферромагнитными слоями не зависит от толщины антиферромагнитной прослойки и по порядку величины составляет $J_{f,af}$. Поскольку зависимость (16) не идентична зависимости (8), то феноменологические константы C_+ и C_- можно оценить, сравнивая разность энергий коллинеарной и 90-градусной ориентаций в данной микроскопической модели и в модели "магнитной близости".

$$C_+ = C_- = \frac{2(\sqrt{2} - 1)}{\pi^2} \alpha. \quad (17)$$

Следует отметить, что в случае немагнитной прослойки, когда взаимодействие между ферромагнитными слоями обусловлено взаимодействием РККИ, возможность 90-градусной ориентации намагниченностей однородных ферромагнитных слоев является крайне маловероятной [8]. Для ее осуществления необходимо, чтобы усредненное по поверхности слоев значение обменного взаимодействия между однородными ферромагнитными слоями было близко к нулю. В случае же обмена через антиферромагнитный параметр порядка это условие обеспечивается равной вероятностью возникновения областей первого и второго типов (с четным и нечетным числом атомных плоскостей в антиферромагнитной прослойке).

По мере приближения к температуре Нееля T_N величина антиферромагнитного параметра порядка S_{af} убывает как $\sqrt{\tau}$, где $\tau = (T_N - T)/T_N$ — безразмерный параметр, характеризующий близость к точке фазового перехода. Оценим значение τ^* , при котором взаимодействие ферромагнитных слоев через наводимую спиновую поляризацию (взаимодействие РККИ) сравнивается по порядку величины с взаимодействием через средний параметр порядка в антиферромагнитной прослойке. Приравнявая к выражениям (8) и (16) выражение для обменного взаимодействия РККИ между ферромагнитными слоями

$$J_{RKKI} = \frac{J_{s-d}^2}{\varepsilon_F a^2}, \quad (18)$$

где J_{s-d} — обменный интеграл между s и d электронами (железа или кобальта), а ε_F — энергия Ферми s -электронов, получаем

$$\tau^* = \begin{cases} \frac{J_{s-d}^2}{J_{af} \varepsilon_F} \frac{1}{a}, & a\alpha \gg 1, \\ \frac{J_{s-d}^4}{J_{f,af}^2 \varepsilon_F^2 a^4}, & a\alpha \ll 1. \end{cases} \quad (19)$$

Для реальных значений $J_{f,af} \sim J_{af}$ и $a \sim 10$ получаем оценку $\tau^* \sim 10^{-2}$.

В области температур $T < T^*$ ($T^* = T_N(1 - \tau^*)$) определяющим каналом взаимодействия между ферромагнитными слоями является взаимодействие через антиферромагнитный параметр порядка.

При $T > T^*$ поведение системы аналогично случаю немагнитной прослойки.

3. Доменные стенки в ферромагнетике

Для дальнейшего рассмотрения ограничимся случаем трехслойной системы, состоящей из двух ферромагнитных слоев, разделенных антиферромагнитной прослойкой.

В случае больших значений R однородное распределение намагниченностей ферромагнитных слоев не отвечает состоянию с наименьшей энергией. Действительно, поскольку в случае $a\alpha \gg 1$ рассмотренные в предыдущем разделе искажения антиферромагнитного параметра порядка занимают весь объем слоя, а в случае $a\alpha \ll 1$ энергия взаимодействия слоев пропорциональна площади слоев, то избыточная энергия, отнесенная к единице площади слоев, не зависит от R .

Если же разбить ферромагнитные слои на области домены, границы которых совпадают с краями атомных ступеней, то в каждой такой области можно выбрать ориентацию намагниченностей ферромагнитных слоев (параллельную или антипараллельную) так, чтобы искажения параметров порядка в объеме домена и избыточная энергия на границах слоев внутри домена отсутствовали бы. Избыточная энергия связана при этом с наличием доменных стенок; ее величина, отнесенная к единице поверхности слоев, равна

$$W = \frac{\varepsilon}{R}, \quad (20)$$

где ε — энергия доменной стенки, отнесенная к единице ее длины. Поэтому при достаточно больших значениях R разбиение ферромагнитных слоев на домены становится энергетически выгодным.

При переходе от домена с параллельной ориентацией намагниченностей ферромагнитных слоев (домен первого типа) к домену с антипараллельной ориентацией намагниченностей (домен второго типа) в доменной стенке происходит разворот намагниченностей ферромагнитных слоев в разные стороны. Антиферромагнитный параметр порядка разворачивается вместе с намагниченностью того ферромагнитного слоя, на границе с которым ступень в данном месте отсутствует.

В случае одинаковых ферромагнитных слоев и при $\gamma l \gg a$ разворот намагниченностей происходит в разные стороны на угол 90° . Если же один ферромагнитный слой намного толще другого, то происходит разворот намагниченности тонкого ферромагнитного слоя на угол 180° , а толстый ферромагнитный слой остается практически однородным.

Параметры доменной стенки в трехслойной структуре с одинаковыми толщинами слоев и значением $\gamma \gg 1$

Параметр	Область		
	$a\alpha \gg \gamma$	$a\alpha \ll \gamma \ll (a\alpha)^3$	$(a\alpha)^3 \ll \gamma$
$\frac{\partial \delta_{af}}{\partial z}$	$\gamma^{1/2}$	$(\gamma a\alpha)^{1/4}$	$\gamma^{1/3}$
$\frac{\partial \delta_f}{\partial z}$	1	$\left(\frac{a\alpha}{\gamma}\right)^{1/2}$	$\left(\frac{a\alpha}{\gamma}\right)^{1/2}$
$\tilde{\delta}_0$	γ/α	$(\gamma a/\alpha)^{1/2}$	$(\gamma a/\alpha)^{1/2}$
ε	$\gamma \ln \frac{a\alpha}{\gamma}$	$(\gamma a\alpha)^{1/2}$	$(\gamma a\alpha)^{1/2}$

В случае $\gamma l \ll a$ происходит разворот на 180° намагниченности того ферромагнитного слоя, на границе с которым возникла ступень, а остальные слои остаются в данном месте практически однородными.

Для того чтобы найти критическое значение R^* , при котором происходит переход от почти однородного распределения намагниченностей ферромагнитных слоев к доменной структуре в них, найдем значение ε . Как и в случае двухслойной системы [6], оно может быть оценено по порядку величины на основе простой модели, предполагающей линейную зависимость ширины доменной стенки δ от расстояния z до границы раздела слоев, содержащей ступень. Параметры $\tilde{\delta}_0$ (ширина доменной стенки вблизи ступени) и величина $\frac{\partial \delta}{\partial z}$ в ферромагнитном и антиферромагнитном слоях находятся из условия минимальности полной энергии. Отметим, что значение $\tilde{\delta}_0$ не совпадает с δ_0 (7), найденным при условии однородных ферромагнитных слоев.

Результаты такого расчета в интересующем нас случае $l \sim a$ приведены в таблице.

Сравнивая выражение (20) с энергиями (8) и (16), находим критический размер ступени R^* . При этом следует учесть, что формулы (8) и (16) справедливы при $R \ll \delta_0$, a . Окончательно получаем

$$R^* = \begin{cases} a\gamma \ln \frac{a\alpha}{\gamma}, & \text{при } a\alpha \gg \gamma \gg 1; \\ \sqrt{\gamma a^3 \alpha}, & \text{при } \gamma \gg a\alpha \gg 1; \\ \sqrt{\gamma a/\alpha}, & \text{при } \gamma \gg 1 \gg a\alpha. \end{cases} \quad (21)$$

Случай $\gamma \ll 1$ не представляет интереса, так как при этом искажения возникают в ферромагнитных слоях, а антиферромагнитный параметр порядка остается однородным. Связь между ферромагнитными слоями отсутствует.

При произвольном соотношении между толщинами слоев число возможных вариантов резко возрастает.

Вблизи температуры Нееля, согласно формулам (3) и (4), $\alpha(T) \propto \tau^{-1/2}$, а $\gamma(T) \propto \tau^{-1}$, поэтому при $T \rightarrow T_N$

$$R^*(T) \propto \tau^{-3/4}. \quad (22)$$

Таким образом, вблизи T_N (но не слишком близко, так как $\tau > \tau^*$) ферромагнитные слои могут быть однородно

намагничены, а с понижением температуры в случае, если $R > R^*(0)$, произойдет фазовый переход первого рода, сопровождающийся разбиением ферромагнитных слоев на домены. Для реальных значений параметров $\alpha(0) \sim \gamma(0) \sim 1$ величина $R^*(0) \sim a$, т.е. составляет десятки ангстрем. Такой фазовый переход наблюдался в численном эксперименте [9].

4. Фазовая диаграмма трехслойной системы

До сих пор мы предполагали, что характерное расстояние между ступенями в плоскости слоя R намного превосходит толщину антиферромагнитной прослойки ($R \gg a$). Однако в случае толстых слоев возможна обратная ситуация. Если $R \gg \delta_0$, то на границе слоя возникает статический спиновый вихрь, замыкающий две ближайшие ступени на границе данного слоя [6]. При $\gamma \gg 1$ искажения параметра порядка возникают, в основном, в антиферромагнитном слое (рис. 5), а при $\gamma \ll 1$ — в ферромагнитном. Они практически не доходят до противоположной границы слоя. Поэтому связь между ферромагнитными слоями даже при $\gamma \gg 1$ в этой области толщин существенно ослаблена (в $(R/a)^2$ раз).

При $R \ll \delta_0$ в слоях возникают только слабые искажения на фоне однородных распределений параметров порядка.

Проводя рассмотрение, аналогичное приведенному в предыдущем разделе, можно показать, что наименьшей энергии слоев при $R \ll a$ отвечает ориентация, при которой вектор антиферромагнетизма вдали от границ слоя перпендикулярен намагниченностям ферромагнитных слоев. Действительно, поскольку спиновые вихри локализованы вблизи границ раздела слоев, то граничные условия для величин θ_i задаются ориентацией параметров порядка в глубине слоев.

Намагниченности ферромагнитных слоев при этом коллинеарны, а энергии их параллельной и антипараллельной ориентаций практически одинаковы.

Фазовая диаграмма в переменных толщина слоев–широковатость для трехслойной системы с $l \sim a$ приведена на рис. 6. Фаза 1 характеризуется наличием вихрей и коллинеарной ориентацией намагниченностей ферромагнитных слоев. В фазе 2 намагниченности ферромагнитных слоев однородны и в отсутствие внешнего магнитного поля ориентированы под углом 90° друг к другу. А фазе 3 соответствует полидоменная структура ферромагнитных слоев.

Сравнение фазовой диаграммы с данными эксперимента возможно путем исследования состояния ферромагнитных слоев с помощью микроскопа магнитных сил при различных соотношениях между величинами R и a , а также различных температурах (в силу температурной зависимости параметров γ и α).

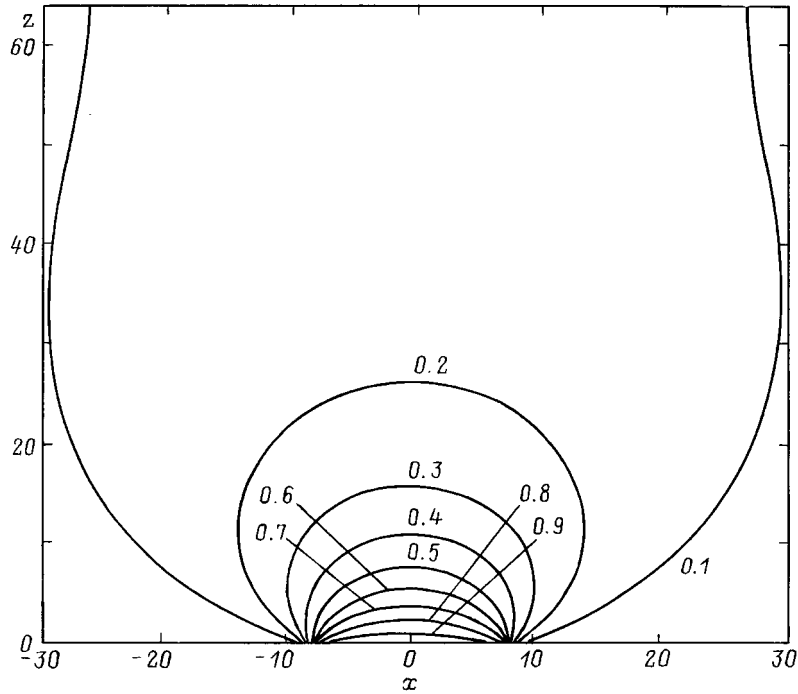


Рис. 5. Спиновый вихрь, возникающий при $R \ll a$. На линиях постоянного значения θ_{af} указана величина θ_{af} в единицах π .

5. Влияние магнитного поля

Процесс перемагничивания ферромагнитных слоев в фазе 1 (рис. 6) происходит практически независимо, и петля гистерезиса должна совпадать с таковой в двухслойной системе, состоящей из одного ферромагнитного и одного антиферромагнитного слоя. Здесь и далее мы

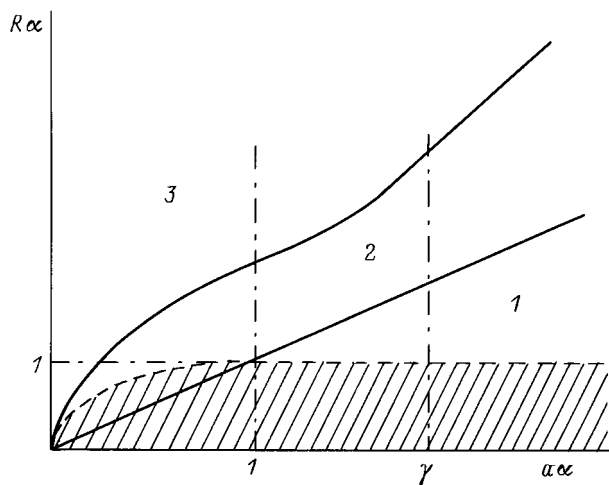


Рис. 6. Фазовая диаграмма "толщина-шероховатость" для трехслойной системы, состоящей из слоев одинаковой толщины. Фаза 1 отвечает наличию вихрей и коллинеарной ориентации намагниченностей ферромагнитных слоев. В фазе 2 реализуется 90-градусная ориентация намагниченностей ферромагнитных слоев, а в фазе 3 возникает разбиение ферромагнитных слоев на домены. Заштрихована область слабых искажений параметров порядка.

предполагаем, что максимальное магнитное поле намного меньше, чем обменное поле в антиферромагнетике. Поэтому намагниченностью антиферромагнитных слоев можно пренебречь.

В фазе 2 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 (формулы (8) или (16)) и с магнитным полем. Энергия ферромагнитного слоя во внешнем магнитном поле с индукцией B задается формулой

$$W_f = -2\mu l B \cos \frac{\psi}{2}, \quad (23)$$

где μ — магнитный момент атома ферромагнетика.

Для угла ψ между намагниченностями слоев получаем при $R \gg \delta_0$ и при $a\alpha \gg 1$ трансцендентное уравнение

$$\frac{J_{af} S_{af}^2}{a} \left(\frac{\pi}{2} \psi \right) = \mu l B \sin \frac{\psi}{2}. \quad (24)$$

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

$$B^* \sim \frac{J_{af} S_{af}^2}{\mu a l}. \quad (25)$$

Не слишком близко к T_N его величина намного меньше обменного поля антиферромагнетика $\sim J_{af} S_{af}^2 / \mu_{af}$ (μ_{af} — магнитный момент атома антиферромагнетика).

Если же $a\alpha \ll 1$, то

$$\operatorname{tg} \frac{\psi}{2} = \frac{J_{f,af} S_{af} S_f}{J_{f,af} S_f S_{af} + 2\mu_B l B}, \quad (26)$$

а характерное поле B^* равно

$$B^* \sim \frac{J_{f,af} S_{af}}{\mu_B l}, \quad (27)$$

где μ_B — магнетон Бора.

В фазе 3 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 их антипараллельной ориентацией 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 он изменяется существенно, при $R \gg R^*$ находится аналогично случаю фазы 2 и по порядку величины задается формулами (25) и (27). Поэтому вид петель гистерезиса в фазах 2 и 3 отличается только величиной намагниченности в слабых полях.

Сравнение предложенной теории с экспериментальными данными возможно провести, исследуя зависимость величины B^* от толщин слоев. Приведенные зависимости $B^*(a, l)$ отличаются от таковых для случая, когда взаимодействие ферромагнитных слоев обусловлено взаимодействием РККИ ($B^* \propto a^{-2} l^{-1}$).

К сожалению, подобные исследования, насколько нам известно из литературы, не проводились.

В заключение приведем основные результаты работы.

1) В результате исследований вида искажений параметра порядка в антиферромагнитной прослойке между двумя ферромагнитными слоями, возникающих вследствие шероховатости границ раздела слоев, в рамках микроскопической теории подтверждена феноменологическая модель "магнитной близости", предложенная Слончевским, получено выражение для констант этой модели, а также найдена область ее применимости.

2) Найдена критическая ширина атомных ступеней на границах раздела слоев, при превышении которой энергетически выгодным становится разбиение ферромагнитных слоев на домены и возникновение полидоменной фазы.

3) Построена фазовая диаграмма "толщина–шероховатость" трехслойной системы, состоящей из двух ферромагнитных слоев, разделенных антиферромагнитной прослойкой, для случая одинаковых толщин слоев.

4) Изучен вид петель гистерезиса в различных фазах.

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] P. Bruno, C. Chappet. Phys. Rev. **B46**, 1, 261 (1992).
- [3] E.E. Fullerton, S.D. Bader, J.L. Robertson. Phys. Rev. Lett. **77**, 7, 1382 (1996).
- [4] E. Fawcett, H.L. Albert, V.Yu. Galkin, D.R. Noakos, J.V. Yakhmi. Rev. Mod. Phys. **66**, 1, 25 (1994).
- [5] А.И. Морозов, А.С. Сигов. Письма в ЖЭТФ **61**, 11, 893 (1995).
- [6] В.Д. Левченко, А.И. Морозов, А.С. Сигов, Ю.С. Сигов. ЖЭТФ **114**, 5(11), 1903 (1998).
- [7] J.C. Slonczewski. J. Magn. Magn. Mater. **150**, 1, 13 (1995).
- [8] А.И. Морозов, А.С. Сигов. ФТТ **39**, 7, 1244 (1997).
- [9] A. Berger, E.E. Fullerton. J. Magn. Magn. Mater. **165**, 1–4, 471 (1997).